



HAL
open science

Détection directionnelle de matière sombre non-baryonique avec MIMAC

Quentin Riffard

► **To cite this version:**

Quentin Riffard. Détection directionnelle de matière sombre non-baryonique avec MIMAC. Instrumentation et méthodes pour l'astrophysique [astro-ph.IM]. Université Grenoble Alpes, 2015. Français. NNT : 2015GREAY040 . tel-01258830

HAL Id: tel-01258830

<https://theses.hal.science/tel-01258830>

Submitted on 19 Jan 2016

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

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

UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

Spécialité : **Cosmologie et astroparticules**

Arrêté ministériel : 7 août 2006

Présentée par

Quentin Riffard

Thèse dirigée par **Daniel Santos**

préparée au sein du **Laboratoire de physique subatomique
et de cosmologie (LPSC)**
à l'école doctorale de **Physique de Grenoble**

Détection directionnelle de matière sombre avec MIMAC

Thèse soutenue publiquement le **Lundi 12 Octobre 2015**,
devant le jury composé de :

Laurent Derome

LPSC Grenoble, Président

Philippe Di Stefano

Queen's University Kingston, Rapporteur

Jacque Dumarchez

LPNHE Paris, Examineur

Emmanuel Moulin

CEA Saclay, Examineur

Fabrice Piquemal

CENBG/LSM Bordeaux/Modane, Rapporteur

Daniel Santos

LPSC Grenoble, Directeur de thèse



Table des matières

I Matière sombre non-baryonique : Observations astrophysiques et détection	7
1 Observations astrophysiques et supersymétrie	9
1.1 La matière sombre à différentes échelles	10
1.1.1 À l'échelle locale : l'échelle galactique	10
1.1.2 À l'échelle des amas	11
1.1.3 A l'échelle cosmologique	13
1.2 Candidats à la matière sombre non-baryonique	17
1.2.1 Contraintes sur le candidat : la densité relique	17
1.2.2 Le WIMP, un candidat à la matière sombre non-baryonique	19
1.3 Physique des particules et matière sombre	19
1.3.1 La supersymétrie	19
1.3.2 Le MSSM	20
1.3.3 Neutralino : un candidat au WIMP	21
1.4 Stratégies de détection de matière sombre	22
1.4.1 Détection directe	22
1.4.2 Détection indirecte	23
1.4.3 Production de matière sombre	25
1.5 Conclusions	26
2 De la détection directe non-directionnelle à la détection directe directionnelle de matière sombre.	29
2.1 Interaction WIMP-Matière	30
2.1.1 Le taux d'événements	30
2.1.2 Interaction indépendante du spin	32
2.1.3 Interaction dépendante du spin	34
2.1.4 Facteurs de forme	35
2.2 Modélisation du halo de matière sombre	39
2.2.1 Le modèle du halo	39
2.2.2 Sous-structures du halo galactique	40
2.2.3 Distribution de vitesses locale	41
2.3 Détection directe non-directionnelle	43
2.3.1 Stratégies de la détection directe non-directionnelle	44
2.3.2 État de l'art	45
2.3.3 Limitation et bruit de fond	46
2.4 Détection directionnelle	47
2.4.1 Origine du signal directionnel	47
2.4.2 Exclusion par la détection directionnelle	47

2.4.3	Découverte par la détection directionnelle	48
2.4.4	Identification par la détection directionnelle	51
2.5	État de l'art de la détection directionnelle	51
2.5.1	DRIFT	52
2.5.2	DM-TPC	52
2.5.3	NEWAGE	53
2.5.4	EMULSION	53
2.6	Conclusions	53
II Résultats expérimentaux et de simulations		55
3	Stratégie de détection du projet MIMAC	57
3.1	Le projet MIMAC	58
3.1.1	Fonctionnement de la μ -TPC	58
3.1.2	Processus d'ionisation	59
3.1.3	Collection des charges	60
3.1.4	Passage de la grille et amplification	61
3.2	Stratégie de détection	63
3.2.1	Mesure de l'énergie	63
3.2.2	Mesure de la trace	66
3.2.3	Système d'acquisition	68
3.3	Le prototype bi-chambre	69
3.3.1	Description générale	69
3.3.2	Système de circulation du gaz	69
3.3.3	Dispositif d'étalonnage du détecteur	70
3.3.4	Installation au Laboratoire Souterrain de Modane	71
3.4	Signal cathode	71
3.4.1	Dispositif expérimental et prise de données	72
3.4.2	Mesure du signal induit sur la cathode	73
3.4.3	Mesure de la vitesse de dérive et fiducialisation	73
3.5	Conclusion	74
4	Mesure de l'énergie et stratégie d'étalonnage du détecteur	77
4.1	Modélisation du signal de préamplificateur de charge	78
4.1.1	Mise en place du modèle	78
4.1.2	Validation du modèle	79
4.1.3	Linéarité de la mesure de l'énergie des électrons et erreurs systématiques	80
4.2	Étalonnage en énergie d'ionisation	81
4.2.1	Étalonnage du détecteur à Modane : dispositif expérimental	81
4.2.2	Étalonnage du détecteur à Modane : analyse des données de l'étalonnage	82
4.2.3	Résolution du détecteur	85
4.2.4	Erreur relative sur la mesure de l'énergie d'ionisation des reculs nucléaires	86
4.2.5	Stabilité du gain lors de la prise de données au LSM	87
4.3	Étalonnage de la mesure en énergie de recul	88
4.3.1	Le facteur de <i>quenching</i> en ionisation	88
4.3.2	Dispositif de mesure : la ligne LHI	88
4.3.3	Mesures du facteur de <i>quenching</i> en ionisation pour la recherche de matière sombre	89
4.4	Conclusions	90

5	Étude de la discrimination électron/recul	93
5.1	Champ neutronique et prise de données auprès de l'installation AMANDE	94
5.1.1	Production et caractérisation du champ neutronique	94
5.1.2	Prise de données neutron	95
5.2	Coupures minimales et observables discriminantes	96
5.2.1	Coupures minimales	97
5.2.2	Observables discriminantes	98
5.2.3	Correlation	103
5.3	Réjection du bruit de fond par Arbres de décision boostés	103
5.3.1	Arbres de décision boostés (BDT)	103
5.3.2	Résultats de l'analyse BDT	104
5.3.3	Réjection des reculs d'électrons	105
5.4	Estimation de l'acceptance	107
5.4.1	Simulation de reculs nucléaires de ^{19}F	108
5.4.2	Application de la classification BDT à la simulation	110
5.4.3	Estimation de l'acceptance du détecteur	111
5.5	Conclusions	112
6	Mesure des descendants du radon	113
6.1	Origines des descendants du radon et leurs signatures	114
6.1.1	Origines des émanations de radon	114
6.1.2	Les signatures des reculs de la descendance du radon	115
6.2	Détection de reculs nucléaires de la descendance du radon	119
6.2.1	Mise en évidence d'une pollution au ^{222}Rn	119
6.2.2	Événement en coïncidence	120
6.2.3	Détection de RPR	123
6.3	Identification de la position des reculs nucléaires issus de la descendance du radon	124
6.3.1	Définition de la <i>Mean Projected Diffusion</i>	124
6.3.2	Identification de la position des événements	126
6.4	Conclusions	129
7	Estimation du bruit de fond neutron	131
7.1	Production de neutrons en laboratoire souterrain : les neutrons provenant de la roche	132
7.1.1	Production de neutrons dans la roche.	132
7.1.2	Modèle de propagation des neutrons dans la caverne.	133
7.2	Production de neutrons en laboratoire souterrain : les neutrons cosmogéniques . .	135
7.2.1	Les muons en laboratoire souterrain	136
7.2.2	Production de neutrons par les muons cosmiques	137
7.2.3	Propagation des neutrons cosmogéniques	138
7.3	Modélisation du détecteur	140
7.3.1	Taux d'événements venant des neutrons de la roche	141
7.3.2	Taux d'événements venant des neutrons cosmogéniques	142
7.3.3	Simulation du taux d'événements neutron dans la caverne du LSM	143
7.4	Impact de l'estimation du fond neutron sur le potentiel d'exclusion directionnelle	144
7.4.1	Exclusion directionnelle	145
7.4.2	Impact du modèle de bruit de fond sur le potentiel d'exclusion	147
7.5	Conclusions	148

III	Impact des limites LHC sur la phénoménologie de la détection directe.	149
8	Impact des limites LHC sur la masse des squarks pour la détection directe	151
8.1	Étude du MSSM	153
8.1.1	L'espace des paramètres supersymétriques du pMSSM	153
8.1.2	Échantillonnage par <i>Markov Chains Monte-Carlo</i>	153
8.2	Limites sur la masse des squarks	155
8.2.1	Contraintes du LHC	155
8.2.2	Implication des limites sur la masse des squarks sur l'interaction WIMP-nucléon	157
8.3	Nouveau paradigme pour la détection directe	159
8.3.1	Taux d'événement	159
8.3.2	Section efficace indépendante du spin	160
8.3.3	Section efficace dépendante du spin	160
8.3.4	Implication des corrélations $(\sigma_p^{SI}, \sigma_n^{SI})$ et $(\sigma_p^{SD}, \sigma_n^{SD})$	161
8.4	Comparaisons anciennes et nouvelle présentation	162
8.5	Effet des interférences sur les limites expérimentales	163
8.6	Modèles SUSY et nouveau paradigme.	164
8.7	Potentiel de MIMAC dans le nouveau paradigme	165
8.8	Conclusions	166
IV	Annexes	175
A	Théorème de Ramo	177

Liste des abréviations

<i>v.e.v.</i>	<i>vacuum expected value</i>
BAO	Baryon Acoustic Oscillations : Oscillations acoustiques des baryons
CCD	<i>Charge-Coupled Device</i>
CDM	<i>Cold Dark Matter</i>
CEA	Commissariat à l'Énergie Atomique
CMB	Cosmic Microwave Background
CMSSM	<i>Constrained Minimal SuperSymetric Model</i>
CPPM	Centre de Physique des Particules de Marseille
DAC	<i>Digital Analogic Converter</i>
DFC	Discriminateur à Fraction Constante
DM-TPC	<i>DarkMatter Time Projection Chamber</i>
DSNB	<i>Diffuse Supernova Neutrino Background</i>
ECRI	Electron Cyclotron Resonance
FPGA	<i>Field Programable Gate Array</i>
IRSN	Institut National de Radioprotection et de Sureté Nucléaire
LHC	Large Hadron Collider
LPSC	Laboratoire de Physique Subatomique et de Cosmologie
LSM	Laboratoire Souterrain de Modane
LSP	<i>Lightest Supersymmetric Particle</i>
Micromegas	Micromesh Gaseous Structure
MIMAC	<i>MIcromegas Matrix of Chambers</i>
NFW	Navaro Frenk and White
NIS	<i>Normalized Integrated Stragglng</i>
PEEK	PolyEtherEtherKetone
pMSSM	<i>phenomenological Minimal SuperSymetric Model</i>
SD	spin-dépendant
SI	spin-indépendant
SNe Ia	Supernovae de type Ia
SUSY	SUperSymétrie
TPC	Time Projection Chamber : Chambre à Projection Temporelle
WIMP	Weakly Interacting Massive Particle

Remerciements

Cette thèse a été réalisée au sein du Laboratoire de Physique Subatomique et de Cosmologie de Grenoble. Je tiens en premier lieu à remercier Serge Kox puis Arnaud Lucotte, directeurs successifs du laboratoire, de m'avoir donné les moyens de réaliser ma thèse dans les meilleures conditions.

Je tiens à remercier l'ensemble des membres de mon jury : Laurent Derome, Philippe Di Stefano, Jacque Dumarchez, Emmanuel Moulin et Fabrice Piquemal. Je voudrais remercier en particulier Philippe Di Stefano et Fabrice Piquemal d'avoir accepté d'être mes rapporteurs de mon manuscrit de thèse. Jacque Dumarchez et Emmanuel Moulin d'être venu de Paris pour être les examinateurs de ma soutenance. Enfin, un grand merci à Laurent Derome, qui me suis comme étudiant depuis ma L2, d'avoir accepté d'être le président de ce jury.

Je tiens à remercier chaleureusement toute l'équipe MIMAC du LPSC pour leur accueil, leur aide et leur bonne humeur. Je tiens à remercier tout particulièrement Daniel Santos, mon directeur de thèse, que je peux qualifier de mentor. J'ai énormément appris à ton contact, tant au point de vue scientifique qu'au point humain. Merci pour les poignées de main viriles et les tapes dans le dos d'encouragement. Merci encore pour tous nos échanges qui m'ont permis de me construire en tant que scientifique et d'affiner mes jugements. Je tiens à remercier Frédéric Mayet, avec qui j'ai pu découvrir la SUSY pour les expérimentateurs. Merci pour tout, j'ai beaucoup appris à ton contact. Je tiens à remercier Olivier Guillaudin pour toute l'aide et le support qu'il m'a fourni durant ces trois ans avec sourire et bonne humeur. Merci pour ton écoute et pour ne jamais dire : "Ce n'est pas possible". Merci beaucoup à Jean-François Muraz pour les bons moments passés en salle d'expérimentation et merci pour tes petites blagues dont tu as le secret. Un grand merci à Thierry Descombe pour m'avoir fait découvrir l'informatique de la DAQ et pour nos sessions de programmation de malade. Merci à Nadine Sauzet pour sa gentillesse et nos longues discussions. Bonne chance à toi pour vendre des MIMAC. Merci à Camille, le petit dernier du groupe, pour sa fraîcheur et sa prévenance, bonne chance à toi dans cette superbe équipe. Je remercie chaleureusement Fabrice Naraghi pour son enthousiasme et sa gentillesse. Merci également à tous les électroniciens avec qui j'ai pu collaborer : Germain Boson, Joel Bouvier et Olivier Bourrion. Enfin, je voudrais remercier très chaleureusement Julien Billard qui a initié MIMAC sur de bonnes bases.

Je voudrais remercier tous nos collaborateurs de l'IRSN, Léna Lebreton et Donovan Maire, pour les superbes neutrons qu'ils ont produits pour nous et pour leurs sympathies. Je tiens également à souhaiter bonne chance et bon courage à Benjamin Tampon, le dernier venu dans l'équipe IRSN.

Merci à toutes l'équipe PLANK/NIKA, Rémi, Céline, Nicolas, Juan, Barbara, Cécile, Monica, Andreas et Laurence, pour les pauses café interminables, leur gentillesse et leur bonne humeur. Un grand merci à Nicolas pour son aide avec les cartes du ciel et à Rémi pour m'avoir supporté depuis la L3. Merci également à David d'être une sorte de grand frère de tous les thésards. Merci pour nos discussions et ta bienveillance.

Je tiens à remercier toutes les personnes avec qui j'ai collaboré lors de mes enseignements et plus particulièrement Julien Faivre. Merci pour ta confiance, tes conseils et pour nos discussions passionnés ne devant durer que 5 minutes.

Un énorme merci à mes deux co-bureaux, Vincent et Adeline, qui ont eu la force de supporter mon humour douteux pendant trois ans. Bonne chance à vous deux pour la suite.

Merci également à tous mes amis que j'ai rencontrés au LPSC, Stéphane, John, Francesca, Karim, Adrien. Merci à vous pour les longues pauses canap, pour nos hastag de folie et pour nos WhatsAspp endiablés. Merci à tous mes amis d'ailleurs, Matthieu, Jérémy E., Alex M., Alex B., Erika, Julie, Steven, Rouxman, ... pour tous ces bons moments passés en votre compagnie.

Merci à ma toute famille au sens large : aux amis qui font aujourd'hui parti de la famille (Catherine, Jacque, Maryse, Gilles, Fred et Olivier) et à ma future belle famille (Corine et Laurène). Merci à eux pour leur soutien, leur compréhension et les bons moments passés ensemble.

Un grand merci à toute ma famille pour leur soutien et leurs blagues douteuses sur la matière noire : Pierre, Véro, Michel, Valérie et les cousins/cousines. Merci à mes parents et à ma Grand-Mère pour leurs soutiens indéfectible depuis toujours. Papa, Mama, je ne vous remercierai jamais assez de m'avoir donné tous les moyens pour atteindre mes buts. Merci à mes deux soeurs (Coline et Lou) et mes deux grands frères (Axel et Vincent) pour tous ces beaux moments passés ensemble.

Enfin, je voudrais remercier ma fiancée Pauline. Sans ton soutien indéfectible et tes encouragements au cours de ces sept dernières années je n'en serais jamais arrivé là. Merci à toi de prendre une place si importante dans ma vie et de contribuer à mon bonheur. Bon courage avec ta thèse, je serai toujours là pour te soutenir et t'encourager.

Introduction

De nombreuses observations astrophysiques et cosmologiques à différentes échelles tendent à montrer qu'environ 85% de la matière de notre Univers se trouverait sous la forme d'une matière sombre non-baryonique et froide. Cette dernière serait composée de particules massives, appelées WIMP (Weakly Interacting Massive Particle), ne se couplant avec la matière ordinaire que par interaction faible et gravitationnelle. De façon complètement indépendante, des extensions nécessaires du modèle standard de la physique des particules prédisent de nouvelles particules candidates à la matière sombre. Par exemple, l'un de ces modèles, la supersymétrie, propose l'existence d'une particule stable et massive appelée neutralino dont les propriétés en font un excellent candidat pour le WIMP.

À l'échelle locale, la matière sombre serait rassemblée sous la forme d'un halo statique englobant la Voie Lactée. Nous nous déplacerions alors à une vitesse d'environ $220 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ autour du centre galactique à travers ce halo. Il résulte du mouvement relatif du système solaire par rapport au halo un flux de particule de matière sombre mesurable par la détection de reculs nucléaires issus de la diffusion élastique de WIMP. Nous pouvons montrer qu'une anisotropie dans la distribution angulaire des reculs nucléaires doit apparaître provenant d'une anisotropie dans le flux de WIMP dû au mouvement du système solaire. La stratégie de détection de la matière sombre par l'étude de la distribution angulaire des reculs nucléaire s'appelle la détection directionnelle. Cette stratégie de détection présente de nombreux avantages et permet de dépasser certaines limitations de la détection directe non-directionnelle. Il existe de nombreux projets à travers le monde cherchant à construire un détecteur directionnel, le projet MIMAC en fait partie.

Cette thèse est consacrée à l'étude des résultats expérimentaux de l'expérience MIMAC. Nous discuterons ainsi les erreurs sur la mesure de l'énergie, la discrimination électron/recul et les résultats de la première acquisition en laboratoire souterrain du projet MIMAC.

La première partie de cette thèse est consacrée à la justification de l'existence de la matière sombre à différentes échelles dans l'Univers et à l'introduction du cadre théorique de la détection directionnelle.

- Nous commencerons par motiver la recherche directe de matière sombre dans le chapitre 1. Comme nous le verrons, environ 85% de la matière présente dans notre Univers semblerait se trouver sous une forme inconnue de matière n'émettant aucun rayonnement et ne se couplant au reste de l'Univers que par interactions faibles et gravitationnelles appelée matière sombre. Nous présenterons ainsi des preuves observationnelles justifiant l'hypothèse de l'existence de matière sombre de l'échelle locale à l'échelle de l'Univers. Par la suite, nous discuterons, d'un des candidats à la matière sombre appelée WIMP, une particule massive, neutre de charge et de couleur n'interagissant que par interactions gravitationnelles et faibles. Puis, nous mettrons en avant une des extensions au modèle standard proposant un candidat au WIMP : la supersymétrie. Enfin, nous discuterons des trois stratégies permettant de contraindre les propriétés de la matière sombre : la détection directe dans un détecteur terrestre, la détection indirecte par l'étude des particules produites

par l'annihilation de matière sombre et la production sur accélérateur.

- Dans le chapitre 2, nous allons nous intéresser à la stratégie de détection de matière sombre. Nous discuterons tout d'abord de l'interaction entre la particule de matière sombre et de la matière ordinaire et de la prédiction du taux d'événements. Puis, nous discuterons de la détection directe non-directionnelle de matière sombre : les signatures attendues dans un détecteur, un statut des expériences actuelles et les limitations de cette stratégie venant de fonds irréductibles (neutrons et neutrinos). Puis, nous présenterons la détection directe directionnelle de matière sombre. Nous discuterons ainsi de l'origine du signal directionnel, et des stratégies à mettre en œuvre pour exclure, découvrir et identifier la particule de matière sombre. Enfin, nous présenterons un état de l'art des efforts expérimentaux menés à travers le monde pour la construction de détecteurs directionnels.

La deuxième partie porte sur les résultats expérimentaux et de simulation obtenue avec l'expérience MIMAC.

- Dans le chapitre 3, nous présenterons le projet MIMAC. Nous commencerons par décrire le fonctionnement général du détecteur puis les processus d'ionisation, collection des charges et amplification mis en œuvre lors de la mesure. Nous discuterons ensuite la stratégie de détection de l'expérience MIMAC en détaillant la mesure de la trace, la mesure de l'énergie et le système d'acquisition. Enfin, nous présenterons les caractéristiques du prototype bi-chambre installé au laboratoire souterrain de Modane.
- Pour la recherche de matière sombre, la détermination de l'énergie cinétique des reculs nucléaires est primordiale. Dans ce chapitre 4, nous allons présenter le système d'étalonnage du détecteur lors de la recherche de matière sombre et les erreurs relatives à la stratégie d'étalonnage. Pour cela, nous présenterons une modélisation du signal du préamplificateur de charge permettant de reproduire les signaux mesurés. Nous montrerons que la mesure de l'énergie d'ionisation des électrons est linéaire jusqu'à une énergie de 10 keV, permettant ainsi d'étalonner le détecteur avec des rayons-X allant jusqu'à 10 keV. Puis, nous discuterons du dispositif expérimental et de la méthode par vraisemblance profilée utilisée respectivement pour l'étalonnage et l'estimation des incertitudes. Nous démontrerons que la mesure de l'énergie en d'ionisation pour des reculs nucléaires est linéaire jusqu'à au moins 60 keV et que l'incertitude sur la mesure de l'énergie d'ionisation est inférieure à 1.5%. Enfin, nous présenterons la mesure du facteur de *quenching* en ionisation, un des paramètres clés pour la détection de matière sombre.
- Dans le chapitre 5, nous allons présenter une méthode originale pour extraire la discrimination entre les reculs nucléaires et les reculs d'électrons à partir de données expérimentales acquises auprès d'un champ monochromatique de neutrons. Comme nous le verrons, en nous basant sur les observables générées à partir du *read-out* de MIMAC et sur une analyse par arbres de décision boostés, nous pouvons atteindre un bon niveau de réjection des électrons. De plus, en utilisant une simulation du détecteur basée sur la génération de traces par le logiciel SRIM, nous avons pu estimer l'acceptance de notre analyse.
- Un prototype bi-chambre est installé au laboratoire souterrain de Modane depuis juin 2012. Lors de la première acquisition de données, nous avons mis en évidence la présence d'une contamination du gaz du détecteur par du radon. Dans le chapitre 6, nous allons étudier la caractérisation des événements provenant de cette pollution au radon. Nous montrerons ainsi la première mesure de traces en 3D des reculs nucléaires issus de la descendance du radon dans un détecteur de matière sombre.
- La simulation du fond de neutrons pour une expérience de détection directe est importante pour pouvoir estimer l'impact de ce fond sur le potentiel d'exclusion ou de détection. Dans

le chapitre 7, nous présenterons une étude du fond neutrons pour le détecteur MIMAC au laboratoire souterrain de Modane. Nous montrerons l'existence d'anisotropies dans les distributions angulaire du flux de neutrons et des reculs nucléaires venant de l'environnement du détecteur au LSM. Enfin, nous étudierons l'impact de la modélisation du flux de neutrons sur le potentiel d'exclusion d'un détecteur directionnel.

La troisième partie présente une étude de l'impact des squarks lourds sur la détection directe de matière sombre.

- La représentation des résultats expérimentaux de détecteur de détection directe de matière sombre dépend de choix arbitraires sur les paramètres de l'interaction. Les contraintes actuelles imposées par le LHC sur le secteur des squarks tendent à montrer que la masse des squarks se trouverait à l'échelle du TeV. Avec une telle masse, la contribution des squarks à l'interaction WIMP-quark serait alors supprimée. Cela a pour effet de faire apparaître des corrélations entre les sections efficaces de diffusion élastique dépendante ou non du spin. Ainsi, dans le cadre du MSSM, nous avons défini un nouveau paradigme pour la détection directe de matière sombre en montrant que les résultats expérimentaux peuvent se représenter dans le plan $(\sigma_p^{SI}, \sigma_p^{SD})$ en fixant la masse du WIMP. Ce nouveau paradigme permet une comparaison directe entre les différentes expériences de détection directe.

Première partie

Matière sombre non-baryonique : Observations astrophysiques et détection

1

Observations astrophysiques et supersymétrie

Sommaire

1.1	La matière sombre à différentes échelles.	10
1.1.1	À l'échelle locale : l'échelle galactique	10
1.1.2	À l'échelle des amas	11
1.1.3	A l'échelle cosmologique	13
1.2	Candidats à la matière sombre non-baryonique	17
1.2.1	Contraintes sur le candidat : la densité relique	17
1.2.2	Le WIMP, un candidat à la matière sombre non-baryonique	19
1.3	Physique des particules et matière sombre	19
1.3.1	La supersymétrie	19
1.3.2	Le MSSM	20
1.3.3	Neutralino : un candidat au WIMP	21
1.4	Stratégies de détection de matière sombre	22
1.4.1	Détection directe	22
1.4.2	Détection indirecte	23
1.4.3	Production de matière sombre	25
1.5	Conclusions	26

La première observation de matière sombre a été réalisée en 1937 par F. Zwicky. En observant l'amas de Coma, il a montré que la masse dynamique était environ cent fois supérieure à la masse lumineuse [1]. Ces mesures peuvent s'expliquer par l'existence dans les amas de galaxies d'un halo composé des particules massives qui n'émettent aucun rayonnement : la matière sombre. Se posent alors deux grandes questions :

- Quelle est sa répartition dans l'Univers et quelle est sa densité ?
- Quelle est la nature de cette particule, que nous noterons χ par anticipation, et quelles en sont ses propriétés ?

Comme nous le verrons par la suite, ce sont des mesures astrophysiques et cosmologiques qui permettent de répondre à la première question. Cependant, la réponse à la seconde question est beaucoup moins évidente, ainsi pour y répondre il est primordial de détecter de façon directe cette particule de matière sombre.

Dans ce chapitre, nous commencerons par discuter des preuves observationnelles justifiant l’hypothèse de l’existence de matière sombre dans l’Univers à différentes échelles en section 1.1. Puis, en section 1.2, nous présenterons un candidat à la particule de matière sombre : le WIMP (Weakly Interacting Massive Particle). Nous continuerons par nous intéresser en section 1.3 à la supersymétrie, une extension du modèle standard qui propose un candidat au WIMP : le neutralino. Enfin, nous étudierons les trois principales stratégies de détection de matière sombre.

1.1 La matière sombre à différentes échelles.

L’hypothèse de la présence de matière sombre dans l’Univers est justifiée par de nombreuses observations astrophysiques et cosmologiques à différentes échelles faisant intervenir des processus physiques différents. Nous commencerons ainsi par étudier les courbes de rotation galactiques qui nous permettent d’inférer l’existence d’un halo de matière sombre englobant la Voie Lactée. Dans un second temps, nous nous intéresserons aux amas de galaxies et au décalage entre les distributions de matière totale et visible. De plus, nous verrons que les amas de galaxies permettent d’établir des limites sur la section efficace d’auto-interaction de la matière sombre. Enfin, nous nous intéresserons à la cosmologie et à la mesure du paramètre de densité de matière sombre.

1.1.1 À l’échelle locale : l’échelle galactique

Une galaxie spirale telle que la Voie Lactée ou la galaxie M51 représentée sur le panneau de gauche de la figure 1.1, est un objet astrophysique rassemblant plusieurs dizaines de milliards d’étoiles gravitationnellement liées et à l’équilibre dynamique assuré par sa rotation. Ces objets sont composés d’un disque et d’un renflement central (bulbe). Le rayon et l’épaisseur caractéristique d’un disque galactique sont respectivement de l’ordre de 10 kpc et de 100 pc. Dans la Voie Lactée, le système solaire se trouve à une distance de 8 kpc du centre galactique. En considérant une symétrie de rotation autour de l’axe orthogonal au plan galactique, d’après le second principe fondamental de la dynamique, nous avons :

$$\frac{v_\theta^2}{r} = \frac{G_N M(r)}{r^2} \quad (1.1)$$

où v_θ est la vitesse de rotation des étoiles à une distance r du centre galactique, G_N la constante de gravitation universelle et $M(r) = \int_0^r \rho(r') dr'$ la masse de la galaxie comprise dans une sphère de rayon r dont la masse volumique dépendant du rayon est donnée par $\rho(r)$. Loin du bulbe ($r \gg R_{bulbe}$), dès lors que $M(r) \rightarrow cst$, la vitesse de rotation des étoiles décroît comme $v_\theta \propto 1/\sqrt{r}$.

Le panneau de droite de la figure 1.1 représente la mesure de la dispersion des vitesses de rotation d’étoiles dans la Voie Lactée en fonction de la distance au centre galactique (mesures également appelées courbe de rotation). La mesure de la vitesse de rotation de ces étoiles a été réalisée à partir du décalage spectral par effet Doppler de différentes raies d’émission caractéristiques (les raies Lyman- α ou CO par exemple) [7]. Le résultat de ces mesures montre que la vitesse de rotation des étoiles dans la Voie Lactée tend vers une constante quand le rayon augmente. Ce résultat est en contradiction avec la prédiction précédente. Il est alors possible de résoudre cette tension en supposant l’existence d’un halo de matière sombre englobant la Voie Lactée et dont la contribution à la courbe de rotation est représentée en pointillés fins sur la figure 1.1 de droite. Il est important de noter que ce résultat observé sur la courbe de rotation de la Voie Lactée se retrouve sur la mesure de courbes de rotation de nombreuses galaxies spirales [7].

La comparaison entre la mesure de la courbe de rotation de la Voie lactée avec une modélisation exhaustive des contributions provenant de la matière visible a montré l’existence d’une

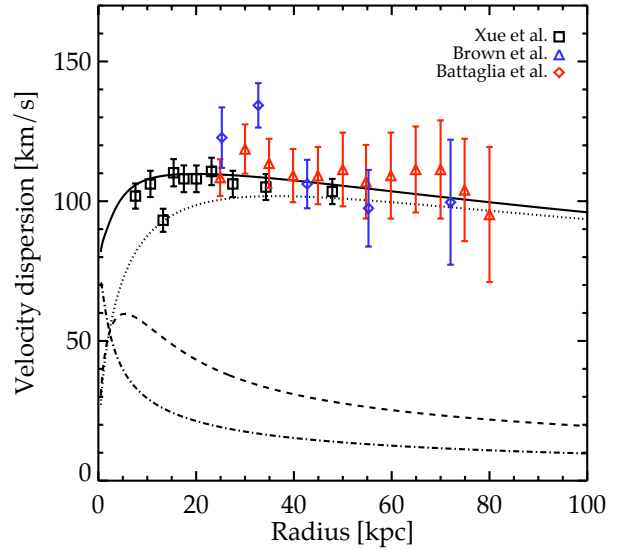


Figure 1.1 – Gauche : Image de la galaxie spirale M54 prise en visible par le télescope Hubble. Droite : Dispersion de vitesse de rotation d'étoiles dans la Voie Lactée en fonction de leur distance au centre galactique. Mesures extraites de [2–4]. Les contributions à la dispersion des vitesses due aux potentiels résultant du bulbe (trait tireté-pointillé), du disque (trait tireté) et du halo de matière sombre (trait pointillé) sont également représentées. La courbe en trait plein est la somme des trois contributions. La dispersion des vitesses du halo de matière sombre, supposée isotrope, est calculée à partir d'un profil de densité NFW [5] avec $\rho_0 = 6.05 \times 10^6 M_\odot \text{kpc}^{-3}$ et $r_0 = 22 \text{ kpc}$. Figure extraite de [6]

contribution au potentiel gravitationnel de la galaxie provenant d'une composante diffuse et invisible [8]. La signification statistique de cet effet est importante pour des distances au centre galactique de l'ordre de 3 kpc en tenant compte de façon robuste des erreurs systématiques sur la mesure de vitesse. Cet effet est d'autant plus significatif à 8 kpc. Ainsi, sans aucune hypothèse sur la nature de cette composante sombre, il serait alors possible d'en déterminer sa distribution dans la Voie Lactée.

1.1.2 À l'échelle des amas

L'amas de la balle (*bullet cluster* en anglais) est un amas de galaxies constitué de deux sous-amas entrés récemment en collision. Cet objet astrophysique est extrêmement intéressant, car la trajectoire de collision est presque orthogonale à l'axe de la ligne de visée.

La figure 1.2 présente l'amas du boulet vu en visible par le télescope Hubble (panneau de gauche) et en X par le satellite Chandra (panneau de droite). Sur les deux figures sont superposées les contours du potentiel gravitationnel reconstruit à partir de mesures de l'effet de lentille gravitationnelle. Sur la figure de droite, nous pouvons observer un décalage entre les barycentres des potentiels gravitationnels et les distributions de matière observée en X. Ce décalage peut être interprété comme l'existence dans les deux sous-amas d'une composante de matière sombre non collisionnelle [9, 10]. Des observations similaires montrant l'existence d'une composante non collisionnelle ont été réalisées pour d'autres amas de galaxies telles que Abell 520 [11–13], MACSJ0025-12 [14] et Abell 2744 [15].

À partir des mesures sur l'amas du boulet et en utilisant des modèles théoriques et des simulations hydrodynamiques de collisions d'amas, il a été possible de mettre une limite supérieure

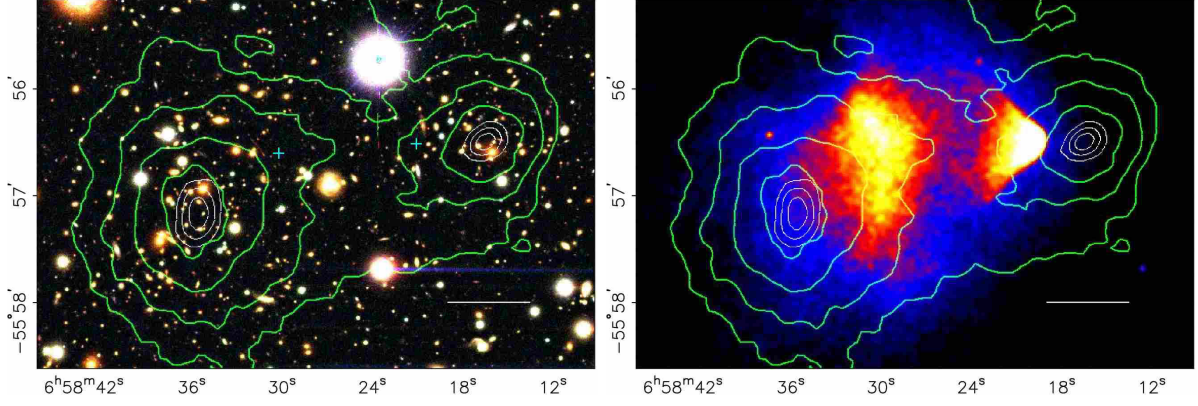


Figure 1.2 – Amas de la balle (*bullet cluster* vu en visible par le télescope Magellan (gauche) et en X par le satellite Chandra (droite). Sur les deux figures, les contours du potentiel gravitationnel sont représentés par des lignes vertes. Figure extraite de [9].

sur la section efficace d’auto-interaction (*self-interaction* en anglais) de la matière sombre (*i.e.* la diffusion élastique entre deux particules de matière sombre) [16] :

$$\frac{\sigma_{SE}}{m_\chi} < 1.25 \text{ cm}^2\text{g}^{-1}. \quad (1.2)$$

Des limites similaires ont pu être établies en étudiant la collision d’autres amas tels que MACS J0025.4-1222 [14]. Les limites sur la section efficace d’auto-interaction ont été établies à partir de la modélisation de l’histoire de la collision des amas et de l’estimation du rapport de masse lumineuse sur masse du halo sombre. Cependant, ces contraintes sont fortement entachées d’incertitudes systématiques liées à la modélisation et sont donc à considérer avec la plus grande prudence.

Il est possible de construire un modèle d’interaction entre les amas décrivant l’évolution de l’écart entre la distribution de matière visible et la distribution de matière totale δ [17]. Dans ce modèle, δ dépend quadratiquement du temps depuis lequel les amas chutent l’un vers l’autre t_{infall} tel que :

$$\delta(t_{infall}) \sim \frac{GM_{cl}M_{DM}}{\pi s_{DM}^2 r_{DM}^2} \frac{\sigma_{DM}}{m} t_{infall}^2 \quad (1.3)$$

où M_{cl} est la masse totale de l’amas, M_{DM} est la masse de matière sombre de l’amas, πs_{DM}^2 est l’aire de la section de l’amas au rayon r_{DM} . Cette grandeur dépend également de la masse totale et de la masse visible de l’amas, au rayon du halo et du rapport σ_{SE}/m_χ . Ainsi, en mesurant les caractéristiques de l’amas et l’écart δ , il est possible de mesurer σ_{SE}/m_χ . Dans l’amas Abell 3827 un décalage de $\delta = 1.62_{-0.46}^{+0.47}$ kpc a été observé avec une signification de 3.3σ entre la distribution de la matière lumineuse et la distribution de matière totale [18]. En se basant sur des observations d’amas, il a été établi que le temps typique de collision d’amas est de l’ordre de $t_{infall} \lesssim 10^9$ ans. De plus, t_{infall} doit nécessairement être inférieur à 13.7×10^9 ans, l’âge de l’Univers. Ainsi, en se basant sur la mesure des caractéristiques de l’amas Abell 3827 et dans le cadre de ce modèle, il est possible d’établir une contrainte sur le rapport σ_{SE}/m_χ [18] :

$$\frac{\sigma_{SE}}{m_\chi} \sim (1.7 \pm 0.7) \times 10^{-4} \left(\frac{t_{infall}}{10^9 \text{ ans}} \right)^{-2} \text{ cm}^2\text{g}^{-1} \sim (1.7 \pm 0.7) \times 10^{-4} \text{ cm}^2\text{g}^{-1}. \quad (1.4)$$

Cependant, de petits décalages $\delta < 2$ kpc peuvent être causés par des effets astrophysiques tels que la friction dans le gaz des amas. Il n’est donc pas évident dans le cas de l’amas Abell 3827 de pouvoir interpréter ce décalage comme une mesure de la section efficace d’auto-interaction.

En conclusion, les mesures de décalage entre la distribution de matière visible et la distribution de matière totale à l'échelle de l'amas permettent de justifier l'hypothèse de l'existence de la matière sombre à l'échelle des amas galactiques. De plus, nous avons vu qu'il est possible, en combinant simulations et observations de contraindre la section efficace d'auto-interaction de la matière sombre. La valeur et la paramétrisation de la section efficace d'auto-interaction de la matière sombre vont avoir un effet sur la forme de la distribution des vitesses dans le halo et donc un effet sur la forme du spectre en énergie de recul. Cela pourrait conduire à une réduction d'environ de 30% du taux d'événements total dans le cas le plus défavorable, *i.e.* avec $\sigma/m = 10 \text{ cm}^2\text{g}^{-1}$, et de moins de 10% dans le cas où la section efficace est de deux ordres de grandeur inférieure [19]. Nous pourrions alors négliger l'effet de la section efficace d'auto-interaction sur le potentiel de détection d'un détecteur directionnel.

1.1.3 A l'échelle cosmologique

La matière sombre est également présente à l'échelle cosmologique et ses effets sur l'évolution de l'Univers sont remarquablement décrits par le modèle standard de la cosmologie. En utilisant différentes sondes cosmologiques, il est possible d'en mesurer sa densité à l'échelle de l'Univers.

1.1.3.1 Modèle standard la cosmologie

Aux petites échelles (*i.e.* à l'échelle galactique ou des amas), la matière est distribuée de manière très irrégulière. Cependant, plus nous considérons de grandes échelles, plus la distribution de matière dans l'Univers tend à être homogène et isotrope. Il n'y a ainsi aucun centre et aucune direction privilégiée. C'est ce que nous appelons le principe cosmologique. En résolvant les équations d'Einstein de la relativité générale et en appliquant ce principe, nous obtenons les équations de Friedman-Le Maitre qui décrivent l'évolution en fonction du temps de l'Univers au travers d'un facteur d'échelle $a(t)$. Le modèle standard de la cosmologie actuel, Λ -CDM, propose que la densité totale en énergie et matière de notre Univers ρ_T est constituée de trois composantes toutes associées à des équations d'état différentes [20] :

$$\rho_T = \rho_m + \rho_r + \rho_\Lambda \quad (1.5)$$

avec :

La densité de matière ρ_m peut être exprimée comme la somme d'une contribution baryonique et d'une contribution non-baryonique : $\rho_m = \rho_b + \rho_{nb}$.

La densité de rayonnement ρ_r inclut la densité de rayonnement et de matière relativiste (*i.e.* les neutrinos).

La densité d'énergie sombre ρ_Λ est une densité d'énergie de nature inconnue introduite dans le modèle Λ -CDM pour expliquer l'observation de l'expansion accélérée de notre Univers [21, 22]. Il est possible de voir cette composante comme un fluide à pression négative qui contrebalancerait la gravitation [20] ou comme l'effet d'une constante cosmologique qui caractériserait notre espace-temps.

Il est usuel de normaliser ces densités en utilisant le paramètre de densité : $\Omega_i = \rho_i/\rho_c$, où ρ_c est la densité critique de l'Univers, à savoir, la densité nécessaire pour avoir un univers homogène et isotrope de courbure nulle. La détermination de ces paramètres de densité se fait en combinant les observables de plusieurs sondes cosmologiques.

1.1.3.2 Les sondes cosmologiques

Afin d'étudier le modèle standard de la cosmologie, plusieurs sondes sont utilisées. Chacune de ces sondes apportent une information complémentaire sur la géométrie, le contenu et l'histoire

de l'évolution de notre Univers. Nous pouvons en distinguer cinq dont les observables seront importantes pour la détermination des paramètres du modèle Λ -CDM :

Fond diffus cosmologique : Environ 380,000 années après le Big-bang, la température de l'Univers était telle que les premiers atomes d'hydrogène ont pu se former rendant l'Univers transparent au rayonnement. On parle alors de découplage matière-rayonnement. Il en résulte l'émission d'un rayonnement fossile isotrope : le fond diffus cosmologique, noté CMB¹. Au premier ordre, ce rayonnement est isotrope et présente un spectre de rayonnement de corps noir à 2.726 ± 0.010 (@ 95% CL) [23]. Cependant, au second ordre, ce rayonnement présente des anisotropies en température de l'ordre de quelques $10 \mu\text{K}$ [24]. Les anisotropies angulaires en température et en polarisation sont des observables mesurables du CMB. La décomposition de ces anisotropies dans la base des harmoniques sphériques est employée pour construire un spectre de puissance des anisotropies. Ce dernier sera utilisé pour contraindre les paramètres du modèle standard de la cosmologie [25, 26].

Les premières mesures montrant l'existence du fond diffus cosmologique ont été réalisées par A.A. Penzias et R.W. Wilson en 1964 [27]. Ces deux radioastronomes ont observé un bruit d'antenne isotrope à 3.5 ± 1.0 K. C'est à R.H. Dicke, P.J.E. Peebles, P.G. Roll et D.T. Wilkinson, la même année, que l'on doit l'interprétation de ce signal comme l'émission d'un corps noir à 3.5 K : le fond diffus cosmologique [28]. À la suite de cela, trois satellites se sont succédés afin d'étudier les propriétés du fond diffus cosmologique : COBE [29] (lancé en 1989), WMAP [30] (lancé en 2001) et plus récemment PLANCK (lancé en 2009). Le satellite PLANCK est une expérience dédiée à la mesure des anisotropies en température et en polarisation du CMB [31]. Ce satellite a permis la mesure des paramètres cosmologiques du modèle Λ -CDM avec une précision remarquable (erreur relative de l'ordre de 1%).

Oscillations acoustiques des baryons (BAOs) : Dans le plasma primordial, des zones de sur-densité se sont formées dues à la présence de matière. Avant le découplage rayonnement-matière, des ondes acoustiques se propageaient dans le plasma primordial faisant osciller les zones de sur-densité du plasma entre effondrement gravitationnel et échappement dû à la pression de radiation. Ces oscillations dans le plasma primordial ont laissé une empreinte à grande échelle qui doit se retrouver sur la distribution des galaxies. Ainsi, en mesurant la distribution de matière, SDSS² a pu mettre en évidence les BAOs [32, 33]. Les BAOs apportent de façon indépendante au CMB des contraintes sur Ω_m et Ω_Λ [34].

Supernovae de type Ia : En 1929, E. Hubble a découvert que notre Univers est en expansion en mesurant la distance et le décalage spectral vers le rouge (*red-shift*) de galaxies proches [35]. Le *red-shift* est relié à la vitesse relative entre l'observateur et la source, sa mesure donne donc accès à la vitesse d'expansion. La vitesse d'expansion et la distance lumineuse sont toutes deux reliées par la constante de Hubble H_0 . La mesure de ces deux grandeurs permet d'en déduire la constante de Hubble. Dans ce contexte, les supernovae de type Ia (SNe Ia) sont utilisées comme des chandelles standards. En effet, le pic de luminosité des SNe Ia peut être utilisé comme un bon estimateur de la distance lumineuse et permet de contraindre la relation entre la distance lumineuse et le *redshift* [36]. Ainsi, en mesurant la relation distance-*red-shift* à la fois pour des galaxies et des SNe Ia, il est possible de mesurer avec une précision de l'ordre de 2% la constante de Hubble [37, 38] :

$$H_0 = 100 h = 68.50 \pm 1.27 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}. \quad (1.6)$$

1. Cosmic Microwave Background
2. The Sloan Digital Sky Survey

Par ailleurs, le satellite PLANCK peut également déterminer la valeur de H_0 de façon indirecte [24]. La valeur mesurée par PLANCK est compatible avec la précédente depuis le ré-étalonnage de la courbe de distance-luminosité pour les jeux de données de SDSS-II et SNLS [24, 38].

De plus, en 1998, en observant des supernovae de type Ia, deux groupes (A.G. Riess *et al.* [39] et S. Perlmutter *et al.* [39]) ont rapporté une preuve directe que notre Univers est aujourd'hui dominé par l'énergie sombre. La distance lumineuse est plus grande pour des objets avec un grand *red-shift* dans un univers dominé par l'énergie sombre. En conséquence, des objets de luminosité intrinsèque fixe apparaîtront plus faibles si l'univers est composé de l'énergie sombre. Cette mesure montre également que notre Univers est en expansion accélérée.

Effet de lentille gravitationnelle (lensing) : La distribution de matière le long de la ligne de visée entre le CMB et l'observateur va perturber la propagation des photons du CMB par effet de lentille gravitationnelle. Alors en utilisant les mesures sur le CMB, il est possible de mesurer une projection sur le ciel du potentiel gravitationnel entre le CMB et l'observateur donnant ainsi accès à la distribution de matière totale.

Nucléosynthèse primordiale : La mesure de l'abondance des éléments légers tels que D, ^3He , ^4He et ^7Li permet de contraindre le rapport baryons-photons η et donc le paramètre de densité de baryons Ω_b . Nous discuterons cela plus en avant en section 1.1.3.4.

1.1.3.3 Contraintes dans le plan $(\Omega_m, \Omega_\Lambda)$

La figure 1.3 représente les contraintes dans le plan $(\Omega_m, \Omega_\Lambda)$ obtenues à partir des mesures du satellite Planck (points de couleurs et contours noirs).

Nous pouvons observer que le CMB seul ne permet pas d'apporter une contrainte forte dans le plan $(\Omega_m, \Omega_\Lambda)$ dû à la dégénérescence géométrique des paramètres Ω_m - Ω_Λ . Afin d'améliorer ces contraintes, le spectre en puissance mesuré par Planck a été combiné avec d'autres sondes cosmologiques (lensing et BAO). Nous pouvons voir que l'ajout de nouvelles contraintes en provenance de ces sondes permet de lever la dégénérescence et de mieux contraindre les paramètres de densité Ω_m et Ω_Λ . Nous avons alors une mesure de la densité d'énergie sombre : $\Omega_\Lambda = 0.6911 \pm 0.0062$ et de matière $\Omega_m = 0.3075 \pm 0.0042$ dont les incertitudes sont inférieures à 1% [24].

1.1.3.4 Mesure de Ω_b et de Ω_c

La synthèse des éléments légers est sensible aux conditions physiques de l'Univers lorsqu'il était dominé par la radiation à la température $T \sim 1 \text{ MeV}$. À plus haute température, les protons et les neutrons sont à l'équilibre thermique et le rapport des densités numériques proton et neutron est donné par : $n/p = e^{-Q/T}$ où $Q = 1.293 \text{ MeV}$ est la différence de masse proton-neutron. Lorsque la température diminue, le taux de conversion neutron-proton par nucléon $\Gamma_{n \leftrightarrow p} \sim G_F^2 T^5$ diminue plus vite que le taux d'expansion de Hubble $H \sim \sqrt{g_* G_N} T^2$ où g_* est le nombre d'espèces relativistes qui détermine la densité de radiation. Au moment du découplage chimique ($T_{fr} \sim (g_* G_N / G_F^4)^{1/6} \simeq 1 \text{ MeV}$), la fraction de neutron $n/p = e^{-Q/T_{fr}} \simeq 1/6$ n'est sensible qu'à des interactions connues : Q est déterminé par les interactions fortes et électromagnétiques et T_{fr} par les interactions faibles et gravitationnelles. De plus, après le découplage, le neutron est "libre" de se désintégrer par désintégration β , la fraction de neutrons chute alors directement à $n/p \simeq 1/7$.

Après cela, la chaîne de la nucléosynthèse commence avec la production de deutérium par réactions nucléaires $p(n, \gamma)D$. Puis sont formés de façon similaire des éléments plus lourds tels

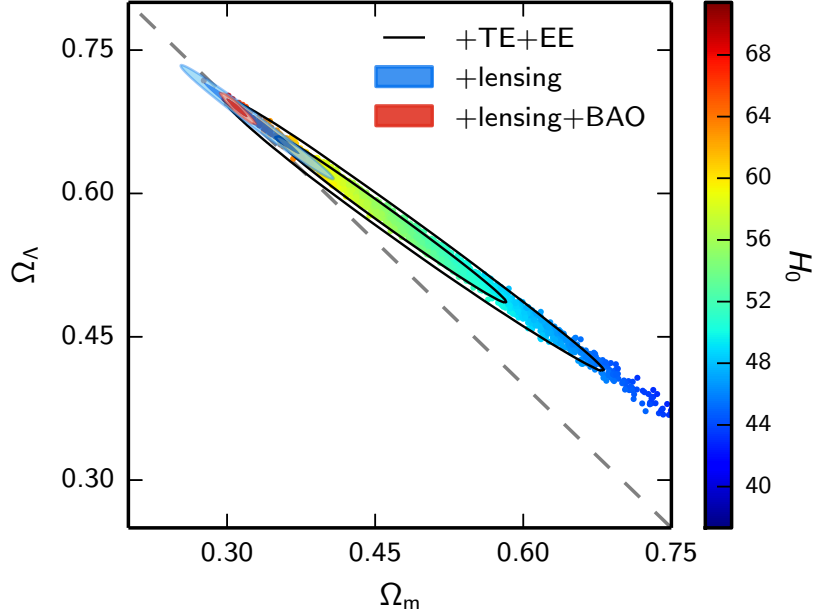


Figure 1.3 – Contraintes dans le plan des paramètres de densité $(\Omega_m, \Omega_\Lambda)$ obtenues à partir des données Planck TT+lowP (points de couleur) et Planck TT,TE,EE+lowP (contour noir). La dégénérescence entre Ω_m et Ω_Λ est partiellement brisée grâce à l’effet de lentilles gravitationnelles sur le spectre en température et en polarisation. Ces limites ont été grandement améliorées en incluant les données de lentille gravitationnelle (contour bleu) et les oscillations acoustiques des baryons (contour rouge). Figure extraite de [24].

que ^3He , ^4He et ^7Li . Les éléments plus lourds tels que C, N, O et Fe ne sont pas produits lors de la nucléosynthèse primordiale, ils sont produits dans les étoiles par la nucléosynthèse stellaire.

Les taux des réactions nucléaires mises en jeu dans la nucléosynthèse primordiale dépendent directement de la densité de baryon (ici densité de nucléon) n_b . Il est usuel de normaliser la densité de baryon par la densité relique de photons n_γ tel que : $\eta = n_b/n_\gamma$. Ainsi, en mesurant le rapport de l’abondance de deutérium et d’hydrogène D/H [40], il est possible d’en déduire un intervalle pour la fraction de baryon :

$$5.7 \times 10^{10} \leq \eta \leq 6.7 \times 10^{10} \text{ (95\% CL)} \quad (1.7)$$

et d’en déduire un intervalle sur le paramètre de densité de baryon $\Omega_b h^2$ tel que :

$$0.021 \leq \Omega_b h^2 \leq 0.025 \text{ (95\% CL)}. \quad (1.8)$$

Par ailleurs, la densité totale de baryon Ω_b peut être mesurée à partir des données extraites du CMB. Le satellite PLANCK a ainsi mesuré une densité de baryon consistante avec la nucléosynthèse primordiale [24] :

$$\Omega_b h^2 = 0.02225 \pm 0.00016 \Rightarrow \Omega_b = 0.04860 \pm 0.00072. \quad (1.9)$$

Nous pouvons constater que $\Omega_m > \Omega_b$ ce qui implique une importante contribution provenant de la matière sombre non baryonique. En combinant différentes observables cosmologiques, la densité de matière sombre non-baryonique a été mesurée par le satellite PLANCK [24] avec une

Composant	Symbol	TT,TE,EE+lowP+lensing+ext
Photon	Ω_r	$\sim 5.46 \times 10^{-5}$
Baryonic matter	Ω_b	0.04860 ± 0.00072
Non-baryonic matter	Ω_c	0.2589 ± 0.0041
Dark energy	Ω_Λ	0.6911 ± 0.0062

Table 1.1 – Valeurs des paramètres de densités de rayonnement Ω_r , de matière baryonique Ω_b , de matière non-baryonique Ω_c et d'énergie sombre Ω_Λ mesurées par le satellite PLANCK. Données extraites de [24]. Ces résultats ont été obtenus en combinant les mesures du satellite PLANCK (TT,TE,EE+lowP+lensing) avec des données complémentaires (ext) provenant de l'oscillation acoustique des baryons (BAO) et des super novae. Ces résultats ont été obtenus en considérant un modèle Λ CDM à six paramètres libres et un Univers plat.

incertitude relative de l'ordre de 1% :

$$\Omega_c = 0.2589 \pm 0.0041. \quad (1.10)$$

Le tableau 1.1 présente les valeurs des paramètres du modèle Λ -CMD mesurées par l'expérience PLANCK [24]. Ces résultats montrent qu'environ 26% du contenu en matière et énergie de notre Univers se trouve sous la forme de matière non-baryonique. Cette forme inconnue de matière se couple à minima par interaction gravitationnelle avec le reste de l'Univers et n'émet pas de rayonnement. Si nous mettons cela en perspective avec la densité totale de matière, 84 % de la matière se trouve sous la forme de matière sombre.

1.2 Candidats à la matière sombre non-baryonique

Dans cette section, nous discuterons des contraintes sur les propriétés du candidat à la matière sombre : le WIMP.

1.2.1 Contraintes sur le candidat : la densité relique

Dans les premiers instants de l'Univers, nous pouvons considérer la matière sombre comme un fluide cosmologique se trouvant à l'équilibre thermique et chimique avec le reste de l'Univers :

$$\chi + \bar{\chi} \rightleftharpoons X + \bar{X}. \quad (1.11)$$

L'équilibre chimique impose que le taux d'annihilation Γ_a soit comparable au taux de création Γ_c . En se dilatant, l'Univers se refroidit diminuant ainsi l'énergie cinétique de ses constituants. Dès que $k_B T$ devient inférieur à m_χ , les particules X ne sont plus assez énergétiques pour que la production de WIMPs ait lieu et $\Gamma_a \gg \Gamma_c$, c'est le découplage chimique. Après le découplage chimique, l'évolution temporelle de la densité comobile de WIMPs n_χ dans l'Univers est décrite par l'équation de Boltzmann :

$$\frac{dn_\chi}{dt} + 3Hn_\chi = -\langle \sigma_{\mathcal{A}V} \rangle (n_\chi^2 - n_\chi^{eq2}) \quad (1.12)$$

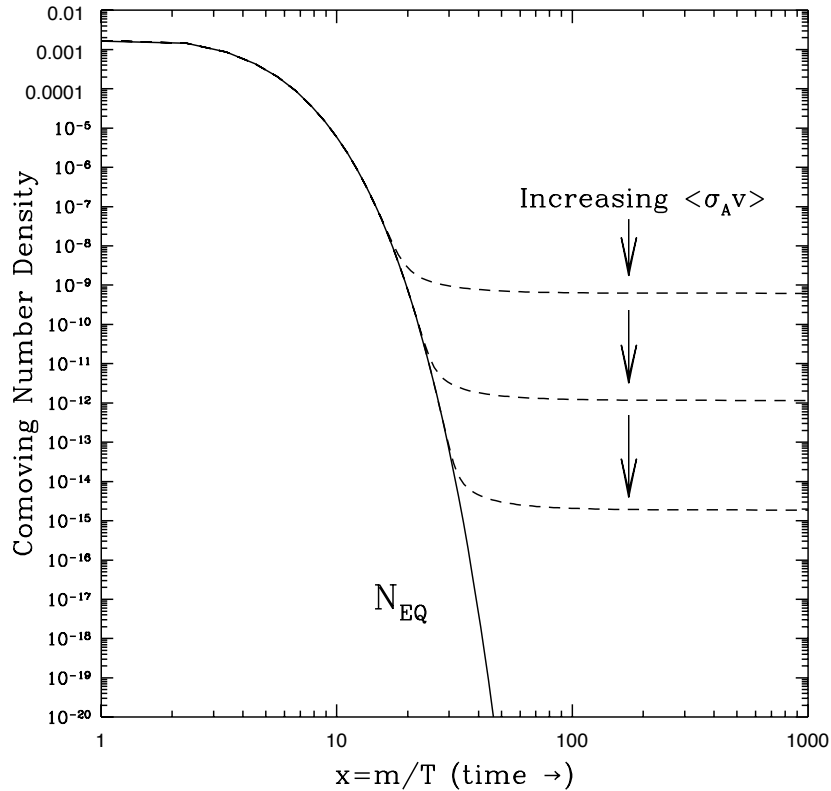


Figure 1.4 – Evolution typique de la densité comobile de WIMP en fonction du temps dans l’Univers primordial au moment du découplage des WIMP. Figure extraite de [41]

où n_χ^{eq} est la densité de WIMP à l’équilibre chimique, $H = \dot{a}/a$ est le taux d’expansion de Hubble et $\langle \sigma_{Av} \rangle$ est la section efficace d’annihilation de WIMPs intégrée sur la distribution des vitesses. L’évolution de la densité dépend donc de la compétition entre l’expansion de l’Univers et de la section efficace d’annihilation de matière sombre.

La figure 1.4 présente l’évolution de la densité comobile de WIMP n_χ en fonction de m/T . Juste après le découplage chimique, la densité comobile de WIMP décroît comme $n_\chi \propto e^{-m_\chi/T}$. Si le taux d’annihilation est plus grand que le taux d’expansion ($\Gamma_a \gg H$), la densité comobile va chuter dramatiquement (trait plein). Cependant, si le taux d’annihilation est plus petit que le taux d’expansion ($\Gamma_a \ll H$), l’annihilation cesse et la densité comobile va tendre vers une constante (trait pointillé). Dans ce cas, nous avons alors une densité relique de WIMPs découplée du reste de l’Univers. Afin d’observer une densité relique aujourd’hui le WIMP doit être stable ou avoir une durée de vie au moins supérieure à l’âge de l’Univers. Nous parlons alors de gel des WIMPs (*freeze-out* en anglais) dont la densité relique Ω_χ , tel qu’illustré par la figure 1.4, sera directement reliée à la section efficace d’annihilation par [41, 42] :

$$\Omega_\chi h^2 = \frac{m_\chi n_\chi}{\rho_c} \simeq \left(\frac{3 \times 10^{-27} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}}{\langle \sigma_{Av} \rangle} \right). \quad (1.13)$$

Le gel des WIMPs apparaît presque indépendamment des propriétés du WIMP à la température $T_F \simeq m_\chi/20$. Cela traduit le fait que les WIMPs sont déjà non relativistes lors du découplage avec le plasma primordial. À partir des mesures sur le CMB (table 1.1), nous pouvons en déduire

une valeur typique de la section efficace d'annihilation :

$$\langle \sigma_{\mathcal{A}v} \rangle \simeq \frac{3 \times 10^{-27} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}}{\Omega_c h^2} \sim 2.5 \times 10^{-26} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1} \quad (1.14)$$

La valeur typique de la section efficace d'annihilation est proche de la section efficace typique de l'interaction faible [41, 42] :

$$\sigma_{weak} \simeq \frac{\alpha_{weak}^2}{m_W^2} \quad (1.15)$$

où $\alpha_{weak} \simeq 0.01$ est la constante de couplage de l'interaction faible et m_W la masse du boson W . Cela laisse suggérer que le WIMP devrait interagir par interaction faible. Cette coïncidence est souvent appelée le "miracle WIMP".

1.2.2 Le WIMP, un candidat à la matière sombre non-baryonique

Le WIMP (*Weakly Interacting Massive Particule*) est un candidat à la matière sombre non-baryonique, que nous noterons χ . Dans cette sous-section, nous allons nous intéresser aux propriétés de cette particule et au candidat proposé par la supersymétrie, une extension du modèle standard de la physique des particules.

Comme mentionné précédemment, le WIMP doit être une particule massive, stable, neutre de charge et de couleur interagissant uniquement par interaction gravitationnelle et faible.

1.3 Physique des particules et matière sombre

Le modèle standard de la physique des particules est une théorie de jauge qui décrit les propriétés et les interactions de toutes les particules connues à ce jour. Ce modèle décrit avec une très grande précision les interactions électrofaibles et fortes. Un des grands succès de ce modèle est la découverte du boson de Higgs-Brout-Engler en 2012 par les expériences ATLAS [43] et CMS [44] auprès du LHC. La découverte de ce nouveau boson avec une masse de ~ 125 GeV a ainsi validé le modèle standard de la physique des particules. Malgré ses nombreuses réussites, le modèle standard présente un certain nombre de limitations. L'élaboration de nouvelles théories "au-delà du modèle standard" est donc nécessaire. Dans cette section, nous nous intéresserons à l'une des extensions du modèle standard : la supersymétrie. Cette théorie propose un candidat au WIMP : le neutralino.

1.3.1 La supersymétrie

La supersymétrie (SUSY) [41, 45] est une symétrie boson-fermion, qui associe à tout état fermionique un état bosonique super-partenaire et inversement qui s'applique au travers d'un opérateur Q de l'algèbre de SUSY :

$$Q |Fermion\rangle = |Boson\rangle, \quad Q |Boson\rangle = |Fermion\rangle. \quad (1.16)$$

Cette symétrie vient s'ajouter aux groupes de symétrie de jauge du modèle standard $SU_C(3) \times SU_L(2) \times U_Y(1)$. Dans le cas où la supersymétrie est une symétrie exacte, nous aurions dû observer les superpartenaires de chacune des particules connues avec la même masse. Par exemple, nous aurions dû observer des sélectrons \tilde{e} , superpartenaires des électrons, avec une masse $m_{\tilde{e}} = m_e = 511$ keV. Le fait que nous n'ayons rien observé de tel montre que la supersymétrie serait une symétrie brisée. Dans ce cas, la hiérarchie des masses des superpartenaires ne peut pas être contrainte à partir de la hiérarchie des particules du modèle standard.

Le principal argument en faveur de la supersymétrie est que cette théorie apporte une solution à deux problèmes rencontrés dans le modèle standard :

Problème de hiérarchie : Dans le modèle standard de la physique des particules, la masse du boson de Higgs reçoit des corrections radiatives provenant de diagrammes à boucles fermioniques. La masse totale du boson de Higgs s'écrit donc :

$$m_h^2 = (m_h^2)_0 - \frac{1}{16\pi^2} \lambda^2 \Lambda^2 + \dots \quad (1.17)$$

où λ est le couplage Higgs-fermion et Λ est l'échelle d'énergie de coupure. Si Λ est de l'ordre de l'échelle de Planck $\sim 10^{19}$ GeV, la masse du boson de Higgs devient alors de l'ordre de l'échelle de Planck. Cela n'est pas possible, la masse du boson de Higgs a été mesurée à ~ 125 GeV par les expériences ATLAS et CMS. La supersymétrie introduit dans le calcul des corrections radiatives à la masse du boson de Higgs une contribution sfermionique (super partenaire des fermions). Les corrections radiatives fermioniques et sfermioniques vont alors se compenser et la masse du boson de Higgs s'écrit alors [42, 45] :

$$m_h^2 \simeq (m_h^2)_0 + \frac{1}{16\pi^2} (m_{\tilde{f}}^2 - m_f^2) \ln(\Lambda/m_{\tilde{f}}). \quad (1.18)$$

Nous pouvons remarquer que le terme quadratique en Λ a disparu. Dans ce cas, les corrections radiatives deviennent raisonnables même à haute énergie et plus aucun *fine-tunning* n'est nécessaire.

Unification des constantes de couplage : Il est raisonnable de penser qu'à l'échelle de Planck les trois interactions sont unifiées dans une seule, cela se traduirait par l'unification des constantes de couplage de chacune des interactions à l'image de l'unification électrofaible. Le modèle standard de la physique des particules ne permet pas cette unification. La supersymétrie, modifie la renormalisation des constantes de couplage par l'ajout des super-partenaires rendant l'unification des interactions à $\Lambda \sim 10^{16}$ GeV possible [45].

1.3.2 Le MSSM

Dans la suite, nous allons particulièrement nous intéresser à l'extension minimale supersymétrique du modèle standard (MSSM). Le MSSM contient tous les champs connus du modèle standard et leurs superpartenaires auxquels on ajoute deux doublets de Higgs.

Sans l'ajout d'une symétrie supplémentaire, le MSSM ne conserve pas les nombres leptoniques et baryoniques [46] autorisant ainsi la désintégration du proton par l'intermédiaire d'un squark : $p \rightarrow \pi^0 e^+$ par exemple. Une façon d'interdire une telle désintégration est d'introduire une nouvelle quantité conservée, la R-parité [46] :

$$R_p = (-1)^{3(B-L)+2S} \quad (1.19)$$

où B , L sont respectivement les nombres baryoniques et leptoniques et S est le spin. Ainsi, chaque particule du modèle standard a $R_p = 1$ et chaque super-partenaire $R_p = -1$. La conservation de la R-parité impose pour chaque vertex que l'égalité suivante soit respectée : $\prod R_p = 1$. La conservation de la R-parité interdit donc la désintégration du proton par l'intermédiaire d'un squark. La conservation de la R-parité a pour conséquence d'interdire la désintégration de la particule supersymétrique la plus légère (LSP pour *Lightest Supersymmetric Particle*) vers une particule du modèle standard impliquant donc que la LSP doit nécessairement être stable. Cela fait de la LSP un bon candidat pour la matière sombre.

La table 1.2 liste toutes les particules du MSSM, les particules du modèle standard ne sont pas listées dans cette table excepté les bosons de Higgs. L'inclusion de deux doublets de Higgs dans le MSSM est nécessaire pour donner une masse à tous les fermions [45, 46]. Après brisure

Nom	Spin	R_p	État propre de jauge	État propre de masse
Boson de Higgs	0	+1	$H_u^0 H_d^0 H_u^+ H_d^-$	$h^0 H^0 A^0 H^\pm$
			$\tilde{u}_L \tilde{u}_R \tilde{d}_L \tilde{d}_R$	(idem)
squarks	0	-1	$\tilde{s}_L \tilde{s}_R \tilde{c}_L \tilde{c}_R$	(idem)
			$\tilde{t}_L \tilde{t}_R \tilde{b}_L \tilde{b}_R$	$\tilde{t}_1 \tilde{t}_2 \tilde{b}_1 \tilde{b}_2$
			$\tilde{e}_L \tilde{e}_R \tilde{\nu}_e$	(idem)
sleptons	0	-1	$\tilde{\mu}_L \tilde{\mu}_R \tilde{\nu}_\mu$	(idem)
			$\tilde{\tau}_L \tilde{\tau}_R \tilde{\nu}_\tau$	$\tilde{\tau}_1 \tilde{\tau}_2 \tilde{\nu}_\tau$
neutralinos	1/2	-1	$\tilde{B}^0 \tilde{W}^0 H_u^0 H_d^0$	$\tilde{\chi}_1^0 \tilde{\chi}_2^0 \tilde{\chi}_3^0 \tilde{\chi}_4^0$
charginos	1/2	-1	$\tilde{W}^\pm H_u^\pm H_d^\mp$	$\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_2^\pm$
gluino	1/2	-1	\tilde{g}	(idem)

Table 1.2 – Particules supersymétriques du MSSM. Pour chacune de ces particules sont donnés leur nom, leur spin, leur R-parité et les états propres de jauge et de masse. Les particules du modèle standard ne sont pas listées en dehors du Higgs h^0 .

de la SUSY, il reste cinq bosons de Higgs s'exprimant dans la base des doublets de Higgs : deux bosons scalaires neutres h^0 et H^0 , un boson pseudo-scalaire neutre A^0 et deux bosons scalaires chargés H^\pm . Chacune de ces particules possède un superpartenaire de spin 1/2 : le Higgsino. Nous pouvons voir que les fermions (quarks et leptons) de spin 1/2 sont associés à des superpartenaires scalaires de spin 0 les sfermions (squarks et sleptons).

1.3.3 Neutralino : un candidat au WIMP

Dans le MSSM, les higgsinos, binos et winos se combinent pour former quatre neutralinos notés $\tilde{\chi}_k^0$ avec $k \in 1 \dots 4$ et ordonnés en masse. Le neutralino est une particule de Majorana³ neutre de charge et de couleur qui serait un bon candidat pour être la LSP. Nous obtenons les états de masse du neutralino à partir de la matrice de mélange $M_{\tilde{\chi}}$ écrite dans la base

3. *i.e.* Une particule de Majorana est une particule invariante sous la symétrie C : cette particule est sa propre antiparticule.

$(\widetilde{B}, \widetilde{W}^3, \widetilde{H}_1^0, \widetilde{H}_2^0)$:

$$M_{\widetilde{\chi}} = \begin{pmatrix} M_1 & 0 & -m_Z \cos \beta \sin \theta_W & m_Z \sin \beta \sin \theta_W \\ 0 & M_2 & m_Z \cos \beta \cos \theta_W & -m_Z \sin \beta \cos \theta_W \\ -m_Z \cos \beta \sin \theta_W & -m_Z \cos \beta \cos \theta_W & 0 & -\mu \\ m_Z \sin \beta \sin \theta_W & -m_Z \sin \beta \cos \theta_W & -\mu & 0 \end{pmatrix} \quad (1.20)$$

où θ_W est l'angle de mélange du secteur électrofaible et β est l'angle de mélange du secteur de Higgs. β est défini par $\tan \beta = v_2/v_3$, le rapport des valeurs attendus dans le vide (vev) des champs de Higgs. M_1 , M_2 et μ sont respectivement les paramètres de masse du wino, des higgsinos et des binos. En diagonalisant la matrice de mélange, nous obtenons la matrice des états de masse N . Le neutralino LSP est donc un mélange de gauginos ($\widetilde{B}^0, \widetilde{W}^0$) et de higgsinos ($\widetilde{H}_u^0, \widetilde{H}_d^0$) :

$$\widetilde{\chi}_1^0 = N_{11}\widetilde{B}^0 + N_{12}\widetilde{W}^0 + N_{13}\widetilde{H}_u^0 + N_{14}\widetilde{H}_d^0. \quad (1.21)$$

Ainsi, suivant les valeurs des paramètres supersymétriques, le neutralino LSP peut être essentiellement composé de bino, higgsino ou wino.

Dans le MSSM, le neutralino a une masse comprise entre $\mathcal{O}(1) \text{ GeV} < m_{\widetilde{\chi}} < \mathcal{O}(1) \text{ TeV}$ [41]. Ainsi, sa stabilité, sa neutralité de charge et de couleur ainsi que sa masse attendue, font du neutralino $\widetilde{\chi}_1^0$ un bon candidat pour le WIMP.

1.4 Stratégies de détection de matière sombre

Il existe trois stratégies de détection de matière sombre telles que représentées par la figure 1.5. Ce diagramme représente les différents types d'interaction entre la matière sombre et la matière ordinaire. En lisant ce diagramme de gauche à droite ou de droite à gauche, nous obtenons la détection directe. Ensuite, en le lisant du haut vers le bas, nous obtenons la production de matière sombre sur accélérateur. Enfin, en le lisant de bas en haut, nous obtenons la détection indirecte. Ces trois stratégies de détection sont complémentaires et contraignent chacune des propriétés différentes de la matière sombre.

1.4.1 Détection directe

La stratégie de détection directe consiste à étudier l'interaction WIMP-matière. Lors de la diffusion élastique d'un WIMP sur un noyau d'un détecteur, le WIMP va transférer une part de son énergie cinétique au noyau. Ce noyau va alors se déplacer dans le détecteur et perdre son énergie selon trois canaux : ionisation, scintillation et phonon. À partir du dépôt d'énergie dans le détecteur, il sera alors possible de mesurer l'énergie du recul nucléaire et éventuellement sa direction.

La mesure de la distribution en énergie des reculs nucléaires permet ainsi de mettre des contraintes sur les propriétés du WIMP. Au préalable, il est nécessaire de discriminer les reculs nucléaires des reculs d'électrons avec la meilleure efficacité possible. Cette stratégie de détection est affectée par des erreurs systématiques provenant de l'astrophysique (distribution des vitesses dans le halo, mesure de la densité locale, ...), de la physique des particules (propriété de la matière sombre, intensité des couplages) et de la physique nucléaire (facteurs de forme, contenus en spin et en quarks). La stratégie de détection directe sera discutée au chapitre 2.

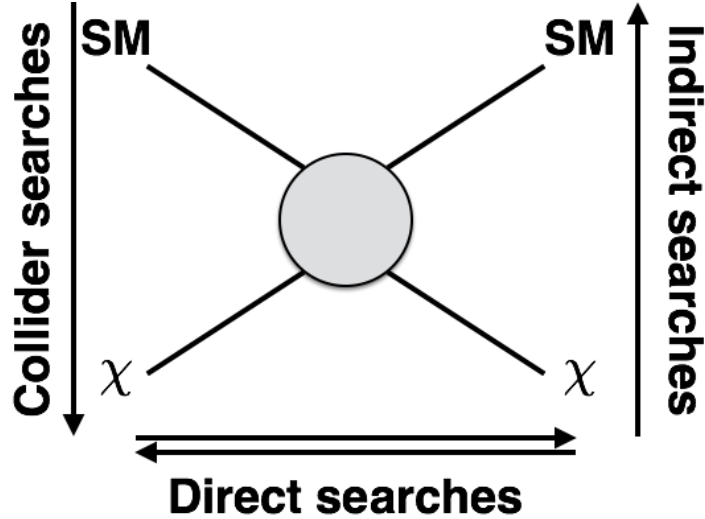


Figure 1.5 – Représentation des trois stratégies possibles pour détecter la matière sombre : Détection directe, indirecte ou production.

La stratégie de détection directe présente un bruit de fond ultime qu’il ne sera pas possible de discriminer : les neutrons. En effet, les neutrons vont produire dans un détecteur de détection directe des reculs nucléaires de la même façon que l’interaction avec un WIMP. En étudiant la distribution angulaire des reculs nucléaires, la stratégie de détection directionnelle permettrait de s’affranchir du fond neutron et de contraindre les propriétés du WIMP et du halo galactique. La stratégie de détection directionnelle sera discutée au chapitre 2.

1.4.2 Détection indirecte

Il est possible que l’annihilation de WIMP produise des particules connues tel que des photons, des neutrinos ou des hadrons (proton, antiproton, deutérium, anti-deutérium...). Ainsi, au terme de leur propagation dans le milieu intergalactique et galactique, il serait possible de détecter ces particules secondaires issues de l’annihilation avec un détecteur spatial ou terrestre. La recherche de matière sombre par l’étude de ces particules secondaires est appelée détection indirecte. Nous pouvons distinguer trois principaux canaux pour la recherche de matière sombre par détection indirecte :

Astronomie γ et X : Dans les régions de l’Univers où l’on s’attend à avoir une grande densité de matière sombre, des expériences comme FERMI, HESS, MAGIC, VERITAS recherchent des signatures d’annihilation de matière sombre détectables en X et en γ . L’intérêt de la recherche indirecte en X et γ est que les photons seront faiblement perturbés par le milieu interstellaire lors de leur propagation. Le flux de photons produit par l’annihilation de matière sombre est donné par [47] :

$$\frac{d\phi}{dE_\gamma} = \frac{1}{2} \frac{\langle \sigma_{\mathcal{A}} v \rangle}{m_\chi^2} \frac{dN_\gamma}{dE_\gamma} \frac{J}{4\pi} \quad (1.22)$$

où $\langle \sigma_{\mathcal{A}} v \rangle$ est la section efficace d’annihilation moyenne et dN_γ/dE_γ est le spectre des photons émis par l’annihilation. Le spectre des photons émis est donné par le modèle d’annihilation de matière sombre. Il nous faut distinguer deux cas. Premièrement, dans le cas où les photons sont directement émis par l’annihilation de matière sombre, le spectre de photons présentera

un pic à $E_\gamma = m_\chi$. Ce canal est souvent qualifié de *smoking gun* à cause de sa signature aisément identifiable. Deuxièmement, dans le cas où les photons sont émis par la désintégration des produits de l'annihilation, le spectre de photons présentera une distribution croissante avec l'énergie et un *end-point* dont l'énergie dépendra de la masse du WIMP [47]. Le facteur J correspond à l'intégrale le long de la ligne de visée de la densité au carré de matière sombre de l'objet observé [47] :

$$J = \iint \rho_\chi^2(l, \Omega) dl d\Omega \quad (1.23)$$

Pour imposer une limite sur les propriétés de la matière sombre, il est important de déterminer le facteur J avec la meilleure modélisation possible de ses incertitudes. La détermination du facteur J se fait par analyse de Jeans en étudiant la distribution des vitesses des étoiles dans l'objet considéré [48].

Plusieurs signaux interprétables comme l'annihilation de matière sombre ont été découverts⁴ telles que la raie à 133 GeV observée par FERMI-LAT [50] ou la raie à 3.57 keV observée en X par XMM [51]. Dans le cas de la ligne initialement observée par la collaboration FERMI-LAT avec une signification de $3 - 4\sigma$, son existence est remise en question par la détermination d'un biais expérimental [52]. De plus, d'autres expériences telles que MAGIC [53], HESS [54] et VERTAS [55], n'ont jamais confirmé de telles observations. Une cible privilégiée pour la détection indirecte sont les galaxies naines sphéroïdes. Ce sont des objets faiblement lumineux dont la densité de matière sombre serait élevée. Ainsi, pour ce type d'objet, le rapport signal de matière sombre sur bruit astrophysique devrait être important en comparaison avec la galaxie. Récemment, un excès à 2.3σ a été observé dans Reticulum II [56] en utilisant le jeu de données publiques de FERMI-LAT PASS7. Cependant, cet excès n'a pas été mis en évidence dans le jeu de données PASS8 de FERMI-LAT [57]. Dans la plupart des recherches de matière sombre en γ et en X aucun d'excès pouvant venir de l'annihilation de matière sombre n'a été observé [49]. Les contraintes les plus fortes sur la section efficace d'annihilation moyenne ont été imposées par les collaborations FERMI-LAT ($\langle\sigma_{\mathcal{A}v}\rangle < 1 \times 10^{-27} \text{ cm}^3\text{s}^{-1}$ pour un WIMP de 10 GeV [57]) et par HESS ($\langle\sigma_{\mathcal{A}v}\rangle < 1 \times 10^{-27} \text{ cm}^3\text{s}^{-1}$ pour un WIMP de 1.5 TeV [54]) en observant le centre galactique.

Il est important de noter qu'il est également possible de rechercher un signal en X et γ de la désintégration de la particule de matière sombre. Dans ce cas, le spectre de photon émis présentera un pic à $E_\gamma = m_\chi/2$. Cette recherche de signal permet de mettre une contrainte sur la durée de vie du WIMP. Ainsi, FERMI-LAT a mis une limite sur la durée de vie du WIMP comprise entre 4×10^{28} et 3×10^{29} s pour une masse de WIMP comprise entre 14 et 400 GeV [58].

Télescopes à neutrinos : En raison de leur nature, les neutrinos sont beaucoup plus difficiles à détecter que les photons, cependant ils sont complémentaires aux photons pour la recherche de matière sombre pour deux raisons. La première est qu'ils sont issus des mêmes mécanismes de production que les photons : fragmentation ou hadronisation des produits de l'annihilation de matière sombre. La deuxième est qu'ils peuvent voyager depuis leur source sans être perturbés par l'environnement. Il existe deux principales méthodes pour rechercher des neutrinos issus de l'annihilation de matière sombre :

- i) La recherche de production de neutrinos provenant de la capture de WIMP dans le soleil : le nombre de WIMP dans le soleil est donné par la compétition entre le taux de capture Γ_C qui dépend de la section efficace de diffusion élastique WIMP-proton σ [59] et du taux d'annihilation $\Gamma_{\mathcal{A}}$ qui dépend de la section efficace d'annihilation des WIMPs [60] :

$$\frac{dN_\chi}{dt} = \Gamma_C - \Gamma_{\mathcal{A}}. \quad (1.24)$$

4. Un lecteur intéressé peut se référer à la revue de Conrad *et al.* [49]

À l'équilibre, $dN/dt = 0$, le taux d'annihilation est donc égal au taux de capture. Les neutrinos ainsi issus de l'annihilation de WIMPs auront des énergies comprises entre le GeV et le TeV. Sur Terre, les télescopes à neutrinos vont mesurer la composante de neutrinos muoniques du spectre. Cette mesure se fait par la conversion de neutrinos muoniques par courant chargé : $\nu_\mu + X \rightarrow \mu + X'$ dans la glace ou l'eau des détecteurs. Les muons vont ensuite être détectés par l'émission de lumière par effet Tcherenkov récoltée par des photomultiplicateurs. Par cette méthode de détection, la direction, le sens et l'énergie des neutrinos pourront être reconstruits, ce qui sera utile pour isoler une source telle que le soleil ou identifier les neutrinos atmosphériques. En tenant compte de l'oscillation des neutrinos, des efficacités de détection, en prenant un modèle de distribution des vitesses des WIMPs dans le soleil et en supposant un spectre d'annihilation, il est possible de calculer un spectre de neutrinos attendu dans un télescope à neutrinos provenant de l'annihilation de WIMPs [60]. En modélisant le flux de neutrinos attendu produit par les réactions nucléaires dans le soleil, les expériences IceCube [61], Super-Kamiokande [62] et ANTARES [63] recherchent une déviation dans la mesure du spectre de neutrinos solaires. Ainsi, il est possible de contraindre directement la section efficace de diffusion élastique WIMP-proton. Les limites imposées par cette stratégie de détection et le seuil en masse dépendent du canal d'annihilation considéré.

- ii) La recherche de production de neutrinos dans et à l'extérieur de la galaxie : tout comme en recherche de matière sombre par émission γ et X , les télescopes à neutrinos vont rechercher dans des régions riches en matière sombre un excès dans le spectre de neutrinos. Ainsi, en mesurant le spectre de neutrinos muoniques tel que décrit ci-dessus, l'expérience IceCube [64] établit également des contraintes sur la section efficace d'annihilation et sur la durée de vie du WIMP.

Rayonnement cosmique : À l'échelle du halo galactique, l'annihilation de matière sombre peut également contribuer à la production d'antimatière (*i.e.* positrons e^- , antiprotons \bar{p} ou anti-deutons \bar{D}). La mesure d'un excès d'antimatière par rapport au bruit de fond attendu dans la composition du rayonnement cosmique, pourrait alors être expliquée par l'annihilation de matière sombre. L'expérience PAMELA, a mis en évidence un excès dans la fraction de positrons entre 10 et 100 GeV [65] en confirmant et améliorant les résultats de l'expérience HEAT [66] publiés plusieurs années auparavant entre 5 et 15 GeV. Récemment, la collaboration AMS-02 a publié une nouvelle mesure de la fraction de positron allant jusqu'à 500 GeV et avec une meilleure statistique [67]. Cependant, la mesure du flux d'antiproton par l'expérience PAMELA [65] révèle un excès dans le spectre qui est en accord avec toutes les sources astrophysiques locales connues. Sans un excès dans le flux d'antiproton, il est difficile d'interpréter l'excès dans le flux de positron comme venant de l'annihilation de matière sombre. Il est important de noter que la propagation du rayonnement cosmique dans le milieu interstellaire ainsi que l'estimation du bruit de fond présentent de grandes incertitudes [68] malgré de grands progrès dans ce domaine [69, 70]. Une explication alternative à l'excès dans le flux de positron est l'existence d'un pulsar jeune dans l'environnement proche [71].

1.4.3 Production de matière sombre

Le LHC (Large Hadron Collider) est un accélérateur circulaire de hadron (protons, noyaux lourds) dont les buts sont notamment :

- l'étude et le test du modèle standard de la physique des particules dont le point d'orgue est la découverte du boson de Higgs-Englert-Brout en 2012 auprès des expériences ATLAS [43]

et CMS [44]. Cette découverte a permis de valider le modèle standard de la physique des particules.

- la recherche de physique au-delà du modèle standard (ATLAS, CMS, LHCb) dont la recherche de matière sombre.
- l'étude des plasmas quark-gluon (ALICE).
- la violation CP (LHCb).
- la recherche de nouveaux états liés de quarks avec la découverte en 2015 d'une nouvelle particule appelée pentaquark [72]. Cet état lié composé de quatre quarks (2 quarks up, 1 quark down, 1 quark charm et 1 quark anti-charm) a été prédit par Gell-Man en 1964 dans le modèle des quarks [73]. Ce nouvel état lié a été découvert par l'expérience LHCb avec une grande signification en étudiant le spectre de désintégration du baryon Λ_b^0 . Il a ainsi été mis en évidence deux pentaquarks dont les masses seraient 4380 ± 30 MeV et 4449.8 ± 3.0 MeV [72].

Le LHC teste la supersymétrie et impose des limites sur la masse des super-partenaires (squarks, chargino, neutralino, ...). À ce jour, aucune particule supersymétrique n'a été découverte. La revue du PDG (*Particle Data Group*) propose un bon aperçu des contraintes expérimentales courantes sur la supersymétrie établies à partir des données du LEP et du LHC [74].

Lors de collisions proton-proton au LHC, il serait possible de produire des particules de matière sombre à partir de la fusion de deux quarks. Les particules ainsi produites ne sont pas directement détectables par les détecteurs auprès du LHC à cause de leurs faibles sections efficaces. Cependant, dans l'état initial, il est possible que l'un des quarks rayonne un photon ou un gluon. Les collaborations ATLAS et CMS recherchent alors des événements où il y a un mono-photon ou un mono-jet associé à une très grande énergie manquante. L'énergie manquante serait l'énergie emportée par la particule de matière sombre. En se plaçant dans un formalisme de théorie effective, il est possible de contraindre avec le LHC les constantes de couplage des opérateurs effectifs décrivant l'interaction [75]. De plus, les limites LHC ne peuvent pas directement être appliquées à la détection directe de matière sombre [76–79]. Ces deux approches restent cependant complémentaires.

Enfin, il est important de noter que la découverte au LHC d'une particule ayant les mêmes propriétés que le WIMP ne vaudra pas dire qu'il s'agit de la matière sombre. Pour confirmer cela, il faut combiner les résultats de plusieurs stratégies de détection.

1.5 Conclusions

Des observations astrophysiques et cosmologiques tendraient à justifier l'hypothèse de l'existence de la matière sombre dans l'Univers. Ces mesures ont montré que $\sim 26\%$ du contenu en matière et énergie de notre Univers se trouverait sous la forme d'une particule massive, n'émettant pas de rayonnement, n'interagissant que par interaction faible et gravitationnelle : la matière sombre dont un candidat serait le WIMP.

Nous avons vu que l'extension minimale supersymétrique du modèle standard (MSSM) apporte un candidat à la matière sombre : le neutralino. Cette nouvelle particule a toutes les propriétés pour être un bon candidat à WIMP.

Nous avons également vu les trois stratégies de détection de matière sombre : directe, indirecte et production. Ces trois stratégies complémentaires apportent des informations différentes sur les propriétés du WIMP. La stratégie directe va contraindre à la fois la masse et la section efficace de diffusion élastique de diffusion du WIMP. La stratégie de détection indirecte va contraindre la masse, la section efficace moyenne d'annihilation et la durée de vie du WIMP. Enfin, la stratégie

de production de matière sombre permet de contraindre les sections efficaces de production mono-jet et mono- γ de la matière sombre.

2

De la détection directe non-directionnelle à la détection directe directionnelle de matière sombre.

Sommaire

2.1	Interaction WIMP-Matière	30
2.1.1	Le taux d'événements	30
2.1.2	Interaction indépendante du spin	32
2.1.3	Interaction dépendante du spin	34
2.1.4	Facteurs de forme	35
2.2	Modélisation du halo de matière sombre	39
2.2.1	Le modèle du halo	39
2.2.2	Sous-structures du halo galactique	40
2.2.3	Distribution de vitesses locale	41
2.3	Détection directe non-directionnelle	43
2.3.1	Stratégies de la détection directe non-directionnelle	44
2.3.2	État de l'art	45
2.3.3	Limitation et bruit de fond	46
2.4	Détection directionnelle	47
2.4.1	Origine du signal directionnel	47
2.4.2	Exclusion par la détection directionnelle	47
2.4.3	Découverte par la détection directionnelle	48
2.4.4	Identification par la détection directionnelle	51
2.5	État de l'art de la détection directionnelle	51
2.5.1	DRIFT	52
2.5.2	DM-TPC	52
2.5.3	NEWAGE	53
2.5.4	EMULSION	53
2.6	Conclusions	53

De nombreuses observations astrophysiques motivent l'existence d'un halo de particules de matière sombre englobant la Voie Lactée, le système solaire voyagerait ainsi au travers de ce halo avec une vitesse avoisinant 250 km.s^{-1} . Le mouvement relatif du système solaire par rapport au halo sombre induirait alors un flux de WIMPs de l'ordre de $10^5 \times (100 \text{ GeV}/m_\chi) \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ dans un détecteur terrestre. Malgré un faible couplage entre la matière ordinaire et la matière sombre, il serait envisageable de détecter de façon directe un tel flux par la mesure du spectre en énergie des reculs nucléaires produits par diffusion élastique de WIMPs sur les noyaux d'un détecteur. Dans ce chapitre, nous allons montrer que cette stratégie de détection directe, proposée en 1985 par M. W. Goodman et E. Witten [80], présente certaines limitations dues à des bruits de fond irréductibles. En effet, des particules neutres comme les neutrons et les neutrinos peuvent également interagir par diffusion élastique avec les noyaux d'un détecteur et produire des reculs nucléaires de la même façon que l'interaction avec un WIMP. En 1987, D.N. Spergel propose une nouvelle stratégie de détection permettant de dépasser ces limitations : la détection directionnelle [81]. Cette idée s'appuie sur le fait que la distribution angulaire des WIMPs dans les coordonnées galactiques doit présenter une anisotropie due au mouvement relatif du soleil par rapport au halo galactique. Cette anisotropie dans le flux de WIMPs va induire une anisotropie dans la distribution angulaire des reculs nucléaires. Ainsi, un détecteur pouvant mesurer à la fois la direction et l'énergie de ces reculs nucléaires devrait pouvoir identifier cette signature permettant de contraindre les propriétés du WIMP et du halo galactique malgré la présence de ces fonds [82–85].

Dans ce chapitre, nous allons nous intéresser à l'interaction entre le WIMP et la matière ordinaire, puis nous nous intéresserons à la détection directe de matière sombre et à ses limitations en vue de motiver la détection directionnelle.

2.1 Interaction WIMP-Matière

Dans le cadre de la détection directe (directionnelle ou non) de matière sombre, nous cherchons à mesurer un taux d'événements provenant de l'interaction entre le WIMP et un noyau du détecteur. Ainsi, dans cette section, nous nous proposons tout d'abord d'étudier le taux d'événements produit par diffusions élastiques de WIMPs sur les noyaux d'un détecteur. Puis, nous nous intéresserons à l'étude des interactions indépendantes et dépendantes du spin et de leurs facteurs de forme.

2.1.1 Le taux d'événements

Dans le référentiel du laboratoire, la vitesse des WIMPs est de l'ordre de 330 km.s^{-1} soit environ trois ordres de grandeur inférieurs à la vitesse de la lumière. Ainsi, nous pouvons considérer les WIMPs comme des particules non-relativistes. Il est alors aisé de montrer que lors de la diffusion élastique non-relativiste d'un WIMP sur un noyau, telle que représentée sur la figure 2.1, l'énergie transférée au noyau, *i.e.* l'énergie de recul, est :

$$E_R = 2v^2 \frac{\mu_R^2}{m_R} \cos^2(\theta_R), \quad (2.1)$$

où $\mu_R = m_\chi m_R / (m_\chi + m_R)$ est la masse réduite du système WIMP-noyau, m_R est la masse du noyau, m_χ la masse du WIMP, v la vitesse du WIMP dans le référentiel du laboratoire et θ_R est l'angle entre la direction initiale du WIMP et la direction finale du recul nucléaire (*i.e.* l'angle de déviation).

Le taux d'événements WIMP par unité de masse de détecteur dépend de la densité numérique locale de WIMP ρ_0/m_χ , de la section efficace de diffusion élastique $\sigma_{\chi-N}$ et de la vitesse des

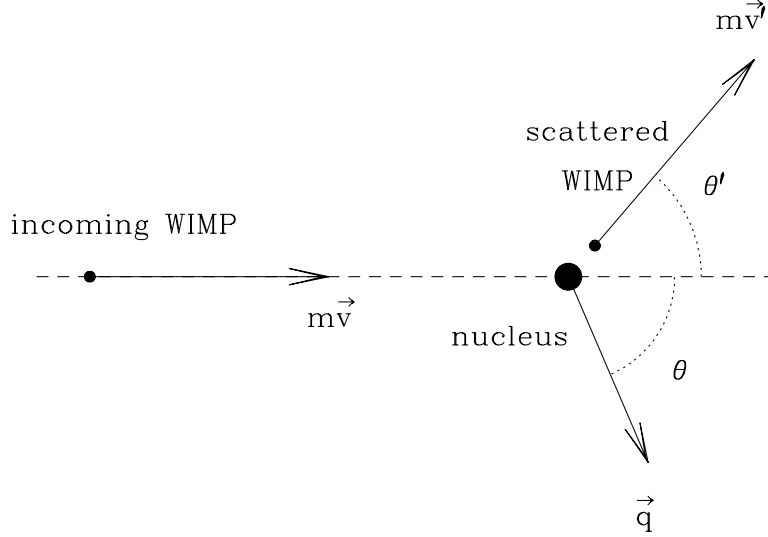


Figure 2.1 – Cinématique non-relativiste de la diffusion élastique WIMP-noyau. Figure extraite de [86].

WIMP dans le référentiel du laboratoire. Ainsi, le taux d'événements WIMP différentiel par unité de masse du détecteur dR s'écrit :

$$dR = \frac{\rho_0}{m_\chi} \times \frac{1}{m_R} \times \frac{d^2\sigma_{\chi-N}}{dE_R d\Omega_R} \times v f(\mathbf{v}) \times d^3v dE_R d\Omega_R. \quad (2.2)$$

En intégrant sur la distribution de vitesses des WIMP, nous obtenons le taux d'événements doublement différentiel en fonction de l'énergie et de la direction du recul nucléaire :

$$\frac{d^2R}{dE_R d\Omega_R} = \frac{\rho_0}{m_\chi m_R} \int \frac{d^2\sigma_{\chi-N}}{dE_R d\Omega_R} v f(\mathbf{v}) d^3v. \quad (2.3)$$

La section efficace est reliée à la probabilité d'interaction entre un WIMP et un noyau, elle intègre les propriétés de l'interaction en incluant les hypothèses de la physique des particules et de la physique nucléaire. La section efficace doublement différentielle est obtenue comme suit :

- i) La symétrie azimutale la diffusion autour du vecteur vitesse du WIMP incident impose que $d\Omega_R = 2\pi d\cos\theta_R$.

$$\frac{d^2\sigma_{\chi-N}}{dE_R d\Omega_R} = \frac{1}{2\pi} \frac{d^2\sigma_{\chi-N}}{dE_R d\cos\theta_R} \quad (2.4)$$

- ii) La conservation de l'impulsion impose une relation entre l'angle de recul θ_R et le moment transféré $q_R = \sqrt{E_R m_R}/2$ tel que : $\cos\theta_R = q_R/2\mu_R v$. Cette relation impose une contrainte sur l'angle de recul à partir de la vitesse du WIMP et de l'énergie de recul. En d'autres termes, pour un couple de valeurs (E_R, v) , l'angle θ_R est fixe. Nous pouvons alors imposer cette contrainte au travers d'une distribution de Dirac : $\delta(\cos\theta_R - q/2\mu_R v) = v\delta(v\cos\theta_R - v_{min})$ avec $v_{min} = \sqrt{E_R m_R}/2\mu_R$ la vitesse minimale nécessaire à un WIMP pour créer un recul nucléaire d'énergie E_R . Nous obtenons ainsi :

$$\frac{d^2\sigma_{\chi-N}}{dE_R d\Omega_R} = \frac{d\sigma_{\chi-N}}{dE_R} \frac{1}{2\pi} v \delta(v\cos\theta_R - v_{min}) \quad (2.5)$$

Le taux d'événements doublement différentiel devient alors :

$$\frac{d^2 R}{dE_R d\Omega_R} = \frac{\rho_0}{m_\chi m_R} \int \frac{d\sigma_{\chi-N}}{dE_R} \frac{1}{2\pi} v^2 \delta(v \cos \theta_R - v_{min}) f(\mathbf{v}) d^3 v. \quad (2.6)$$

La section efficace d'interaction WIMP-noyau dépend fondamentalement du couplage entre les WIMPs et les quarks. Cependant, étant donné que la section efficace WIMP-noyau intervient dans le calcul du taux d'événement, la distribution de quarks dans le nucléon et la distribution de nucléons dans le noyau vont jouer un rôle crucial. De façon générale, la section efficace d'interaction WIMP-noyau peut se séparer en deux composantes. Une composante spin-indépendante (SI) et une composante spin-dépendante (SD) qui s'ajoutent de façon cohérente telles que :

$$\frac{d\sigma_{\chi-N}}{dE_R} = \left(\frac{d\sigma_{\chi-N}}{dE_R} \right)_{SI} + \left(\frac{d\sigma_{\chi-N}}{dE_R} \right)_{SD} = \frac{m_R}{2\mu_R^2 v^2} (\sigma_0^{SD} F_{SD}^2(E_R) + \sigma_0^{SI} F_{SI}^2(E_R)) \quad (2.7)$$

où $\sigma_0^{SD,SI}$ et $F_{SD,SI}$ sont respectivement les sections efficaces à moment transféré nul et les facteurs de forme nucléaire dépendant et indépendant du spin. Les facteurs de forme intègrent la dépendance de la section efficace avec l'énergie de recul et traduisent la perte de cohérence de la diffusion élastique quand l'énergie de recul augmente. Nous discuterons chacun de ces termes ainsi que leurs expressions en sections 2.1.2 et 2.1.3.

Le taux d'événements différentiel devient donc

$$\frac{d^2 R}{dE_R d\Omega_R} = \frac{\rho_0}{4\pi m_\chi \mu_R^2} [\sigma_0^{SD} F_{SD}^2(E_R) + \sigma_0^{SI} F_{SI}^2(E_R)] \hat{f}(v_{min}, \hat{\mathbf{q}}) \quad (2.8)$$

où $\hat{f}(v_{min}, \hat{\mathbf{q}})$ est la transformée de Radon de la distribution de vitesses des WIMPs définis telle que [86] :

$$\hat{f}(w, \hat{\mathbf{w}}) = \int \delta(\mathbf{v} \cdot \hat{\mathbf{w}} - w) f(\mathbf{v}) d^3 v \quad (2.9)$$

La transformée de Radon a été introduite par P. Gondolo [86] pour permettre de calculer analytiquement les taux d'événements doublements différentiels en fonction de l'énergie et de la direction de recul pour plusieurs modèles de distribution de vitesses. En utilisant les propriétés de la transformée de Radon [86], il est aisé d'intégrer l'expression 2.8 sur toutes les directions et d'en déduire le taux d'événements différentiel en fonction de l'énergie de recul (*i.e.* le spectre en énergie de recul des événements WIMP) :

$$\frac{dR}{dE_R} = \frac{\rho_0}{2m_\chi \mu_R^2} [\sigma_0^{SD} F_{SD}^2(E_R) + \sigma_0^{SI} F_{SI}^2(E_R)] \int_{v_{min}}^{v_{esc}} \frac{f(\mathbf{v})}{v} d^3 v \quad (2.10)$$

Nous retrouvons bien le taux d'événements WIMP classique [87] qui dépend de la densité locale de WIMP, de la physique des particules au travers des sections efficaces, de la physique nucléaire au travers des facteurs de forme et de la distribution de vitesses des WIMPs dans le halo galactique de matière sombre.

2.1.2 Interaction indépendante du spin

La contribution indépendante du spin (SI) à l'interaction WIMP-noyau vient de l'addition de deux couplages : un couplage scalaire-scalaire et un couplage vecteur-vecteur tels que décrits par le lagrangien suivant [88] :

$$\mathcal{L} = f_q^S \bar{\chi} \chi \bar{q} q + f_q^V \bar{\chi} \gamma_\mu \chi \bar{q} \gamma^\mu q. \quad (2.11)$$

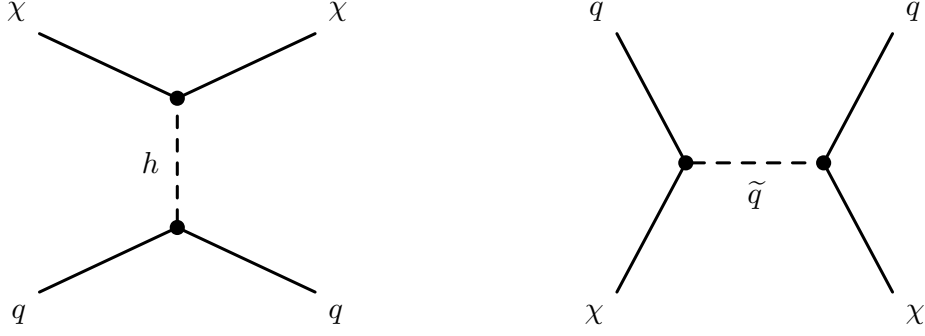


Figure 2.2 – Diagrammes de Feynman représentant les deux contributions scalaires à l'interaction entre un neutralino $\tilde{\chi}_0^1$ et un quark.

où f_q^S est f_p^V sont respectivement les constantes de couplages scalaires et vectoriels. Dans le cas où le WIMP est une particule de Majorana telle que proposée par la supersymétrie, le couplage vecteur-vecteur devient nul et seul le couplage scalaire-scalaire reste. Ainsi, à l'arbre, les diagrammes de Feynman décrivant l'interaction scalaire sont donnés par l'échange de Higgs (h, H) en voie t et l'échange d'un squark \tilde{q} en voie s tels que représentés par la figure 2.2. La section efficace SI de diffusion élastique à moment transféré nul σ_0^{SI} sur un noyau ${}^A_Z\text{X}$ est donnée par [47] :

$$\sigma_0^{SI}({}^A_Z\text{X}) = \frac{4\mu_R^2}{\pi} (Zf_p + (A - Z)f_n)^2 \quad (2.12)$$

où f_p et f_n sont respectivement les amplitudes de diffusion du WIMP sur le proton et le neutron et μ_R la masse réduite. Les amplitudes de diffusion sur le proton et le neutron sont obtenues en sommant les couplages à l'interaction avec le WIMP de chaque quark tel que [89] :

$$\frac{f_{p,n}}{m_{p,n}} = \sum_{q=u,d,s} \frac{f_{T_q}^{p,n}}{m_q} \left(\frac{1}{2} \sum_{\tilde{q}} \frac{g_{L\tilde{q}\chi q} g_{R\tilde{q}\chi q}}{m_{\tilde{q}}^2} - \sum_{h=h_0, H_0} \frac{g_{h\chi\chi} g_{hq q}}{m_h^2} \right) \quad (2.13)$$

où f_{T_q} est la contribution des quarks légers à la masse du proton et du neutron définie par : $m_p f_{T_q}^p \equiv \langle p | m_q \bar{q} q | p \rangle$ et g_{abc} sont les couplages des vertex impliquant les particules a, b et c (voir [90] pour les expressions supersymétriques de chaque couplage). Les contributions de chaque quark à la masse du nucléon sont déterminées expérimentalement à partir de la mesure du contenu en étrangeté σ_s et du terme sigma $\sigma_{\pi N}$ de la diffusion pion-nucléon [91, 92] :

$$\begin{cases} f_{T_d}^p = 0.0191 \pm 0.00186, & f_{T_u}^p = 0.01530 \pm 0.00186, & f_{T_s}^p = 0.0447 \pm 0.0107 \\ f_{T_d}^n = 0.0273 \pm 0.00186, & f_{T_u}^n = 0.011 \pm 0.002, & f_{T_s}^n = 0.0447 \pm 0.0107 \end{cases}$$

Comme le montrent les valeurs des contenus en quarks des nucléons, la contribution dominante vient du quark s qui est identique pour le proton et le neutron. Il est usuel de supposer que la diffusion est dominante sur les quarks de la mer, cette approximation implique que $f_p \simeq f_n$ et donc que la section efficace sur le noyau ne dépend plus que de l'amplitude de diffusion sur le proton et le nombre de nucléons A tel que :

$$\sigma_0^{SI}({}^A_Z\text{X}) = \frac{4\mu_R^2}{\pi} f_p^2 A^2 \quad (2.14)$$

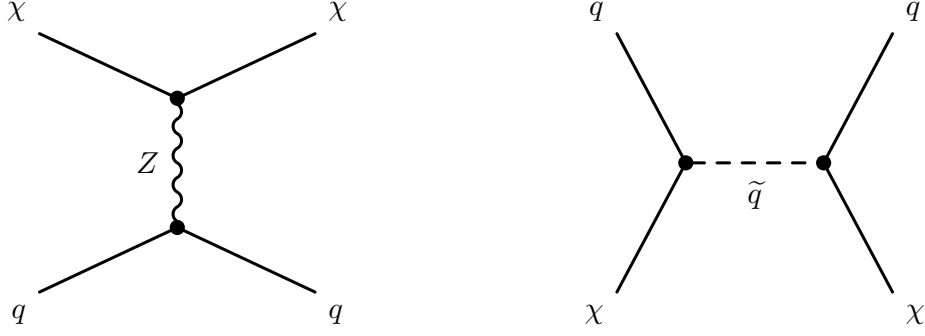


Figure 2.3 – Diagrammes de Feynman représentant les deux contributions axiales à l’interaction entre un neutralino $\tilde{\chi}_0^1$ et un quark.

Ainsi, le choix d’un détecteur avec un noyau lourd comme cible tel que le xénon ou le germanium permettra de maximiser la sensibilité à l’interaction SI.

2.1.3 Interaction dépendante du spin

La contribution dépendante du spin (SD) à l’interaction WIMP-noyau vient d’un couplage axial-vecteur. Dans le cas où le WIMP est un fermion de Majorana ou de Dirac, l’interaction est décrite par le lagrangien suivant [88] :

$$\mathcal{L} = a_q^A \bar{\chi} \gamma^\mu \gamma_5 \chi \bar{q} \gamma_\mu \gamma_5 q \quad (2.15)$$

où a_q^A est le couplage entre le WIMP et le quark q . Ainsi, à l’arbre, les diagrammes de Feynman décrivant l’interaction sont donnés par l’échange d’un squark \tilde{q} dans la voie s et d’un boson Z^0 dans la voie t , tels que représentés par la figure 2.3. La section efficace SD de diffusion élastique à moment transféré nul σ_0^{SD} sur un noyau ${}^A_Z X$ est donnée par [47] :

$$\sigma_0^{SD}({}^A_Z X) = \frac{32}{\pi} G_F^2 \mu_R^2 \frac{J+1}{J} [a_p \langle S_p \rangle + a_n \langle S_n \rangle]^2. \quad (2.16)$$

$\langle S_p \rangle$ et $\langle S_n \rangle$ sont respectivement les contenus en spin du proton et du neutron définis par : $s_\mu^{(p,n)} = \langle S_{p,n} \rangle = \langle N | S(p, n)^z | N \rangle$. Les contenus en spin sont déterminés à partir de la fonction d’onde du noyau considéré en utilisant des modèles de physique nucléaire [93–95]. a_p et a_n sont respectivement les amplitudes de diffusion élastique sur le proton et le neutron. Ces amplitudes sont définies comme la somme de la contribution de chaque quark telle que [41] :

$$a_p = \sum_{q=u,d,s} \frac{d_q}{\sqrt{2}G_F} \Delta_q^p, \quad a_n = \sum_{q=u,d,s} \frac{d_q}{\sqrt{2}G_F} \Delta_q^n \quad (2.17)$$

où d_q est la constante de couplage entre un WIMP et le quark q [41], G_F est la constante de Fermi et les $\Delta_q^{(p,n)}$ sont les éléments de matrice de l’interaction axiale pour le nucléon :

$$2s_\mu^{(p,n)} \Delta_q^{(p,n)} = \langle N | \bar{q} \gamma_\mu \gamma_5 | N \rangle \quad (2.18)$$

En conclusion, seuls les noyaux possédant un moment angulaire non nul sont sensibles à l’interaction dépendante du spin. Cependant, le simple fait de choisir un noyau avec le plus grand moment angulaire et les contenus en spin les plus importants ne suffit pas. En effet, comme nous le discuterons dans le chapitre 8, des phénomènes d’interférences peuvent se produire suivant la composition du noyau et des amplitudes de diffusions.

Noyau	A	J^π	Frac. iso.	$\langle S_p \rangle$	$\langle S_n \rangle$	Ref.	Experiment
Xe	129	1/2 ⁺	0.262	0.010	0.329	[95]	Xenon [96, 97], LUX [98]
	131	3/2 ⁺	0.218	-0.009	-0.272		
F	19	1/2 ⁺	1	0.441	-0.109	[93]	MIMAC, SIMPLE [99], COUPP [100], PICASSO [101]
Ge	73	9/2 ⁺	0.0773	0.030	0.378	[102]	Super-CDMS [103], Edelweiss-II [104]
I	127	5/2 ⁺	1	0.309	0.359	[105]	KIM [106]
Cs	133	7/2 ⁺	1	-1.247	-1.185	[107]	KIM [106]

Table 2.1 – Table récapitulante, pour les noyaux cibles possédant un couplage à l’interaction SD, les contenue en spin.

2.1.4 Facteurs de forme

Lors de la collision avec un noyau, les effets liés à la structure interne du noyau sont décrits par un facteur de forme F tel que :

$$\sigma(E_R) = \sigma_0 F^2(E_R) = \sigma_0 F^2(q) \quad (2.19)$$

où $q = \sqrt{2m_R E_R}$ est l’impulsion transférée et σ_0 la section efficace de diffusion à moment transféré nul. Le facteur de forme est différent que l’on considère une interaction indépendante ou dépendante du spin.

2.1.4.1 Facteur de forme indépendant du spin

Dans le cas de l’interaction indépendante du spin, le facteur de forme $F_{SI}(q)$ est défini comme étant la transformée de Fourier de la distribution de la densité $\rho(\mathbf{r})$ du noyau tel que :

$$F_{SI}(q) = \int \exp(i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r})\rho(\mathbf{r})d^3r. \quad (2.20)$$

Une première approximation utilisée pour calculer le facteur de forme est de considérer que la densité du noyau présente une symétrie sphérique $\rho(\mathbf{r}) = \rho(r)$, le calcul du facteur de forme ne dépend plus que de la densité radiale $\rho(r)$ du noyau. Il existe plusieurs façons de paramétrer la distribution de la densité radiale d’un noyau que nous allons discuter.

La figure 2.4 représente les facteurs de forme décrits ci-dessous en fonction de l’énergie de recul pour un noyau d’¹⁶O.

Sphère solide Nous considérons un noyau comme étant une sphère solide de densité constante et de rayon R . Pour cette paramétrisation de la densité, nous obtenons le facteur de forme de la sphère solide tel que :

$$F_{SI}^{\text{solid}}(r) = 3 \frac{\sin(qR) - qR \cos(qR)}{(qR)^3} \quad (2.21)$$

où R est le rayon nucléaire défini tel que : $R = 1.2A^{1/3}$ fm. Cette approximation de la forme d’un noyau n’est pas correcte, car un noyau ne possède pas de frontière parfaitement définie rendant la définition du rayon nucléaire délicate [108]. La figure 2.4 représente le facteur de forme de la sphère solide en fonction de l’énergie de recul.

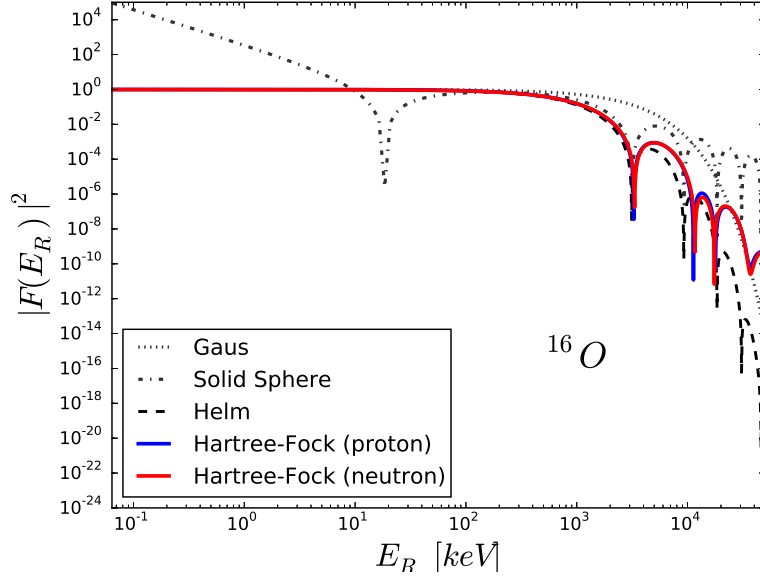


Figure 2.4 – Facteurs de forme de l’interaction indépendante du spin en fonction de l’énergie pour un noyau d’ ^{16}O . Sont représentés les facteurs de forme gaussien (trait pointillé), de la sphère solide (trait tiret-pointillé) et de Helm (trait tiret) ainsi que les contributions proton (trait bleu) et neutrons (trait rouge) au facteur de forme obtenu dans l’approximation de Hartree-Fock.

Noyau gaussien Nous considérons que la densité radiale du noyau suit une distribution gaussienne centrée d’écart-type $\sigma = \sqrt{3/5}R$ où $R = 1.2A^{1/3}$ est le rayon nucléaire. Pour une telle distribution, nous obtenons le facteur de forme gaussien tel que :

$$F_{SI}^{Gaus}(q) = \exp\left(-\frac{1}{10}(qR)^2\right) \quad (2.22)$$

Cette paramétrisation de la densité du noyau permet de tenir compte du fait que le noyau ne présente pas de frontières bien définies. Cependant, cette paramétrisation n’est basée sur aucun argument expérimental. La figure 2.4 représente le facteur de forme gaussien en fonction de l’énergie de recul.

Helm De façon générale, la distribution de la densité en nucléons dans un noyau peu être décrite par une distribution de Fermi telle que :

$$\rho(r) = \rho_0 \left[1 + \exp\left(\frac{r-R}{s}\right)\right]^{-1} \quad (2.23)$$

où $R = 1.2A^{1/3}$ est le rayon nucléaire et $s \approx 1$ fm l’épaisseur de peau. Ainsi, en prenant la transformée de Fourier de l’équation 2.23, nous obtenons le facteur de forme de Helm [109] :

$$F_{SI}^{Helm}(q) = \frac{3j_1(qR_0)}{qR_0} \exp\left(-\frac{1}{2}(qs)^2\right) \quad (2.24)$$

où $j_1(qR) = \frac{\sin x}{x^2} - \frac{\cos x}{x}$ est la fonction de Bessel sphérique à l’ordre 1 et $R_0 = \sqrt{R^2 - 5s^2}$. Le facteur de forme de Helm est représenté sur la figure 2.4 par la ligne en tirets.

Approximation de Hartree-Fock Tous les facteurs de forme précédents sont basés sur des suppositions quant à la distribution de la densité des nucléons dans le noyau. En utilisant la théorie d'Hartree-Fock, il est possible d'obtenir une solution approchée de l'équation de Schrödinger pour un noyau et d'en déduire la distribution de la densité $\rho(r)$ des nucléons dans le noyau. Le facteur de forme s'obtient alors numériquement en prenant la transformée de Fourier de $\rho(r)$. Les traits bleus et rouges de la figure 2.4 représentent respectivement les contributions au facteur de forme venant de la distribution des protons $F_{SI}^{HF}(p)$ et neutrons $F_{SI}^{HF}(n)$ pour un noyau d' ^{16}O [110]. Le facteur de forme pour un noyau ${}^A_Z\text{X}$ sera alors la combinaison linéaire des contributions de la distribution de chaque nucléon telle que :

$$F_{SI}^{HF}({}^A_Z\text{X}) = \frac{1}{A} (Z \times F_{SI}(p) + (A - Z) \times F_{SI}(n)). \quad (2.25)$$

Grâce à la figure 2.4, nous pouvons noter que les contributions protons et neutrons au facteur de forme sont presque indissociables pour des énergies transférées inférieures à $\sim 10^3$ keV. Ainsi, dans la gamme d'énergie de reculs que nous considérons et pour différents noyaux [110], nous avons :

$$F_{SI}^{HF}({}^A_Z\text{X}) \simeq F_{SI}(p) \simeq F_{SI}(n). \quad (2.26)$$

L'intérêt de cette approche est que nous disposons d'une description approchée de la distribution de la densité dans le noyau. Cependant, de tels calculs ne sont pas disponibles pour tous les noyaux tels que le ^{19}F .

En conclusion, la comparaison des facteurs de forme obtenus avec différentes approximations sont indissociable pour des énergies de reculs inférieures à 10^3 keV à l'exception du facteur de forme utilisant l'approximation de la sphère solide. De plus, au-delà de 10^3 keV, le facteur de forme obtenu avec la théorie d'Hartree-Fock et le facteur de forme de Helm présente un accord raisonnable. Ainsi, dès lors que les facteurs de formes obtenus avec la théorie d'Hartree-Fock ne sont pas disponibles, nous utiliserons le facteur de forme de Helm.

2.1.4.2 Facteur de forme dépendant du spin

Dans le cas de l'interaction dépendante du spin, la définition du facteur de forme est différente, car nous devons tenir compte de la contribution du spin dans l'interaction au travers de la fonction de réponse du spin $S(q)$. Le facteur de forme dépendante du spin est ainsi défini par [111] :

$$F_{SD}^2(q) = \frac{S(q)}{S(0)} \quad (2.27)$$

La fonction de réponse de spin est calculée numériquement à partir de l'estimation de la fonction d'onde du noyau obtenue à partir de modèles de la structure nucléaire.

Fonction de réponse de spin Dans la représentation du groupe d'isospin, la fonction de réponse de spin s'écrit comme la combinaison linéaire des différentes contributions telles que [93, 112] :

$$S(q) = a_0^2 S_{00}(q) + a_0 a_1 S_{10}(q) + a_1^2 S_{11}(q) \quad (2.28)$$

où les $a_i = a_p + (-1)^i a_n$ sont les amplitudes de diffusion dans la représentation d'isospin et les $S_{ij}(q)$ sont les contributions à la fonction de réponse de spin dans la représentation d'isospin. Les $S_{ij}(q)$ sont obtenues numériquement en utilisant des modèles de structure nucléaire [95],

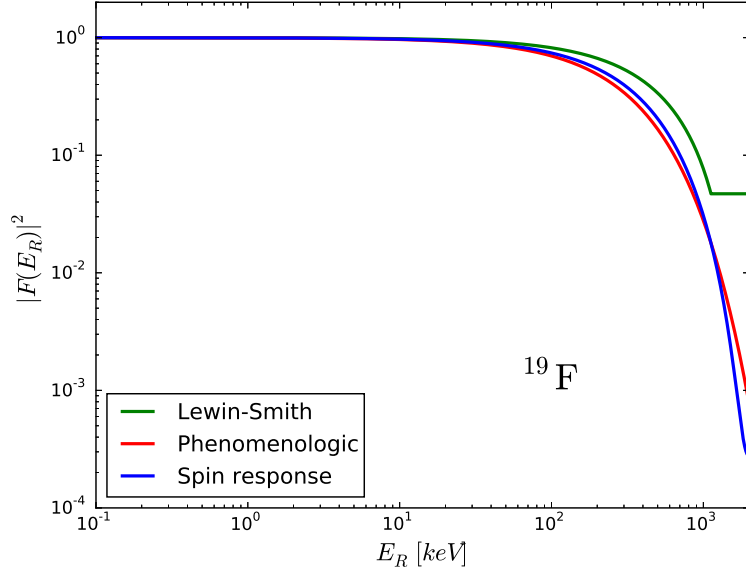


Figure 2.5 – Facteur de forme de l’interaction dépendante du spin en fonction de l’énergie de recul de noyaux de ^{19}F . Sont représentés les facteurs de forme de Lewin et Smith (trait vert), exponentiel (trait rouge) et obtenus à partir de la fonction de réponse du spin (trait bleu).

dans le cas d’un noyau de ^{19}F , les $S_{ij}(q)$ peuvent paramétrisées par [94] :

$$\left\{ \begin{array}{l} S_{11}(u)/S_{11}(0) = e^{-u} \left(0.0119u^4 - 0.1450u^3 + 0.6620u^2 - \frac{4u}{3} + 1 \right) \\ S_{01}(u)/S_{10}(0) = e^{-u} \left(0.0124u^4 - 0.1487u^3 + 0.6677u^2 - \frac{4u}{3} + 1 \right) \\ S_{00}(u)/S_{00}(0) = e^{-u} \left(0.0131u^4 - 0.1525u^3 + 0.6733u^2 - \frac{4u}{3} + 1 \right) \end{array} \right. \quad (2.29)$$

où u est l’énergie transférée sans dimension définie telle que $u = E_R A m_N b^2$ avec $b = 1 \text{ fm } A^{1/6}$, le paramètre de taille nucléaire. Quelque soit le noyau considéré, les $S_{ij}(q)$ sont indissociables dans la gamme d’énergie transférée $[0, 1000] \text{ keV}$ [94, 112], le facteur de forme est ainsi seulement déterminé par l’une des S_{ij} tel que :

$$F_{SD}^2(q) \approx \frac{S_{00}(q)}{S_{00}(0)} \simeq \frac{S_{01}(q)}{S_{01}(0)} \simeq \frac{S_{11}(q)}{S_{11}(0)} \quad (2.30)$$

La facteur de forme obtenue pour le ^{19}F est représenté par un trait bleu sur la figure 2.5.

Paramétrisations phénoménologiques Pour certains noyaux, les fonctions de réponse de spin ne sont pas disponibles, il est donc nécessaire d’utiliser des paramétrisations phénoménologiques du facteur de forme, les deux plus utilisées étant le facteur de forme de Lewin et Smith et le facteur de forme exponentiel :

1. Le **facteur de forme de Lewin et Smith** a été introduit pour reproduire phénoménologiquement les calculs de fonction de réponse de spin réalisés par Engel *et al.* [111] et est

défini par [87] :

$$F_{SD}^{LS}(qR) = \begin{cases} \left(\frac{\sin(qR)}{qR} \right) & qR < 2.55, qR > 4.5 \\ 0.217 & 2.55 \leq qR \leq 4.5 \end{cases} \quad (2.31)$$

Le facteur de forme de Lewin et Smith est représenté par le trait vert sur la figure 2.5.

2. Le **facteur de forme exponentiel** a également été introduit pour reproduire phénoménologiquement les calculs de fonction de réponse de spin et est défini par [113] :

$$F_{SD}^{pheno} = \exp\left(-\frac{q^2 R_A^2}{4}\right) \quad (2.32)$$

avec $R_A = 1.7A^{1/3} - 0.28 - 0.78(A^{1/3} - 3.8 + [(A^{1/3} - 3.8)^2 + 0.2]^{1/2})$.

Le facteur de forme exponentiel est représenté sur la figure 2.5 par un trait rouge.

La figure 2.5 représente alors les trois facteurs de forme dépendants du spin décrits précédemment en fonction de l'énergie transférée pour un noyau de ^{19}F . Cette figure montre que pour des énergies de reculs inférieures à 100 keV, les trois facteurs de forme sont presque indissociables et qu'au-delà de 100 keV, le facteur de forme exponentiel approche le mieux celui obtenu à partir des fonctions de réponse de spin.

2.2 Modélisation du halo de matière sombre

Dans le calcul du taux d'événements intervient la distribution de vitesses des WIMPs dans le référentiel du détecteur. La géométrie et la distribution des vitesses dans le halo de matière sombre sont inconnues. Cependant, il est possible de modéliser le halo de matière sombre soit en résolvant l'équation de Boltzmann soit par simulation Monte-Carlo.

2.2.1 Le modèle du halo

Dans cette section, nous allons nous intéresser à la modélisation de la distribution de vitesses dans le halo de matière sombre. Le halo de matière sombre peut être considéré comme un gaz de particules non-collisionnelles et auto-gravitant dont l'évolution de la distribution dans l'espace des phases $f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$ évolue selon l'équation de Boltzmann [114] :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla f - \nabla \phi \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{v}} = 0 \quad (2.33)$$

où ϕ est le potentiel gravitationnel. Ayant un volume V fini et petit devant la taille du halo, un détecteur terrestre ne sera sensible qu'à la distribution de vitesses locale des particules de matière sombre telle que :

$$f(\mathbf{v}) = \frac{1}{V} \int f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t_0) d^3 r \quad (2.34)$$

où t_0 correspond au temps actuel. En résolvant l'équation de 2.33, nous obtenons la distribution des WIMPs dans l'espace des phases. De plus, la densité $\rho(\mathbf{r})$ de matière sombre, le potentiel gravitationnel et la distribution des WIMPs dans l'espace des phases sont reliés par l'équation de Poisson :

$$\nabla^2 \phi = 4\pi G \rho(\mathbf{r}) = 4\pi G \int f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t_0) d^3 r \quad (2.35)$$

Le modèle standard du halo Comme nous l’avons mentionné dans le chapitre 1, la mesure des courbes de rotations montre que la vitesse de rotation des étoiles est constante en fonction de la distance au centre galactique. Il est possible de montrer que l’on peut expliquer ce phénomène en considérant que profil de densité du halo de matière sombre évolue comme $\rho(r) \propto 1/r^2$. Ainsi, en supposant le tenseur des vitesses isotrope, la solution de l’équation de Boltzman satisfaisant l’équation d’Eddington [114] est une distribution de Maxwell-Boltzmann caractérisée par la distribution de vitesses telle que [114] :

$$f(\mathbf{v}) = \frac{1}{(3\pi\sigma_v^2)^{1/2}} \exp\left(-\frac{\mathbf{v}^2}{2\sigma_v^2}\right) \quad (2.36)$$

où σ_v est la dispersion de vitesse de WIMP dans le halo. Il est possible de montrer qu’au niveau du système solaire, la dispersion des vitesses est liée à la vitesse de rotation du système solaire tel que : $\sigma_v = v_\odot/\sqrt{2}$ [114].

Le modèle de halo triaxial Dans le cas général, il n’y a pas nécessairement une relation unique entre le profil de densité et la distribution dans l’espace des phases. L’équation d’Eddington n’a alors pas de solution exacte [114]. La méthode introduite par Jeans [114] est de chercher des solutions approchées en calculant les moments de l’équation de Boltzmann¹. Le tenseur de dispersion de vitesse étant symétrique, il existe nécessairement une base dans laquelle ce dernier est diagonal. Ainsi, dans le référentiel des coordonnées galactiques, la distribution de vitesses peut être approchée par [115] :

$$f(\mathbf{v}) = \frac{1}{(8\pi^3)^{1/2}\sigma_x\sigma_y\sigma_z} \exp\left(-\frac{v_x^2}{2\sigma_x^2} - \frac{v_y^2}{2\sigma_y^2} - \frac{v_z^2}{2\sigma_z^2}\right). \quad (2.37)$$

La distribution des vitesses suit alors une gaussienne multivariée. Nous pouvons noter qu’en prenant $\sigma_x = \sigma_y = \sigma_z = \sigma_v$, nous retrouvons le modèle standard du halo.

2.2.2 Sous-structures du halo galactique

Dans le modèle standard du halo, la distribution de vitesses des WIMPs locale est supposée uniformément distribuée dans l’espace et décrite par une distribution de Maxwell. Cependant, le modèle hiérarchique de la formation des structures montre que le halo galactique résulterait de l’accrétion de halos plus petits reliant ainsi sa structure à l’histoire de sa formation. La présence de sous-structure dans le halo galactique ont été mises en évidence dans de nombreuses simulations à N-corps. De telles sous-structures peuvent être classifiées de la façon suivante :

Le disque de matière sombre Durant le processus de formation hiérarchique des structures, les galaxies satellites peuvent être entraînées dans le plan de la galaxie hôte par le champ gravitationnel du disque de baryons et déposé leur matière sombre contribuant à la formation d’une sous-structure au halo de matière sombre : le disque de matière sombre [116]. Cette sous-structure en co-rotation avec le disque galactique est généralement considérée comme froide et présenterait une distribution de vitesses du type de Maxwell-Boltzmann [116–119]. Les paramètres de la distribution de vitesses dans le disque de matière sombre peuvent être déduits des simulations à N-corps. Ainsi, selon [119] le disque sombre contribuerait à $\sim 25\%$ à la densité locale de matière sombre avec une vitesse de co-rotation de $V_{DD} \simeq 150 \text{ km. s}^{-1}$ et une dispersion des vitesses $\sigma_{DD} = 85 \text{ km. s}^{-1}$.

1. Un lecteur intéressé peut se référer au chapitre 4 du livre de J. Binney et S. Tremaine [114].

Le courant de marée Les courants de marée résultent de la perturbation des sous-halos de matière sombre accrétés par la Voie Lactée sous la forme d’une distribution de matière localisée. De telles structures ont été mises en évidence à proximité du système solaire. En effet, un groupe d’étoiles ayant la même vitesse et pouvant appartenir à un courant de marée provenant de la galaxie naine Sagittarius a été observé dans le voisinage du système solaire [120–122]. De plus, il a été montré qu’une telle sous-structure au halo principale contribue de façon non négligeable au taux d’événements dans un détecteur [123].

Les débris d’accrétions Observés pour la première fois par M. Lisanti et D. N. Spergel dans une simulation à N-corps [124], les débris d’accrétion sont une sous-structure au halo de matière sombre créés par force de marée lors de l’accrétion de sous-satellites du halo hôte. Le processus de formation des débris d’accrétion est très similaire à la formation des courants de marée à la différence que les débris d’accrétion se caractérisent par une distribution de matière sombre homogène proche du centre galactique [125].

Les débris d’accrétion ont un effet sur la distribution angulaire des WIMPs dans le référentiel terrestre. Cependant, les WIMPs provenant des débris d’accrétions ont une vitesse comparable à celle du système solaire au travers du halo principal, ainsi, nous observerons une anisotropie élargie et pointant toujours dans la direction de la constellation du Cygne [125]. L’effet des débris d’accrétion devrait alors être négligeable.

2.2.3 Distribution de vitesses locale

Le soleil se déplacerait à travers un halo de matière sombre statique à la vitesse de $v_{\odot} = 254 \pm 16 \text{ km. s}^{-1}$ [126, 127] en direction de la constellation du Cygne et à une distance de $R_0 = 8.4 \pm 0.6 \text{ kpc}$ du centre galactique [126–128]. Ainsi, en raison du mouvement relatif du système solaire par rapport au halo de matière sombre, la distribution de vitesses des WIMPs dans le référentiel terrestre va être modifiée. Dans le cas d’un modèle de halo triaxial, la distribution de vitesses dans le référentiel terrestre est donnée par :

$$f(\mathbf{v}) = \frac{1}{(8\pi^3 \det \boldsymbol{\sigma}_v^2)^{1/2}} \exp \left[-\frac{1}{2} (\mathbf{v} - \mathbf{v}_{\odot})^T \boldsymbol{\sigma}_v^{-2} (\mathbf{v} - \mathbf{v}_{\odot}) \right]. \quad (2.38)$$

où \mathbf{v}_{\odot} est le vecteur vitesse du système solaire et $\boldsymbol{\sigma}_v$ est le tenseur de la dispersion des vitesses dans le halo. Nous pouvons alors, dans le référentiel terrestre, nous attendre à l’apparition d’un dipôle dans la distribution angulaire des reculs nucléaire pointant dans la direction de $-\mathbf{v}_{\odot}$.

Modèle standard du halo Dans le modèle standard du halo, nous considérerons un halo de matière sombre composé de WIMPs avec les caractéristiques suivantes :

- i) statique : en effet, il est usuel de considérer le halo de matière sombre comme statique, c’est-à-dire sans rotation. Une éventuelle corotation du halo avec le système solaire aurait pour effet d’atténuer voir de supprimer le signal directionnel tandis qu’une contre-corotation entraînerait une augmentation de ce dernier. La question de la corotation du halo reste une question ouverte par notre méconnaissance de l’histoire de la formation du halo. Cependant, il est important d’ajouter que la plupart des simulations à N-corps montrent une distribution des vitesses tangentielles symétriques [119].
- ii) $\rho_0 = 0.3 \text{ GeV. c}^{-2} \cdot \text{cm}^{-3}$ est la densité locale de matière sombre [127]. Cette valeur est obtenue par la comparaison entre un modèle de la Voie Lactée et des observations de la dynamique stellaire locale (vitesses de rotation, dispersion des vitesses, densité du disque de baryon, ...).

- iii) $v_{\odot} = 220 \pm 20 \text{ km. s}^{-1}$, cette valeur correspond à l'ancienne valeur standard de la vitesse de rotation du système solaire qui est toujours largement utilisée dans les analyses des résultats expérimentaux des expériences de détection directe. La valeur standard actuelle de rotation du système solaire est de $v_{\odot} = 254 \pm 16 \text{ km. s}^{-1}$ [126, 127]. La détermination de la vitesse de rotation du système solaire se fait à partir de la mesure de la courbe de rotation de la Voie Lactée. Il est intéressant de noter que le rapport v_{\odot}/R_0 est beaucoup plus contraint que les deux paramètres séparément, ainsi une détermination extrêmement précise de la distance au centre galactique permettrait de réduire l'incertitude sur la vitesse du système solaire. Il est nécessaire d'ajouter que la valeur de la vitesse du système solaire va avoir un impact sur l'estimation de la distribution de vitesses des WIMPs dans le référentiel du laboratoire. Cependant, il a été montré que l'effet de l'incertitude sur la mesure de la vitesse de rotation est faible sur le potentiel d'exclusion (environ un facteur 0.2 pour des WIMPs de 20 GeV. c^{-2}) [84].
- iv) $\sigma_v = v_{\odot}/\sqrt{2} \approx 155 \text{ km. s}^{-1}$, comme nous l'avons mentionné précédemment, la dispersion des vitesses est liée à la vitesse de rotation du système solaire. Ainsi, nous considérons un tenseur des vitesses isotrope tel que $\boldsymbol{\sigma}_v = \mathbf{1} \times \sigma_v$.
- v) La vitesse d'échappement correspond à la vitesse maximale, dans le référentiel galactique, que peut avoir un WIMP pour rester gravitationnellement lié. Dans le cadre du modèle standard du halo, il est usuel de considérer une vitesse d'échappement tendant vers l'infini $v_{esc} = \infty$. Nous pouvons comprendre que la valeur de la vitesse d'échappement joue un rôle important dans l'estimation du taux d'événement pour des détecteurs utilisant un noyau cible lourd et présentant un haut seuil en énergie. La valeur usuelle de la vitesse d'échappement utilisée par les expériences de détection directe est de $v_{esc} = 650 \text{ km.s}^{-1}$. Néanmoins, la collaboration RAVE a établi un interval de confiance à 90%CL sur la vitesse d'échappement $498 \leq v_{esc} \leq 608 \text{ km.s}^{-1}$ avec une vitesse médiane de $v_{esc} = 544 \text{ km.s}^{-1}$ [129]. Dans le cadre de MIMAC, la vitesse minimale pour créer des reculs nucléaires de ^{19}F avec une énergie cinétique de 10 keV est de 183 km.s^{-1} . Cette valeur est bien inférieure à la vitesse d'échappement mesurée par la collaboration RAVE. Dans le cas d'un détecteur tel que MIMAC, la valeur de la vitesse d'échappement à un impact limité sur le taux d'événement (réduction d'environ 1-2%). Nous pouvons alors considérer par la suite $v_{esc} = \infty$.

La distribution de vitesses des WIMPs dans le référentiel du système solaire est représentée par le panneau de gauche de la figure 2.6 dans le cadre du modèle standard du halo. Nous pouvons voir que la distribution de vitesses des WIMPs suit une distribution de Maxwell-Boltzmann de moyenne $\sim 320 \text{ km. s}^{-1}$. Le panneau de gauche représente la carte de la distribution angulaire des WIMPs dans le cadre du modèle standard du halo en projection Mollwiev² dans le référentiel terrestre et dans le système des coordonnées galactiques³. Nous observons l'existence d'un dipôle dans la distribution angulaire des WIMPs clairement identifiable dont le maximum pointe dans la direction opposée au mouvement de système solaire $-\mathbf{v}_{\odot}$.

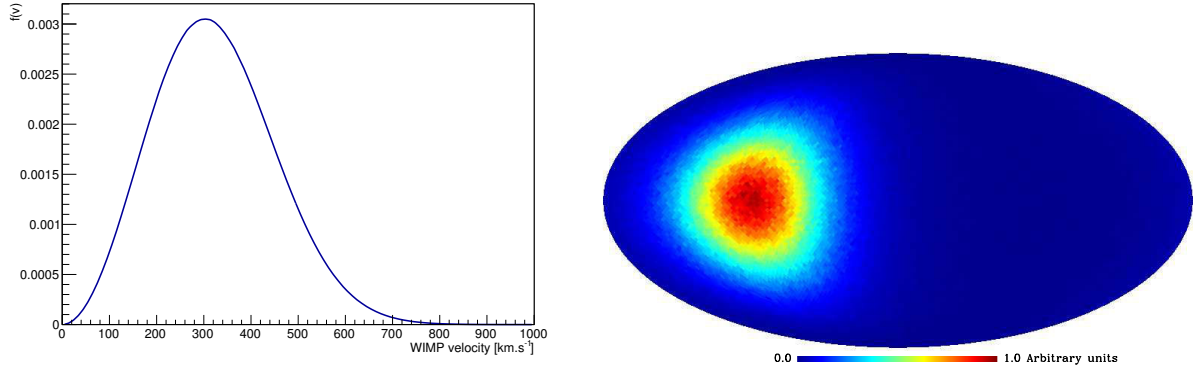


Figure 2.6 – Droite : Distribution de la vitesse des WIMPs $f(\mathbf{v})$ dans le référentiel terrestre. Gauche : Carte en projection Mollwiev de la distribution angulaire des WIMPs dans le référentiel terrestre et dans le système des coordonnées galactiques. Ces deux distributions ont été obtenues en considérant un halo de matière sombre sphérique et isotherme avec : $v_{\odot} = 220 \text{ km. s}^{-1}$ et $\sigma_{x,y,z} = v_{\odot}/\sqrt{2}$.

2.3 Détection directe non-directionnelle

Dans cette section, nous allons nous intéresser à la détection directe non-directionnelle de matière sombre. Cette stratégie de détection a été proposée en 1985 par M.W. Goodman et E. Witten [80] et est largement utilisée pour imposer des limites sur les propriétés du WIMP. Nous considérerons un détecteur comme non-directionnel si ce dernier peut mesurer uniquement l'énergie des reculs nucléaires et ne peut fournir aucune information sur leurs directions. Ainsi, un tel détecteur va échantillonner en énergie de recul le taux d'événements d'écrit par l'équation 2.10.

La figure 2.7 représente le taux d'événements $dR/dE_R \times \sigma_0^{SI}(p)$ indépendant du spin en fonction de l'énergie de recul pour différents noyaux cibles (He, F, Ar, Ge, Xe). Le spectre en énergie indépendant du spin est obtenu à partir de l'équation 2.10 en négligeant la contribution de l'interaction dépendante du spin et en considérant un modèle standard de halo. Nous notons que les spectres en énergie peuvent grossièrement être approximés par des exponentielles décroissantes avec des énergies moyennes comprises entre $\mathcal{O}(1 - 10) \text{ keV}$. La forme du spectre montre l'importance d'avoir un seuil en énergie de recul le plus bas possible afin de maximiser la sensibilité du détecteur. De plus, nous constatons que le taux d'événements total croît avec la masse du noyau cible. Cela vient du fait que la section efficace de diffusion sur le noyau indépendante du spin est proportionnelle à la masse du noyau dans l'approximation d'une diffusion dominante sur les quarks de la mer $\sigma_0^{SI}(\text{AX}) \propto A^2 \sigma_0^{SI}(p)$. En prenant une section efficace de $\sigma_0^{SI}(p) = 10^{-8} \text{ pb}$, nous nous attendons à avoir un taux d'événements total de l'ordre de $R \sim \mathcal{O}(1) \text{ evt.an}^{-1}.\text{kg}^{-1}$. Cette dernière met en avant l'importance de l'exposition du détecteur afin de maximiser la sensibilité.

2. La projection Mollview correspond à la projection d'une sphère dans un plan de façon à ce que chaque pixel possède le même angle solide. Pour plus de détails [130].

3. Les coordonnées galactiques (l, b) sont un système de coordonnées célestes qui prend en compte la rotation du système solaire autour du centre galactique. La longitude galactique l est l'angle entre la direction du centre galactique et la projection de l'objet sur le plan galactique et la latitude galactique b est l'angle entre la direction de l'objet et le plan galactique. Dans ce système de coordonnées, le centre galactique se trouve à $(l = 0^\circ, b = 0^\circ)$ et la direction du vecteur vitesse du système solaire est $(l = 90^\circ, b = 0^\circ)$.

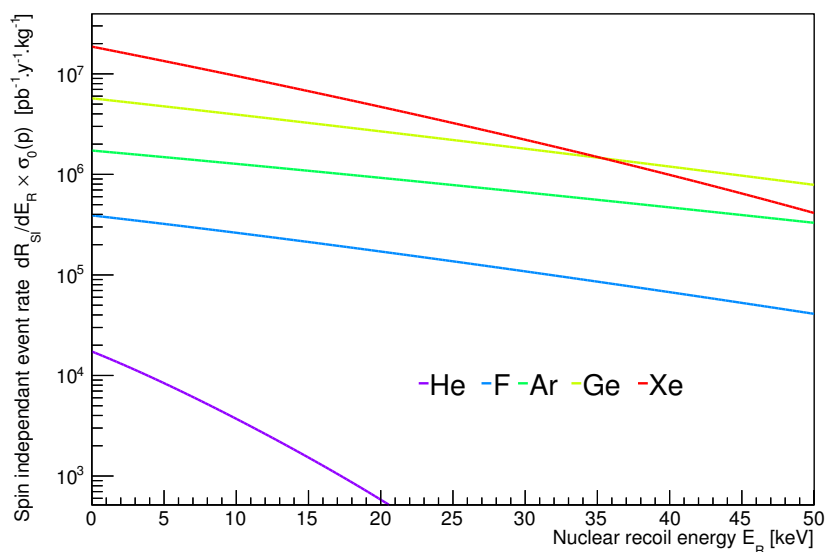


Figure 2.7 – Taux d’événements différentiel $dR/dE_R \times \sigma_0^{SI}(p)$ en fonction de l’énergie de recul pour différentes cibles (He, F, Ar, Ge et Xe). Ces taux d’événements ont été calculés en considérant un WIMP de $m_\chi = 100 \text{ GeV} \cdot c^{-2}$.

2.3.1 Stratégies de la détection directe non-directionnelle

Nous pouvons distinguer deux stratégies utilisées par les expériences de détection directe non-directionnelle pour imposer des limites sur les propriétés du WIMP :

Méthode de discrimination Dans un détecteur de détection directe de matière sombre, nous allons mesurer deux types d’événements : des reculs nucléaires et des reculs d’électrons. La méthode dite de discrimination consiste à identifier des différences entre ces deux types d’événements afin de réaliser une discrimination entre les reculs nucléaires et les reculs d’électrons pour ne garder plus que les reculs nucléaires. Le niveau de la discrimination électrons/reculs est un facteur limitant dans l’établissement des limites d’exclusions. Dans des expériences comme CMDS ou EDELWEISS, le pouvoir de réjection atteint est de l’ordre de $\sim 10^5$ [131, 132], ce qui permet de travailler avec un très faible niveau de contamination venant des reculs d’électrons.

Dans le cas où un tel détecteur mesurerait des reculs nucléaires, il persisterait une incertitude quant à l’origine de ces événements. En effet, il serait impossible de dire si cet événement a été produit par la diffusion d’un WIMP ou d’un neutron.

Méthode de la modulation annuelle La Terre tourne autour du soleil à une vitesse de $\sim 30 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$. En raison de sa rotation autour du soleil, dans un plan non orthogonal au vecteur vitesse du soleil, nous allons avoir une modulation du flux de WIMP en fonction de la saison dans le référentiel terrestre induisant une modulation du taux d’événements. La modulation du taux d’événements serait alors maximale en juin et minimal en décembre avec une différence d’environ 7% [133]. L’utilisation d’une telle stratégie requiert la mesure d’un grand nombre de coups durant l’année afin de pouvoir observer une modulation.

Les expériences DAMA [134] et CoGent [135] ont toutes deux rapporté la mesure d’une modulation annuelle dans le taux d’événement. Dans le cas de l’expérience DAMA, la modulation

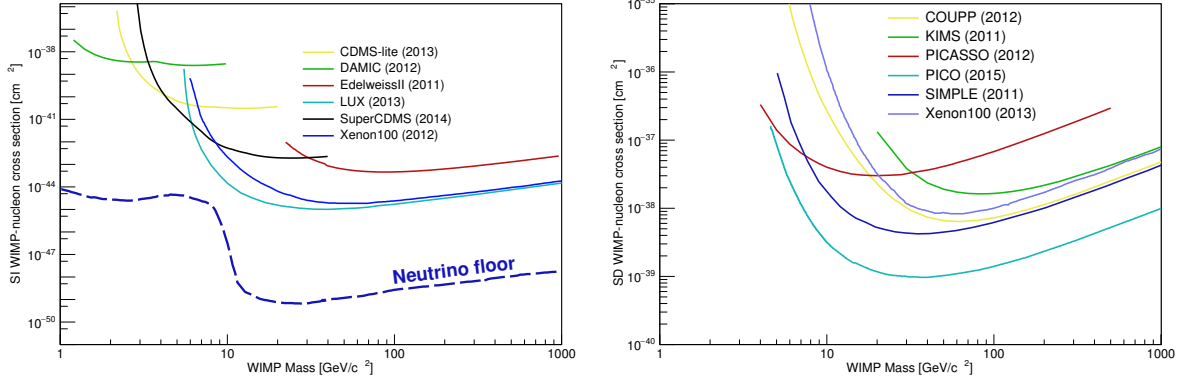


Figure 2.8 – Gauche : Limites expérimentales sur la section efficace indépendante du spin dans le plan (m_χ, σ_p^{SI}) pour les expériences CDMS-lite [138], DAMIC [139], Edelweiss-II [104], LUX [98], Super-CDMS [103] et Xenon100 [96]. Le fond neutrinos est également représenté [140]. Droite : Limites expérimentales sur la section efficace dépendante du spin dans le plan (m_χ, σ_p^{SD}) pour les expériences COUPP [100], KIM [106], PICASSO [101], PICO [141], SIMPLE [99], Xenon100 [97].

a été observée avec une signification de 9.2σ pendant plus de six ans avec une période de (0.998 ± 0.002) an. Cependant, ces résultats ont été exclus par les expériences XENON-100, LUX et CDMS. Il est important d’ajouter que l’existence d’une modulation dans le taux d’événements pourrait bien venir d’une modulation du bruit de fond. Ainsi, afin de confirmer ou non les résultats de DAMA, la collaboration DM-ICE a installé un détecteur similaire à celui utilisé par DAMA au pôle Sud [136]. Dans le cas où DM-Ice observerait également une modulation annuelle du taux d’événement en phase avec celle observée par DAMA, nous aurions une confirmation des résultats de DAMA. Dans le cas inverse, cela montrerait l’existence d’une modulation du bruit de fond suivant les saisons.

2.3.2 État de l’art

À ce jour, nous n’avons aucune preuve de détection directe de matière sombre. Toutes les collaborations ayant rapportées une détection de matière sombre telles que DAMA [134], CoGent [135] ou CDMS-Si [137] ont vu leurs résultats exclus par la suite par d’autres expériences avec une sensibilité plus importante. La figure 2.8 représente ainsi, les limites actuelles sur les sections efficaces indépendantes (panneau de gauche) et dépendantes (panneau de droite) du spin pour l’interaction WIMP-proton en fonction de la masse du WIMP m_χ .

Dans le plan (m_χ, σ_p^{SI}) , l’expérience LUX présente la meilleure sensibilité au-delà de $10 \text{ GeV} \cdot \text{c}^{-2}$. Pour les basses masses de WIMPs, ce sont les détecteurs à bas seuil en énergie tels que DAMIC et CDMS-Lite qui possèdent les limites. Chacune des limites présentées est à mettre en perspective avec le fond neutrino qui constitue une limite ultime à la stratégie de détection directe non directionnelle de matière sombre. Dans le plan (m_χ, σ_p^{SD}) , c’est l’expérience PICO qui possède la plus grande sensibilité. L’interaction dépendant du spin est beaucoup moins étudiée en comparaison de l’interaction indépendante du spin. Cela offre une bonne perspective pour la recherche de matière sombre de façon directionnelle en étudiant le canal de l’interaction dépendante du spin.

Afin d’établir des limites sur les sections efficaces dépendantes ou indépendantes du spin, les collaborations effectuent un choix arbitraire sur les paramètres de l’interaction. Ainsi, dans le cas où nous souhaiterions contraindre la section efficace indépendante du spin de diffusion

élastique sur le nucléon $\sigma_0^{SI}(N)$, nous devons effectuer deux approximations :

- i) considérer une diffusion dominante sur les quarks de la mer en prenant $f_p = f_n$. Cette approximation permet d'imposer directement une contrainte sur la section efficace du nucléon.
- ii) négliger la contribution dépendante du spin à l'interaction en prenant $a_p = a_n = 0$.

De même, dans le cas où nous souhaiterons contraindre la section efficace dépendante du spin de diffusion élastique sur le proton $\sigma_0^{SD}(p)$ ou le neutron $\sigma_0^{SD}(n)$, nous devons effectuer deux approximations :

- i) négliger la contribution indépendante du spin à l'interaction en prenant $f_p = f_n = 0$.
- ii) négliger la contribution du neutron ou du proton à la section efficace de diffusion dépendante du spin en prenant $a_n = 0$ ou $a_p = 0$. Le choix de la contribution dominante se fait au regard des contenus en spin portés par le proton ou le neutron pour chaque noyau. Cette approximation a pour effet de négliger l'apparition d'éventuelles interférences constructives ou destructives comme nous le discuterons au chapitre 8.

Comme nous le discuterons au chapitre 8, une telle interprétation des résultats expérimentaux soulève un problème quant à la comparaison des expériences de détection directe. De plus, de tels choix arbitraires sur les paramètres ne tiennent pas compte de l'apparition de corrélations entre les paramètres de l'interaction apparaissant notamment dans le MSSM. De plus, il a été montré que dans certains modèles supersymétriques, le taux d'événements dépendant du spin peut être comparable à celui indépendant du spin [112].

2.3.3 Limitation et bruit de fond

Pour un détecteur de détection directe de matière sombre, dès lors que la discrimination entre les électrons et les reculs nucléaires atteint un niveau suffisant, nous pouvons identifier deux principales limitations venant de fonds irréductibles : le fond neutron et le fond de neutrinos.

Le fond de neutrons dans un détecteur de matière sombre possède deux origines. La première est la radioactivité naturelle des matériaux utilisés dans la construction du détecteur. En effet, dans tous matériaux persiste une contamination intrinsèque en ^{238}U et ^{232}Th même après sélection. Cette contamination apporte une contribution au fond de neutrons par des réactions nucléaires (α, n) et par fission spontanée. La seconde est d'origine cosmique. En effet, les muons produits dans la haute atmosphère peuvent traverser la surface de la Terre jusqu'à atteindre les laboratoires souterrains [142]. L'interaction de ces muons avec la roche et les matériaux du détecteur peut produire des neutrons avec des énergies cinétiques allant jusqu'au GeV [142]. Il est en partie possible de se protéger de ce fond de neutrons par l'utilisation d'un veto à muon pour identifier les événements provenant de ce fond. Cependant, il est très difficile de pouvoir blinder des neutrons produits dans la roche avec des énergies cinétiques de l'ordre du GeV. L'estimation de la contribution de ce fond au taux d'événements est importante pour la détection directe de matière sombre. Nous discuterons de l'impact du fond de neutrons sur la détection directionnelle au chapitre 7.

Un autre fond à la détection directe de matière sombre vient de la diffusion cohérente de neutrinos sur les noyaux de la cible [143]. Les sources de ces neutrinos sont multiples, nous pouvons en distinguer au moins trois principales : le soleil avec notamment la désintégration du ^8B généré dans les cycles pp [144], l'atmosphère avec l'interaction du rayonnement cosmique [144–147] et le fond diffus provenant des supernovae (*Diffuse Supernova Neutrino Background* - DSNB) [148]. Contrairement aux neutrons, il est impossible de construire un blindage ou un veto pour les neutrinos et vont produire dans le détecteur un fond ultime pour la détection directe de matière sombre. La diffusion cohérente de neutrino va ainsi produire dans le détecteur

des reculs nucléaires dont l'énergie cinétique est comprise dans la gamme $E_R \in [0, 100]$ keV [149]. Le fond de neutrinos implique alors une limite basse sur la section efficace minimale que pourra atteindre un détecteur direct non-directionnel [140]. Le fond de neutrinos appelé *neutrino floor* est représenté sur la figure 2.8. Il existe plusieurs moyens pour réduire l'impact du fond neutrinos sur le potentiel de découverte de la matière sombre :

- Il a été montré qu'il serait possible de gagner environs un ordre de grandeur sur le fond neutrinos en combinant différentes cibles de différents détecteurs [150].
- La recherche d'une modulation annuelle en faisant la démonstration que le bruit de fond n'est pas également modulé.
- L'utilisation de la détection directionnelle que nous discuterons par la suite.

2.4 Détection directionnelle

Comme nous l'avons vu précédemment, la stratégie de détection directe non-directionnelle présente certaines limitations venant de fonds irréductibles. Il est alors nécessaire de dépasser ces limitations en changeant de stratégie. Ainsi, la détection directionnelle, proposée en 1988 par D. Spergel [81], pourrait permettre de dépasser ces limitations. Cette stratégie de détection de la matière sombre s'appuie sur l'existence d'une anisotropie dans la distribution angulaire des reculs nucléaires dans les coordonnées galactiques. Cette anisotropie proviendrait du mouvement relatif du système solaire par rapport au halo de matière sombre. Ainsi, en comparant la distribution angulaire des reculs nucléaires à celle du bruit de fond attendu, il serait possible de contraindre les propriétés de la particule de matière sombre ainsi que les paramètres du modèle du halo.

2.4.1 Origine du signal directionnel

Comme nous l'avons mentionné en section 2.2.3, la distribution angulaire du flux de WIMPs dans le référentiel galactique présente une anisotropie clairement identifiée dans la direction opposée au mouvement du système solaire. L'existence d'une anisotropie dans le flux va ainsi générer dans la distribution angulaire des reculs nucléaires une anisotropie telle que représentée sur le panneau du haut de la figure 2.9. Cette dernière représente la distribution angulaire de 10^8 reculs nucléaires de ^{19}F induits par diffusion élastique avec des WIMPs. Elle a été obtenue en considérant un WIMP de 100 GeV. c^{-2} , une distribution de vitesses des WIMPs décrite par un halo standard, une diffusion WIMP-noyau isotrope dans le centre de masse et une gamme en énergie de recul telle que : $E_R \in [5, 50]$ keV.

Nous pouvons constater dans la distribution angulaire de la figure 2.9 l'existence d'un dipôle dont le maximum est centré sur la constellation du Cygne. Ainsi, la recherche d'une telle anisotropie dans la distribution angulaire des reculs nucléaires donne une signature claire pour la détection de matière sombre.

2.4.2 Exclusion par la détection directionnelle

À partir des données d'un détecteur de détection directionnelle de matière sombre, il est possible d'établir des limites sur les propriétés du WIMP tel que proposé par S. Henderson [152] et J. Billard *et al.* [84]. L'utilisation de l'information directionnelle permet de gagner environ un ordre de grandeur sur la limite d'exclusion [84]. Ce gain dépend conjointement du niveau de bruit de fond et de l'exposition du détecteur : à niveau de bruit de fond constant, le gain apporté par l'information directionnelle augmente avec l'exposition. L'écart entre l'approche directionnelle et l'approche non-directionnelle peut aller jusqu'à plusieurs ordres de grandeur [84]. Cependant, pour établir des limites sur les propriétés du WIMP, le paramètre clef est l'exposition. Il est

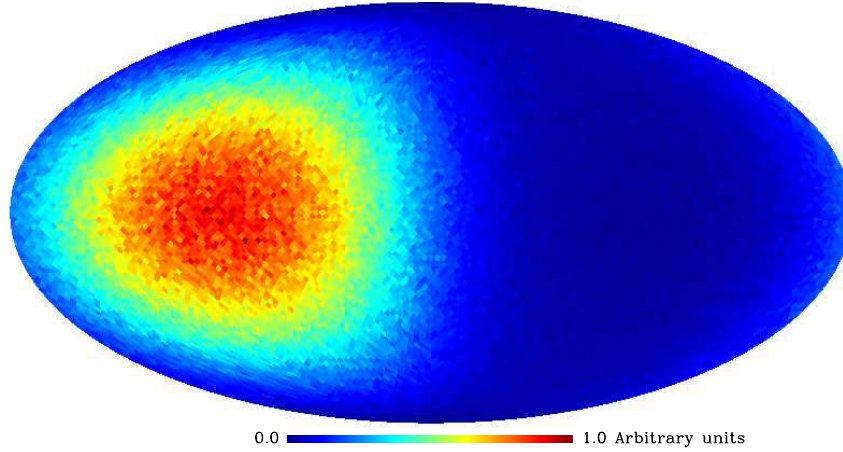


Figure 2.9 – Distribution angulaire des reculs nucléaires induits par des WIMPs. Les distributions angulaires de reculs nucléaires ont été produites avec une cible de ^{19}F , un WIMP de $100 \text{ GeV}\cdot\text{c}^{-2}$ et avec $5 \leq E_R \leq 50 \text{ keV}$. La carte est représentée dans la projection Mollweiv. Figure extraite de [151].

donc difficile pour un détecteur directionnel fonctionnant à basse pression d'atteindre une masse suffisante pour concurrencer les expériences de détection directe non directionnelle opérant avec des masses avoisinant la centaine de kilos.

2.4.3 Découverte par la détection directionnelle

À partir de données d'un détecteur directionnel, il est possible de découvrir la matière sombre. Pour cela, nous allons procéder en deux étapes : rejeter l'isotropie puis établir la découverte.

Premièrement, il est nécessaire de rejeter l'isotropie à 2σ avec 95% de niveau de confiance. En effet, si les données dont nous disposons ne présentent aucune anisotropie, nous ne pouvons pas inférer une détection de matière sombre. Cependant, la présence d'une anisotropie ne suffirait pas à elle seule à signer une découverte de matière sombre. Afin d'évaluer l'existence d'une anisotropie, il est possible, par exemple, d'utiliser le test statistique non-paramétrique appelé "déviations moyennes des reculs" défini par [155] :

$$\langle \cos \theta \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \cos \theta_i \quad (2.39)$$

où θ_i est l'angle de la direction du recul nucléaire par rapport à la direction de la constellation du Cygne.

Une preuve de la découverte de matière sombre serait la démonstration de l'existence d'une anisotropie dans la direction de la constellation du Cygne. Pour cela, deux méthodes sont possibles. La première consiste en la recherche de \mathbf{x}_{med} minimisant $\mathcal{M} = \sum_i \cos^{-1}(\mathbf{x}_{\text{med}} \cdot \mathbf{x}_i)$ tel que proposé par A. Green *et al.* [156]. La seconde consiste en l'utilisation d'une approche par vraisemblance telle que proposée par J. Billard *et al.* [85, 151].

La figure 2.10 représente la limite à 90% de confiance de la région caractérisée par une signification $\geq 3\sigma$ dans le plan (m_χ, σ_p) pour deux détecteurs A (trait rouge) et B (trait bleu). Nous considérerons le détecteur A comme ayant un seuil en énergie de recul de 5 keV, un taux d'événements de bruit de fond nul, une résolution angulaire de 20° et une reconstruction du sens de la trace parfaite ; et le détecteur B comme ayant un seuil en énergie de recul de 20 keV, un

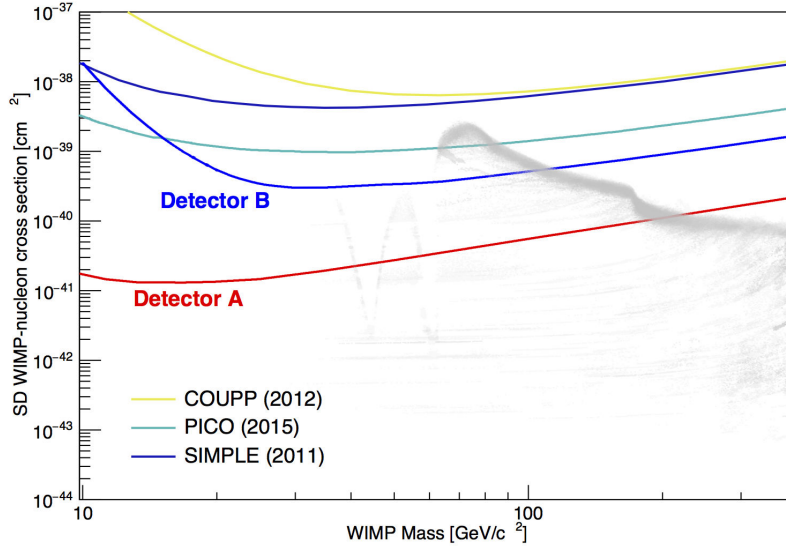


Figure 2.10 – Limite inférieure à 90% de confiance de la région caractérisée par une signification $\geq 3\sigma$ dans le plan (m_χ, σ_p) pour deux détecteurs A (trait rouge) et B (trait bleu), considérant une exposition de 30 kg.an. Les points gris correspondent à des modèles du MSSM tenant compte des contraintes LHC et de la densité de matière sombre (c.f. chapitre 8). Sont également présentées les limites expérimentales des expériences : SIMPLE [153], COUPP [154] et PICO [141]. Figure extraite de [85].

taux d'événements de bruit de fond de $10 \text{ evt}^{-1} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{an}^{-1}$, une résolution angulaire de 50° et une reconstruction du sens de la trace inexistant.

Nous pouvons voir que les limites inférieures changent grandement de l'un à l'autre des détecteurs. De telles variations proviennent principalement de la différence des seuils en énergie de recul et de la différence dans le taux de bruit de fond résiduel [85]. En effet, le seuil en énergie va avoir pour effet de limiter la sensibilité en masse tandis que le taux de bruit de fond résiduel va influencer sur le niveau de la limite. L'effet de la reconnaissance du sens de la trace et de la résolution angulaire sont à la marge en comparaison avec les deux précédents.

2.4.3.1 Impact des sous structures

Comme nous l'avons mentionné précédemment, des simulations à N-corps considérant des baryons ont montrée l'existence d'un disque de matière sombre englobant le disque galactique et contribuant entre 10 et 50 % à la densité locale de matière sombre. L'existence d'une telle sous structure pourrait avoir des effets dramatiques sur le potentiel de découverte des expériences de détection directe et directionnelle. L'impact de cette sous-structure sur le potentiel de découverte d'un détecteur direct à largement été étudié dans [119, 158, 159] Pour étudier l'impact de l'existence du disque de matière sombre sur le potentiel de découverte d'un détecteur directionnel, nous avons utilisé deux méthodes différentes : une approche par vraisemblance profilée [85] une approche par déviation moyenne des reculs [155]. Premièrement, nous avons montré que ces deux approches présentent des résultats similaires tels qu'illustrés par la figure 2.11. Nous pouvons voir que les limites établies par vraisemblance profilée (trait rouge) ou par déviation moyenne des reculs (trait bleu) sont très proches. Deuxièmement, nous avons montré que l'existence d'un disque de matière sombre, même dans un cas extrême, n'est pas une menace pour la détection directionnelle de matière sombre. En effet, la comparaison entre les limites établies pour un

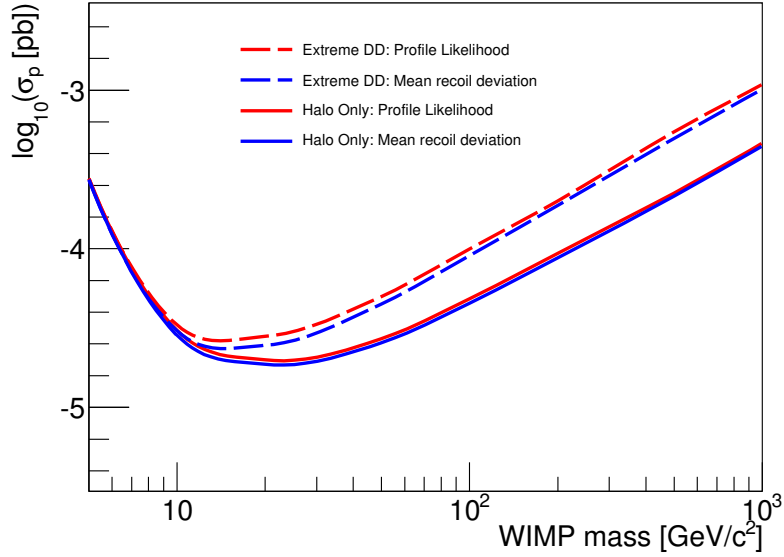


Figure 2.11 – Limites de découverte à 3σ avec 90% CL dans le plan $(m_\chi, \log_{10}(\sigma_p))$ pour deux modèles de halo différents : un modèle de halo standard (trait plein) et un modèle de halo standard avec une contribution extrême du disque de matière sombre extrême $\{\rho_{DD}/\rho_h = 1, V_{DD} = 220 \text{ km/s}, \sigma_{DD} = 106 \text{ km/s}\}$ (dashed lines). Les limites ont été calculées à partir de deux méthodes différentes : par vraisemblance profilée [85] (trait rouge) et par déviation moyenne des reculs [155] (trait bleu). Figure extraite de [157]

modèle de halo standard (trait plein) et pour un halo standard avec la contribution d'un disque de matière sombre extrême (avec $\{\rho_{DD}/\rho_h = 1, V_{DD} = 220 \text{ km/s}, \sigma_{DD} = 106 \text{ km/s}\}$) montre une différence inférieure à un ordre de grandeur.

Ces résultats ont donné lieu à une publication [157].

2.4.3.2 Le fond neutrinos

Tout comme en détection directe, le fond neutrino a un impact sur le potentiel de détection d'un détecteur directionnel. Cependant, il existe une corrélation entre la position du soleil et le flux de neutrino traversant un détecteur directionnel [161]. Le fond de neutrinos solaires présente ainsi une signature particulière dans les données d'un détecteur directionnel.

La figure 2.12 représente une estimation de la sensibilité d'un détecteur au CF_4 en fonction de l'exposition dans le cas où ce détecteur serait directionnel (trait plein) et dans le cas où il serait non directionnel (trait tiret-pointillé). Cette figure montre que dans la région des basses masses, *i.e.* $m_\chi < 40 \text{ GeV} \cdot \text{c}^{-2}$, là où la limite est dominée par la contribution des neutrinos solaires, la sensibilité d'un détecteur directionnel continue d'augmenter avec l'exposition (la limite diminue) tandis que la celle d'un détecteur non directionnel tend vers un plateau. Ainsi, en utilisant une stratégie de détection directionnelle, il est possible de s'affranchir du fond de neutrinos dans la région des basses masses. Cependant, à plus hautes masses, la limite en sensibilité est dominée par les neutrinos atmosphériques et venant du DSNB qui ne présentent pas de corrélation particulière. Comme le montre la figure 2.12 dans cette région de masse, *i.e.* $m_\chi > 100 \text{ GeV} \cdot \text{c}^{-2}$, le gain d'un détecteur directionnel n'est pas très significatif.

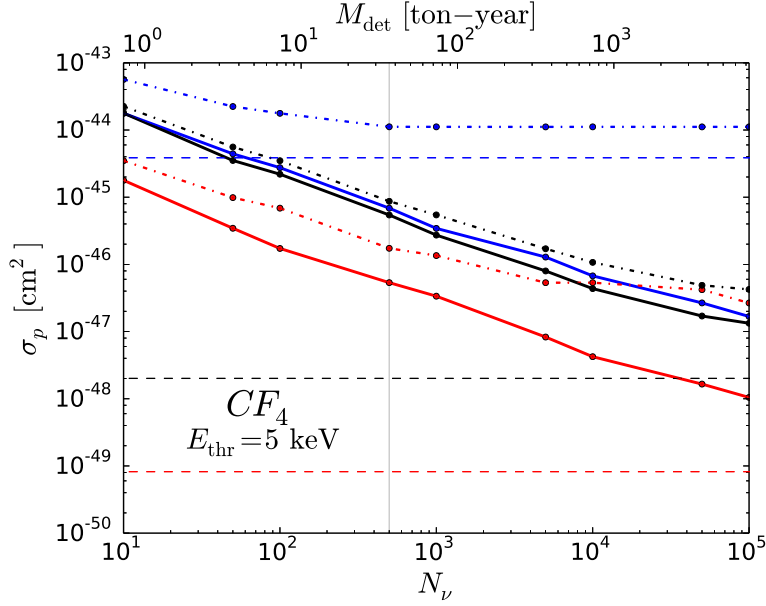


Figure 2.12 – Estimation de la sensibilité d’un détecteur au CF_4 avec un seuil en énergie de recul de 5 keV en fonction de l’exposition pour un WIMP de $6 \text{ GeV} \cdot \text{c}^{-2}$ (trait bleu), $30 \text{ GeV} \cdot \text{c}^{-2}$ (trait rouge) and $1000 \text{ GeV} \cdot \text{c}^{-2}$ (trait noir). Le trait plein et le trait tiret-pointillé représentent respectivement la limite pour un détecteur directionnel et non-directionnel. Les traits pointillés horizontaux représentent les limites obtenues par [160] pour chaque masse. Figure extraite de [161]

2.4.4 Identification par la détection directionnelle

Une fois la preuve faite de la découverte de la matière sombre, il serait possible, avec un détecteur directionnel, de contraindre à la fois les propriétés du WIMP (masse et section efficace), la direction du signal, et les paramètres de la dispersion des vitesses du halo par une analyse par chaîne de Markov [83]. Ainsi, avec un détecteur directionnel, il serait à la fois possible de découvrir avec une haute signification la matière sombre, mais il serait également possible de contraindre la géométrie du halo.

Une telle technique peut également être utilisée pour détecter l’existence de courants de marée [162] et pour identifier leurs paramètres [163].

2.5 État de l’art de la détection directionnelle

Il existe à travers le monde plusieurs collaborations qui tentent de construire un détecteur directionnel pour la recherche de matière sombre [164] telle que les collaborations : DRIFT [165], DMTPC [166], NEWAGE [167], EMULSION [168] et MIMAC. Les projets DRIFT, DM-TPC, NEWAGE et MIMAC utilisent des TPCs gazeuses tandis que le projet EMULSION utilise des émulsions afin de mesurer la projection de la trace à deux dimensions. Dans cette sous-section, nous allons brièvement décrire les projets DRIFT, DMTPC, NEWAGE et EMULSION. Quant au projet MIMAC, nous le décrirons plus en détail au chapitre 3.

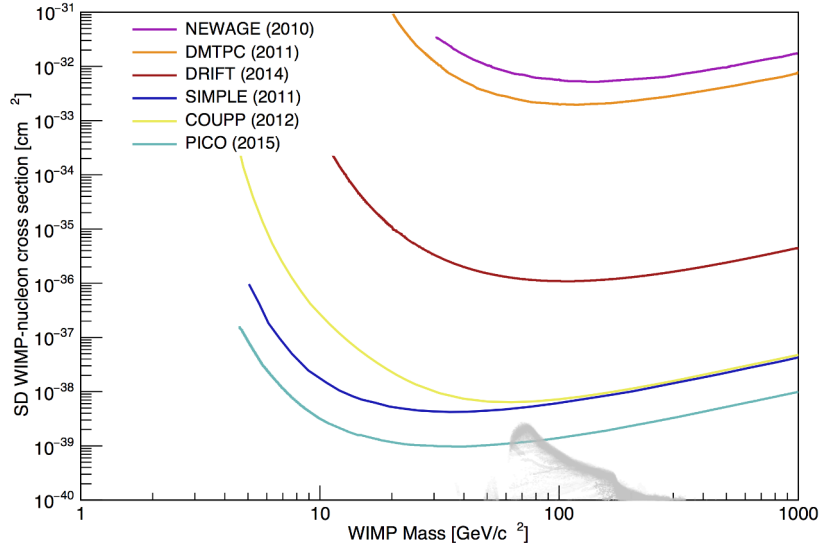


Figure 2.13 – Limites expérimentales sur la section efficace dépendante du spin en fonction de la masse du WIMP imposés par des détecteurs non directionnels : SIMPLE [153], COUPP [153], PICO [141] et directionnel NEWAGE [172], DM-TPC [173], DRIFT [170].

2.5.1 DRIFT

Le projet DRIFT est le plus ancien projet de détection directionnelle de matière sombre opérant depuis 2001 au laboratoire souterrain de Boulby en Angleterre. Le détecteur de DRIFT est composé de deux chambres à fils partageant la même cathode centrale avec un espace de dérive de 50 cm [169]. La particularité de DRIFT provient de l'utilisation d'un mélange gazeux composé de 73% CS_2 + 24% CF_4 + 3% O_2 à la pression de 55 mbar [170]. Le CS_2 , étant très électronégatif va capturer les électrons libérés lors de l'ionisation pour former un ion CS_2^- . Sous l'influence du champ électrique, l'ion ainsi produit va dériver dans le champ de collection de charges vers l'anode où il se trouvera amplifié. La mesure de la trace en trois dimensions s'effectue en utilisant le profil temporel de la collection de charges sur les fils de l'anode et des grilles [164]. L'arrivée des ions CS_2^- est précédée par trois autres contributions également issues de l'ionisation appelées *minority carriers* [171]. Ces *minority carriers* possèdent une vitesse de dérive différente des ions CS_2^- et permettent de déterminer la position en Z de l'événement donnant la possibilité de fiducialiser le détecteur avec un seuil en énergie avoisinant 30 keV. Ainsi, l'expérience DRIFT a pu établir la première limite sans fond pour un détecteur directionnel en laboratoire souterrain [170] telle que représentée sur la figure 2.13.

2.5.2 DM-TPC

La collaboration DM-PTC (*DarkMatter Time Projection Chamber*) développe un détecteur dont le *read-out* est très original. En effet, la lecture de la position des charges après amplification dans le plan (X, Y) se fait avec une caméra CCD [166]. La caméra CCD va détecter les photons issus de la scintillation secondaire produite lors de l'avalanche. Cette stratégie de mesure de la trace permet uniquement la mesure de la trace à 2D. Avec un volume fiduciel de $15.9 \times 15.9 \times 19.7 \text{ cm}^3$ rempli à 100 mbar de CF_4 , la collaboration DM-TPC a pu établir une limite expérimentale sur la section efficace dépendante du spin sur le proton [166] telle que représentée sur la figure 2.13.

2.5.3 NEWAGE

Le détecteur développé par la collaboration NEWAGE est une TPC utilisant la technologie μ -PIC pour la lecture de la trace en 3D [172]. Leur volume actif est de $30 \times 30 \times 41 \text{ cm}^3$ rempli de CF_4 à la pression de 100 mbar. Ils ont une réjection des reculs d'électrons avec un seuil en énergie d'ionisation à 50 keVee, une acceptance de 40% à 50 keVee et une résolution angulaire de 40° à 50 keVee [172]. En utilisant les données acquises par le détecteur NEWAGE-03b au laboratoire souterrain de Kamioka, la collaboration NEWAGE a pu établir une carte de la distribution angulaire des reculs dans les coordonnées galactiques et ainsi imposer une limite sur la section efficace dépendante du spin sur le proton [172] telle que représentée par la figure 2.13.

2.5.4 EMULSION

Le projet EMULSION est l'utilisation d'émulsions pour la recherche de matière sombre. Lorsqu'un recul nucléaire ionise une émulsion, il crée dans l'émulsion des "bulles" visibles par une inspection optique [168]. Ainsi, l'idée de ce projet est basée sur la mesure à 2D de la trace du recul nucléaire par la mesure des "bulles" laissées le long de son parcours [168]. Ce projet est encore en phase de recherche et développement et doit encore faire la preuve de la faisabilité de sa stratégie de détection.

2.6 Conclusions

Comme nous l'avons montré à travers ce chapitre, la détection directionnelle est une stratégie de détection de la matière sombre dont le potentiel est fortement encourageant tant pour découvrir et contraindre les propriétés de la matière sombre que tant pour dépasser les limites intrinsèques de la détection directe non-directionnelle.

De nombreux efforts expérimentaux ont été développés à travers le monde pour construire un détecteur directionnel. La collaboration MIMAC s'insère à bon niveau dans cette compétition. Tous les deux ans, la communauté de la détection directionnelle de matière sombre se réunit au sein d'un *workshop* appelé *Cygnus* [174, 175] dont l'objectif est de définir un détecteur commun d'un grand volume pour la recherche directionnelle de matière sombre.

Deuxième partie

Résultats expérimentaux et de simulations

3

Stratégie de détection du projet MIMAC

Sommaire

3.1	Le projet MIMAC	58
3.1.1	Fonctionnement de la μ -TPC	58
3.1.2	Processus d'ionisation	59
3.1.3	Collection des charges	60
3.1.4	Passage de la grille et amplification	61
3.2	Stratégie de détection	63
3.2.1	Mesure de l'énergie	63
3.2.2	Mesure de la trace	66
3.2.3	Système d'acquisition	68
3.3	Le prototype bi-chambre	69
3.3.1	Description générale	69
3.3.2	Système de circulation du gaz	69
3.3.3	Dispositif d'étalonnage du détecteur	70
3.3.4	Installation au Laboratoire Souterrain de Modane	71
3.4	Signal cathode	71
3.4.1	Dispositif expérimental et prise de données	72
3.4.2	Mesure du signal induit sur la cathode	73
3.4.3	Mesure de la vitesse de dérive et fiducialisation	73
3.5	Conclusion	74

Le projet MIMAC est un projet de détection directionnelle de matière sombre. Le détecteur développé par la collaboration MIMAC est une TPC équipée d'une Micromegas pixélisée. Pour permettre la mesure de la trace de reculs nucléaires en 3D, cette dernière est couplée à une électronique de lecture dédiée. Depuis juin 2012, un prototype bi-chambre est installé au Laboratoire Souterrain de Modane (LSM) et acquière des données depuis lors.

Dans ce chapitre, nous nous intéresserons dans un premier lieu à la description du projet MIMAC, au fonctionnement de la μ -TPC et aux processus physiques mis en jeux lors de la mesure. Dans un second temps, nous nous intéresserons à la stratégie de détection des reculs nucléaires. Pour cela, nous décrirons le couplage entre une Micromegas et l'électronique de

MIMAC pour la mesure de la trace, puis la mesure de l'énergie et enfin le système d'acquisition. Dans une dernière partie, nous décrivons le prototype bi-chambre installé au LSM.

3.1 Le projet MIMAC

Le projet MIMAC (*Micromegas Matrix of Chambers*) [176] a été initié au LPSC en 2007 en collaboration avec le CEA de Saclay et l'IRSN de Cadarache puis en 2011 le CPPM a rejoint le projet. Le but de ce projet est le développement d'un grand détecteur (50 m^3) pour réaliser la mesure de la distribution angulaire des reculs nucléaires produits par collisions élastiques avec les WIMPs du halo galactique de matière sombre. Ce grand détecteur serait alors une matrice de μ -TPC équipées de Micromegas (*Micromesh Gaseous Structure*) pixélisée [177, 178] couplées à une électronique rapide permettant de mesurer la trace des reculs nucléaires.

3.1.1 Fonctionnement de la μ -TPC

Lors de la collision élastique entre un WIMP et un noyau du gaz du détecteur, le noyau se voit transféré une partie de l'énergie cinétique du WIMP. Le noyau va alors se mouvoir dans le gaz avec une énergie cinétique de recul E_R , nous parlons ici de recul nucléaire. En se déplaçant dans le gaz, le recul nucléaire va alors perdre une partie de son énergie sous forme d'ionisation telle qu'illustrée par la figure 3.1. Nous parlons ici d'ionisation primaire. En ionisant le gaz, le recul nucléaire produit des paires électron-ion le long de son parcours. Grâce à un champ électrique de collection de charges $E_{drift} = \mathcal{O}(100 \text{ V.cm}^{-1})$ imposé entre la cathode et la grille, les électrons d'ionisation primaire sont collectés jusqu'à la grille. En passant la grille, les électrons d'ionisation entrent dans l'espace d'amplification et sont amplifiés par avalanche grâce à un champ électrique important $E_{drift} = \mathcal{O}(10 \text{ kV.cm}^{-1})$ sur une distance pouvant aller de 50 à $512 \mu\text{m}$. Lors du passage de la grille, les électrons d'ionisation primaire vont être suffisamment accélérés pour ioniser le gaz dans l'espace d'amplification et ainsi se multiplier. Nous parlons ici d'ionisation secondaire. Les électrons d'ionisation secondaire produits lors de l'avalanche seront ensuite collectés sur une anode pixélisée dont le signal induit sur les pistes est échantillonné à la fréquence de 50 MHz par une électronique dédiée. Nous disposons ainsi, de l'évolution dans le temps de la projection dans le plan (X, Y) de la densité d'électrons d'ionisation. En connaissant la vitesse de dérive des électrons v_{drift} , nous pouvons convertir l'échantillonnage temporel en échantillonnage le long de l'axe Z et ainsi reconstruire la trace d'un recul nucléaire à trois dimensions. Lors de l'amplification, le signal généré par l'avalanche va être mesuré par un préamplificateur de charge connecté à la grille permettant alors la mesure de l'énergie déposée en ionisation dans le gaz (cf. section 3.2.1).

L'enceinte de la TPC est remplie avec un mélange gazeux à base de CF_4 à la pression de 50 mbar. Le mélange gazeux utilisé pour la détection de matière sombre par la collaboration MIMAC est le suivant :

- i) **70% CF_4** . Le CF_4 constitue la base de notre mélange gazeux et apporte la contribution la plus importante à la cible pour la détection de matière sombre : le ^{19}F .
- ii) **28% CHF_3** . D'une part, le CHF_3 est utilisé pour ralentir la vitesse de dérive des électrons. La vitesse de dérive des électrons dans le CF_4 pur à 50 mbar avec un champ de dérive de $E_{drift} \sim 100 \text{ V.cm}^{-1}$ est de l'ordre de $v_{drift} \sim 120 \mu\text{m.ns}^{-1}$, ce qui est beaucoup trop rapide pour notre électronique de lecture, une trace mesurant moins de 2.4 mm serait alors lue dans un seul échantillon temporel. L'ajout de 28% de CHF_3 permet alors de réduire la vitesse de dérive à $v_{drift} \sim 26 \mu\text{m.ns}^{-1}$. D'autre part le CHF_3 est utilisé comme *quencher*, c'est-à-dire qu'il absorbe les photons UV émis lors de l'avalanche empêchant la divergence du détecteur.

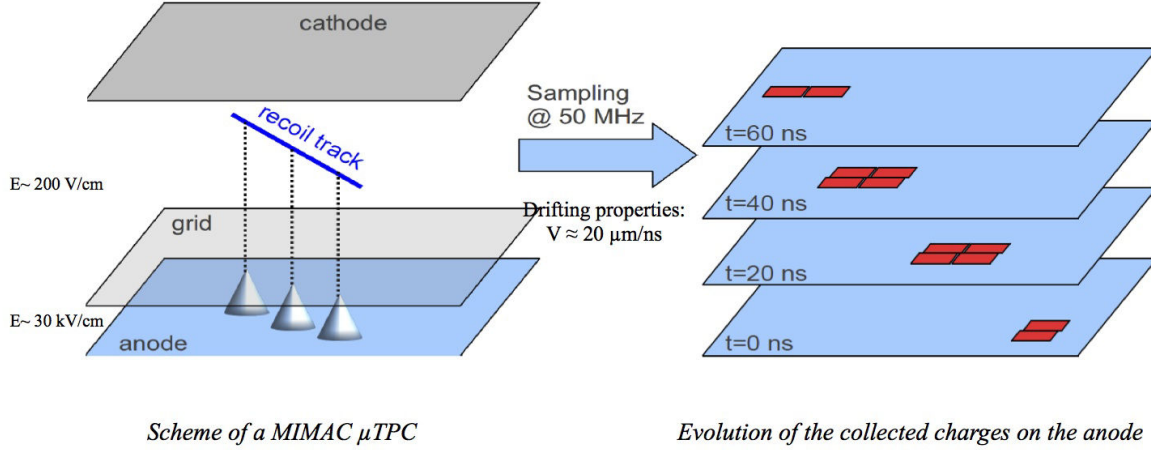


Figure 3.1 – Schéma du principe de détection d’un recul nucléaire. Le recul nucléaire issu de la collision élastique avec un WIMP ionise le gaz en créant des paires électron-ion. Les électrons primaires sont collectés jusqu’à l’anode pixélisée en étant amplifiés lors du passage au travers de la grille. L’électronique de MIMAC échantillonne le signal sur les pistes avec une fréquence de 50 MHz permettant la mesure de la trace du recul nucléaire.

- iii) **2% C₄H₁₀**. est utilisé pour augmenter le gain du détecteur. L’énergie de création de paires du C₄H₁₀ étant de 23 eV [179], l’ajout de 2% permet d’augmenter le gain du détecteur.

Enfin, la pression de 50 mbar permet d’avoir un compromis entre la longueur de trace des reculs nucléaires de ¹⁹F (quelques millimètres) et la masse de la cible de ¹⁹F.

3.1.2 Processus d’ionisation

De façon générale, la description de l’évolution des pertes d’énergies moyennes par ionisation dans un matériau est décrite par l’équation de Bethe-Bloch. Cette description est valable pour $0.1 \leq \beta\gamma \leq 1000$ où $\beta = v/c$ est la vitesse réduite et $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$ est le facteur de Lorentz. Pour la recherche de matière sombre, nous nous attendons à avoir des reculs nucléaires de ¹⁹F dont l’énergie cinétique varie entre 1 et 100 keV. Pour de tels reculs nucléaires, nous sommes en dehors du cadre de la description faite par Bethe-Bloch, car $10^{-4} \leq \beta\gamma \leq 10^{-3}$. Dans ce régime, la théorie de Lindhard permet de décrire les pertes d’énergie des reculs nucléaires [180] dans les matériaux. Cependant, il a été montré expérimentalement par la collaboration MIMAC [181] qu’il existe un décalage entre la prédiction de Lindhard et la mesure que nous discuterons au chapitre 4.

Lors de l’ionisation, des paires électron-ion sont créées par l’arrachement d’électrons aux atomes du gaz. Le nombre moyen de paires créées sur une portion Δx du parcours dépend du dépôt d’énergie moyen $\langle dE/dx \rangle$ et de l’énergie de création de paires w telle que :

$$\langle n_e \rangle = \left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle \times \Delta x \times \frac{1}{w}. \quad (3.1)$$

La valeur de l’énergie de création de paires w est de l’ordre de la dizaine d’eV et dépend du gaz (de sa composition et de sa densité) ainsi que de la nature de la particule incidente. Cette valeur doit nécessairement être mesurée pour chaque mélange gazeux et dans le CF₄ vaut 54 eV [182]. Pour notre gaz, composé de 70% CF₄ + 28 %CHF₃ + 2% C₄H₁₀, nous supposons que la valeur de l’énergie de création de paires peut être calculée comme la moyenne pondérée des w individuels,

nous obtenons ainsi pour notre mélange : $w = 46$ eV. Il a été montré expérimentalement que la valeur de w ne dépend pas de l'énergie de la particule incidente au-dessus de quelques keV pour les électrons et au-dessus de quelques MeV pour les particules α [183]. Nous définissons la résolution du détecteur comme le rapport entre la largeur à mi-hauteur du pic mesuré $\text{FWHM} = 2.38 \times \sigma$ et l'énergie de ce pic E tel que [184] :

$$R = \frac{\text{FWHM}}{E}. \quad (3.2)$$

En supposant que les paires sont indépendantes les unes des autres et que le nombre de paires électron-ion créées le long d'une trace suit une loi de Poisson de moyenne $\langle n_e \rangle$ et d'écart-type $\sigma_e = \sqrt{\langle n_e \rangle}$, dans ce cas, la résolution du détecteur sera donnée par :

$$R_{\text{Poisson}} = \frac{2.38 \times w \times \sqrt{\langle n_e \rangle}}{w \times \langle n_e \rangle} = \frac{2.35}{\sqrt{\langle n_e \rangle}}. \quad (3.3)$$

Cependant, la résolution mesurée du détecteur ne peut être expliquée seulement par la variation poissonnienne du nombre de paires. Le facteur de Fano F a alors été introduit pour quantifier l'écart entre la fluctuation poissonnienne et la mesure tel que [184] :

$$F \equiv \frac{\text{Variance observée}}{\text{Variance poissonnienne}}. \quad (3.4)$$

La résolution du détecteur devient alors :

$$R_{\text{Fano}} = 2.35 \times \sqrt{\frac{F}{\langle n_e \rangle}}, \quad (3.5)$$

nous pouvons donc aisément comprendre que plus le facteur de Fano sera petit, plus la résolution en énergie du détecteur sera grande. La mesure du facteur de Fano est difficile à réaliser, car il faut pouvoir déconvoluer la mesure de la fluctuation des effets systématiques liés à la mesure. En effet, la largeur du pic mesuré est la somme quadratique des largeurs de chaque processus impliqué dans la mesure telle que :

$$\sigma_{\text{total}}^2 = \sigma_{\text{statistique}}^2 + \sigma_{\text{nois}}^2 + \sigma_{\text{drift}}^2 + \sigma_{\text{amplification}}^2 + \dots \quad (3.6)$$

Généralement, pour un gaz le facteur de Fano est compris entre 0.05 et 0.1.

3.1.3 Collection des charges

Lors de la création de paires électron-ion par l'ionisation d'un gaz, les électrons sont produits avec une faible énergie cinétique de l'ordre de l'électron-Volt. Sans l'application de champ électrique sur le volume de gaz, les électrons d'ionisation vont se thermaliser avec le reste du gaz en effectuant des collisions multiples avec les molécules du gaz jusqu'à se recombiner. Sous l'influence d'un champ électrique, ces électrons vont dériver jusqu'à l'anode et leur distribution à trois dimensions $n(x, y, z; t)$ peut être représentée par une distribution gaussienne à trois dimensions telle que [182] :

$$n(x, y, z; t) = \frac{n_0}{\sqrt{8\pi^3}} \times \frac{\exp[-(x^2 + y^2)/4D_t t]}{\sqrt{4D_t^2 t^2}} \times \frac{\exp[-z^2/4D_l t]}{\sqrt{2D_l t}}. \quad (3.7)$$

Cette distribution est caractérisée par les écarts-types dans le plan transverse (σ_x, σ_y) et l'écart-type longitudinal σ_z dépendent du temps tel que :

$$\sigma_x = \sigma_y = \sigma_t = \sqrt{2D_t t} \quad \text{et} \quad \sigma_z = \sigma_l = \sqrt{2D_l t} \quad (3.8)$$

et des coefficients de diffusion longitudinale D_l et transverse D_t . En connaissant la vitesse moyenne de dérive des électrons v_{drift} ainsi que la distance de dérive parcourue par les électrons L et en posant $\tilde{D}_{t/l} = \sqrt{2D_{t/l}/v_{drift}}$, nous obtenons :

$$\sigma_t = \tilde{D}_t \sqrt{L} \quad \text{et} \quad \sigma_l = \tilde{D}_l \sqrt{L}. \quad (3.9)$$

La valeur des coefficients de diffusion et de la vitesse de dérive dépendent de la composition du gaz, de la pression et du champ électrique. L'estimation de ces paramètres se fait par intégration Monte-Carlo avec le logiciel MAGBOLTZ [185] qui présente un bon accord avec la plupart des mesures [186, 187]. Dans notre mélange composé de 70% CF_4 + 28 % CHF_3 + 2% C_4H_{10} à 50 mbar avec un champ de dérive de 162 V. cm^{-1} , nous obtenons :

$$\begin{cases} v_{drift} = 25.06 \mu\text{m. ns}^{-1} \\ \sigma_l = 288.804 \mu\text{m. } \sqrt{\text{cm}}^{-1} \\ \sigma_t = 248.931 \mu\text{m. } \sqrt{\text{cm}}^{-1} \end{cases} \quad (3.10)$$

Nous pouvons remarquer que dans cette configuration, nous avons une faible anisotropie dans la diffusion.

En adaptant un prototype du détecteur MIMAC, il a été possible de mesurer directement la vitesse de dérive des électrons dans notre mélange [188]. Cette mesure montre que MAGBOLTZ surestime la vitesse de dérive des électrons entre 5 et 12 % dans le CF_4 pur et dans 70% CF_4 + 28 % CHF_3 + 2% C_4H_{10} à 50 mbar. Une telle différence peut s'expliquer par l'existence d'un biais expérimental provenant de la modélisation du signal du préamplificateur de charge.

3.1.4 Passage de la grille et amplification

Lorsque les électrons d'ionisation primaires passent au travers de la grille, ils entrent dans l'espace d'amplification où règne un champ électrique beaucoup plus important $E_{gain} = \mathcal{O}(10 \text{ kV. cm}^{-1})$. Dans le projet MIMAC, l'amplification est réalisée avec l'aide d'une Micromegas. Ce dispositif permet la séparation entre les espaces de dérive et d'amplification par l'intermédiaire d'une grille placée à la haute tension.

La grille de la Micromegas consiste en un tissage de fils d'acier inoxydable de $18 \mu\text{m}$ de diamètre espacés de $45 \mu\text{m}$ permettant le passage des lignes de champs reliant l'anode et la cathode. Au passage de la grille, les électrons d'ionisation vont suivre les lignes de champ pour entrer dans l'espace d'amplification. La proportion d'électrons passant au travers de la grille et déclenchant une avalanche est quantifiée par la transparence de la grille. La transparence de la grille est reliée au rapport entre les champs d'amplification et de dérive. Le panneau de gauche de la figure 3.2 représente une mesure de la transparence relative en fonction de l'amplitude du champ de dérive réalisée avec un mélange gazeux composé de 95%He + 5% C_4H_{10} à la pression de 350 mbar et une Micromegas de $192 \mu\text{m}$ d'épaisseur. Pour effectuer cette mesure, la position du pic d'une source de ^{55}Fe a été mesurée pour différents champs de dérive. Nous pouvons remarquer que la transparence est maximale pour un champ de dérive de 60 V. cm^{-1} avec un mélange gazeux composé de 95%He + 5% C_4H_{10} à la pression de 350 mbar. Nous pouvons également noter que lorsque le champ de dérive est inférieur à 40 V. cm^{-1} et supérieur à 90 V. cm^{-1} , la transparence diminue avec un mélange gazeux composé de 95%He + 5% C_4H_{10} à la pression de 350 mbar. Cela est dû au fait que les lignes de champ ne parviennent pas à passer au travers de la grille. La transparence est l'un des paramètres à prendre en compte lors de la définition du

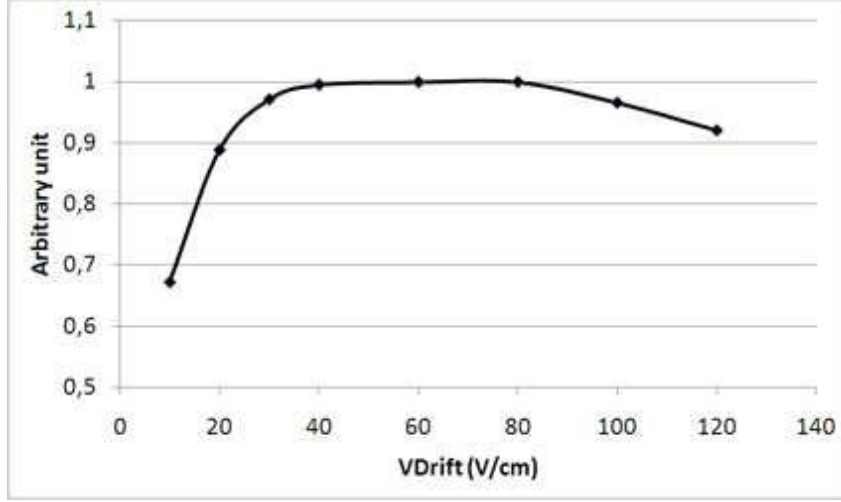


Figure 3.2 – Transparence de la grille aux électrons en fonction du champ de dérive. Ce résultat a été obtenu en utilisant un gaz de 95%⁴He + 5%⁴C₄H₁₀ à 350mbar avec une Micromegas de 192 μm d'épaisseur. Figure extraite de [181].

point de fonctionnement du détecteur. Cette dernière est à ajuster en tenant compte du gain, de la composition du gaz, de la résolution et de la vitesse de dérive des électrons.

Quand les électrons d'ionisation primaire entrent dans l'espace d'amplification, ils se trouvent soumis à un champ électrique important $E_{\text{gain}} = \mathcal{O}(10)$ kV. cm^{-1} . Ils vont alors être accélérés et gagner suffisamment d'énergie cinétique pour ioniser le gaz dans l'espace d'amplification pour créer une avalanche. Lors de l'avalanche, nous avons une multiplication du nombre d'électrons primaires qui génère un signal suffisant pour pouvoir être détecté. Le facteur de multiplication du nombre d'électrons dépend de la composition du gaz, du champ électrique et de la longueur de l'espace d'avalanche. Il est important de noter que l'amplification par avalanche est un phénomène stochastique. Il a été montré que la distribution du nombre d'électrons produits lors de l'avalanche Q s'approche d'une distribution de Polya définie telle que [190, 191] :

$$f(Q) = \frac{(1 + \theta)^{1+\theta}}{\Gamma(1 + \theta)} \times \left(\frac{Q}{\bar{Q}}\right)^\theta \times \exp\left(-\frac{Q}{\bar{Q}}(1 + \theta)\right) \quad (3.11)$$

où Γ est la fonction d'Euler, \bar{Q} le gain moyen (*i.e.* le nombre moyen d'électrons produits lors de l'avalanche) et θ le paramètre de Polya. L'écart-type de cette distribution est donné par : $\sigma^2 = \bar{Q}^2 / (\theta + 1)$

Le panneau de droite de la figure 3.3 représente une simulation GARF++ de la distribution du nombre d'électrons (*i.e.* gain) produits lors de l'avalanche. Cette simulation a été réalisée en considérant un espace d'amplification de 256 μm , un champ électrique de 18 kV. cm^{-1} et un mélange gazeux composé de 70% CF_4 + 28 % CHF_3 + 2% C_4H_{10} à la pression de 50 mbar. Le trait rouge représente l'ajustement de la distribution simulée par une distribution de Polya obtenu avec :

$$\begin{cases} \bar{Q} = 5479 \pm 2 \\ \theta = 5.12 \pm 0.04 \end{cases} \quad (3.12)$$

Dans notre Micromegas et dans la configuration utilisée pour la recherche de matière sombre, nous obtenons par simulation un gain moyen de 5.5×10^3 . De plus, il est possible de mesurer

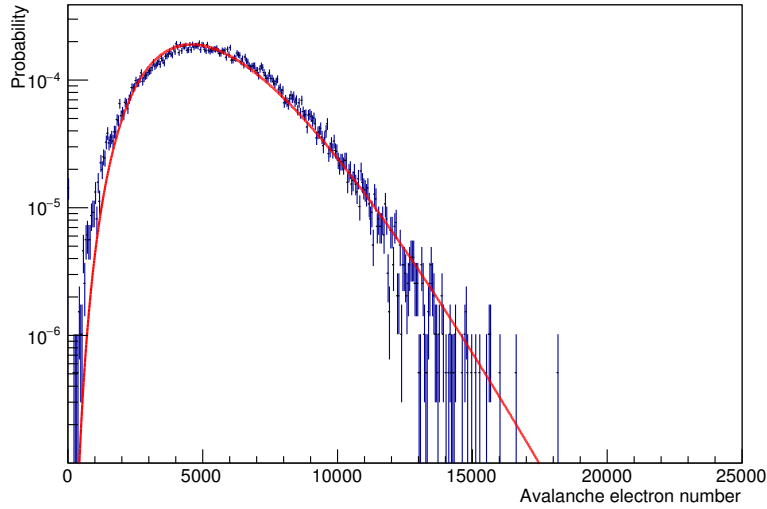


Figure 3.3 – Simulation de la distribution du nombre d’électrons générés lors de l’avalanche pour un électron primaire. Cette simulation a été réalisée avec le logiciel Garph++ [189] en considérant une Micromegas de $256 \mu\text{m}$ d’épaisseur à laquelle est appliquée une différence de potentiel de 470 V et un mélange gazeux de 70% CF_4 + 28 % CHF_3 + 2% C_4H_{10} à 50 mbar.

les paramètres de la distribution de Polya en mesurant la réponse de la Micromegas à l’électron unique tel que décrit dans [190, 192].

Le facteur de Polya intervient dans le calcul de la résolution du détecteur au travers de la variance de la distribution de Polya. En effet, la contribution de l’amplification à la résolution du détecteur vient s’ajouter quadratiquement à la variation du nombre d’électrons d’ionisation telle que [184] :

$$R_{\text{Stat}} = 2.35 \times \sqrt{\frac{F + (1 + \theta)^{-1}}{\langle n_e \rangle}}, \quad (3.13)$$

Cependant, il existe d’autres contributions à la résolution du détecteur tels que la pureté du gaz, l’uniformité du gain ou encore le bruit électronique.

3.2 Stratégie de détection

Nous pouvons mesurer en simultanée la trace à partir d’une Micromegas pixélisée et l’énergie de l’événement à partir d’un préamplificateur de charge.

Dans cette section, nous allons aborder la façon dont sont mesurées la trace en 3D et l’énergie d’un événement.

3.2.1 Mesure de l’énergie

Comme nous l’avons mentionné précédemment, nous mesurons l’énergie déposée en ionisation dans le détecteur à l’aide d’un préamplificateur de charge. Le préamplificateur de charge intègre le courant induit sur la grille par le mouvement des paires électron-ion lors de l’avalanche.

Pour un préamplificateur, les trois grandeurs les plus importantes sont le temps de montée ou de charge τ_C , le temps de descente ou de décharge τ_D et le gain. Les composants à l’intérieur du préamplificateur de charge devront être ajustés de façon à respecter certains critères :

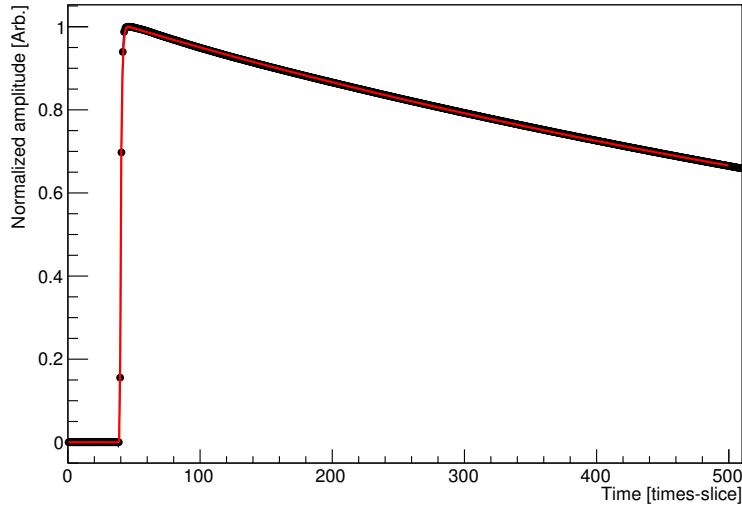


Figure 3.4 – Mesure de la fonction de transfert d’un des préamplificateurs de charges utilisés lors de l’acquisition des données au LSM. Le trait rouge représente l’ajustement du modèle par l’équation 3.15.

- i) Minimiser l’effet balistique : lors de la collection des charges , nous avons une compétition entre la charge et la décharge d’un préamplificateur. Ainsi, l’effet balistique apparait lorsque le temps de collection des charges d’un même événement est du même ordre de grandeur que le temps de décharge. Cela entraine une mauvaise estimation de l’énergie déposée dans le détecteur et la perte de la réponse linéaire de la mesure de l’énergie. Afin de limiter l’effet balistique, nous avons choisi une constante de décharge très longue ($\sim \mathcal{O}(1 \mu\text{s})$).
- ii) Éviter l’empilement : si nous avons un temps de décharge trop lent, nous allons avoir de l’empilement, c’est-à-dire que nous allons commencer à collecter les charges d’un second événement sans que le préamplificateur de charge soit complètement déchargé.
- iii) Avoir une bonne résolution temporelle : plus le temps de montée d’un préamplificateur de charge est court, plus la résolution temporelle sur la collection des charges est bonne. Le fait d’avoir une bonne résolution temporelle sur la collection de charges permettrait la déconvolution du signal.

Un préamplificateur de charge est complètement caractérisé par sa réponse impulsionnelle également appelée fonction de transfert $F(t)$. Cette dernière se mesure en induisant sur la grille une impulsion de courant en utilisant un générateur de tension reliée à la grille par un condensateur de 10 pF. Le courant induit $I_{ind}(t)$ est alors donné par :

$$I_{ind}(t) = C \frac{dU(t)}{dt}. \quad (3.14)$$

Pour générer une impulsion de courant sur la grille, nous avons appliqué une différence de potentiel sous la forme de fonction de Heaviside avec un temps de montée le plus court possible ($\sim 20 \text{ ns}$) qui doit nécessairement être inférieur au temps de charge du préamplificateur.

La figure 3.4 représente la moyenne de la mesure de 7000 fonctions de transfert $F(t)$, d’un des préamplificateurs utilisés lors de l’acquisition des données de 2014-2015 au LSM. Comme nous pouvons le voir sur cette figure, le signal en sortie du préamplificateur de charge est échantillonné

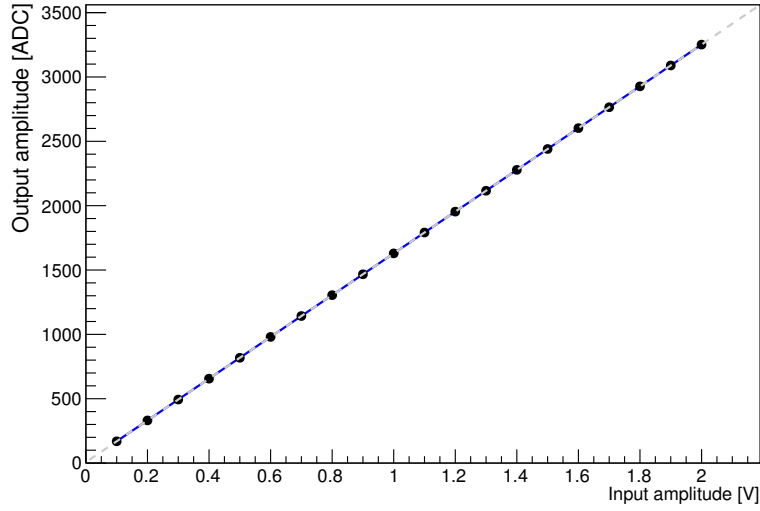


Figure 3.5 – Amplitude de la réponse du préamplificateur de charge mesurée par le flash-ADC (en unité ADC) à l’injection d’une marche de potentiel sur la grille en fonction de l’amplitude de l’impulsion. Les barres d’erreurs sont également représentées. Le trait pointillé gris représente l’ajustement d’une fonction affine.

à une fréquence de 50 MHz. Nous avons un temps de charge rapide du préamplificateur ~ 60 ns et un temps très lent $\sim 30 \mu\text{m}$. La mesure de la fonction de transfert a été ajustée par un modèle phénoménologique (trait rouge) défini tel que :

$$F(t) = A \times \frac{1}{1 + \exp(-t/\sigma_1)} \times \frac{1}{1 + \exp(-t/\sigma_2)} \times \left(\exp\left(-\frac{t}{\tau_1}\right) + B \times \exp\left(-\frac{t}{\tau_2}\right) \right) \quad (3.15)$$

où σ_1 et σ_2 et τ_1 et τ_2 caractérisent respectivement les temps de charge et de décharge du préamplificateur. Le produit de deux fonctions de Fermi-Dirac est utilisé pour approcher la réponse impulsionnelle du préamplificateur en tenant compte du temps de charge. La somme de deux exponentielles décroissantes se motive par l’observation d’une rupture de pente dans la décroissance de l’amplitude du préamplificateur de charge.

Comme nous pouvons le voir sur la figure 3.4, la fonction de transfert est très bien décrite par l’équation 3.15. L’ajustement nous permet d’estimer les paramètres du modèle caractérisant le préamplificateur de charge :

$$\begin{cases} A = 0.629 & \sigma_1 = 3.82 \text{ ns} & \tau_1 = 1.48 \times 10^4 \text{ ns} \\ B = 0.661 & \sigma_2 = 16.9 \text{ ns} & \tau_2 = 5.41 \times 10^4 \text{ ns} \end{cases}$$

Le signal en sortie du préamplificateur de charge est envoyé à un flash-ADC qui va digitaliser l’amplitude sur une gamme de 12 bits. Nous allons ainsi avoir l’amplitude du signal, en unité de canaux ADC, en fonction du temps. Le signal du préamplificateur de charge est échantillonné par l’électronique de lecture à la fréquence de 50 MHz. Nous définissons la mesure de l’énergie d’ionisation comme la différence d’amplitude entre le maximum et le minimum d’amplitude :

$$E \text{ [ADC]} = A_{max} - A_{min} \quad (3.16)$$

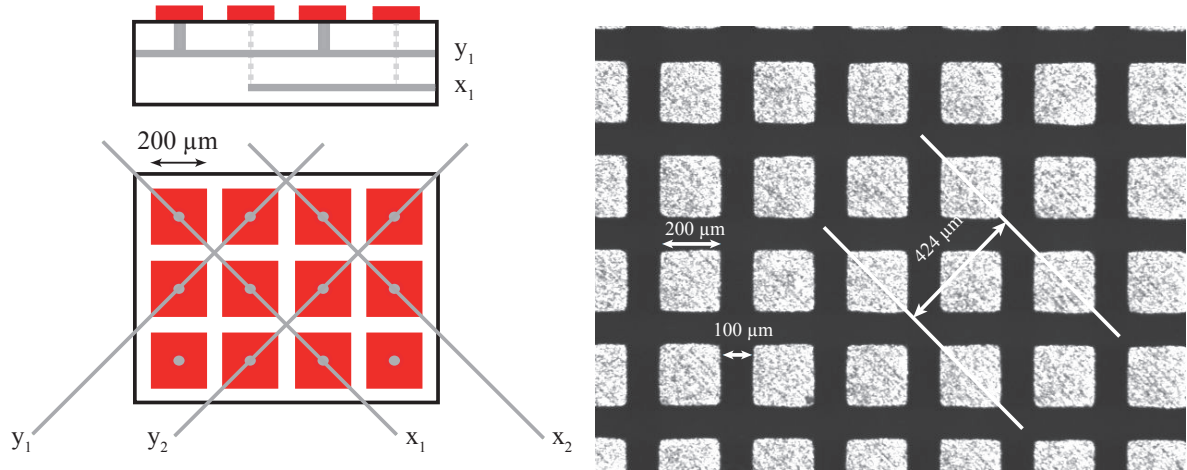


Figure 3.6 – Gauche : Schéma représentant les connexions entre les différents pixels de la Micromegas. Droite : Photographie d’une partie des pixels de l’anode Figures extraites de [193].

Comme nous l’avons discuté en section 3.2.2.3, la lecture de l’amplitude du préamplificateur de charge se fait par un Flash-ADC à la fréquence de 50 MHz. Nous pouvons étudier la linéarité de la réponse impulsionnelle en fonction de l’amplitude de la différence de potentiel en faisant varier cette dernière. La figure 3.5 représente donc l’amplitude de la réponse impulsionnelle du préamplificateur de charge et du flash-ADC en fonction de l’amplitude de la différence de potentiel injectée sur la grille. De plus, le trait gris pointillé représente l’ajustement de cette mesure par une loi affine. Nous pouvons constater que la réponse du préamplificateur de charge est linéaire sur toute la gamme de l’ADC avec un écart à la loi affine est inférieur à $\sim 2 \times 10^{-7}\%$. Nous pouvons donc considérer que la réponse du préamplificateur de charge et du flash-ADC est parfaitement linéaire.

3.2.2 Mesure de la trace

La mesure de la trace se fait en couplant une Micromegas et une électronique de lecture dédiée à l’aide d’une interface étanche. Lors de l’amplification des électrons d’ionisation primaire, le mouvement des charges induit un signal sur les pixels de la Micromegas. Ce signal est échantillonné avec une fréquence de 50 MHz par l’électronique de lecture. Nous avons donc, par tranches de 20 ns, la projection de la trace dans le plan (X, Y) de l’anode. Ainsi, en connaissant la vitesse de dérive des électrons dans le gaz, nous pouvons reconstruire la trace en 3D.

3.2.2.1 Micromegas

Pour mesurer la trace, nous utilisons une Micromegas *bulkée* pixélisée [177, 178]. L’intérêt principal de ce dispositif est qu’il permet de définir l’espace d’amplification d’un seul bloc assurant ainsi l’uniformité du gain. La grille de la Micromegas, permettant de créer une séparation entre les espaces d’amplification et de collection des charges, est fixée à une distance de $256 \mu\text{m}$ du plan des pistes par des plots isolants.

Le panneau de gauche de la figure 3.6 représente un schéma de l’organisation des voies et des pixels de la Micromegas. L’idée ici est de relier chaque pixel d’une même ligne à la même voie d’électronique. Nous avons ainsi 256 voies selon l’axe X et 256 voies selon l’axe Y soit 512 voies au total pour 65536 pixels. Nous pouvons également constater que les plans des pistes X

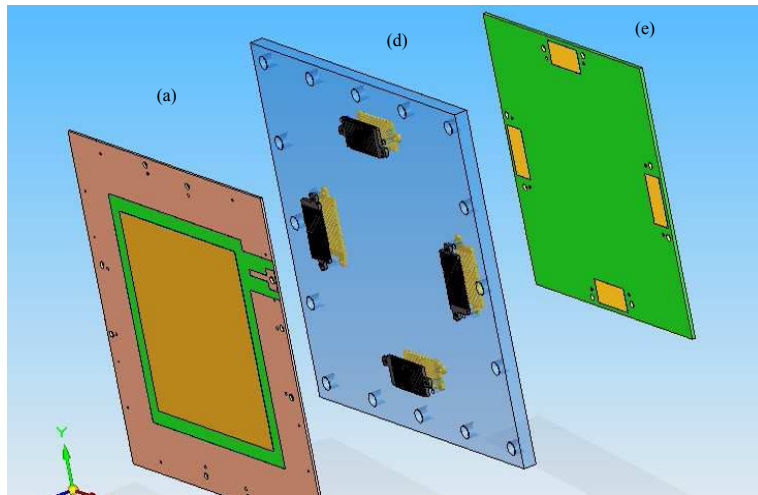


Figure 3.7 – Vue en 3D de l’interface étanche permettant de connecter la Micromegas à la carte d’électronique d’acquisition. Figure extraite de [193].

et Y se trouvent à deux profondeurs différentes. Cette géométrie permet de réduire le nombre de voies d’électronique tout en optimisant l’occupation de la surface de la Micromegas.

Le panneau de droite de la figure 3.6 représente une photographie des pixels de la Micromegas. Chacun des pixels mesure $200\ \mu\text{m}$ de côté et sont espacés de $100\ \mu\text{m}$ faisant ainsi que l’écart entre deux pistes, également appelé *pitch*, est de $424\ \mu\text{m}$.

Chaque TPC est équipée d’une Micromegas avec 256 voies sur chaque axe et un *pitch* de $424\ \mu\text{m}$ (surface active de $10.8 \times 10.8\ \text{cm}^2$) et de sa propre électronique de lecture.

3.2.2.2 Interface

La figure 3.7 représente une vue en 3D de l’assemblage de l’interface étanche. Sur cette figure, nous pouvons distinguer la Micromegas (a), l’interface (d) et la carte d’électronique (e). Nous pouvons voir sur l’interface les connecteurs à ressort permettant la liaison électrique entre les différents éléments.

3.2.2.3 Électronique de lecture

La collaboration MIMAC a développé une électronique dédiée pour la lecture de Micromegas à la fréquence de 50 MHz. La figure 3.8 représente un schéma de la carte d’électronique de MIMAC. Nous pouvons distinguer sur cette figure les huit ASIC indispensables pour la mesure de la trace.

ASIC 64 voies Les pistes de la Micromegas sont reliées par paquet de 64 voies à 8 ASIC.

Ces ASIC ont un rôle primordial dans la mesure de la trace en 3D, car ce sont eux qui vont identifier les voies déclenchées lors de l’amplification du signal [194]. À l’intérieur de l’ASIC, chaque voie possède son propre préamplificateur de courant suivi d’un comparateur de charge rapide dont le seuil réglable est fixé par un DAC (*Digital Analogic Converter*) dédié. Un auto-zéro a également été ajouté sur chaque voie afin de minimiser le courant d’offset du préamplificateur dans le but de maximiser l’efficacité du comparateur. La sortie

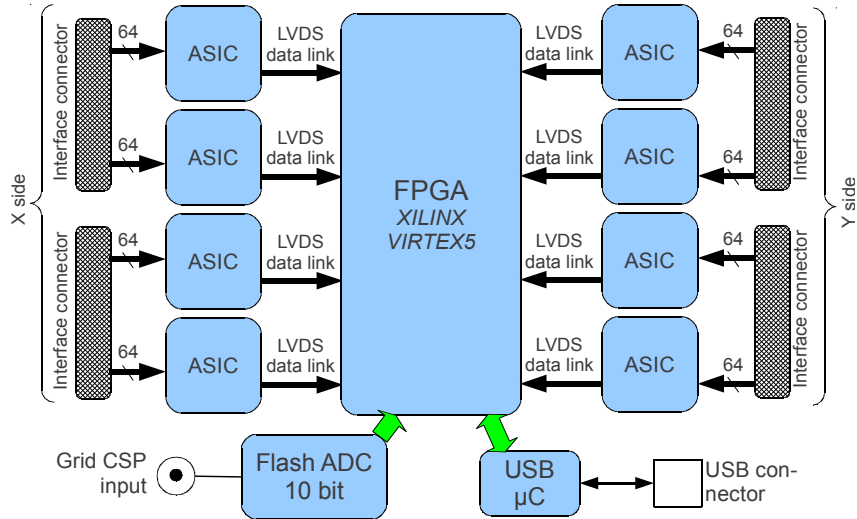


Figure 3.8 – Synoptique de la carte d’acquisition de MIMAC. Figure extraite de[195].

de chaque comparateur est échantillonnée à la fréquence de 50 MHz puis en sérialisant les sorties des différents comparateurs, les informations des comparateurs sont envoyées au FPGA. Le seuil de chacune des voies d’électroniques est déterminé par l’utilisation d’un algorithme d’auto-calibration. Ce dernier permet ainsi de positionner les seuils de déclenchement de chaque voie juste au-dessus du bruit électronique. Il est important de souligner que l’utilisation d’un tel ADC ne nous donne pas accès à l’amplitude du signal induit sur les pistes, mais seulement si l’amplitude du signal sur les pistes était suffisante pour les déclencher.

Flash-ADC Le flash-ADC est un dispositif permettant de digitaliser l’amplitude du signal mesuré sur le préamplificateur sur une échelle de 12 bits à la fréquence de 50 MHz.

FPGA Le FPGA (*Field Programmable Gate Array*) permet la reconstruction primaire de chaque événement. En effet dès lors que la condition de déclenchement est respectée, le FPGA va acquérir l’événement. La mesure de la trace et de l’énergie se font de façon indépendante puis sont resynchronisées par le FPGA.

Connexion USB En étant connecté en USB à un ordinateur, la carte peut faire remonter au programme d’acquisition toutes les informations acquises sur l’événement *i.e.* l’amplitude du signal mesuré par le flash-ADC et les pistes déclenchées en fonction du temps.

3.2.3 Système d’acquisition

Comme nous l’avons mentionné, le signal du préamplificateur de charge et les pistes déclenchées sont lus en continu à la fréquence de 50 MHz par l’électronique d’acquisition. Ces informations sont stockées dans une mémoire tampon circulaire. La condition de déclenchement pour un événement est la suivante :

$$A(t) - A(t - 320 \text{ ns}) > E_{th} \text{ (Unité ADC)} \quad (3.17)$$

où $A(t)$ est l’amplitude du préamplificateur de charge lue par le Flash-ADC et E_{th} est le seuil en amplitude en unités ADC. Dès lors que cette condition est respectée, nous considérons que nous avons un nouvel événement. Le FPGA effectue une première reconstruction de l’événement en associant les informations venant des ASICs et du flash-ADC afin de les faire coïncider.

L'ordinateur récupère donc, au travers du lien USB, les pistes touchées et l'amplitude du pré-amplificateur de charge trié par numéro de *time-slice*. Les événements sont ensuite enregistrés dans une base de données relationnelles *postgresql*. L'acquisition d'un événement s'arrête si l'événement dépasse 1024 *time-slices* ou N_{post} *time-slices* après le maximum d'amplitude, où N_{post} est un paramètre ajustable en fonction du mode de fonctionnement du détecteur. Par exemple, lors de l'acquisition au LSM nous avons $N_{post} = 128$ tandis que lors d'acquisition auprès d'un champ neutronique, nous avons $N_{post} = 64$ afin de limiter le temps mort. Actuellement, la chaîne d'acquisition de MIIMAC est limitée à un taux maximum de 300 coup. s^{-1} , cette limitation viendrait du taux de transfert de l'USB. Nous travaillons dans un mode de coup par coup, c'est-à-dire que nous attendons d'avoir complètement traité et enregistré l'événement pour en acquérir un nouveau.

3.3 Le prototype bi-chambre

Dans cette section, nous allons décrire le prototype bi-chambre actuellement en opération au laboratoire souterrain de Modane. Ce détecteur a été développé dès 2012 pour servir de démonstrateur au détecteur 1 m^3 . Dans cette section, nous décrirons la conception du détecteur, puis le système de circulation du gaz et enfin le dispositif d'étalonnage.

3.3.1 Description générale

Le prototype bi-chambre, comme représenté sur la figure 3.9 est constitué de deux TPC partageant la même cathode. Chaque TPC est équipée d'une Micromegas 256 voies telle que décrite en section 3.2.2.1 et de sa propre électronique de lecture. L'électronique de la chambre 2 est asservie par celle de la chambre 1, cela permet la synchronisation des horloges des deux cartes d'électroniques avec une précision de l'ordre de 40 ns rendant possible la recherche de coïncidences entre les deux chambres. La cathode est un mylar aluminisé de 12 μm d'épaisseur en 2013 puis 6 μm d'épaisseur dès 2014 supportée par une structure en polyéthylène téréphtalate (abrégé par PEEK). La taille de l'espace de dérive est de 25 cm où règne un champ de collection de charges de 162 $V.cm^{-1}$ dont l'uniformité est assurée par une cage de champ également supportée par la structure en PEEK. Enfin, l'enceinte est remplie avec 70% CF_4 + 28 % CHF_3 + 2% C_4H_{10} à la pression de 50 mbar dont la densité est de $\rho_{gaz} = 174$ g/m^3 .

3.3.2 Système de circulation du gaz

Pour assurer la stabilité du gaz dans le temps, nous avons mis en place un système permettant la circulation et le filtrage du gaz tel que représenté sur la figure 3.9. Le système de circulation comprend :

- i) Une pompe de circulation qui aspire le gaz présent dans la chambre et le refoule à ~ 1 bar dans le volume tampon. Le débit de la circulation est régulé par une micro-vanne à l'entrée de la pompe. Avec un débit de 80 L. h^{-1} à 50 mbar le gaz à l'intérieur de l'enceinte est renouvelé une fois par heure.
- ii) Un volume tampon d'un volume de 80 L rempli du mélange à la pression de ~ 1 bar.
- iii) Un régulateur de pression à l'entrée du détecteur est asservi à la pression à l'intérieur de l'enceinte et régule la pression à 0.1 mbar près.
- iv) Un filtre à oxygène qui garantit la filtration des ppm d'oxygène présent dans la boucle de circulation. L'oxygène a un effet dévastateur sur le gain du détecteur. En effet, étant très électronégatif, l'oxygène a tendance à capter les électrons libres passant à proximité, réduisant de ce fait le gain du détecteur.

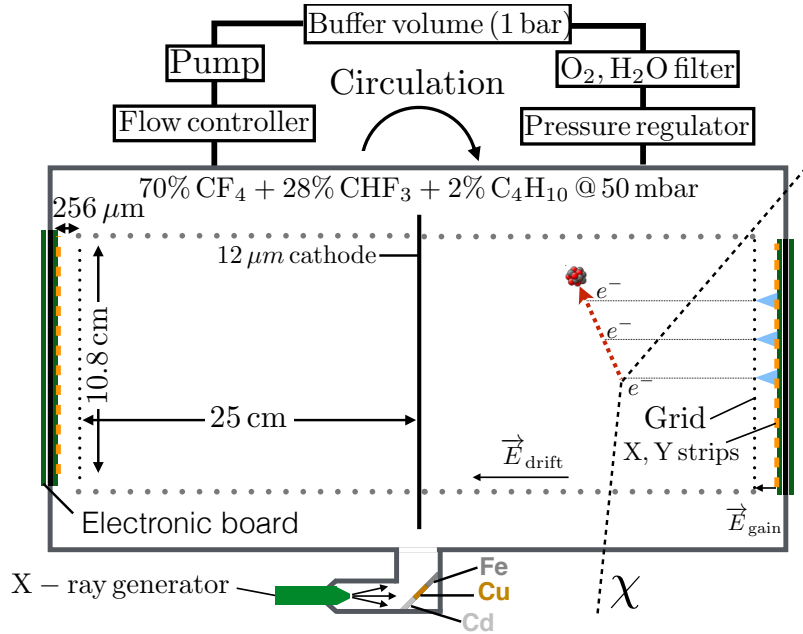


Figure 3.9 – Schéma du prototype bi-chambre installé au laboratoire souterrain de Modane. Sont notamment représentés la cathode commune, les deux Micromegas et le système de circulation du gaz. La trace d'un recul nucléaire issue de la collision élastique avec un WIMP et la collection et l'amplification des électrons d'ionisations primaires sont également représentées.

- v) Un filtre à charbon : Le filtre à charbon est utilisé pour piéger le radon et ainsi réduire la quantité de radon en provenance de la boucle de circulation. Pour garantir une efficacité maximale du filtre à charbon, celui-ci doit être réfrigéré à une température de -75°C . Dans notre gaz nous avons 2% de C_4H_{10} dont la température de liquéfaction est de $\sim -20^{\circ}\text{C}$ à 1 bar. Ainsi, réfrigérer le filtre à charbon avec une température inférieure à -20°C reviendrait à piéger le C_4H_{10} dans le filtre à charbon. Nous avons donc réfrigéré le filtre à charbon à la température de -15°C . aucun effet du filtre à charbon n'a été observé sur le taux d'événements liés au radon dans le détecteur à cette température. Cependant, l'utilisation d'un dispositif réfrigérant dans la boucle de circulation a eu un effet inattendu sur le gain du détecteur. En effet, au moment de la mise en place du dispositif réfrigérant dans la boucle, nous avons observé que le gain du détecteur augmente légèrement de quelques pour cent. Cette augmentation est due au fait que les vapeurs d'eau présentes dans le gaz sont condensées et piégées dans la boucle de circulation au niveau du filtre à charbon.

Le taux de fuite globale de tout le système de circulation a été estimé à $3.8 \times 10^{-5} \text{ mbar.L.s}^{-1}$. Comme nous le discuterons au chapitre 4, l'utilisation la boucle de la circulation nous a permis de fonctionner sans discontinuité et avec une grande stabilité du gain du détecteur (variation inférieure à 1%) pendant plusieurs mois.

3.3.3 Dispositif d'étalonnage du détecteur

Le prototype bi-chambre est étalonné à distance toutes les semaines grâce à un générateur de rayons-X tel que représenté sur la figure 3.9. Lors de l'étalonnage, le générateur de rayons-X irradie trois feuilles de métal : fer, cadmium et cuivre, sur un support d'aluminium. Les rayons-X émis par le générateur vont alors exciter le cortège électronique des atomes des différentes

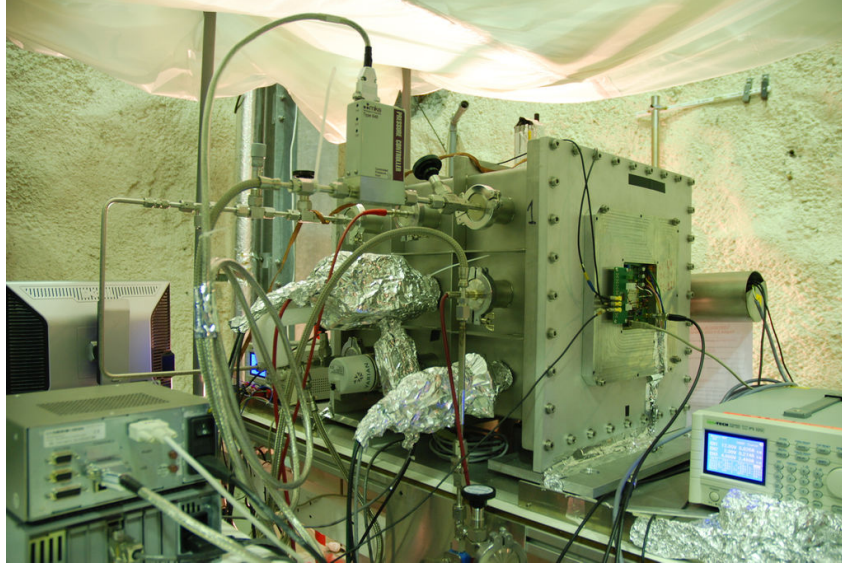


Figure 3.10 – Photographie du prototype bi-chambre installé au laboratoire souterrain de Modane.

feuilles. En se désexcitant, les atomes vont émettre dans le volume actif des X de fluorescence dont l'énergie est bien définie (3.19, 5.4, 6.4, 7.5 et 8.04 keV).

La procédure d'étalonnage ainsi que les résultats de l'analyse des données seront discutés au chapitre 4.

3.3.4 Installation au Laboratoire Souterrain de Modane

La figure 3.10 représente la photographie du prototype bi-chambre installé dans la caverne du laboratoire souterrain de Modane. Nous pouvons voir sur la face avant du détecteur la présence de la carte d'électronique et son capot de blindage alimenté par le module basse tension situé en bas à droite. Sont également visibles le régulateur et la sonde de pression, le préamplificateur de charges de la chambre 1 enveloppé d'aluminium. Nous pouvons également distinguer les câbles reliant les deux cartes et assurant la synchronisation des horloges entre les deux chambres.

3.4 Signal cathode

Les électrons produits dans l'espace de collection de charges lors de l'ionisation primaire vont induire une charge et un courant sur la cathode de notre détecteur. Selon le théorème de Ramo (voir annexe A pour plus de détails), ce courant induit sera donné par :

$$I^{\text{ind}}(t) = -q \frac{v(t)}{L} \quad (3.18)$$

où $q = -eN_{e^-}$ correspond à la quantité de charges créées lors de l'ionisation primaire, $v(t)$ correspond à la vitesse des électrons en fonction du temps et L correspond à la distance entre la cathode et la grille. Dans le cas de la dérive des électrons d'ionisation primaire, nous pouvons négliger le temps d'établissement de la vitesse limite, *i.e.* la vitesse de dérive. Ainsi, ces derniers se déplacent dans le volume de collection de charges à vitesse constante v_{drift} jusqu'à leur collection. Le signal sur la cathode est induit directement par le mouvement des électrons dans

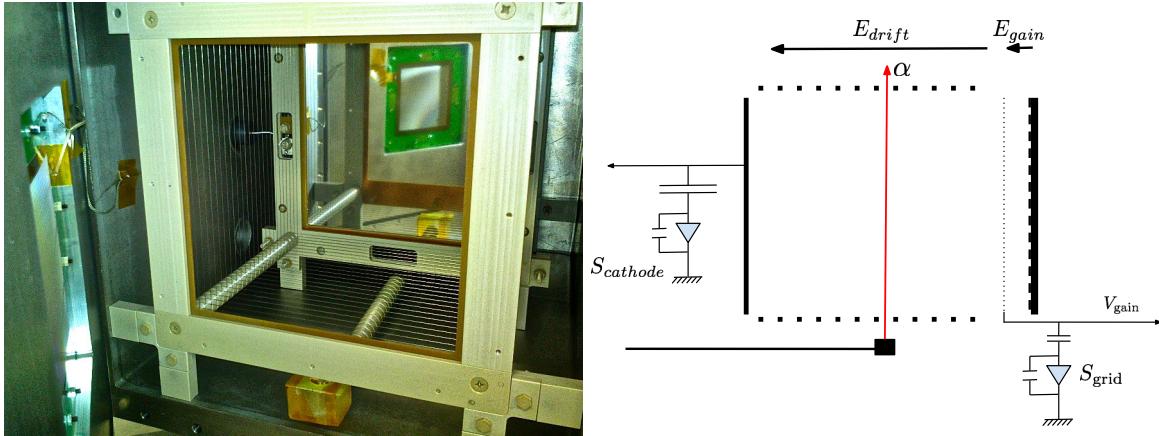


Figure 3.11 – Gauche : photographie de l'intérieur du module bi-chambre adapté pour la mesure du signal sur la cathode. Droite : schéma représentant le dispositif expérimental dédié à la mesure du signal sur la cathode.

l'espace de dérive, tandis que le signal sur la grille est induit plus tard lors de l'amplification par avalanche. Le signal sur la cathode arrive donc toujours avant le signal sur la grille. En connaissant la vitesse de dérive des électrons et en mesurant l'écart de temps entre les deux signaux, nous pourrions déterminer la coordonnée z de nos événements.

L'idée de la mesure est de créer un dépôt de charges, via une source radioactive, dans le volume de collection de charges très localisé en z et ainsi de mesurer le signal induit sur la cathode pour différentes positions de cette source.

Dans cette section, nous allons présenter l'analyse préliminaire des résultats expérimentaux sur la mesure du signal de cathode.

3.4.1 Dispositif expérimental et prise de données

Afin de réaliser cette mesure, nous avons adapté un module bi-chambre du détecteur MIMAC. La figure 3.11 représente une photographie (panneau de gauche) et un schéma (panneau de droite) du dispositif expérimental. Nous avons mis en place dans le détecteur une source α au bout d'une tige métallique permettant de modifier sa position le long de la coordonnée z , comme nous pouvons le voir sur la photographie et le schéma présentés par la figure 3.11. Les particules α issues de cette source, dont l'énergie moyenne est d'environ 5.8 MeV, sont fortement collimatées de façon que l'ouverture du cône soit inférieure à 0.01° . Dans cette configuration, selon SRIM, le dépôt d'énergie dans le volume actif pour de telles particules α est d'environ 500 keV. Par la suite, nous désignerons L la distance entre la source et l'anode. Ensuite, afin de mesurer le signal sur la cathode, nous avons connecté un préamplificateur de charge sur l'alimentation de la cathode. L'alimentation de la cage de champ a été découplée de celle de la cathode afin d'éliminer le bruit lié au courant de fuite dans le pont de résistances de la cage de champ.

Nous avons réalisé l'acquisition avec une carte uctn [196]. Cette carte permet de digitaliser les signaux en sortie de nos deux préamplificateurs de charge à la fréquence de 200 MHz et de détecter des coïncidences.

Nous avons ainsi réalisé une campagne de mesure avec un mélange gazeux composé de 70% CF_4 + 28 % CHF_3 + 2% C_4H_{10} à la pression de 50 mbar. La cathode était placée à un potentiel de -4200 V et la grille à un potentiel de -360 V, le champ électrique de collection de charges est donc de 153.6 V.cm^{-1} .

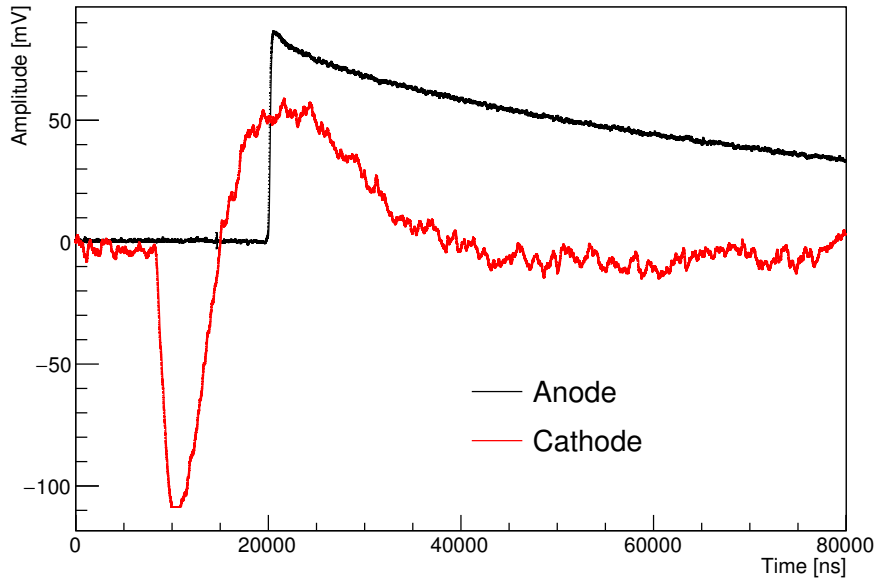


Figure 3.12 – Amplitudes du signal du préamplificateur de charge mesurées sur la cathode (trait rouge) et sur l’anode (trait noir) en fonction du temps. Mesures réalisées avec un mélange gazeux composé de 70% CF_4 + 28 % CHF_3 + 2% C_4H_{10} à 50 mbar et un champ de collection de charges de 153.6 V.cm^{-1} .

3.4.2 Mesure du signal induit sur la cathode

La figure 3.12 représente la mesure du signal sur la cathode (trait rouge) et du signal sur l’anode (trait noir) pour une distance entre la source et l’anode de $L = 20 \text{ cm}$. Nous pouvons remarquer que le signal sur la cathode arrive environ $7 \mu\text{s}$ avant le signal sur l’anode.

Pour mesurer la différence de temps de déclenchement entre les deux signaux Δt , nous allons mesurer la position du déclenchement des deux signaux $t_{cathode}^{trigg}$ et t_{anode}^{trigg} . Nous choisissons comme référence de déclenchement la moitié de l’amplitude totale du signal. Nous avons alors une mesure relative de l’écart de temps de déclenchement entre les deux signaux :

$$\Delta t = t_{anode}^{trigg} - t_{cathode}^{trigg} \quad (3.19)$$

Le panneau de gauche de la figure 3.13 représente le spectre de Δt pour une distance entre la source et l’anode de $L = 5 \text{ cm}$. Nous pouvons voir que nous avons un pic centré sur $4 \mu\text{s}$. Il est important de souligner le fait que notre mesure de Δt est relative et nécessite d’être étalonnée. Réaliser une mesure absolue de Δt nécessiterait l’utilisation d’une modélisation de la formation des signaux sur chaque préamplificateur de charge.

3.4.3 Mesure de la vitesse de dérive et fiducialisation

Nous avons ainsi mesuré l’écart temporel entre les signaux de cathode et d’anode Δt pour différentes distances entre la source α et l’anode tel que représenté sur le panneau de droite de la figure 3.13. Nous pouvons voir que Δt dépend linéairement de la distance L entre la source α et l’anode tel que :

$$\Delta t = \frac{1}{v_{drift}} \times L + b \quad (3.20)$$

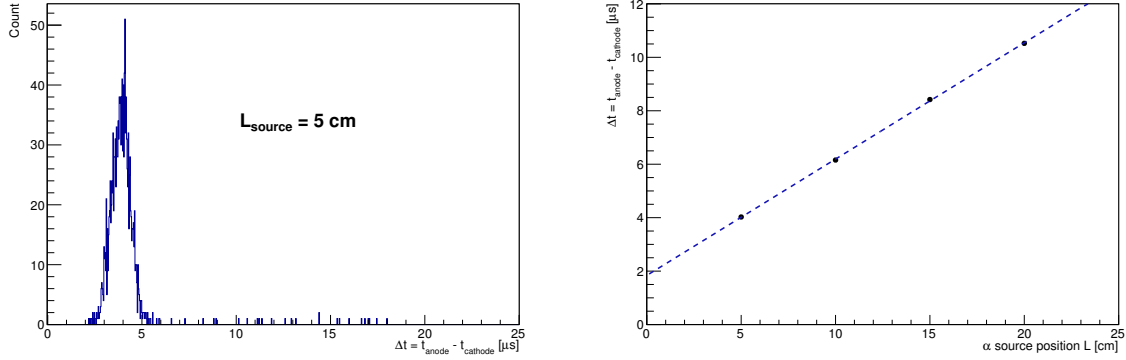


Figure 3.13 – Gauche : spectre de l’écart temporel entre les signaux de l’anode et de cathode Δt pour une distance entre la source α et l’anode de 5 cm. Droite : mesure de l’écart temporel entre les signaux de l’anode et de cathode Δt en fonction de la distance L entre la source α et l’anode. Les barres d’erreurs pour chaque point sont également représentées. Le trait pointillé bleu représente l’ajustement avec l’équation 3.20. Mesures réalisées avec un mélange gazeux composé de 70% CF_4 + 28 % CHF_3 + 2% C_4H_{10} à 50 mbar et un champ de collection de charges de $153.6 \text{ V}\cdot\text{cm}^{-1}$.

où v_{drift} est la vitesse de collection de charges et b le biais. Nous pouvons ainsi réaliser un ajustement de la mesure de Δt en fonction de L tel que représenté par le trait pointillé bleu sur le panneau de droite de la figure 3.13. Nous mesurons alors, dans cette configuration, la vitesse de dérive des électrons :

$$v_{\text{drift}} = 22.97 \pm 0.23 \mu\text{m}\cdot\text{ns}^{-1} \quad (3.21)$$

Nous mesurons une valeur de vitesse de dérive en désaccord avec celle calculée avec le logiciel MAGBOLTZ [185]. Néanmoins, nous obtenons un écart relatif similaire à celui mesuré par J. Billard *et al.* [188]. Cet écart de 3% vient du fait que nous avons un gaz réel. Le biais obtenu est de $b = 1.84 \pm 0.06 \mu\text{s}$, il intègre tous les retards introduits par le dispositif expérimental.

Cette mesure nous montre également qu’en connaissant la vitesse de dérive des électrons et en mesurant le décalage temporel entre les signaux de cathode et de l’anode Δt , nous pourrions remonter à la coordonnée z de nos reculs nucléaires et ainsi fiducialiser le long de l’axe z le détecteur. Dans notre dispositif expérimental, nous avons effectué la mesure de Δt pour des dépôts d’énergie de l’ordre de la centaine de keV. Il sera alors nécessaire de montrer que le signal cathode est exploitable pour des reculs nucléaires dont l’énergie déposée en ionisation est de l’ordre de 10 keV.

3.5 Conclusion

La collaboration MIMAC propose un détecteur capable de mesurer simultanément la trace et l’énergie des reculs nucléaires pour la détection directionnelle de matière sombre. Un prototype bi-chambre est en opération au laboratoire souterrain de Modane depuis juin 2012 montrant une grande stabilité du détecteur, du système de circulation et de filtration du gaz.

Nous avons également montré que nous pouvons extraire un signal de la cathode du détecteur généré par le mouvement des électrons d’ionisation primaire lors de leur collection. En utilisant ce signal, nous avons pu mesurer la vitesse de dérive des électrons dans le mélange gazeux utilisé pour la recherche de matière sombre. Enfin, le signal extrait de la cathode présente de

bonnes perspectives pour la fiducialisation du détecteur. Son exploitation devrait permettre une fiducialisation du détecteur MIMAC.

4

Mesure de l'énergie et stratégie d'étalonnage du détecteur

Sommaire

4.1	Modélisation du signal de préamplificateur de charge	78
4.1.1	Mise en place du modèle	78
4.1.2	Validation du modèle	79
4.1.3	Linéarité de la mesure de l'énergie des électrons et erreurs systématiques	80
4.2	Étalonnage en énergie d'ionisation	81
4.2.1	Étalonnage du détecteur à Modane : dispositif expérimental	81
4.2.2	Étalonnage du détecteur à Modane : analyse des données de l'étalonnage	82
4.2.3	Résolution du détecteur	85
4.2.4	Erreur relative sur la mesure de l'énergie d'ionisation des reculs nucléaires	86
4.2.5	Stabilité du gain lors de la prise de données au LSM	87
4.3	Étalonnage de la mesure en énergie de recul	88
4.3.1	Le facteur de <i>quenching</i> en ionisation	88
4.3.2	Dispositif de mesure : la ligne LHI	88
4.3.3	Mesures du facteur de <i>quenching</i> en ionisation pour la recherche de matière sombre	89
4.4	Conclusions	90

Pour la recherche de matière sombre, il est nécessaire de mesurer avec la meilleure résolution possible l'énergie cinétique de chaque recul nucléaire afin de pouvoir reconstruire le spectre en énergie des reculs nucléaires. Comme nous l'avons mentionné dans le chapitre 3, la mesure de l'énergie en ionisation se fait à l'aide d'un préamplificateur de charge connecté à la grille de la Micromegas. Le rôle du préamplificateur de charge est d'intégrer le courant induit sur la grille lors de l'amplification des électrons primaires par avalanche.

Dans ce chapitre, nous allons nous intéresser en détail à la mesure de l'énergie cinétique des reculs nucléaires. Pour cela, nous allons étudier dans un premier temps la formation du signal mesuré par le préamplificateur de charge et sa modélisation. Puis nous décrirons l'étalonnage en énergie d'ionisation avec des électrons. Enfin, nous discuterons de l'étalonnage en énergie de recul à partir de la mesure du facteur de *quenching* en ionisation.

4.1 Modélisation du signal de préamplificateur de charge

Dans cette section, nous allons étudier la linéarité de la mesure de l'énergie d'ionisation des électrons. Pour cela, nous commencerons par décrire le modèle utilisé pour estimer la réponse du préamplificateur de charge à un dépôt d'énergie dans le détecteur. Puis, nous étudierons par simulation la réponse de du préamplificateur de charge au dépôt d'énergie laissé par des électrons dans le détecteur.

4.1.1 Mise en place du modèle

Le courant induit sur la grille en fonction du temps $I_{ind}(t)$ dépend de la projection temporelle du dépôt d'énergie en ionisation par unité de longueur dE/dz . En connaissant la vitesse de dérive des électrons dans notre gaz : $v_d = 21.4 \mu\text{m/ns}$ [188] et en effectuant un changement de variable $z = v_d \times t$, nous pouvons en déduire le dépôt d'énergie en ionisation par unité de temps : dE/dt . Nous pouvons interpréter le dE/dt comme la quantité d'électrons d'ionisation primaire passant la grille par unité de temps.

En moyenne, les électrons d'ionisation vont parcourir 12.5 cm dans l'espace de collection de charges, ils vont alors subir une diffusion longitudinale et transversale le long de leurs parcours. Comme nous l'avons discuté au chapitre 3, la diffusion longitudinale dépend de la coordonnée initiale z_{init} de l'électron dans l'espace de dérive et du coefficient de diffusion longitudinal D_l . Nous pouvons ainsi prendre en compte cet effet de diffusion en convoluant le dE/dt avec une distribution gaussienne dont l'écart-type est $\sigma_l(z_{init}) = D_l \sqrt{z_{init}}$.

Comme nous l'avons mentionné précédemment, lors de l'amplification par avalanche, nous pouvons distinguer deux contributions à la formation du signal sur le préamplificateur de charge : une contribution rapide provenant du mouvement des électrons et une plus lente provenant du mouvement des ions. La contribution électronique est beaucoup trop rapide $\sim 1 \text{ ns}$ pour notre préamplificateur de charge et sera coupée par le filtre passe-bande. Notre signal sera donc seulement généré à partir de la contribution ionique. Cela aura pour effet d'induire un retard sur le courant induit sur la grille. La vitesse moyenne de dérive des ions dans l'espace d'amplification a été estimée à $\sim 8 \mu\text{m/ns}$ [188]. Il faudra donc en moyenne $\sim 32 \text{ ns}$ aux ions pour traverser l'espace d'amplification ce qui est deux fois inférieur au temps de montée de notre préamplificateur. Ainsi, nous pouvons négliger l'effet du retard induit par la contribution ionique dans la modélisation de notre signal.

Le courant induit sur la grille correspond donc à la convolution entre dE/dt et d'un terme de diffusion tel que :

$$I_{ind}(t) = \frac{dE}{dt}(t) * g_{diff}(t). \quad (4.1)$$

Nous ne mesurons pas directement le courant induit sur la grille $I_{ind}(t)$ mais un potentiel en sortie du préamplificateur de charges $V(t)$. Le lien entre les deux se fait par la fonction de transfert du préamplificateur $F(t)$ qui modélise la réponse du préamplificateur à une distribution de Dirac en courant. Ainsi en convoluant le courant induit $I_{ind}(t)$ avec la fonction de transfert $F(t)$, nous obtenons le potentiel mesuré aux bornes du préamplificateur de charge :

$$V(t) = F(t) * \frac{dE}{dt}(t) * g_{diff}(t). \quad (4.2)$$

Pour calculer le potentiel en fonction du temps, nous allons effectuer le produit de convolution en nous plaçant dans l'espace de Fourier et revenir dans l'espace direct. Cependant, la fonction de transfert du préamplificateur de charge ne peut pas être considérée comme une fonction de Hilbert sur l'intervalle que nous considérons. Cela risque de générer des interférences dans l'espace direct sans lien avec la physique. Nous nous proposons alors de calculer la dérivée du

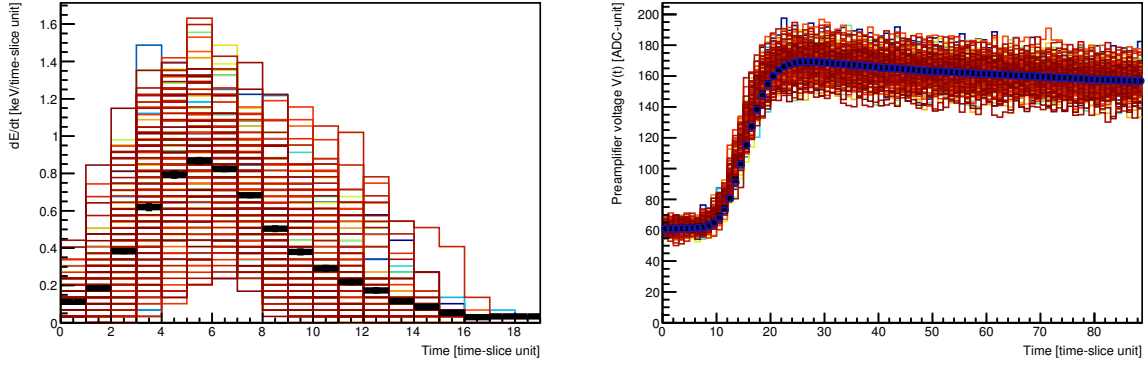


Figure 4.1 – Gauche : Simulation avec Geant4 de 200 dE/dt d'électrons de 5.9 keV en fonction du temps. Les points noirs représentent le profil moyen dû dE/dt . Droite : Simulation de 200 signaux de préamplificateur en unité ADC en fonction du temps calculé à partir des dE/dt du panneau de gauche. Les points noirs et bleus représentent respectivement le profil moyen des signaux simulés et le profil moyen de signaux expérimentaux d'électrons de 5.9 keV. Ces résultats ont été obtenus en considérant un mélange gazeux de 70% CF_4 + 28 % CHF_3 + 2% C_4H_{10} à 50 mbar.

potentiel mesuré sur le préamplificateur à partir de la dérivée de la fonction de transfert. Ainsi, en utilisant les propriétés du produit de convolution, nous obtenons la dérivée du potentiel en fonction du temps :

$$\frac{dV}{dt}(t) = \frac{dF}{dt}(t) * \frac{dE}{dt}(t) * g_{diff}(t). \quad (4.3)$$

Une fois la convolution faite, il ne reste plus qu'à intégrer dV/dt pour obtenir $V(t)$. Enfin, nous simulons le bruit électronique à partir d'une mesure du spectre de puissance du bruit électronique. Nous calculons le spectre de puissance en Fourier du bruit en déclenchant le système d'acquisition dans le bruit. Ainsi, nous pouvons simuler un bruit électronique avec les mêmes structures en fréquences que le vrai bruit électronique.

4.1.2 Validation du modèle

Nous avons construit un modèle pour estimer la perte d'énergie des électrons en utilisant le logiciel de simulation Geant4 [197, 198]. Nous avons généré, selon une distribution angulaire isotrope, des électrons avec des énergies cinétiques initiales comprises entre 0 et 60 keV. Puis, pour chaque événement, nous avons calculé la projection du dépôt d'énergie par unité de longueur le long de l'axe z que nous avons ensuite converti en dépôt d'énergie par *time-slice* en effectuant le changement de variable décrit précédemment.

Le panneau de gauche de la figure 4.1 représente la simulation Geant4 de 200 dE/dt d'électrons donnés en keV par unité de time-slice. Dans cette simulation, les électrons ont tous été envoyés avec la même énergie cinétique initiale de 5.9 keV le long de l'axe z . De plus, dans cette simulation, le terme de diffusion est directement intégré au profil dû dE/dt car nous avons directement fait dériver les électrons d'ionisation primaires dans l'espace de dérive. Nous pouvons noter une grande dispersion dans les dE/dt et une asymétrie dans le profil moyen dû dE/dt des électrons.

Le panneau de droite de la figure 4.1 représente la simulation des 200 signaux de préamplificateur de flash correspondant à la simulation des dE/dt . La simulation est basée sur la fonction de transfert et les caractéristiques du préamplificateur de charge utilisées pour les prises de don-

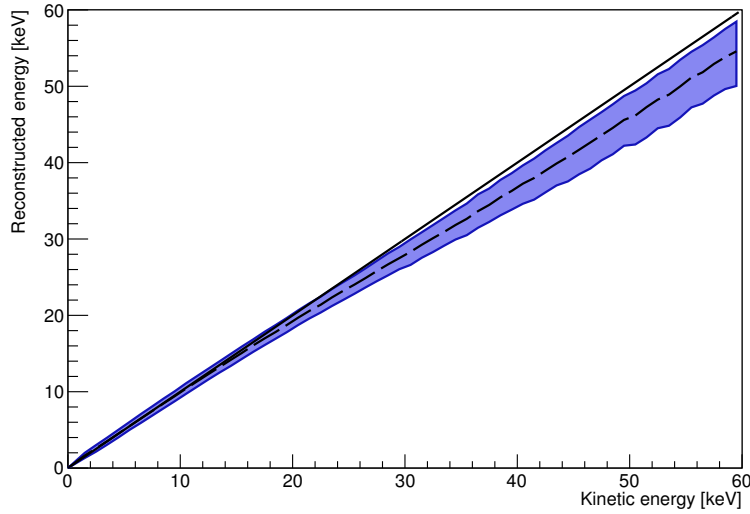


Figure 4.2 – Simulation de l'énergie reconstruite E_{recon} en fonction de l'énergie cinétique E_{kin} pour des électrons simulés avec Geant4. Le trait plein correspond à $E_{recon} = E_{kin}$, le trait pointillé correspond à la valeur moyenne de l'énergie reconstruite et la bande bleue représente le contour à 1σ . Ces résultats ont été obtenus en considérant un mélange gazeux de 70% CF_4 + 28 % CHF_3 + 2% C_4H_{10} à 50 mbar.

nées sur AMANDE (cf. chapitre 5) : temps de montée, temps de décroissance, ligne de base, bruit électronique. Sur cette figure sont également représentés en points noirs le profil moyen simulé et en ronds bleus le profil moyen de signaux expérimentaux d'électrons à 5.9 keV. Nous pouvons remarquer que les profils moyens simulés et expérimentaux se superposent parfaitement validant ainsi notre modélisation du signal de préamplificateur de charge.

4.1.3 Linéarité de la mesure de l'énergie des électrons et erreurs systématiques

Nous souhaitons étudier le biais sur la mesure de l'énergie d'ionisation en fonction de l'énergie initiale des électrons. Pour cela, nous avons simulé avec Geant4 des électrons d'énergie cinétique comprise entre 0 et 60 keV. Nous avons généré ces électrons dans un volume de gaz suffisamment grand devant la longueur des traces pour considérer uniquement les effets du préamplificateur de charges et ignorer les effets géométriques. Ainsi, en couplant cette simulation avec notre modélisation du signal du préamplificateur de charge, nous pouvons simuler la mesure de l'énergie d'ionisation déposée dans le détecteur.

La figure 4.2 représente la simulation de l'énergie d'ionisation reconstruite E_{recon} des électrons en fonction de leur énergie cinétique initiale E_{kin} . Le trait plein représente $E_{recon} = E_{kin}$, le trait pointillé l'énergie reconstruite moyenne et la bande bleue le contour à 1σ . Sur cette figure, nous pouvons remarquer plusieurs effets :

- i) Nous pouvons considérer la mesure de l'énergie comme linéaire entre 0 et 10 keV. Dans cette gamme d'énergie, le biais est inférieur à 1 %.
- ii) Au-delà de 10 keV, nous pouvons noter que le biais augmente avec l'énergie cinétique initiale E_{kin} . Pour des électrons dont l'énergie cinétique initiale est supérieure à 15 keV la longueur des traces dépasse 2.3 cm. Ainsi, le temps de collection des électrons d'ionisation

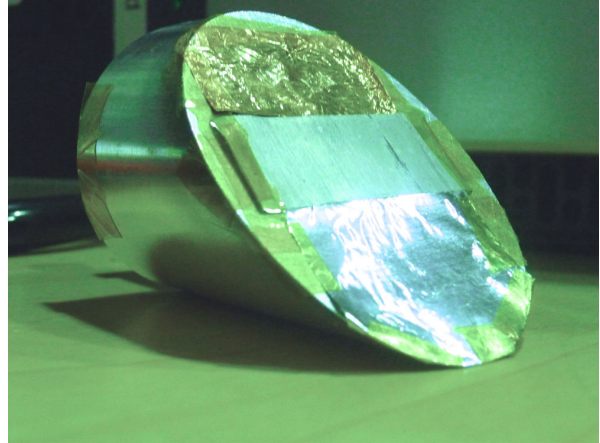
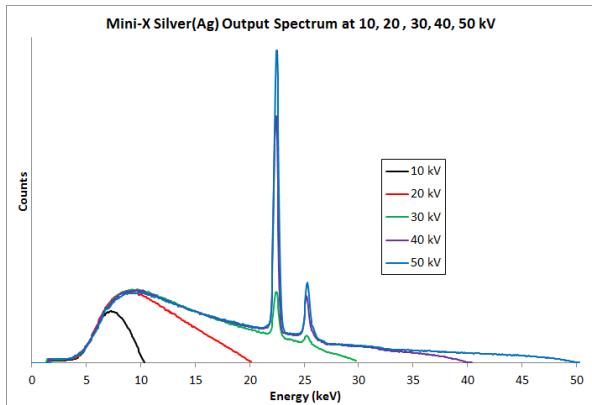


Figure 4.3 – Gauche : Spectre relatif en énergie des rayons-X issus de la cible en argent du générateur de rayon-X pour différentes tensions d’extraction (10, 20, 30, 40 et 50 kV). Figure extraite de [199]. Droite : Photo des feuilles de cuivre, cadmium et fer sur leur support en aluminium. Les feuilles sont fixées au support à l’aide de scotch polyimide.

primaires devient comparable au temps de décroissance de notre préamplificateur de charge d’où l’apparition d’un biais augmentant avec l’énergie cinétique initiale.

- iii) Nous pouvons remarquer que la largeur de la bande augmente avec l’énergie cinétique initiale des électrons. Cette largeur a deux contributions. La première vient du fait que les électrons sont générés dans 4π sr. La seconde, provient de la génération du nombre de paires électron-ion produites lors de l’ionisation distribuée selon une loi de Poisson [191] dont l’écart-type augmente comme $\sqrt{N_{\text{paires}}}$ où N_{paires} est le nombre de paires créées.

En conclusion, nous avons une erreur systématique sur la mesure de l’énergie d’ionisation des électrons dans le détecteur. De plus, nous avons vu que nous pouvons considérer cette erreur systématique comme négligeable dans la gamme $E_{kin} \in [0, 10]$ keV. Il est également important de noter que cette erreur dépend fortement du temps de décroissance du préamplificateur de charge. Plus le temps de décroissance sera long, plus l’erreur systématique sur la mesure de l’énergie sera faible.

4.2 Étalonnage en énergie d’ionisation

Dans cette section, nous allons présenter la procédure d’étalonnage du prototype bi-chambre installé au laboratoire souterrain de Modane. Nous commencerons par décrire le dispositif expérimental puis l’analyse des données de calibration et enfin une estimation de l’erreur sur la mesure de l’énergie d’ionisation des reculs nucléaires.

4.2.1 Étalonnage du détecteur à Modane : dispositif expérimental

Pour effectuer l’étalonnage en énergie d’ionisation en configuration de recherche de matière sombre, nous avons besoin d’un dispositif pouvant émettre des rayons-X dans le volume actif afin de produire des électrons de quelques keV par effet photoélectrique. Ce dispositif ne doit pas être une source radioactive (problème éventuel de blindage) et ne doit émettre aucun rayonnement dès la fin de l’étalonnage.

Comme le montre la figure 3.9 du chapitre 3, nous avons installé dans un coude relié au module bi-chambre un générateur de rayons-X mini-X [199]. Ce générateur irradie trois feuilles de

métal : fer, cadmium et cuivre, sur un support d'aluminium tel que le montre le panneau de droite de la figure 4.3. Les rayons-X émis par le générateur vont alors exciter le cortège électronique des atomes des différentes feuilles. En se désexcitant, les atomes vont émettre dans le volume actif des X de fluorescence dont l'énergie est bien définie. Le panneau de gauche de la figure 4.3 représente le spectre de rayons-X en sortie du mini-X pour plusieurs tensions d'extractions. Dans notre cas, nous effectuons l'étalonnage avec une tension d'extraction de 20 kV. Cela nous permet donc d'exciter des raies de fluorescence jusqu'à 20 keV. Il est important de noter que l'enceinte du module bi-chambre est composée d'acier inoxydable dont les constituants présentent également des raies de fluorescence dans la gamme [0, 10] keV.

Matériaux	Type	Énergie [keV]
Cd	L $_{\alpha}$	3.19
Cr	K $_{\alpha}$	5.4
Fe	K $_{\alpha}$	6.4
Ni	K $_{\alpha}$	7.5
Cu	K $_{\alpha}$	8.04

Table 4.1 – Type et énergies moyennes des cinq principales raies de fluorescence utilisées pour l'étalonnage.

La figure 4.4 représente un spectre typique d'étalonnage mesuré avec le générateur de rayons-X. La contribution de la raie de fluorescence du cadmium apparait très clairement à ~ 200 ADC, cependant l'identification des contributions des autres raies de fluorescence n'est pas claire. La table 4.1 liste les cinq raies les plus intenses au vu des matériaux irradiés, de leurs compositions et de la transparence du gaz. Avec cette méthode d'étalonnage, il n'est pas possible d'étalonner le détecteur au-delà de 10 keV à cause de la transparence du gaz qui devient importante.

4.2.2 Étalonnage du détecteur à Modane : analyse des données de l'étalonnage

La figure 4.4 présente un spectre en énergie typique mesuré lors de l'étalonnage. Nous pouvons constater qu'il n'est pas possible de séparer et d'identifier directement les contributions des principales raies de fluorescence. De plus, l'ajustement direct de ce spectre en considérant N_p contributions provenant de la fluorescence et un modèle à $3 \times N_p$ paramètres libres se révèle difficile à cause d'une importante dégénérescence entre les paramètres. Pour converger, l'ajustement nécessite de rajouter une contrainte sur les paramètres. Ainsi, nous nous proposons de construire un modèle en tenant compte de la linéarité du détecteur pour les électrons entre 0 et 10 keV. Nous le définissons alors comme la somme de N_p gaussiennes dont la valeur moyenne : $(\mu_i - b)/a$, dépend de l'énergie de la raie de fluorescence en keV et des coefficients d'étalonnage linéaire a et b :

$$f(x|a, b, \mathbf{A}, \boldsymbol{\sigma}, \boldsymbol{\mu}) = \sum_i^{N_p} \frac{A_i}{\sigma_i \sqrt{2\pi}} \exp \left[-\frac{1}{2} \frac{(x - (\mu_i - b)/a)^2}{\sigma_i^2} \right] \quad (4.4)$$

où A_i et σ_i sont respectivement l'amplitude et l'écart-type de la $i^{\text{ème}}$ contribution.

À partir de la mesure du spectre de la figure 4.4 et du modèle précédent, nous construisons une fonction de vraisemblance "binée" avec $(2 \times N_p + 2)$ paramètres libres comme le produit des

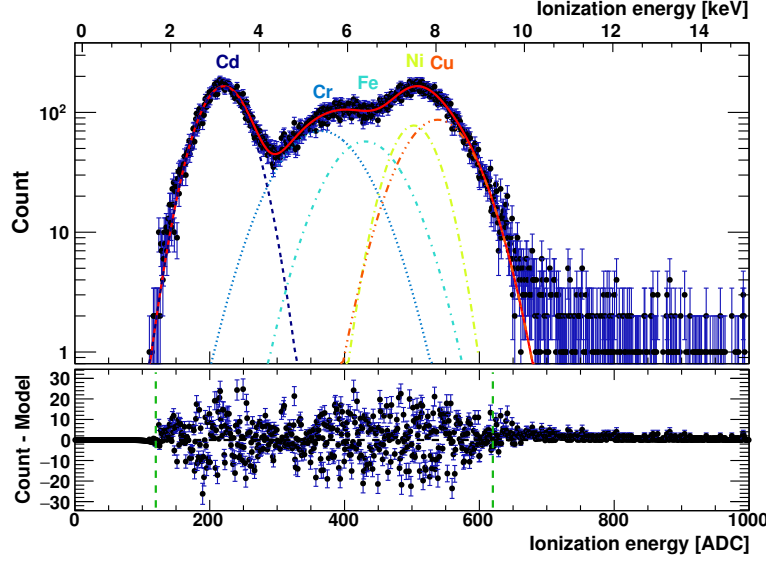


Figure 4.4 – Haut : Spectre d'étalonnage typique et le meilleur ajustement (trait plein rouge) obtenu par maximisation de la fonction de vraisemblance 4.5. Chaque trait pointillé représente la contribution de chaque raie de fluorescence considérée (cf. table 4.1). Bas : Résidu de la maximisation de la fonction de vraisemblance (Data – Modèle). Les traits pointillés verts verticaux représentent les bornes utilisées lors du calcul du χ^2 . Mesure réalisée avec un mélange gazeux de 70% CF_4 + 28 % CHF_3 + 2% C_4H_{10} à 50 mbar.

vraisemblances associées à chaque "bin" i :

$$\mathcal{L}(a, b, \mathbf{A}, \boldsymbol{\sigma} | \boldsymbol{\mu}) = \exp\left(-\frac{1}{2}\chi^2\right) = \exp\left(-\frac{1}{2}\sum_i^{N_{bin}} \frac{(h_i - f(x_i | a, b, \mathbf{A}, \boldsymbol{\sigma}, \boldsymbol{\mu}))^2}{h_i}\right) \quad (4.5)$$

Le résultat de la maximisation de la fonction de vraisemblance $\mathcal{L}(a, b, \mathbf{A}, \boldsymbol{\sigma} | \boldsymbol{\mu})$, représentée sur la figure 4.4 par le trait plein rouge, nous donne des estimateurs des paramètres libres $(\hat{a}, \hat{b}, \hat{\mathbf{A}}, \hat{\boldsymbol{\sigma}})$. Ici, nous avons considéré les cinq contributions telles que listées dans la table 4.1. Chacune des contributions gaussiennes est représentée sur la figure 4.4 par une gaussienne de différentes couleurs.

À partir de l'équation (4.5), nous pouvons calculer la valeur du χ^2 réduit en divisant la valeur du χ^2 obtenue par le nombre de degrés de liberté : $ndf = N_{bin} - (2 \times N_p + 2)$ qui correspond au nombre de points utilisés N_{bin} auquel nous soustrayons le nombre de contraintes : $2 \times N_p + 2$:

$$\frac{\chi^2}{ndf} = \frac{489.16}{488} = 1.09 \quad (4.6)$$

Le fait que la valeur du χ^2/ndf soit proche de 1 traduit que nous avons un excellent ajustement de nos données avec notre modèle. Cependant, l'utilisation de la minimisation d'un χ^2 suppose que les erreurs sur nos paramètres sont gaussiennes, or nous n'avons aucune raison de penser que cette approximation est valide dans notre cas. Pour cela, nous nous proposons de recourir à l'utilisation d'une méthode d'analyse statistique par vraisemblance profilée [200].

L'utilisation d'une méthode de vraisemblance profilée nous permet d'estimer aisément l'erreur sur chacun des paramètres d'intérêts (a, b) en tenant compte de paramètres de nuisances $(\mathbf{A}, \boldsymbol{\sigma}) = \boldsymbol{\theta}$. Nous construisons ainsi le rapport des vraisemblances profilées $\lambda(a, b)$ en fonction des deux

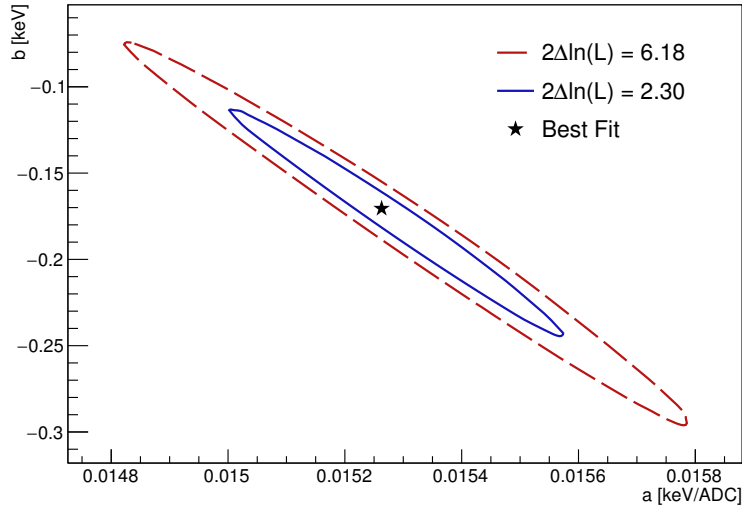


Figure 4.5 – Contour à 1σ (trait plein bleu) et 2σ (trait tireté rouge) dans le plan (a, b) pour un ratio des vraisemblances profilées. L'étoile noire représente la position des coefficients d'éta-lonnage maximisant la fonction de vraisemblance dans le plan (a, b) . Ajustement réalisé avec un mélange gazeux de 70% CF_4 + 28 % CHF_3 + 2% C_4H_{10} à 50 mbar.

paramètres d'intérêts (a, b) :

$$\lambda(a, b) = \frac{\mathcal{L}\left(a, b, \widehat{\boldsymbol{\theta}} \mid \boldsymbol{\mu}\right)}{\mathcal{L}\left(\widehat{a}, \widehat{b}, \widehat{\boldsymbol{\theta}} \mid \boldsymbol{\mu}\right)} \quad (4.7)$$

où la notation $\widehat{\boldsymbol{\theta}}$ au numérateur désigne la valeur de l'estimateur de $\boldsymbol{\theta}$ maximisant \mathcal{L} pour (a, b) fixés, *i.e.* il s'agit du maximum de vraisemblance conditionnel de $\boldsymbol{\theta}$ en fonction de (a, b) . Le dénominateur est le maximum de vraisemblance obtenu avec $\widehat{\boldsymbol{\theta}}$ et $(\widehat{a}, \widehat{b})$. En comparaison avec le rapport des vraisemblances, le rapport des vraisemblances profilées se trouvera élargi par la présence de paramètres de nuisances. Cela traduit la perte d'information sure (a, b) à cause des erreurs systématiques.

De façon équivalent, il est commode d'utiliser le test statistique suivant [200, 201] :

$$q_0 = -2 \ln \lambda(a, b) \quad (4.8)$$

Dans le cas de ce test statistique, plus la valeur de q_0 augmente, plus l'incompatibilité entre les données et (a, b) augmentera. Ainsi, à partir de ce test statistique, nous pouvons définir les contours à 1 et 2σ dans le plan de nos paramètres d'intérêts (a, b) . Ces contours à 1σ et 2σ correspondent respectivement à $q_0 = 2.3$ et $q_0 = 6.18$ à deux dimensions [202]. La figure 4.5 présente les contours 1σ (trait plein bleu) et 2σ (trait tireté rouge) dans le plan (a, b) ainsi que la position du meilleur ajustement (étoile noire). Nous pouvons remarquer que nos deux paramètres d'intérêts sont fortement corrélés : $\rho_{ab} = -0.956216$, nous devons tenir compte de cette corrélation pour estimer correctement l'erreur sur la mesure de l'énergie. De plus, nous en

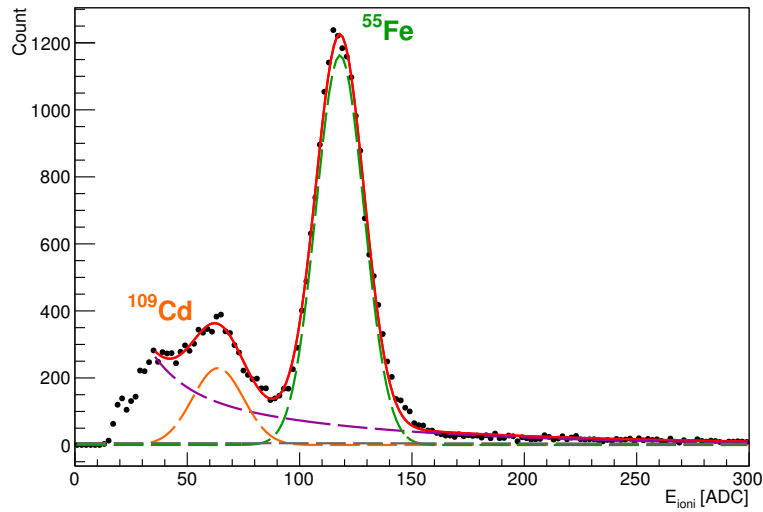


Figure 4.6 – Spectre en énergie mesuré avec les sources de ^{109}Cd et de ^{55}Fe . Mesure réalisée avec un mélange gazeux de 70% CF_4 + 28 % CHF_3 + 2% C_4H_{10} à 50 mbar.

déduisons le meilleur ajustement de nos paramètres ainsi que leurs erreurs :

$$\begin{cases} a = 0.01526^{+0.00031}_{-0.00026} \text{ keV/ADC} \\ b = -0.171^{+0.057}_{-0.073} \text{ keV} \end{cases} \quad (4.9)$$

Nous pouvons remarquer que l'erreur sur nos paramètres n'est pas symétrique et donc pas gaussienne. Cela montre l'intérêt de l'utilisation de la vraisemblance profilée pour l'estimation de nos erreurs. En effet, si nous avons utilisé l'approximation gaussienne des erreurs, nous aurions sous-estimé nos incertitudes sur nos paramètres de calibration.

4.2.3 Résolution du détecteur

Estimer la résolution du détecteur à partir de la mesure avec le générateur de rayons-X n'est pas possible car pour estimer correctement la résolution du détecteur il nous faudrait pouvoir séparer chacune des contributions. Cela est possible en utilisant deux sources radioactives émettant des X dont l'énergie est très bien définie : la source de ^{109}Cd qui émet deux photons X_L et X_K dont les énergies moyennes sont respectivement 3.04 et 22.1 keV et la source de ^{55}Fe qui émet deux photons $X_{K\alpha}$ et $X_{K\beta}$ dont l'énergie moyenne est 5.96 keV. Les rayons-X ainsi émis par ces deux sources vont ensuite interagir dans le volume actif et produire des électrons par effet photoélectrique et Compton. Nous détecterons alors la perte d'énergie de ces électrons dans notre gaz.

La figure 4.6 représente le spectre mesuré avec ces deux sources dans l'enceinte du détecteur. Nous pouvons directement identifier la contribution du ^{55}Fe et l'une des contributions du ^{109}Cd . Nous avons alors ajusté ce spectre avec la somme de deux gaussiennes pour déterminer l'énergie moyenne de chaque pic et une exponentielle décroissante pour modéliser le fond Compton. Il est important de noter que nous ne pouvons pas résoudre l'énergie de la contribution à 22 keV du ^{109}Cd dû à un faible taux de comptage. Ce faible taux de comptage vient de la transparence

Source	Énergie [keV]	Résolution	
		σ/E [%]	FWHM/ E %
^{109}Cd	3.1	17.1	40.3
^{55}Fe	5.9	9.2	21.7

Table 4.2 – Résolution mesurée du détecteur σ/E et FMW/ E pour les sources de ^{109}Cd et ^{55}Fe . Mesures réalisées avec un mélange gazeux de 70% CF_4 + 28 % CHF_3 + 2% C_4H_{10} à 50 mbar.

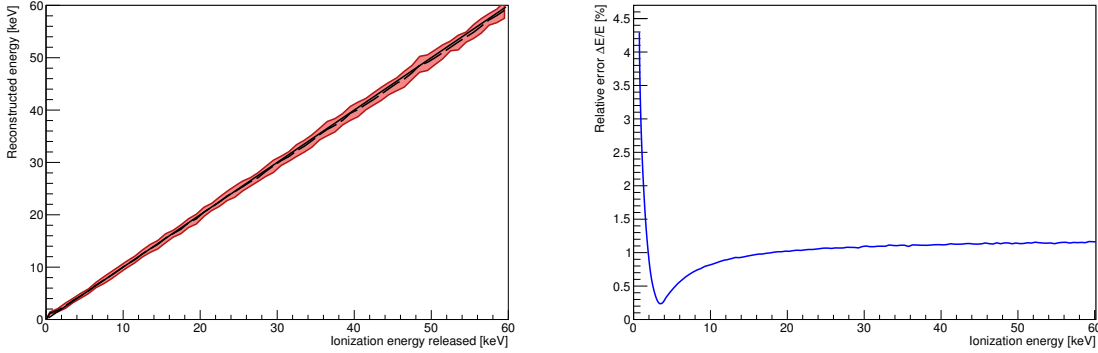


Figure 4.7 – Gauche : Simulation de l'énergie reconstruite E_{recon} en fonction de l'énergie d'ionisation déposée E_{ioni} pour des reculs de ^{19}F . Le trait plein correspond à $E_{recon} = E_{ioni}$, le trait pointillé correspond à la valeur moyenne de l'énergie reconstruite et la bande rouge représente le contour à 1σ . Droite : Erreur relative sur la mesure de l'énergie en ionisation $\Delta E/E$ en fonction de l'énergie d'ionisation. Ces résultats ont été obtenus en considérant un mélange gazeux de 70% CF_4 + 28 % CHF_3 + 2% C_4H_{10} à 50 mbar.

du mélange gazeux aux rayons-X de 22 keV qui est de 99.988% contre 95.8% et 99.4% à 3.1 et 5.9 keV.

La résolution en fonction de l'énergie des rayons-X est donnée par la table 4.2 pour les sources de ^{109}Cd et ^{55}Fe . Nous avons donc une résolution de 9.2% à 5.9 keV, ce qui est une excellente résolution pour un détecteur à Micromegas pixelisé.

4.2.4 Erreur relative sur la mesure de l'énergie d'ionisation des reculs nucléaires

Pour la recherche de matière sombre, nous nous intéressons à la mesure de l'énergie cinétique de reculs nucléaires. Cependant, il existe une différence entre l'énergie cinétique d'un ion et l'énergie déposée en ionisation. Cette différence est paramétrisée par le facteur de *quenching* en ionisation que nous discuterons en section 4.3.1. Dans cette section, nous nous intéresserons à la mesure de l'énergie d'ionisation de reculs nucléaires.

Le panneau de gauche de la figure 4.7 représente la simulation de l'énergie d'ionisation mesurée E_{recon} en fonction de l'énergie déposée en ionisation E_{ioni} pour des reculs de ^{19}F . Le trait plein représente $E_{recon} = E_{ioni}$, le trait pointillé l'énergie reconstruite moyenne et la bande rouge le contour à 1σ . Nous pouvons noter que contrairement à la mesure de l'énergie des électrons, la mesure de l'énergie d'ionisation déposée par les reculs nucléaires est linéaire. Cette différence vient du fait que les traces de ^{19}F sont plus courtes que celles des électrons

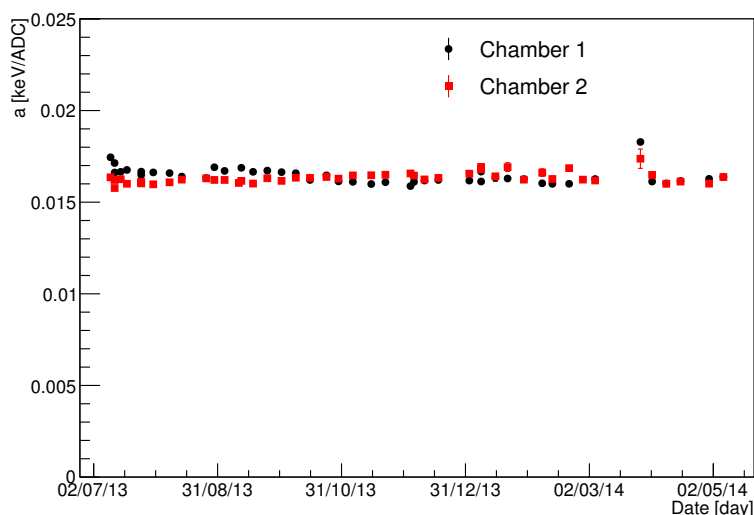


Figure 4.8 – Évolution du coefficient a de calibration linéaire en fonction du temps pour les chambres 1 (points noirs) et 2 (points rouges).

(~ 1.78 mm à 60 keV selon une simulation SRIM).

Ainsi, en tenant compte de la linéarité de la mesure de l'énergie d'ionisation pour le recul nucléaire, nous pouvons estimer l'erreur relative sur la mesure d'énergie d'ionisation $\Delta E/E$ en propageant par Monté-Carlo les incertitudes liées à l'étalonnage. Le panneau de droite de la figure 4.7 présente ainsi l'erreur relative sur la mesure de l'énergie d'ionisation $\Delta E/E$ pour des reculs nucléaires en fonction de l'énergie d'ionisation déposée E_{ioni} . Nous pouvons constater que $\Delta E/E$ atteint un minimum de 0.25 % en 3.2 keV. Ce minimum correspond à l'énergie pour laquelle notre fonction de vraisemblance est la mieux contrainte. Au-delà de 3.2 keV, $\Delta E/E$ augmente pour atteindre un plateau. Ainsi, l'erreur relative sur la mesure de l'énergie d'ionisation est inférieure à 1.16 % entre 3.2 et 60 keV. En dessous de 3.2 keV, nous observons une augmentation de $\Delta E/E$, cela est lié au seuil d'ionisation à ~ 1.3 keV.

4.2.5 Stabilité du gain lors de la prise de données au LSM

Le gain du détecteur est relié au facteur de pente a de la calibration linéaire. Son évolution dans le temps nous renseigne sur les variations de gain des détecteurs. Le gain est extrêmement sensible à la présence d'impuretés, d'oxygène ou de vapeur d'eau dans le gaz. En effet, comme nous l'avons déjà mentionné, l'oxygène est une espèce très électronégative et a tendance à capter les électrons libres passant à proximité. Sa présence dans le gaz serait donc préjudiciable pour la collection des électrons d'ionisation primaires et donc pour le gain du détecteur.

La figure 4.8 montre l'évolution dans le temps du facteur de pente a de la calibration linéaire. Nous pouvons remarquer que le gain dans les deux chambres est identique et qu'il est constant sur plus de 10 mois. Au cours de ces 10 mois, le facteur de pente varie en moyenne de 1.3% pour la chambre 1 et de 0.9% pour la chambre 2. Nous devons cette stabilité à l'utilisation conjointe d'un filtre à oxygène et d'un filtre à charbon réfrigéré à -15 °C. Le filtre à oxygène garantit la filtration des ppm d'oxygène présent dans la boucle de circulation tandis que le filtre à charbon est utilisé pour éliminer le radon. De plus, le système réfrigérant nous permet de condenser et de stocker les éventuelles vapeurs d'eau également présentes dans la boucle de circulation.

4.3 Étalonnage de la mesure en énergie de recul

4.3.1 Le facteur de *quenching* en ionisation

Comme nous l'avons mentionné précédemment, il existe une différence entre l'énergie cinétique et l'énergie déposée par ionisation pour des reculs nucléaires. Cette différence vient du fait que pour un recul nucléaire, il existe trois canaux différents de perte d'énergie :

- Ionisation : production de paires électron-ions le long du parcours du noyau.
- Scintillation : production de photons provenant de désexcitations atomiques, moléculaires ou d'états quasi-moléculaires (dimères).
- Phonon : lors du déplacement de l'ion dans le gaz, il va transférer une partie de son énergie cinétique aux noyaux environnant par diffusions élastiques et ainsi de suite pour les ions secondaires. Ce transfert d'énergie va participer à l'élévation de la température du gaz.

La fraction d'énergie transmise aux électrons a été estimée théoriquement en 1963 par Lindhard *et al.* [180] et peut être calculée par le code de simulation Monté-Carlo SRIM [203, 204] ou dans le cas particulier des éléments nobles par le code NEST [205]. L'idée principale est de séparer le pouvoir d'arrêt des noyaux en deux contributions : une dite nucléaire $S_n(E_R)$, qui correspond au transfert d'énergie aux noyaux du milieu par collision élastique et une dite électronique $S_e(E_R)$, qui correspond au transfert d'énergie directement aux électrons. La théorie de Lindhard [180] montre que pour de faibles énergies cinétiques ($E_{kin} < 50$ keV dans le cas du ^{19}F) nous avons $S_n(E_R) > S_e(E_R)$ lorsque nous considérons le mouvement d'un noyau dans un milieu constitué de ce même élément. Dans ce régime, le recul nucléaire va principalement perdre son énergie en la transférant aux noyaux du milieu par diffusion élastique et par scintillation. Les noyaux issus de la diffusion élastique vont eux même se déplacer dans le gaz et également déposer une partie de leur énergie en ionisation. La détermination de la fraction de l'énergie cinétique d'un recul nucléaire perdu par ionisation est extrêmement importante pour reconstruire l'énergie cinétique des reculs nucléaires. Ainsi, de nombreux efforts ont été déployés afin de mesurer cette fraction dans différents matériaux : gaz [181, 206], solide [207] et liquide [208].

Nous définissons le facteur de *quenching* en ionisation comme le ratio entre l'énergie déposée par ionisation E_{ioni} et l'énergie cinétique initiale du recul nucléaire E_{kin} tel que [181] :

$$Q(E_{kin}) = \frac{E_{ioni}}{E_{kin}} \quad (4.10)$$

Le facteur de *quenching* en ionisation est croissant avec l'énergie cinétique du recul nucléaire et tend vers une constante quand l'énergie cinétique devient grande ($E_{kin} \gtrsim 1$ MeV) : plus l'énergie cinétique du recul nucléaire est importante, plus la fraction d'énergie perdue par ionisation sera importante. Le facteur de *quenching* en ionisation dépend fortement de la composition du gaz ainsi que du taux d'impureté.

La mesure précise du facteur de *quenching* en ionisation est d'une importance capitale pour la détection de matière sombre et pour d'autres applications (*i.e.* détection de neutrons). En effet, sa détermination permet de déduire l'énergie cinétique d'un recul nucléaire à partir de la mesure de l'énergie déposée en ionisation.

Ainsi, une mesure précise du facteur de *quenching* en ionisation nous permettrait de remonter à l'énergie cinétique du recul nucléaire.

4.3.2 Dispositif de mesure : la ligne LHI

La LHI est une ligne expérimentale construite au LPSC permettant d'extraire des ions avec une énergie bien définie à partir d'une source de plasma ECRI. La figure 4.9 représente une photo

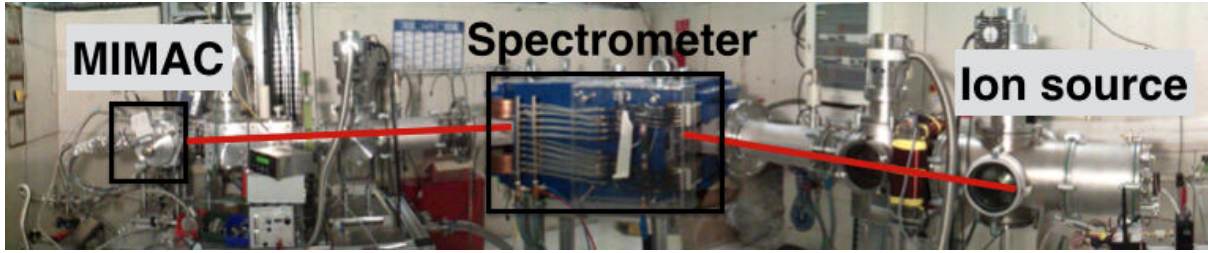


Figure 4.9 – Photo de la ligne LHI. L’axe du faisceau d’ions est représenté par un trait rouge. Sont identifiés la source d’ion ECR, le spectromètre et le détecteur MIMAC.

du dispositif expérimental. La source ECR produit un plasma à partir d’un gaz. En appliquant une différence de potentiel sur la source, nous pouvons extraire des ions et les collimater sous la forme d’un faisceau. L’axe du faisceau d’ions est représenté par le trait rouge sur la figure 4.9. Ensuite, le faisceau traverse un spectromètre à 90° nous permettant de sélectionner la masse et la charge des espèces en fonction de q/m . Le pouvoir de résolution du spectromètre est au moins de 100, ce qui signifie que nous pouvons séparer des ions autour de la masse 100 dont l’écart de masse est $\Delta m = 1$. Enfin, le couplage entre un détecteur MIMAC à la pression de 50 mb et la LHI à la pression de $\sim 10^{-6}$ mbar se fait par l’intermédiaire d’un trou de $1\ \mu\text{m}$. Le trou de $1\ \mu\text{m}$ nous permet d’injecter des ions directement dans le détecteur et nous garantit un taux de fuite négligeable [209].

L’énergie cinétique des ions a été étalonnée au préalable pour valider la méthode [209] et est mesurée de façon indépendante à l’alimentation haute-tension des électrodes d’extraction. À partir des spécifications du fabricant et des caractéristiques techniques du dispositif de mesure, nous avons estimé l’erreur relative sur l’énergie cinétique des ions à $\Delta E_{kin}/E_{kin} = 1\%$.

4.3.3 Mesures du facteur de *quenching* en ionisation pour la recherche de matière sombre

Nous avons donc réalisé des mesures du facteur de *quenching* en ionisation tel que décrites précédemment et dans [181, 209]. La figure 4.10 représente la mesure du facteur de *quenching* en ionisation mesurée dans un mélange gazeux composé de 70% CF_4 + 28 % CHF_3 + 2% C_4H_{10} à pressions de 50 mbar. La haute tension d’extraction étant limitée à 30 kV, nous avons cependant pu atteindre une énergie cinétique maximale de 60 keV grâce au fait que nous avons pu extraire des ions avec une charge de +2. Il est important de noter que, pour cette mesure, l’erreur statistique est plus petite que la taille du point.

Afin d’extrapoler nos mesures sur le facteur de *quenching* en ionisation à plus haute énergie, nous proposons d’ajuster nos mesures avec le modèle phénoménologique suivant :

$$Q(E_R) = A - \exp\left(-\alpha \times E_R^{1/\beta}\right) \quad (4.11)$$

Ce modèle a été utilisé pour paramétriser la simulation du facteur de *quenching* en ionisation avec SRIM et permet de reproduire parfaitement les résultats de simulation. Nous avons ainsi ajusté nos mesures du facteur de *quenching* en ionisation avec ce modèle. Les paramètres obtenus lors de l’ajustement sont rassemblés dans la table 4.3.

Ion	Gamme en énergie cinétique	A	α	β
^{19}F	[1, 60] keV	0.717	0.502	3.857
^{12}C	[1, 60] keV	0.646	0.449	2.485

Table 4.3 – Tableau donnant les paramètres de l’ajustement de la mesure du facteur de *quenching* en ionisation pour différents ions incidents. Ces mesures ont été réalisées avec un mélange composé de 70% CF_4 + 28 % CHF_3 + 2% C_4H_{10} à 50 mbar.

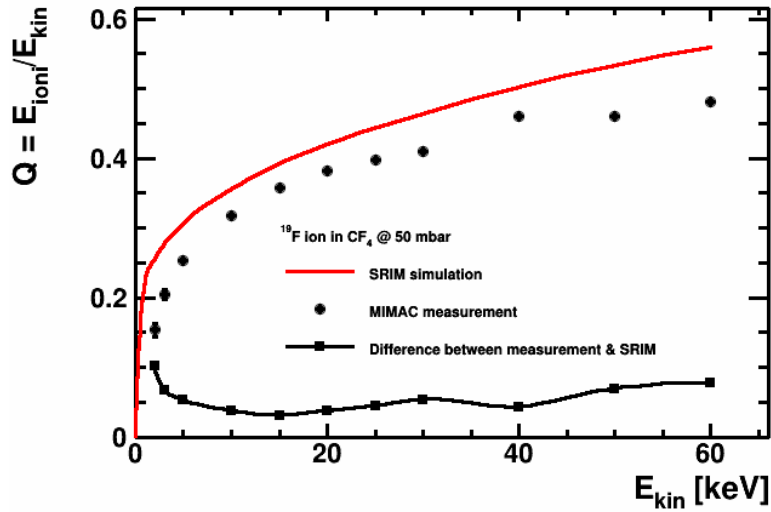


Figure 4.10 – Mesure du facteur de *quenching* en ionisation en fonction de l’énergie initiale des ions dans 50 mbar du mélange gazeux MIMAC. Le trait plein rouge représente le calcul du facteur de *quenching* avec SRIM. Le trait plein noir représente l’écart entre la simulation SRIM et les mesures.

4.4 Conclusions

Dans ce chapitre, nous avons présenté la stratégie d’étalonnage en énergie du détecteur pour la recherche de matière sombre.

Pour cela, nous avons étudié le biais sur la mesure de l’énergie d’ionisation en utilisant une modélisation du signal du préamplificateur de charge. Dans le cas des électrons, nous avons montré que ce biais est croissant avec l’énergie et que nous avons une estimation de la correction à apporter à la mesure de l’énergie pour en déduire la vraie énergie de l’électron. De plus, cette estimation du biais montre que nous pouvons considérer le détecteur comme linéaire en dessous de 10 keV. Nous avons également présenté le dispositif permettant l’étalonnage du détecteur au LSM à partir de photons de fluorescence. En utilisant la linéarité du détecteur, nous avons développé une méthode par vraisemblance profilée afin de déterminer les coefficients de calibration et leurs erreurs. Nous avons montré que la mesure de l’énergie d’ionisation pour des reculs nucléaires ne présente pas de biais et que son erreur relative est inférieure à 1.16%. Enfin, nous avons présenté la mesure de *quenching* en ionisation réalisée avec la ligne LHI couplée

à un détecteur MIMAC. Cette mesure étant capitale pour l'estimation de l'énergie cinétique de reculs nucléaires.

5

Étude de la discrimination électron/recul

Sommaire

5.1	Champ neutronique et prise de données auprès de l'installation AMANDE	94
5.1.1	Production et caractérisation du champ neutronique	94
5.1.2	Prise de données neutron	95
5.2	Coupages minimales et observables discriminantes	96
5.2.1	Coupages minimales	97
5.2.2	Observables discriminantes	98
5.2.3	Correlation	103
5.3	Réjection du bruit de fond par Arbres de décision boostés	103
5.3.1	Arbres de décision boostés (BDT)	103
5.3.2	Résultats de l'analyse BDT	104
5.3.3	Réjection des reculs d'électrons	105
5.4	Estimation de l'acceptance	107
5.4.1	Simulation de reculs nucléaires de ^{19}F	108
5.4.2	Application de la classification BDT à la simulation	110
5.4.3	Estimation de l'acceptance du détecteur	111
5.5	Conclusions	112

Dans la configuration de recherche de matière sombre, nous allons détecter deux types d'événements : des reculs d'électrons et des reculs nucléaires. En laboratoire souterrain, les reculs d'électrons sont produits soit par la radioactivité β des matériaux, soit par l'interaction par effet photoélectrique ou diffusion Compton de photons avec les matériaux. Les reculs nucléaires sont, quant à eux, produits soit par la diffusion élastique de WIMPs ou de neutrons sur des noyaux du gaz, soit par la descendance du radon (c.f. chapitre 6). Pour la recherche directionnelle de matière sombre, nous voulons mesurer la distribution angulaire et en énergie de reculs nucléaires. Ainsi, il nous faudra discriminer les reculs nucléaires des événements constituant notre bruit de fond : les reculs d'électrons.

Dans une précédente étude, la discrimination électron/recul a été étudiée par simulation [210] montrant une bonne réjection des reculs d'électrons à basse énergie. Dans ce chapitre, nous

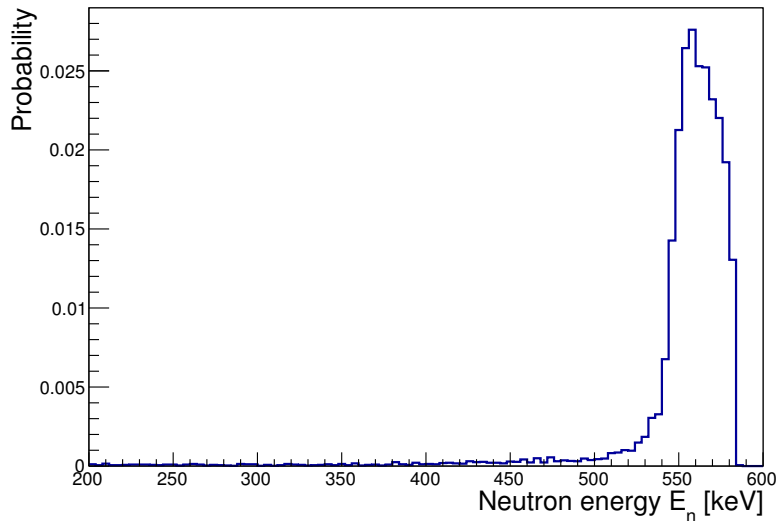


Figure 5.1 – Simulation du spectre de neutron interagissant dans le détecteur pour un angle $\Theta = 0$. Les neutrons sont simulés à partir de la cible avec le logiciel TARGET [212] et propagés jusqu’au détecteur avec le logiciel MCNPX [213].

allons présenter une étude de la discrimination électron/recoil du détecteur MIMAC se basant sur l’analyse de données acquises avec un détecteur MIMAC mono-chambre installée dans un champ de neutron monochromatique à l’IRSN de Cadarache. En utilisant les données expérimentales acquises auprès de ce champ de neutron, nous avons pu mettre en place une analyse par arbres de décision boostés de la discrimination électron/recoil et ainsi estimer la réjection des recoils d’électrons. Enfin, en construisant un modèle pour simuler des traces de recoils nucléaires de fluor nous avons pu estimer l’acceptance du détecteur MIMAC.

5.1 Champ neutronique et prise de données auprès de l’installation AMANDE

5.1.1 Production et caractérisation du champ neutronique

L’installation AMANDE (Accelerator for Metrology And Neutron Applications for External Dosimetry) [211] de l’IRSN de Cadarache permet de produire par réactions nucléaires des neutrons avec des énergies cinétiques E_n allant de 2 keV à 20 MeV. Ces neutrons sont produits soit de façon continue soit pulsée par l’accélération de protons ou de deutons par un Tandetron sur différentes cibles telles que ${}^7\text{Li}$ ou ${}^{45}\text{Sc}$. Par exemple, pour produire un champ neutronique de 565 keV tel que celui utilisé par la suite, nous utilisons une résonance dans la section efficace de la réaction ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$ en bombardant une cible de ${}^7\text{Li}$ avec un faisceau de protons de 2.3 MeV. Pour des raisons de conservation de l’énergie et de l’impulsion, l’énergie cinétique des neutrons issus de la cible dépend de l’angle Θ entre leurs directions et l’axe du faisceau de protons, l’énergie des neutrons est donc maximale en $\Theta = 0$. En choisissant la position du détecteur dans le champ neutronique, nous pouvons donc choisir l’énergie des neutrons.

Le détecteur MIMAC mono-chambre $10 \times 10 \times 18 \text{ cm}^3$ est placé dans un champ neutronique de 565 keV à environ 30 cm de la cible de ${}^7\text{Li}$ et dans l’axe du faisceau (*i.e.* $\Theta = 0$). Dans cette configuration, l’angle solide couvert par le détecteur est $\Omega = 0.111 \text{ sr}$, ce qui correspond à

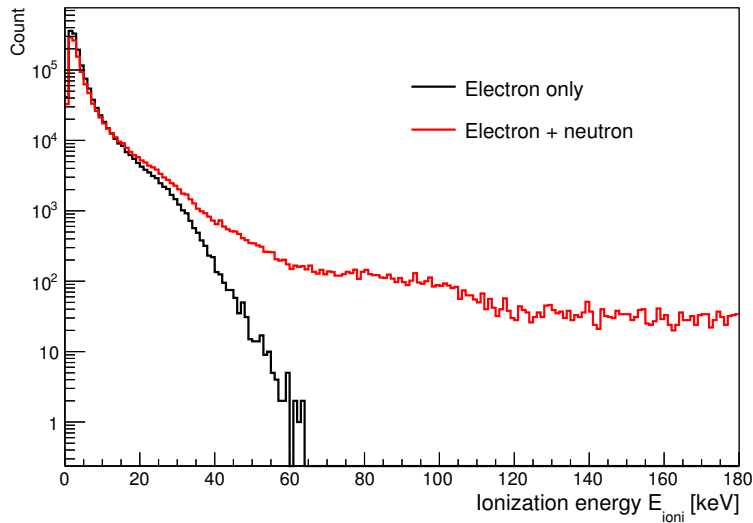


Figure 5.2 – Spectre en énergie brut mesuré dans un champ de neutron monochromatique dont l'énergie moyenne est 565 keV. Le trait rouge représente le spectre mesuré avec la cible de ${}^7\text{Li}$: reculs d'électrons et nucléaire (trait rouge) et le trait noir le spectre sans la cible de ${}^7\text{Li}$: reculs d'électrons (trait noir).

couvrir 1.7 % de la demi-sphère des neutrons émis. Ainsi, la variation de l'énergie des neutrons traversant le détecteur devrait être faible et nous pourrions considérer le faisceau de neutrons comme mono-chromatique (*i.e.* mono-énergétique). En utilisant le logiciel TARGET [212], nous pouvons simuler la distribution angulaire et en énergie des neutrons issus de la cible et de son support. La cible de ${}^7\text{Li}$ est déposée sur un support composé de AlF_3 qui va avoir pour effet de dégrader la résolution de l'énergie du faisceau. Ensuite, nous pouvons propager les neutrons issus de la cible jusqu'au volume actif en utilisant le logiciel MCNPX [213] en considérant la géométrie du détecteur et de son environnement. La figure 5.1 représente la simulation du spectre en énergie des neutrons traversant le volume actif pour un angle $\Theta = 0$. Comme nous le constatons, la distribution en énergie des neutrons présente un pic centré sur $E_n = 565$ keV avec une résolution $\Delta E/E = 3\%$: nous pouvons donc bien parler de champ mono-chromatique. De plus, nous notons également l'existence d'une queue dans la distribution à basse énergie qui correspond à l'énergie des neutrons rétro-diffusés par les matériaux du détecteur.

5.1.2 Prise de données neutron

Lors de campagnes de mesures auprès d'AMANDE, nous avons travaillé avec un prototype mono-chambre du détecteur MIMAC avec un mélange gazeux à la pression de 50 mbar et composé de 70% CF_4 + 28 % CHF_3 + 2% C_4H_{10} . La différence de potentiel dans l'espace d'amplification était de 470 V. L'étalonnage du détecteur a été réalisé avec une source de ${}^{109}\text{Cd}$ émettant des rayons-X dont l'énergie moyenne est 3.04 keV et une source de ${}^{55}\text{Fe}$ émettant des rayons-X dont l'énergie moyenne est 5.96 keV. Lors de la prise de données, les sources peuvent être isolées du détecteur par des vannes à tiroir. De plus, afin de préserver la qualité du gaz durant la campagne de mesure nous avons installé un système de circulation du gaz identique à celui installé sur le détecteur bi-chambre au LSM. L'étalonnage du détecteur nous permettant de contrôler la qualité du gaz durant les différentes prises de données.

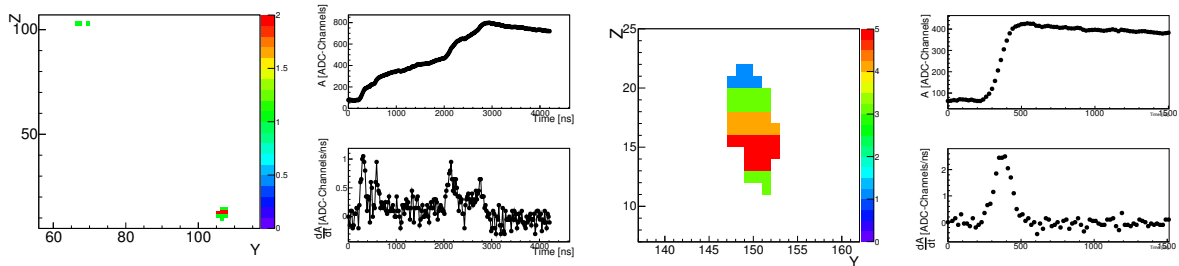


Figure 5.3 – Projection dans le plan (Y, Z) , signal de préamplificateur de charge et sa dérivée pour un électron de 36.8 keV (droite) et un recul nucléaire de 20.5 keVee. L'axe Z est donné en unité de *time-slice* (20 ns) et l'axe Y en numéro de piste. L'échelle de couleur représente le nombre de coïncidence entre les axes X et Y dans chaque *time-slice*.

Les neutrons produits par AMANDE vont interagir par diffusion élastique dans le détecteur et produire des reculs nucléaires avec des énergies cinétiques allant de 0 jusqu'à l'énergie transférée maximale appelée *end-point*. Par exemple, un faisceau de neutrons de 565 keV produit des reculs de ^{19}F avec une énergie cinétique maximale de 107 keV. Afin d'obtenir l'énergie maximale d'ionisation déposée dans le détecteur, il faut tenir compte du facteur de quenching en ionisation tel que décrit au chapitre 4. Cette méthode de production de neutron produit un important fond de photons γ à partir de la réaction (p, γ) sur le ^7Li et sur le ^{19}F du support de la cible. Ces photons vont alors produire dans le détecteur un nombre important de reculs d'électrons principalement par diffusion Compton sur les matériaux et le gaz du détecteur.

Dans l'idée d'étudier la réjection des électrons, nous avons réalisé deux prises de données différentes : une sans et une avec le dépôt de ^7Li sur le support. Ainsi, dans le premier cas, nous avons uniquement une production de reculs d'électrons et dans le second cas, nous avons une production de reculs nucléaires et de reculs d'électrons. La figure 5.2 montre les spectres en énergie mesurés dans les deux cas (trait noir : sans ^7Li et trait rouge avec ^7Li). Nous remarquons que les deux spectres ont la même forme en dessous de 30 keVee montrant une contribution importante provenant des reculs d'électrons dans le spectre avec la cible de ^7Li . Nous pouvons également remarquer que nous n'avons aucun recul d'électron dont l'énergie excède 60 keVee. Cela vient du fait qu'à 50 mbar un électron de haute énergie ne dépose qu'une partie de son énergie dans le détecteur à cause de son faible pouvoir d'arrêt et de la géométrie du détecteur. Le spectre mesuré avec la cible de ^7Li (trait rouge), montre ainsi des reculs nucléaires avec des énergie allant jusqu'à 180 keV.

5.2 Coupures minimales et observables discriminantes

La figure 5.3 présente la mesure de deux événements typiques : un recul d'électron (gauche) et un recul nucléaire (droite). Les différences entre ces deux événements (topologie de la trace et forme du signal de Flash-ADC) sont importantes. La trace du recul nucléaire est formée d'un seul bloc de pixels et ne présente aucun "trou". Ce qui n'est pas le cas pour la trace du recul d'électron qui présente plusieurs blocs de pixels très espacés. De plus, nous pouvons noter que le signal du Flash-ADC pour un recul nucléaire se caractérise par une montée rapide suivie d'une décroissance lente, tandis que le signal du Flash-ADC pour un recul d'électron se caractérise par plusieurs pics dans la dérivée première du signal du Flash-ADC. Ces différences illustrées précédemment proviennent de la différence entre les pouvoirs d'arrêt des reculs nucléaires et d'électrons. À la même énergie cinétique, un électron a un pouvoir d'arrêt beaucoup plus faible

que celui d'un recul nucléaire pour ces énergies cinétiques ($E \lesssim 100$ keV). La densité de charge résultant de l'ionisation primaire sera donc plus faible pour un recul d'électron que pour un recul nucléaire.

Dans une première sous-section, nous décrirons les observables permettant d'appliquer les coupures minimales. Ces coupures permettent notamment d'éliminer les événements sans trace et de fiducialiser le détecteur dans le plan (X, Y) . Dans une seconde sous-section, nous décrirons toutes les observables discriminantes utilisées pour étudier la réjection électron/recul.

5.2.1 Coupures minimales

Nombre de coïncidences Il s'agit de la somme du nombre de coïncidences entre les axes X et Y pour chaque *time-slice*. Nous demandons pour chaque événement d'avoir au moins une coïncidence par *time-slice*.

Événement entrant/sortant du détecteur Avec notre *read-out*, nous pouvons seulement fiducialiser le détecteur dans le plan (X, Y) . Pour éliminer les événements entrant ou sortant du détecteur, nous retirons tous les événements ayant déclenché l'une des quatre premières ou dernières pistes selon les axes X ou Y .

Clusters Nous définissons les *clusters* par rapport à la projection des pistes touchées le long d'un des axes. Ainsi, nous considérons un *cluster* le long de l'axe X (Y ou Z) comme un ensemble continu de pistes. Nous comptons donc le nombre de *clusters*, leurs tailles et leurs positions le long des trois axes. Nous autorisons un maximum de deux *clusters* le long des axes X et Y avec un espacement maximum de 2 pistes entre deux *clusters*. Ceci nous permet de prendre en compte le cas où la trace d'un recul nucléaire serait coupée en deux par une piste morte. Dans le cas de reculs nucléaires, la densité d'électron d'ionisation est telle qu'il est peu probable dans 25 cm de dérive d'avoir une trace avec un ou plusieurs *time-slices* manquantes. Ainsi, le long de l'axe Z , nous autorisons seulement un seul *cluster*.

Coupures	Électron uniquement	Électrons et reculs nucléaires
Aucune	893779	795596
Trace	78910	154603
Fiducialisation (X, Y)	77629	143855
Cluster	43605	105978
Combinaison	42979	99334

Table 5.1 – Tableau récapitulatif de l'impact des coupures minimales sur le nombre d'événement des deux échantillons de données après l'application de coupures.

Le tableau 5.1 montre l'impact des coupures minimales sur les échantillons utilisés lors de l'analyse. Nous pouvons ainsi remarquer que la coupure la plus restrictive est la coupure concernant la présence ou non d'une trace. Cette coupure a un impact d'autant plus fort sur l'échantillon électron uniquement (réduction de 91%) que sur l'échantillon électron et recul nucléaire (réduction de 80%) . Cela vient du fait que la probabilité pour un électrons de créer une trace

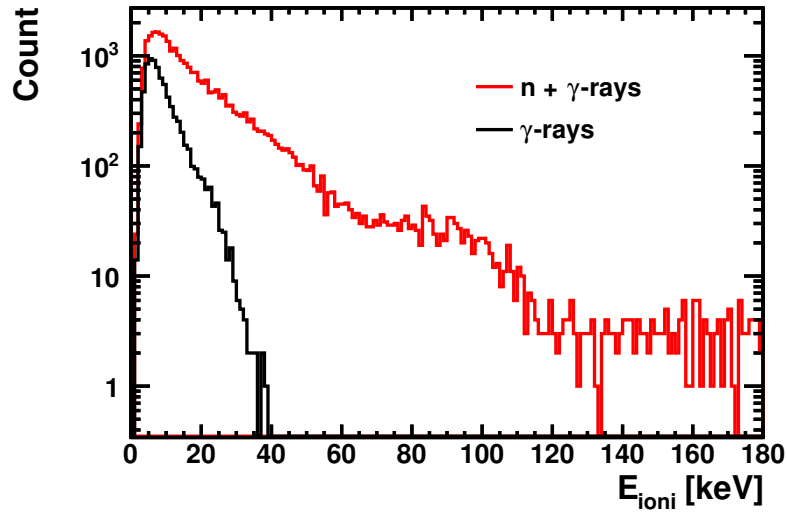


Figure 5.4 – Distribution en énergie obtenue après l’application des coupures minimales. Le trait noir représente l’acquisition réalisée sans la cible de ${}^7\text{Li}$ (photons γ uniquement) et le trait rouge avec la cible de ${}^7\text{Li}$ (neutron et photons γ).

à partir de sa densité d’ionisation est beaucoup plus faible que pour un recul nucléaire. La condition nécessaire pour l’application des deux coupures suivantes est l’existence d’une trace. Ainsi, en proportion, les deux autres coupures sont beaucoup moins restrictives que la coupure sur l’existence d’une trace. L’application de la fiducialisation permet de réduire nos deux échantillons de 1% et de 7% respectivement. La raison de cette différence provient de la dilution de la densité d’ionisation des électrons de haute énergie, en effet, pour de tel électron, il est probable que nous ne puissions pas identifier s’ils touchent un bord ou non, ce qui n’est pas le cas pour des reculs nucléaires. L’application de la coupure sur les *clusters* permet de réduire nos échantillons de 45% et de 31% respectivement. Cette différence a la même origine que précédemment, les traces d’électron seront toujours plus diluées que les traces de recul nucléaire. Le 31% de réduction appliqué sur l’échantillon électrons et reculs nucléaires vient de la présence d’un nombre important d’électrons de haute énergie dans cet échantillon.

La figure 5.4 représente les spectres en énergie mesurée par le détecteur auprès de l’installation AMANDE avec (trait rouge) et sans (trait noir) la cible de ${}^7\text{Li}$. Les deux spectres ont été obtenus après l’application des coupures minimales décrites précédemment. Dans le spectre des événements mesurés avec la cible de ${}^7\text{Li}$, nous pouvons identifier les *end-points* du ${}^{19}\text{F}$ et du ${}^{12}\text{C}$ à 57 et 110 keV. La position de ces *end-points* correspond à l’énergie maximale transférée au noyau corrigé du facteur de *quenching* en ionisation. L’*end-point* des reculs de ${}^1\text{H}$ se trouve au-delà de la dynamique de notre ADC même corrigée du facteur de *quenching* en ionisation, donnant les événements qui dépassent le *end-point* du ${}^{12}\text{C}$.

5.2.2 Observables discriminantes

Dans ce qui suit, nous allons définir toutes les observables discriminantes utilisées pour la discrimination électron/recul construite à partir du *read-out* de MIMAC. Nous distinguons deux catégories d’observables discriminantes : les observables construites à partir du Flash-ADC et les observables construites à partir de la trace.

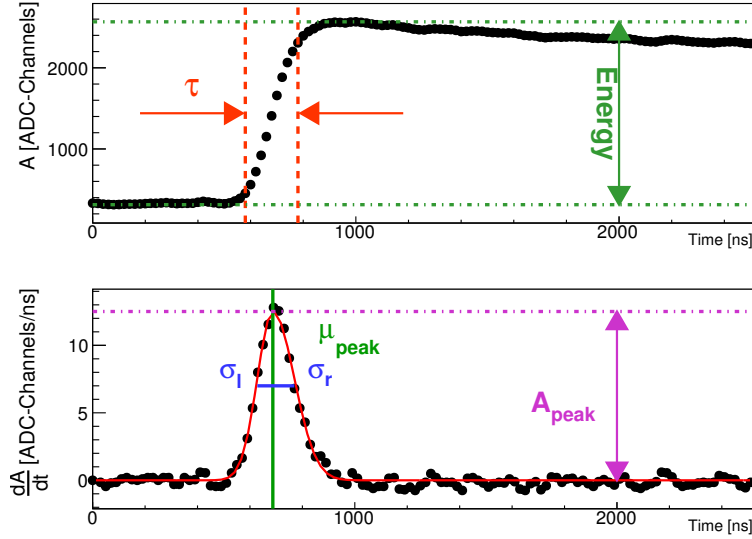


Figure 5.5 – Haut : amplitude du signal du préamplificateur de charge en fonction du temps mesurée pour un recul nucléaire de 38.3 keVee. La flèche verte représente la définition de la mesure de l'énergie d'ionisation. Les flèches et traits pointillés rouges représentent la définition du temps de montée. Bas : dérivée de ce même signal en fonction du temps. La ligne rouge représente l'ajustement de la dérivée par une gaussienne asymétrique.

Nous commencerons par la description des observables construites à partir du Flash-ADC. La figure 5.5 représente l'amplitude du signal du Flash-ADC en fonction du temps ainsi que sa dérivée première pour un recul nucléaire typique. Sur cette figure sont également représentées les définitions des observables décrites ci-dessous.

Énergie d'ionisation E_{ioni} L'énergie d'ionisation est définie comme la différence entre le maximum et le minimum d'amplitude tel que représenté sur la figure 5.5.

Offset Comme nous l'avons mentionné précédemment, l'amplitude du préamplificateur de charge est lue en continu par le système d'acquisition de l'électronique de MIMAC. Un événement est acquis lorsque la condition suivante est respectée :

$$A[i] - A[i - 16] > E_{th} \text{ (Unité ADC)} \quad (5.1)$$

où E_{th} est l'énergie du seuil en ionisation en unités ADC. Pour un événement dont le dépôt de charges par unité de volume n'est pas suffisant, il est possible que la condition de déclenchement ne soit pas remplie dès l'arrivée des premiers électrons d'ionisation. Le préamplificateur de charge va alors intégrer le signal produit par ces électrons créant ainsi une charge résiduelle que nous appellerons *offset* et que nous noterons $A[0]$.

Temps de montée τ Nous définissons le temps de monté du préamplificateur de charge comme le temps nécessaire pour que le signal du préamplificateur de charge passe de 10 à 90 % de son amplitude, comme illustré sur la figure 5.5. Le temps de montée dépend directement de l'énergie déposée en ionisation. C'est pour cela que nous définissons une nouvelle observable : le temps de monté normalisé tel que τ/E_{ioni} . La figure 5.6 représente la distribution dans le plan $(E_{\text{ioni}}, \tau/E_{\text{ioni}})$ des événements acquis avec (points rouges) et sans (points noirs) la cible de ${}^7\text{Li}$.

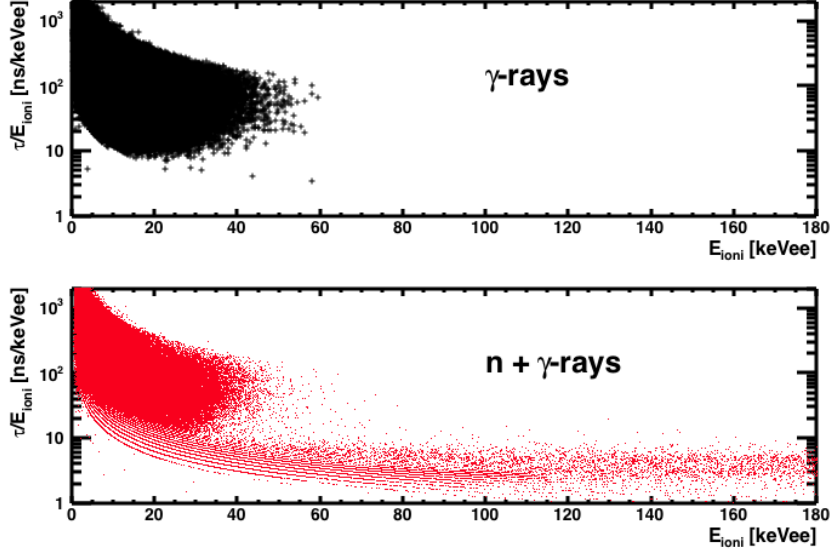


Figure 5.6 – Distribution des événements dans le plan $(E_{\text{ioni}}, \tau/E_{\text{ioni}})$. Les points noirs représentent la distribution des événements sans la cible de ${}^7\text{Li}$ (photons γ uniquement) et les points rouges avec la cible de ${}^7\text{Li}$ (neutrons et photons γ).

Cette figure montre que le temps de montée normalisé est toujours plus faible pour des reculs nucléaires en comparaison au temps de montée normalisé pour des reculs d'électrons.

Ajustement de la dérivée du signal du préamplificateur de charge Nous ajustons la dérivée du signal de Flash-ADC par une gaussienne asymétrique dont l'équation est :

$$f(x; A, \mu, \sigma_1, \sigma_2) = A \times \begin{cases} \exp -\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma_1^2} & \text{si } x \leq \mu \\ \exp -\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma_2^2} & \text{si } x > \mu \end{cases} \quad (5.2)$$

Le trait rouge sur la figure 5.5 du bas représente le résultat de l'ajustement de la dérivée première du signal du Flash-ADC. Les paramètres de l'ajustement sont également représentés sur la figure. Le χ^2/ndf de l'ajustement sera également utilisé comme variable discriminante. Cette observable est particulièrement sensible au nombre de pics dans la dérivée, mais également à leur forme. Cela nous permettra alors d'identifier les reculs d'électrons présentant un signal de Flash-ADC avec plusieurs impulsions tel que celui présenté par la figure 5.3 de droite.

Nous pouvons également utiliser la topologie de la trace pour construire plusieurs observables discriminantes. La figure 5.7 représente la projection dans les plans (X, Y) , (X, Z) et (Y, Z) (gauche) et la reconstruction en trois dimensions (droite) d'une trace typique de recul nucléaire.

Durée de la trace Δt_{tr} Telle que représentée sur la figure 5.7, elle correspond à la différence de temps entre le premier et le dernier *time-slice*.

Longueur curviligne L_C C'est la somme des longueurs reliant chaque barycentre de la trace tel que :

$$L_C = \sum_{i=1}^{N_s-1} \sqrt{\delta X_i^2 + \delta Y_i^2 + \delta Z_i^2} \quad (5.3)$$

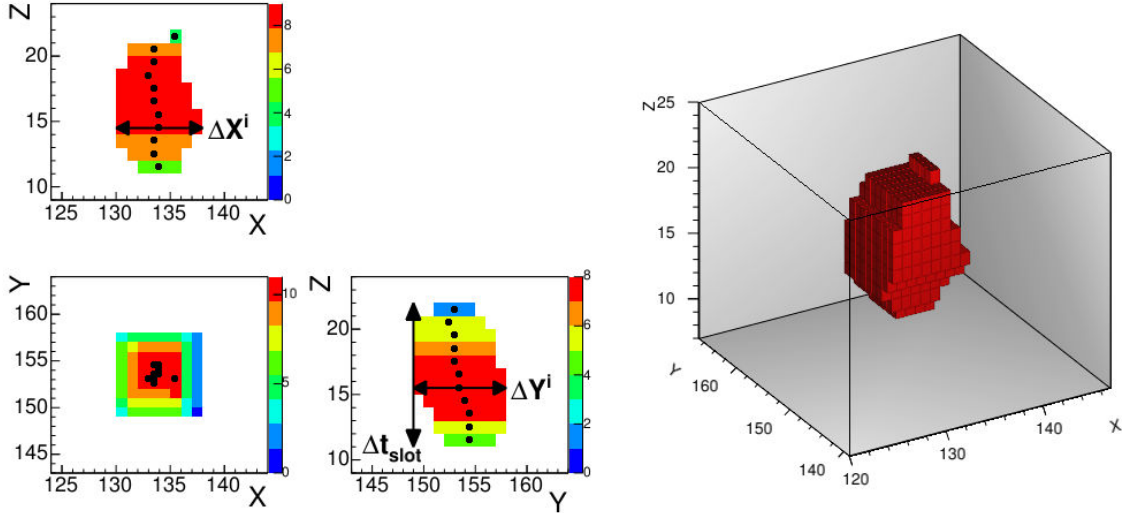


Figure 5.7 – Gauche : Projections dans les plans (X, Z) , (Y, Z) et (X, Y) d'un recul nucléaire de 38.3 keVee. L'axe Z est en unité de *time-slice* et les axes X et Y en numéro de piste. Les points noirs représentent la position des barycentres de chaque *time-slice*. La flèche verticale représente la définition de la durée de la trace Δt_{slot} . Les flèches horizontales représentent la largeur ΔX (ΔY) projetée le long de l'axe X (Y). L'échelle de couleur correspond au nombre de pistes touchées dans le *time-slice*.

où N_s est le nombre de *time-slice* et $\delta X(Y, Z)_i = X(Y, Z)_{i+1} - X(Y, Z)_i$ avec $X(Y, Z)_i$ la coordonnée $X(Y, Z)$ du barycentre du i^{me} *time-slice*. Cette observable est un estimateur biaisé de la longueur de la trace. Pour la même énergie cinétique, la longueur de trace d'un recul d'électron est de l'ordre d'un ordre de grandeur supérieur à la longueur de trace d'un recul nucléaire [210]. Le biais sur la longueur de la trace dépend de l'angle entre la trace et l'axe du champ électrique. Plus cet angle sera proche de $\pi/2$, plus l'estimateur sera biaisé vers des petites longueurs de trace.

La figure 5.8 représente la distribution dans le plan (E_{ioni}, L_C) des événements acquis avec (points rouges) et sans (croix noires) la cible de ${}^7\text{Li}$. Nous pouvons identifier deux régions différentes correspondant à des reculs nucléaires et d'électrons. Dans la distribution des événements acquis avec la cible de ${}^7\text{Li}$, nous pouvons clairement identifier une branche avec des longueurs de traces inférieures à ~ 10 mm correspondant aux reculs de fluor et carbone, et une seconde branche avec les longueurs de traces plus importantes correspondant à la branche de reculs de protons.

Normalized Integrated Straggling NIS Cette observable quantifie la déviation de la trace (*straggling*) le long de son parcours. L'angle de déviation $\Delta\theta_i$ est défini comme l'angle entre les vecteurs définis par deux barycentres successifs. Ainsi, le NIS est défini comme la somme des angles de déviation normalisée par l'énergie tel que :

$$NIS = \frac{1}{E_{ioni}} \sum_{i=1}^{N_s-2} \Delta\theta_i \quad (5.4)$$

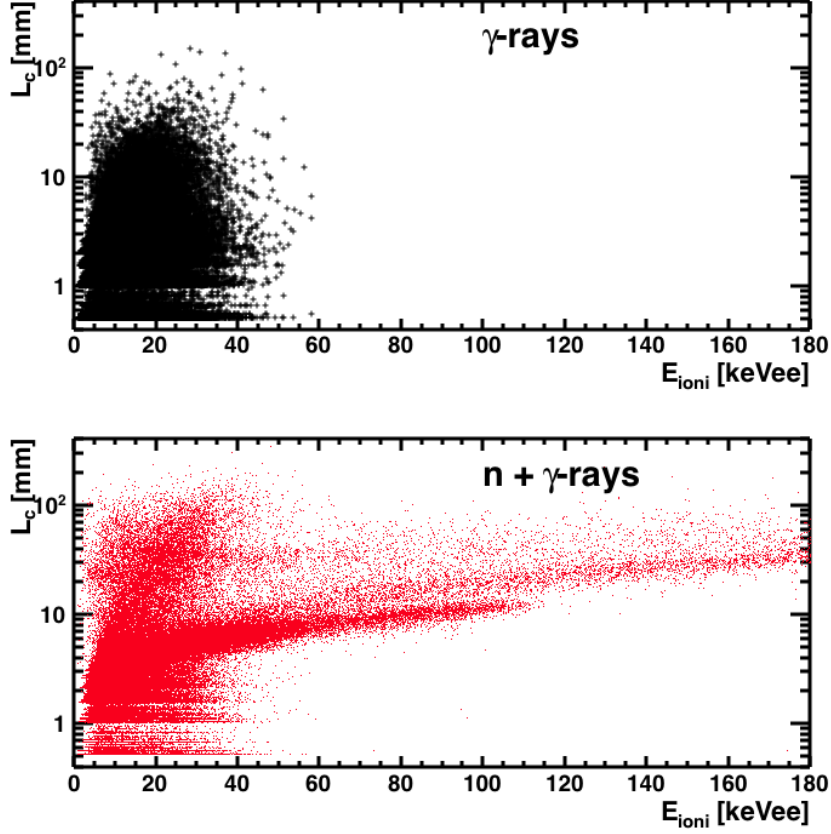


Figure 5.8 – Distribution des événements dans le plan (E_{ioni}, L_C) . Les points noirs représentent la distribution des événements sans la cible de ${}^7\text{Li}$ (photons γ uniquement) et les points rouges avec la cible de ${}^7\text{Li}$ (neutrons et photons γ).

Densité de trace ρ_{track} Cette observable est reliée à la densité d'électrons d'ionisation primaires. Nous définissons la densité de la trace comme :

$$\rho_{\text{tr}} = \sum_{i=1}^{N_s} \frac{N_{\text{pix}}^i}{\Delta X^i \times \Delta Y^i} \quad (5.5)$$

Analyse de la trace par la composante principale Comme la figure 5.7 le montre, nous pouvons reconstruire une trace en 3D à partir du *read-out* de MIMAC. En utilisant cette information tridimensionnelle, nous calculons la matrice de covariance des positions de la trace. En diagonalisant la matrice de covariance, nous pouvons déterminer la matrice de passage permettant de passer du référentiel propre de la trace au référentiel du détecteur et ainsi obtenir les vecteurs propres et les valeurs propres de la matrice de covariance. Les vecteurs propres, exprimés dans la base de la matrice de covariance correspondent aux vecteurs d'un ellipsoïde englobant la trace et les valeurs propres nous donnent leur longueur. Ainsi, à partir de l'axe principal de l'ellipsoïde, noté σ_{cov}^1 , nous pouvons définir un nouvel estimateur de la longueur de trace, mais également des angles (θ, ϕ) . Nous utilisons les axes secondaires, σ_{cov}^2 et σ_{cov}^3 , pour caractériser la sphéricité de la trace.

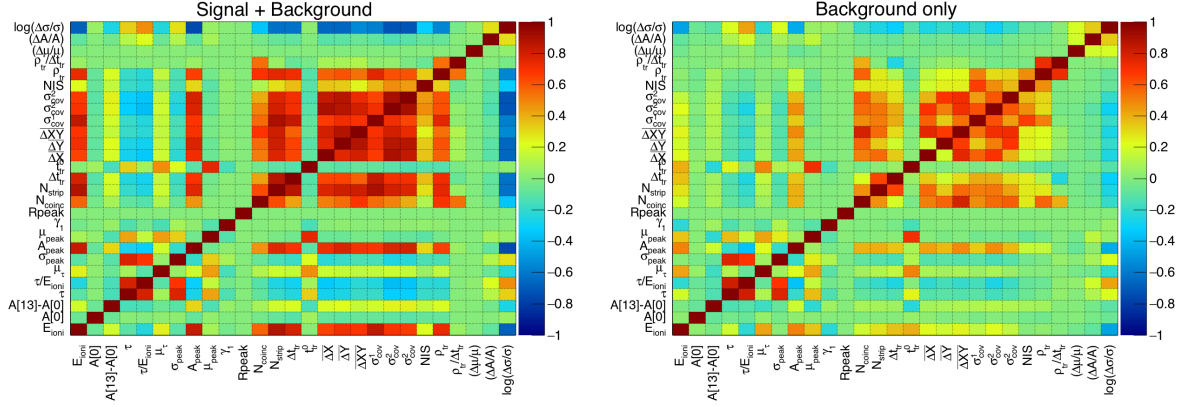


Figure 5.9 – Matrices de corrélation pour les échantillons électrons uniquement (panneau de droite) et électrons et reculs nucléaire (panneau de gauche).

5.2.3 Correlation

La figure 5.9 représente les matrices de corrélation des vingt-sept observables utilisées lors de l’analyse de la discrimination électron/recul. Le panneau de droite représente la matrice de corrélation pour l’échantillon électron uniquement tandis que le panneau de gauche représente celle pour l’échantillon électrons et reculs nucléaires.

Premièrement, nous pouvons observé que pour les observables construites à partir de la combinaison d’observable, nous retournons une forte corrélation entre elles (telles que τ et τ/E_{ioni} ; ΔX , ΔY et ΔZ). Deuxièmement, nous pouvons noter l’existence d’observable dont la corrélation est très faible telles que $A[0]$, R_{peak} , $\rho_{tr}/\Delta t_{tr}$. Enfin, il est important de noter que pour la plus-part des combinaison d’observables, nous avons une différence entre les valeurs du coefficient de corrélation. De telle différence montre qu’une séparation se produit entre nos deux échantillons. Cependant, seulement à partir de la figure 5.9, il est difficile de conclure quant à la performance de notre analyse pour la discrimination car nous ne pouvons pas directement comparer un échantillon de signal et un échantillon de bruit de fond. Nous pouvons seulement conclure que l’existence de variables faiblement corrélées ou présentant des corrélations différentes pour les deux échantillons.

5.3 Réjection du bruit de fond par Arbres de décision boostés

5.3.1 Arbres de décision boostés (BDT)

L’analyse par arbres de décision boostés (*Boosted Decision Trees* - BDT) [214] est une procédure d’analyse multivariée largement utilisée en physique des hautes énergies (LHC, astroparticules). Elle est basée sur l’optimisation de coupures linéaires successives sur différentes observables dans un espace à N_{obs} dimensions, où N_{obs} est le nombre d’observables discriminantes. Cette procédure est généralement utilisée pour la discrimination d’événement signal v.s. bruit de fond. Dans le cas de la recherche de matière sombre, nous allons utiliser cette procédure pour la discrimination entre les reculs d’électrons et nucléaires et ainsi pour chaque événement

tester deux hypothèses :

$$\begin{cases} H_0 = \text{electron } (e^-) \\ H_1 = \text{reculs nucléaires } (NR) \end{cases}$$

Dans une étude précédente [210], il a été montré qu'une analyse BDT présente de bien meilleures performances par rapport à une analyse séquentielle. C'est ce constat qui a motivé l'utilisation d'une telle procédure pour l'analyse des données. Comme nous l'avons discuté précédemment, à partir de nos données expérimentales, nous ne disposons pas d'un échantillon composé uniquement de reculs nucléaires. Nous allons donc entraîner nos arbres par arbres de décision boostés avec deux échantillons différents :

$$\begin{cases} H'_0 = \text{reculs d'électron seulement (i.e. cible sans } ^7\text{Li)} \\ H'_1 = \text{reculs nucléaires + d'électrons (i.e. cible avec } ^7\text{Li)} \end{cases}$$

L'analyse par arbres de décision boostés génère en sortie une variable X_{BDT} , la réponse du BDT, qui permet de quantifier l'appartenance d'un événement à l'un ou l'autre des échantillons. Cette variable est définie en combinant linéairement les fonctions de réponse T_i des N_{trees} arbres dans la "forêt" telle que :

$$X_{BDT} = \sum_{i=1}^{N_{\text{trees}}} \alpha_i T_i(\tilde{\mathcal{O}}) \quad (5.6)$$

où α_i est le poids normalisé de chaque arbre et $\tilde{\mathcal{O}}$ le jeu d'observables. Par construction, la valeur de X_{BDT} est comprise entre -1 et 1. Dans le cas de notre analyse, plus la valeur de X_{BDT} d'un événement tendra vers 1 plus nous considérerons l'événement comme un recul nucléaire.

5.3.2 Résultats de l'analyse BDT

Nous avons utilisé sur les données acquises auprès d'AMANDE une analyse par arbres de décision boostés en utilisant le logiciel TMVA [215]. Nous avons entraîné une forêt de 2000 arbres dont la profondeur maximale était de 3 avec 7.7×10^4 événements : 2.4×10^4 événements appartenant à H'_0 et 5.3×10^4 appartenant à H'_1 . Dans le but de maximiser les performances de l'analyse en limitant le surentraînement, nous avons imposé d'avoir au minimum 2% \equiv 1060 événements dans chaque feuille.

Le panneau de gauche de la figure 5.10 représente la distribution de la réponse de l'analyse par arbres de décision boostés X_{BDT} pour les sous-ensembles mesurés sans la cible de ^7Li (trait noir) et avec la cible de ^7Li (trait rouge). La distribution de X_{BDT} pour les reculs d'électrons présente la forme d'un pic légèrement asymétrique. La distribution de X_{BDT} pour les reculs nucléaires présente quatre sous-distributions identifiables. La première, un pic avec $X_{BDT} < 0$, correspond à des événements identifiés comme des reculs d'électrons par l'analyse. Le second pic, avec $0 < X_{BDT} < 0.2$, correspond à des événements de basse énergie que l'analyse à du mal à identifier comme recul d'électron ou nucléaire. Enfin, la troisième et la quatrième, deux pics avec $X_{BDT} > 0.2$, correspondent à des événements clairement non identifiés comme des reculs d'électrons, il s'agit de reculs nucléaires. Nous pouvons retrouver ces sous-structures dans le panneau de droite de la figure 5.10. En effet, cette figure représente la distribution des événements dans le plan (X_{BDT}, E_{ioni}) pour les échantillons électrons seulement (croix noires) et électron+neutron (points rouges). Nous voyons alors que nous avons une corrélation importante entre X_{BDT} et E_{ioni} et que nous avons une claire séparation entre les reculs d'électrons et les reculs nucléaires quand l'énergie augmente.

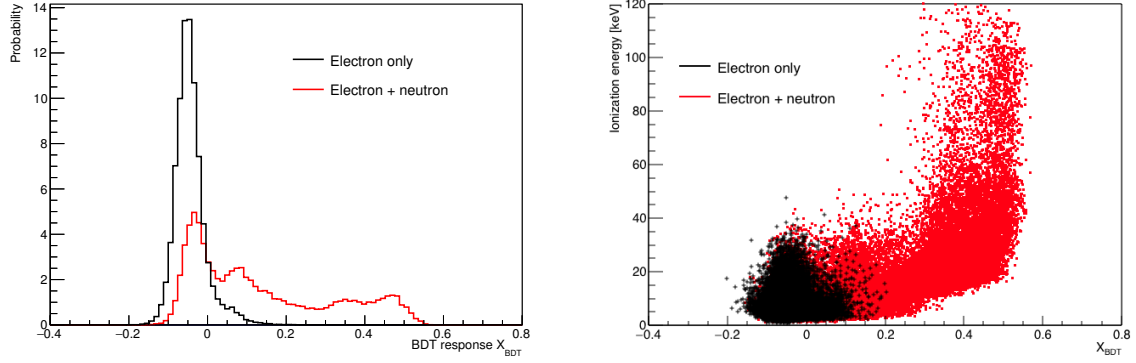


Figure 5.10 – Gauche : Distribution de la fonction de réponse de l’analyse par arbres de décision boostés X_{BDT} pour les échantillons électrons seulement (trait noir) et électron+neutron (trait rouge). Droite : Distribution des événements dans le plan (X_{BDT}, E_{ioni}) pour les échantillons électrons seulement (croix noires) et électron+neutron (points rouges).

Le surentrainement apparaît lorsque la classification devient trop spécifique pour un échantillon donné, c’est-à-dire que l’entraînement est tel que la classification suit les fluctuations statistiques de l’échantillon d’entraînement. L’application d’une telle classification sur un second échantillon issu de la même densité de probabilité ne donnera pas le même résultat. Cet effet provient du *boosting* qui est un processus revenant à donner un poids plus important aux événements mal classés afin que l’arbre se focalise davantage sur ces derniers. Cela permet alors de réduire le taux d’erreur (mauvaise classification) quand le nombre d’arbres dans la forêt est suffisamment grand. À l’issu d’une analyse BDT, il nous faut donc contrôler le surentrainement, pour cela, nous allons utiliser le test statistique de Kolmogorov-Smirnov pour comparer les distributions de la variable X_{BDT} pour les échantillons d’entraînement et de test. Ce test statistique consiste à comparer la fonction de répartition de l’échantillon d’entraînement F_{train} et de test F_{test} pour déterminer si elles peuvent être issues de la même densité de probabilité. Pour une distribution donnée, la fonction de répartition correspond à la cumulative de la distribution. Le test repose donc sur la distance maximale entre les deux cumulatives :

$$D_n = \sup_x |F_{train}(x) - F_{test}(x)| \quad (5.7)$$

De façon analogue au test du χ^2 , plus nous aurons une faible valeur de D_n plus nous pourrons considérer les deux distributions issues de la même densité de probabilité. De plus, il est possible d’introduire une interprétation du résultat du test de Kolmogorov-Smirnov semblable à la *p-value* et même de définir des intervalles de confiances [216]. Lorsque nous appliquons le test de Kolmogorov-Smirnov sur les distributions de X_{BDT} de nos échantillons de test et d’entraînement, nous mesurons une distance maximale $D_n = 3.3 \times 10^{-3}$ que nous pouvons associer à une *p-value* de 0.83. Ce résultat suggère un accord à 2σ entre les deux distributions validant que notre analyse par arbres de décision boostés ne présente pas de surentrainement. Nous pouvons donc réutiliser la classification obtenue pour l’appliquer à d’autres données.

5.3.3 Réjection des reculs d’électrons

Dans le cadre d’une analyse par arbres de décision boostés, nous allons appliquer une coupure sur la valeur de la fonction de réponse de l’analyse X_{BDT} . Ainsi, en utilisant nos données expérimentales, nous pouvons déterminer la valeur de la coupure X_{BDT}^{cut} associée à un certain

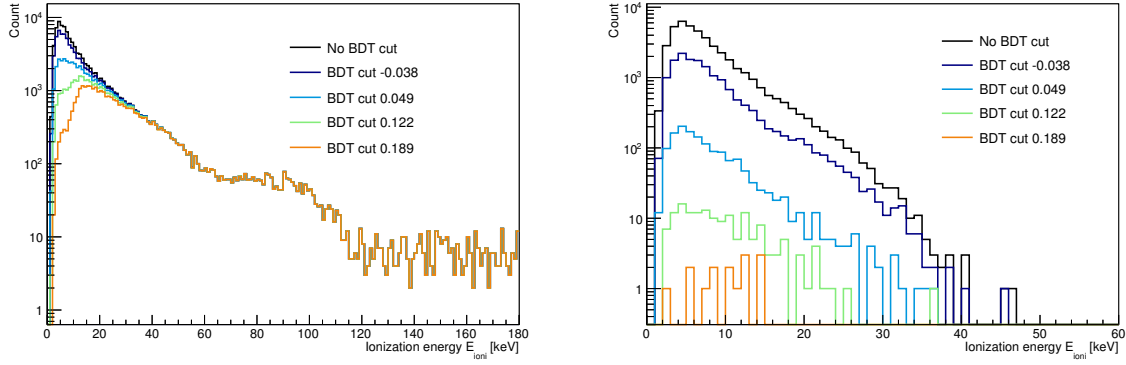


Figure 5.11 – Spectres en énergie pour différentes coupures sur la valeur de la fonction de réponse de l’analyse par arbres de décision boostés avec (panneau de gauche) et sans (panneau de droite) la cible de ${}^7\text{Li}$.

pouvoir de réjection. La réjection R et le pouvoir de réjection ξ_R d’une coupure, se définissent respectivement comme le rapport entre le nombre d’événements de recul d’électron **ne passant pas la coupure** N_{eR}^{elim} et le nombre de reculs d’électrons dans l’échantillon total N_{eR} , et comme le rapport entre le nombre de reculs d’électrons dans l’échantillon total N_{eR} et le nombre de reculs d’électrons restant N_{eR}^{select} après l’application de cette coupure tels que :

$$R = \frac{N_{eR}^{elim}}{N_{eR}} \quad \text{et} \quad \xi_R = \frac{N_{eR}}{N_{eR}^{select}} \quad (5.8)$$

Le tableau 5.2 associe un pouvoir de réjection avec une coupure sur la fonction de réponse de l’analyse. L’objectif ici est de choisir l’une de ces coupures afin de rejeter le plus grand nombre de reculs d’électrons.

Pouvoir de réjection ξ_R	Coupure BDT X_{BDT}^{cut}
10^2	-0.038
10^3	0.049
10^4	0.122
10^5	0.188

Table 5.2 – Tableau associant pour différentes valeurs de pouvoir de réjection ξ_R une coupure sur la fonction de réponse de l’analyse par arbres de décision boostés X_{BDT} .

Le panneau de gauche de la figure 5.11 représente le spectre en énergie des événements mesurés avec la cible de ${}^7\text{Li}$ pour différentes valeurs de X_{BDT}^{cut} . Nous pouvons remarquer que plus la valeur de X_{BDT}^{cut} augmente, plus la partie du spectre à basse énergie diminue. Nous remarquons également que, quelque soit la coupure, au-delà de 40 keV, la forme des spectres en énergie d’ionisation ne change pas. Il est nécessaire de mettre cela en parallèle avec le panneau de droite de la figure 5.11. Cette figure représente le spectre en énergie des événements mesurés sans la cible de ${}^7\text{Li}$ pour différentes coupures sur X_{BDT} . Nous pouvons remarquer que plus la valeur de X_{BDT}^{cut} augmente, plus le nombre de reculs d’électrons passant la coupure diminue. Nous pouvons également noter que la forme du spectre de reculs d’électrons change de façon

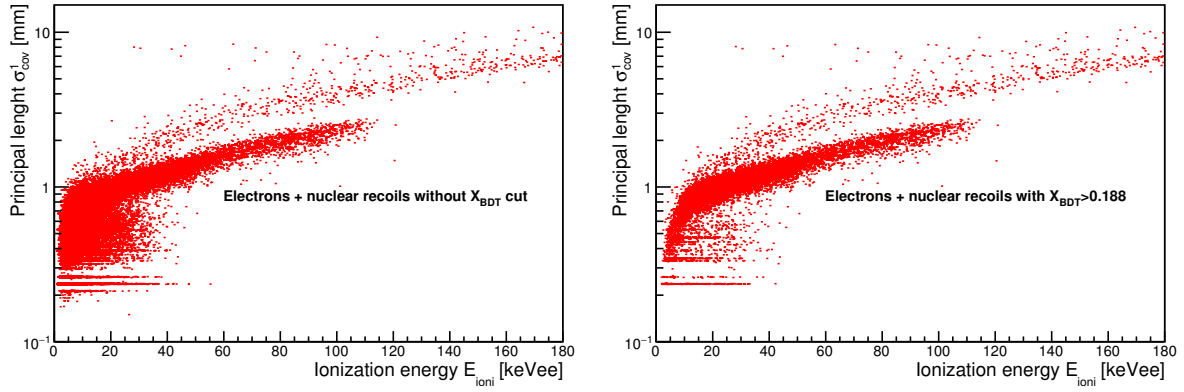


Figure 5.12 – Spectres en énergie pour différentes coupures sur la valeur de la fonction de réponse de l’analyse par arbres de décision boostés avec (panneau de gauche) et sans (panneau de droite) la cible de ${}^7\text{Li}$.

importante, plus la coupure sur X_{BDT} augmente, plus la composante à haute énergie du spectre réduit. Au final, lorsque l’on demande un pouvoir de réjection de 10^5 , l’énergie maximale des reculs d’électrons restants est d’environ 15 keV.

La figure 5.12 représente les événements dans le plan $(E_{ioni}, \sigma_{cov}^1)$, où σ_{cov}^1 est un estimateur de la longueur de trace, sans (panneau de gauche) et avec l’application d’une coupure sur la valeur de X_{BDT} (panneau de droite). Nous avons choisit ici, de ne garder que les événements pour lesquels nous avons : $X_{BDT} > 0.188$. Nous pouvons remarquer que l’application d’une coupure sur X_{BDT} élimine des événements de basse laissant apparaitre une branche où se mêlent reculs nucléaires de proton, fluor et carbone. Enfin, il est extrêmement intéressant de noter que nous pouvons séparer la branche des protons de la branche fluor/carbone à partir d’environ 40 keV. A partir de cette énergie, nous pourrions même réaliser une discrimination entre les reculs nucléaires légers (proton) et ceux plus lourds (fluor et carbone).

5.4 Estimation de l’acceptance

Dans le cadre de la recherche d’événements rares, il est primordial d’estimer l’acceptance de l’analyse. Cette grandeur permet de quantifier quelle sera la probabilité pour un recul nucléaire de passer les coupures de l’analyse et d’être identifié comme tel. L’acceptance d’une analyse est définie comme le rapport entre le nombre de reculs nucléaires acceptés après l’application de coupures N_{NR}^{select} et le nombre total de reculs nucléaires dans l’échantillon N_{NR} tel que :

$$A = \frac{N_{NR}^{select}}{N_{NR}} \quad (5.9)$$

L’estimation de cette grandeur est fondamentale, car elle intervient dans le calcul du taux d’événement WIMP et donc dans le calcul des résultats expérimentaux. À partir des données utilisées précédemment pour entraîner notre analyse BDT, il n’est pas possible d’estimer directement l’acceptance parce que nous ne disposons pas d’un échantillon composé uniquement de reculs nucléaires. Ainsi, pour estimer l’acceptance, nous allons recourir à une simulation Monte-Carlo de la réponse du détecteur à des reculs nucléaires de ${}^{19}\text{F}$.

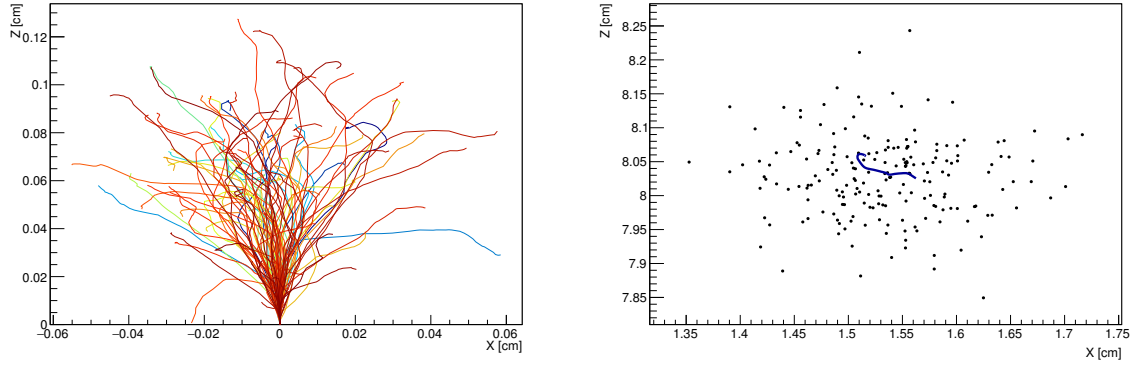


Figure 5.13 – Gauche : Projection dans le plan (X, Z) de 100 traces de ^{19}F avec une énergie cinétique de 20 keV simulées par SRIM dans un gaz de 70% CF_4 + 28 % CHF_3 + 2% C_4H_{10} à 50 mbar. Droite : Projection dans le plan (X, Z) d'une de ces traces de ^{19}F (trait bleu) et du nuage d'électrons résultant de l'ionisation primaire après diffusion.

5.4.1 Simulation de reculs nucléaires de ^{19}F

Pour la recherche de matière sombre, nous nous intéressons au recul de noyaux de ^{19}F dans le détecteur. La simulation des observables MIMAC se déroule en quatre étapes :

Simulation de traces de reculs nucléaires En utilisant le logiciel SRIM, nous simulons des traces de ^{19}F dans 70% CF_4 + 28 % CHF_3 + 2% C_4H_{10} à 50 mbar. Nous générons des reculs nucléaires avec des énergies cinétiques tirées aléatoirement entre 0 et 100 keV. Le panneau de gauche de la figure 5.13 représente la projection dans le plan (X, Z) de 100 traces de ^{19}F simulées par SRIM avec une énergie cinétique initiale de 20 keV. Nous disposons ainsi, de la position de chaque collision élastique i de l'ion primaire \vec{X}_i et l'énergie déposée par ionisation ΔE_i entre deux collisions grâce à nos mesures du facteur de *quenching* en ionisation (c.f. chapitre 4). Nous tirons alors aléatoirement le nombre d'électrons entre deux collisions selon une distribution de Poisson de moyenne $\mu_i^{e^-} = \Delta E_i/w$ où w est l'énergie moyenne de création de paires électron-ion. Nous répartissons les électrons d'ionisation linéairement le long de la trajectoire de l'ion. Puis, nous tirons aléatoirement la direction initiale de l'ion selon une distribution angulaire isotrope. Enfin, nous plaçons les électrons d'ionisation de chaque trace dans le référentiel du détecteur en tirant aléatoirement la position initiale de l'ion de façon uniforme dans le volume actif.

Transport et amplification des électrons d'ionisation Comme nous l'avons déjà mentionné, après avoir été produits dans le gaz, les électrons d'ionisation vont être collectés jusqu'à l'anode grâce au champ de collection de charges. Lors de la collection, les électrons d'ionisation vont subir une diffusion longitudinale et transverse. Pour modéliser la diffusion des électrons d'ionisation, nous tirons aléatoirement la position des électrons selon une distribution gaussienne à trois dimensions centrée sur la position des électrons et de largeurs $(\sigma_X, \sigma_Y, \sigma_Z)$ qui dépendent des coefficients de diffusions longitudinaux D_L et transverses D_T et de la distance au plan de l'anode z telles que :

$$\sigma_X = \sigma_Y = D_T\sqrt{z} \quad \text{et} \quad \sigma_Z = D_L\sqrt{z} \quad (5.10)$$

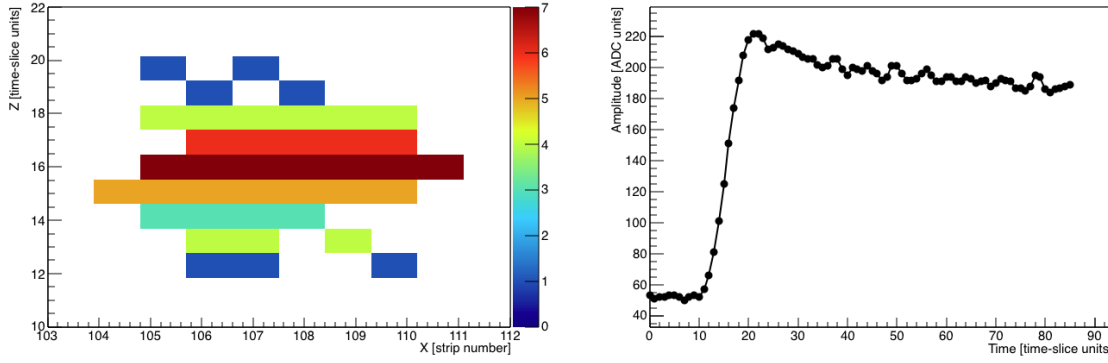


Figure 5.14 – Simulation de la trace (gauche) et du signal du Flash-ADC (droite) d’un recul nucléaire de ^{19}F avec une énergie cinétique de 20 keV. Cette simulation a été obtenue en considérant un mélange gazeux de 70% CF_4 + 28 % CHF_3 + 2% C_4H_{10} à 50 mbar.

En utilisant le logiciel Magboltz, nous avons estimé les coefficients de diffusions dans notre mélange gazeux à 50 mbar dans les conditions de fonctionnement auprès d’AMANDE :

$$D_T = 250.6 \mu\text{m}/\sqrt{\text{cm}} \quad \text{et} \quad D_L = 288.9 \mu\text{m}/\sqrt{\text{cm}} \quad (5.11)$$

Le panneau de droite de la figure 5.13 représente la projection de la trace dans le plan (X, Z) (trait bleu) ainsi que la distribution des électrons d’ionisation après la diffusion. MIMAC étant une chambre à projection temporelle, nous n’avons pas directement accès à la coordonnée Z , mais seulement au temps relatif par rapport au début d’un événement. En effectuant le changement de variable suivant : $z = v_{drift} \times t$ où v_{drift} est la vitesse de dérive des électrons, nous reconstruisons cette coordonnée temporelle. De plus, en comptant le nombre d’électrons passant la grille par unité de temps, nous obtenons la distribution dE/dt en fonction du temps. Cette distribution est nécessaire pour la simulation du signal de Flash-ADC (c.f. chapitre 4).

Comme nous l’avons mentionné précédemment (c.f. chapitre 3), lorsqu’un électron passe la grille de la Micromegas, il est amplifié par avalanche. Nous simulons l’avalanche en tirant aléatoirement, pour chaque électron d’ionisation, le nombre d’électron secondaire produit par l’avalanche. En moyenne, une avalanche produit environ 5500 électrons dans un espace d’avalanche de $256 \mu\text{m}$ avec une différence de potentiel de 470 V et dans un mélange gazeux de 70% CF_4 + 28 % CHF_3 + 2% C_4H_{10} à 50 mbar. La position de chacun des électrons de gain sur le plan des pistes est tirée aléatoirement selon une gaussienne à deux dimensions dont la largeur est la largeur moyenne d’une avalanche $\sim 54 \mu\text{m}$.

Construction du *read-out* MIMAC Nous disposons ainsi de la distribution à 2 dimensions des électrons d’ionisation dans le plan de l’anode en fonction du temps. Nous discrétisons cette distribution en *time-slices* en découpant la coordonnée temporelle en tranches de 20 ns puis en coordonnées de pistes touchées selon l’axe X ou l’axe Y . Pour déclencher une piste, il faut que le nombre d’électrons après avalanche soit supérieur à 3300 pour une piste sur l’axe X et 6050 sur l’axe Y . Ces deux paramètres ont été ajustés en comparant simulation et données expérimentales. La différence entre les seuils de déclenchement des pistes X et les pistes Y vient de la différence de profondeur dans le PCB des deux plans de pistes. Nous avons donc, pour chaque *time-slice* un ensemble de pistes X et/ou Y touchées. Le panneau de gauche de la figure 5.14 représente d’une part la projection dans le plan (X, Z) de la trace d’un recul nucléaire

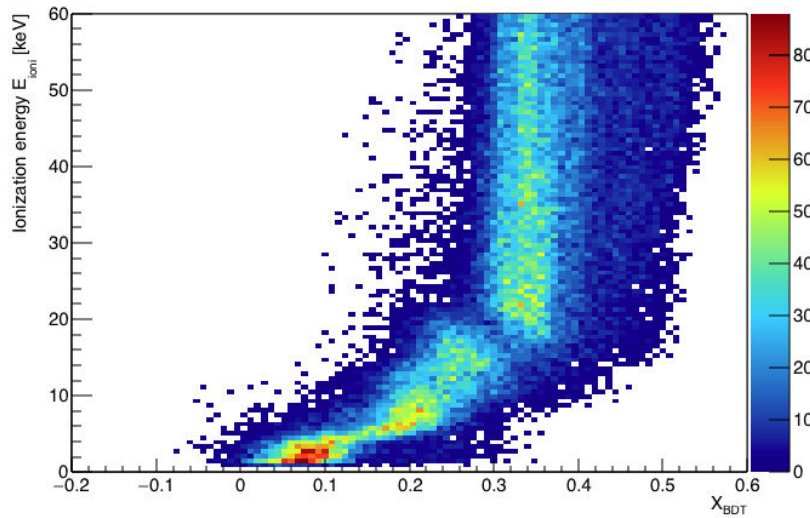


Figure 5.15 – Distribution des événements simulés dans le plan (X_{BDT}, E_{ioni}) . Ces résultats ont été obtenus en considérant un mélange gazeux de 70% CF_4 + 28 % CHF_3 + 2% C_4H_{10} à 50 mbar.

simulé de ^{19}F avec une énergie cinétique initiale de 20 keV. D'autre part, en utilisant l'approche décrite au chapitre 4, nous simulons également le signal du flash-ADC à partir de la distribution de dE/dt en fonction du temps. Le panneau de droite de la figure 5.14 représente la simulation du signal de Flash-ADC de ce même événement. La figure 5.14 illustre le fait que nous pouvons à partir de traces générées par SRIM simuler complètement le *read-out* de MIMAC

Construction des observables Chaque événement simulé tel que décrit précédemment est ensuite passé au travers du code d'analyse MIMAC. Ce code d'analyse permet donc de calculer la valeur de chacune des observables décrites précédemment.

Limitations de la modélisation Cette modélisation comporte un certain nombre de limitations dues à l'utilisation d'approximations. Afin de simuler les traces des reculs nucléaires, nous avons utilisé le logiciel SRIM. Lors de la simulation des traces, nous avons ignoré la trace des reculs secondaires produits par diffusion élastique est négligée dans notre modèle. Cependant, il est probable que le transfert d'énergie lors de cette diffusion élastique soit important. Biaisant ainsi la longueur de la trace simulée. De plus, nous avons estimé l'énergie de création de paires comme la moyenne pondérée des énergies de création de paires de chacun des constituants du gaz. Enfin, nous avons négligé la contribution du facteur de Fano lors de l'ionisation.

5.4.2 Application de la classification BDT à la simulation

Nous avons donc simulé 6.8×10^4 reculs nucléaires de ^{19}F dans 70% CF_4 + 28 % CHF_3 + 2% C_4H_{10} à 50 mbar avec des énergies cinétiques tirées uniformément entre 0 et 100 keV. Pour chaque événement respectant la condition de déclenchement sur le signal du Flash-ADC, nous avons construit les observables MIMAC. Ensuite, nous appliquons la classification obtenue par l'analyse par arbres de décision boostés à ces événements.

La figure 5.15 représente la distribution des événements simulés dans le plan (X_{BDT}, E_{ioni}) . Nous pouvons remarquer que cette distribution présente la même corrélation entre X_{BDT} et

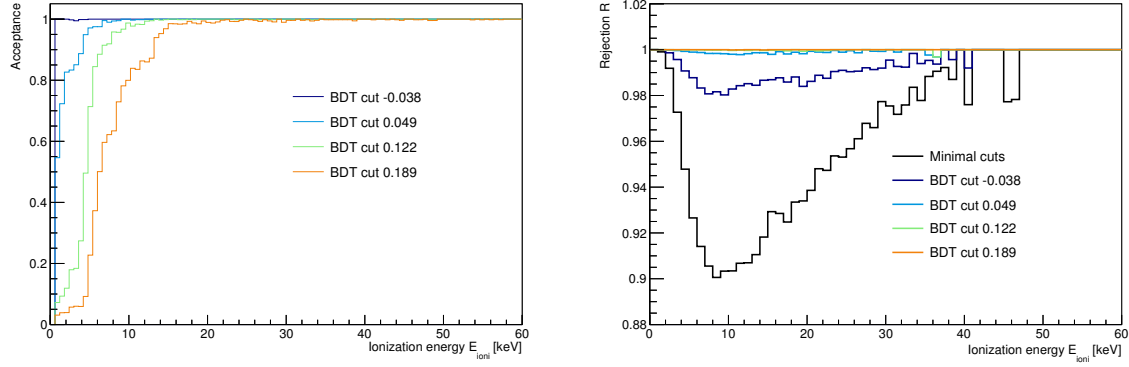


Figure 5.16 – Acceptance en fonction de l'énergie d'ionisation et de l'énergie de recul pour différentes coupures sur la variable X_{BDT} . Ces résultats ont été obtenus en considérant un mélange gazeux de 70% CF_4 + 28 % CHF_3 + 2% C_4H_{10} à 50 mbar.

E_{ioni} que celle observée précédemment sur le panneau de droite de la figure 5.10. Nous pouvons également constater que la valeur de X_{BDT} augmente avec l'énergie déposée jusqu'à tendre vers un plateau.

5.4.3 Estimation de l'acceptance du détecteur

Nous pouvons donc calculer l'acceptance de chacune des coupures précédentes. La figure 5.16 représente l'évolution de l'acceptance (gauche) et la réjection (droite) en fonction de l'énergie d'ionisation pour différentes coupures sur X_{BDT} . Nous pouvons remarquer que la valeur de l'acceptance augmente avec l'énergie d'ionisation tandis que la réjection reste constante avec l'énergie. Nous pouvons alors décrire comment l'acceptance évolue en fonction de l'énergie et de la valeur de X_{BDT} . Par exemple, nous avons une acceptance supérieure à 50% au-delà de 4.5 keV pour $X_{BDT}^{cut} = 0.122$ tandis que pour la coupure $X_{BDT}^{cut} = 0.189$, il faut que l'énergie d'ionisation soit supérieure à 6.5 keV. Nous pouvons également remarquer que dans le cas de la coupure $X_{BDT}^{cut} = 0.122$ l'acceptance atteint rapidement 1 vers 15 keV, tandis que pour la coupure $X_{BDT}^{cut} = 0.189$, il faut aller jusqu'à environ 25 keV.

Coupure BDT X_{BDT}^{cut}	Pouvoir de réjection ξ_R	Acceptance totale [%]
-0.038	10^2	99.8
0.049	10^3	98.1
0.122	10^4	91.4
0.188	10^5	85.1

Table 5.3 – Tableau associant pour chaque coupure sur la valeur de X_{BDT} une valeur de pouvoir de réjection ξ_R et une valeur d'acceptance totale.

Le tableau 5.3 montre pour chaque valeur de X_{BDT}^{cut} le pouvoir de réjection et l'acceptance totale de la coupure. Nous pouvons alors concilier un excellent niveau de réjection avec une très bonne acceptance. En se référant à l'étude précédente [210] sur la discrimination électron/recul, nous avons la possibilité d'atteindre un niveau de réjection plus élevé. Cela vient principalement du fait que dans l'étude précédente, seules les observables des traces L_C et NIS étaient utilisées

tandis que dans notre étude, nous avons ajouté les observables venant du Flash-ADC ainsi que de nouvelles observables de trace permettant une meilleure définition des caractéristiques des reculs nucléaires.

5.5 Conclusions

Nos avons montré qu'à partir de prises de données réalisées auprès de l'installation AMANDE, nous pouvions construire une discrimination électrons/reculs en utilisant une analyse par arbres de décision boostés et atteindre jusqu'à un pouvoir de réjection de 10^5 . Ensuite, en utilisant une modélisation du *read-out* de MIMAC, nous avons pu estimer l'acceptance du détecteur à partir de trace de ^{19}F générées avec SRIM.

6

Mesure des descendants du radon

Sommaire

6.1 Origines des descendants du radon et leurs signatures	114
6.1.1 Origines des émanations de radon	114
6.1.2 Les signatures des reculs de la descendance du radon	115
6.2 Détection de reculs nucléaires de la descendance du radon	119
6.2.1 Mise en évidence d'une pollution au ^{222}Rn	119
6.2.2 Événement en coïncidence	120
6.2.3 Détection de RPR	123
6.3 Identification de la position des reculs nucléaires issus de la descendance du radon	124
6.3.1 Définition de la <i>Mean Projected Diffusion</i>	124
6.3.2 Identification de la position des événements	126
6.4 Conclusions	129

Comme nous l'avons mentionné précédemment, un prototype bi-chambre du détecteur MIMAC a été installé dans la caverne du laboratoire souterrain de Modane depuis juin 2012. Durant la première prise de données, nous avons mis en évidence, l'existence d'un fond provenant du radon et de sa descendance. L'analyse des données nous a permis de caractériser ce fond et de montrer pour la première fois une détection directe des traces des reculs des noyaux fils issus de la descendance du radon. Nous avons également montré en utilisant la diffusion et le *read-out* de MIMAC que nous pouvions identifier la position de ces événements dans le détecteur.

Dans ce chapitre, nous allons nous intéresser à l'origine de la présence de radon et de ses descendants dans le détecteur ainsi qu'à leurs signatures. Ensuite, nous nous intéresserons aux preuves de la présence de ce fond dans l'expérience MIMAC et à sa caractérisation. Enfin, nous présenterons une nouvelle variable appelée *Mean Projected Diffusion* qui permet d'identifier la position de reculs de la descendance du radon.

Les résultats expérimentaux présentés dans ce chapitre ont donné lieu à une publication [217].

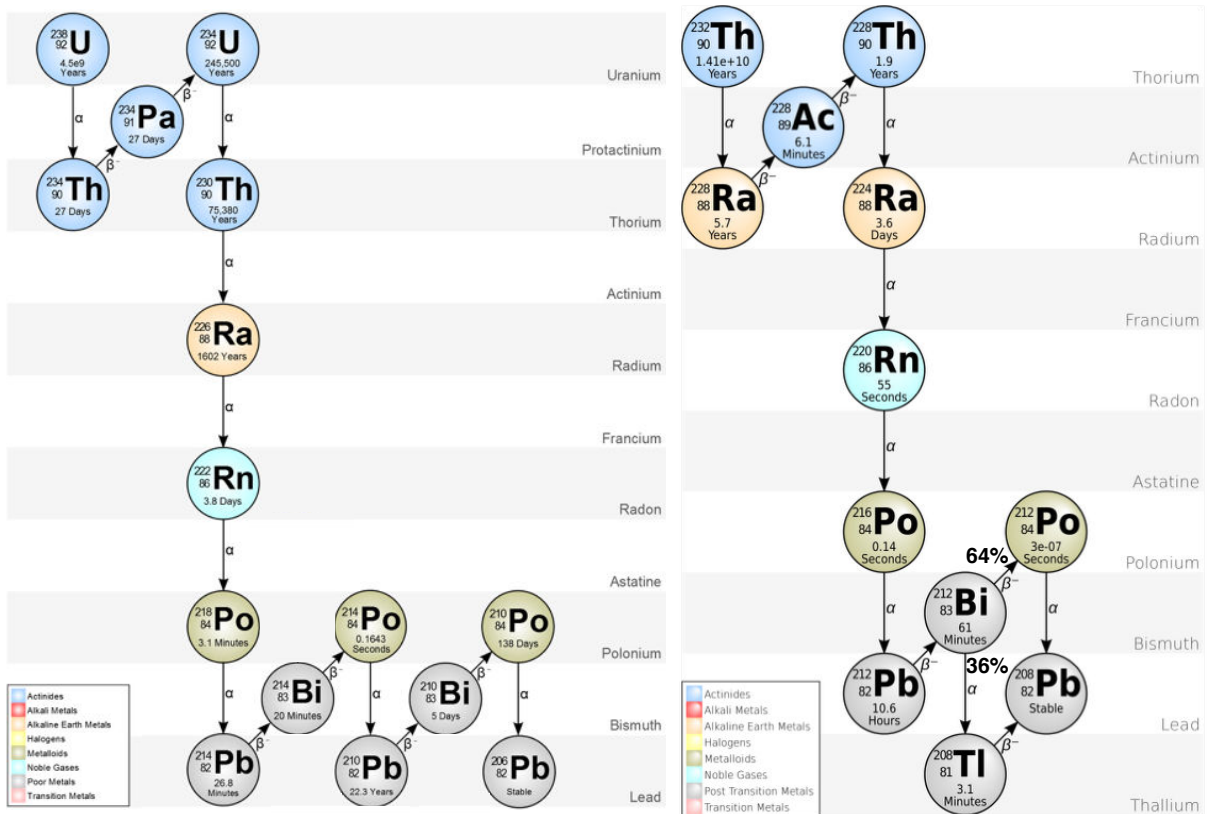


Figure 6.1 – Chaînes de décroissances de l' ^{238}U (gauche) et du ^{232}Th (droite). Seules les décroissances les plus probables sont représentées, *i.e.* les décroissances avec un rapport de branchement supérieur à 1%. Pour chaque isotope est donné, sa période, son mode de désintégration et le rapport de branchement de la désintégration si nécessaire.

6.1 Origines des descendants du radon et leurs signatures

Dans cette section, nous discuterons les origines des émanations de radon dans le détecteur ainsi que les signatures permettant de le mettre en évidence.

6.1.1 Origines des émanations de radon

Tous les matériaux utilisés pour la construction de détecteurs présentent une pollution intrinsèque en ^{238}U et ^{232}Th . Ces deux isotopes radioactifs vont décroître en suivant des chaînes de décroissances telles que présentées par la figure 6.1. Comme nous pouvons le constater, ces deux chaînes des décroissances passent par le radon : un gaz noble. Cette contamination en ^{238}U et ^{232}Th est donc responsable d'émanations de ^{222}Rn et ^{220}Rn dans les détecteurs. En effet, après plusieurs désintégrations α successives, les descendants de l' ^{238}U et du ^{232}Th peuvent migrer de l'intérieur des matériaux vers leurs surfaces. De plus, étant un gaz noble, le ^{222}Rn et le ^{220}Rn diffusent dans le gaz pour se répartissent uniformément dans le gaz. L'importance de ces émanations dépend de la quantité d' ^{238}U et de ^{232}Th dans les matériaux. Pour les réduire, il faut choisir judicieusement les matériaux lors de la construction d'un détecteur en les sélectionnant à partir de mesures d'activités.

Pour mesurer le niveau de pollution de nos matériaux, nous avons utilisé un détecteur germanium bas bruit du Laboratoire de Basse Activité (LBA) du LPSC appartenant au réseau Becquerel. En réalisant la spectroscopie γ de différents matériaux, nous avons pu déterminer la

Échantillon	Activité [Bq/kg]		Contamination [ppm]	
	^{238}U	^{232}Th	^{238}U	^{232}Th
PCB uniquement	16.60	26.67	0.001	0.005
PCB et pistes	16.90	22.48	0.001	0.004
Résistance 1 MOhm (HT)	26.97	30.37	0.1	0.4
Résistance 1 MOhm	16.24	18.62	0.08	0.3
Fil soudure (étain)	220.7	-	6.13	-

Table 6.1 – Mesures de l’activité et de la contamination en ^{238}U et ^{232}Th pour la plupart des matériaux dans l’enceinte. Ces mesures ont été réalisées avec un détecteur germanium bas bruit au Laboratoire de Basse Activité du LPSC.

concentration en ^{238}U et ^{232}Th . Le tableau 6.1 résume la mesure de l’activité de l’ ^{238}U et du ^{232}Th et de la contamination associée pour différents matériaux en contact avec le gaz. Nous pouvons remarquer que les matériaux pour lesquels la contamination est la plus importante sont les résistances et le fils de soudure. Pour retirer les résistances du volume de gaz, nous allons remplacer la cage de champ par une feuille de polyimide sur laquelle seront déposés les fils assurant l’homogénéité du champ. Les fils seront reliés par un dépôt résistif pour assurer le gradient de champ. De plus, cette mesure met en avant une nouvelle difficulté technique dans la fabrication d’un détecteur gazeux bas bruit : il est absolument nécessaire de limiter les soudures à l’étain en contact avec le gaz. Le PCB représente la plus grande quantité de matière en contact avec le gaz par rapport aux autres constituants, même si la contamination du PCB est faible les émanations de radon devraient être importantes. Il est donc envisagé de modifier le design de la Micromegas pour remplacer le PCB par du plexiglas qui est un matériau très propre du point de vue de la contamination en ^{238}U et ^{232}Th .

Les événements issus des désintégrations α et β des descendants du radon constituent un fond pour la recherche directionnelle de matière sombre. Il est alors nécessaire d’en réduire leur taux par une sélection de matériaux ainsi que de les discriminer des autres reculs nucléaires lors de l’analyse des données. Dans la littérature, les reculs nucléaires issus des chaînes de décroissance du ^{222}Rn et du ^{220}Rn sont appelés *Radon Progeny Recoils*). Les événements α issus de la descendance du radon ont été largement étudiés dans des détecteurs dédiés à la recherche de matière sombre, par exemple : [218–221]. La première détection de RPR dans un détecteur de matière sombre a été publiée par la collaboration DRIFT en 2008 [218]. Dans cette étude, ainsi que les suivantes sur ce sujet [219, 220], les auteurs mesurent la longueur des traces des particules α issues de la descendance du radon et utilise SRIM pour corrélérer la longueur des traces avec l’énergie cinétique des α .

Dans le détecteur MIMAC, dans la configuration de recherche de matière sombre, il ne nous est pas possible de mesurer l’énergie ou la longueur de traces des particules α . En effet, à 50 mbar, une particule α de quelques MeV va sortir du volume de détection sans déposer la totalité de son énergie dans une seule chambre. Cependant, lors d’un événement de surface et lorsque la particule α est absorbée, nous pouvons observer le recul nucléaire du noyau fils issus de la désintégration α .

6.1.2 Les signatures des reculs de la descendance du radon

Le tableau 6.2 présente les isotopes des chaînes du ^{222}Rn et du ^{220}Rn que nous considérerons par la suite. Nous avons gardé uniquement les désintégrations avec un rapport de branchement

Parent	$T_{1/2}$	Mode	$E_{\alpha/\beta \max}^{kin}$ [MeV]	Fils	E_{recoil}^{kin} [keV]	$E_{recoil}^{ioni}(SRIM)$ [keVee]
chaîne du ^{222}Rn						
^{222}Rn	3.8 jours	α	5.489	^{218}Po	100.8	38.23
^{218}Po	3.1 min	α	6.002	^{214}Pb	112.3	43.90
^{214}Pb	26 min	β^-	1.024	^{214}Bi	-	-
^{214}Bi	19 min	β^-	3.272	^{214}Po	-	-
^{214}Po	164 μs	α	7.687	^{210}Pb	146.5	58.78
^{210}Pb	22 ans	β^-	0.064	^{210}Bi	-	-
^{210}Bi	5 jours	β^-	1.163	^{210}Po	-	-
^{210}Po	138 jours	α	5.304	^{206}Pb (stable)	103.7	40.28
chaîne du ^{220}Rn						
^{220}Rn	55 s	α	6.288	^{216}Po	116.5	45.4
^{216}Po	0.14 s	α	6.778	^{212}Pb	128.0	50.0
^{212}Pb	10.6 h	β^-	0.574	^{212}Bi	-	-
^{212}Bi (64 %)	61 min	β^-	2.254	^{212}Po	-	-
^{212}Bi (36 %)	61 min	α	6.090	^{208}Tl	117.2	45.7
^{212}Po	0.3 μs	α	8.785	^{208}Pb	169.1	69.8
^{208}Tl	61 min	β^-	5.001	^{208}Pb (stable)	-	-

Table 6.2 – Détails des désintégrations α et β provenant de la chaîne du ^{222}Rn et du ^{220}Rn . Cette table contient la période $T_{1/2}$ et le rapport de branchement pour chaque élément. Pour les désintégrations α , est donné l'énergie de la particule α émise E_{α}^{kin} et l'énergie cinétique E_{recoil}^{kin} et l'énergie déposée par ionisation E_{recoil}^{ioni} du noyau fils. L'énergie déposée par ionisation a été estimée en utilisant le logiciel SRIM. Pour les désintégrations β , est donnée seulement l'énergie maximale emportée par l'électron $E_{\beta \max}^{kin}$.

supérieur à 1%. Pour chaque élément des deux chaînes de décroissances sont données sa période, et les énergies maximales des particules émises (particule α , électron ou noyaux fils). Pour ces isotopes radioactifs, nous attendons deux types d'événements : des électrons issus de désintégrations β ou de diffusions Compton de γ provenant de désexcitations de noyaux fils instables, et des événements RPR : particules α ou reculs de noyaux fils. En utilisant la discrimination électron/recul telle que décrite au chapitre 5, nous pouvons rejeter avec une bonne efficacité les événements électrons.

Les événements RPR sont distribués de façon non uniforme dans le détecteur et leur position a un impact sur la topologie de la trace ainsi que sur la mesure de l'énergie. La figure 6.2 schématise les différentes positions possibles pour ces événements. Les désintégrations α sont représentées par les polygones rouges. Les noyaux fils et leurs directions sont représentées respectivement par des points bleus et par des flèches noires aux traits pleins. La collection des noyaux fils dans l'espace de dérive est représentée par une flèche au trait pointillé.

Événements de volumes Le ^{222}Rn et le ^{220}Rn , étant des gaz nobles, peuvent se trouver partout dans le volume actif. Si une désintégration α se produit dans le volume de gaz, l'énergie déposée par une particule α dont l'énergie cinétique est comprise entre 5.5 et 6.8 MeV (c.f. table 6.2) sature le préamplificateur de charge. Ces événements peuvent aisément être éliminés

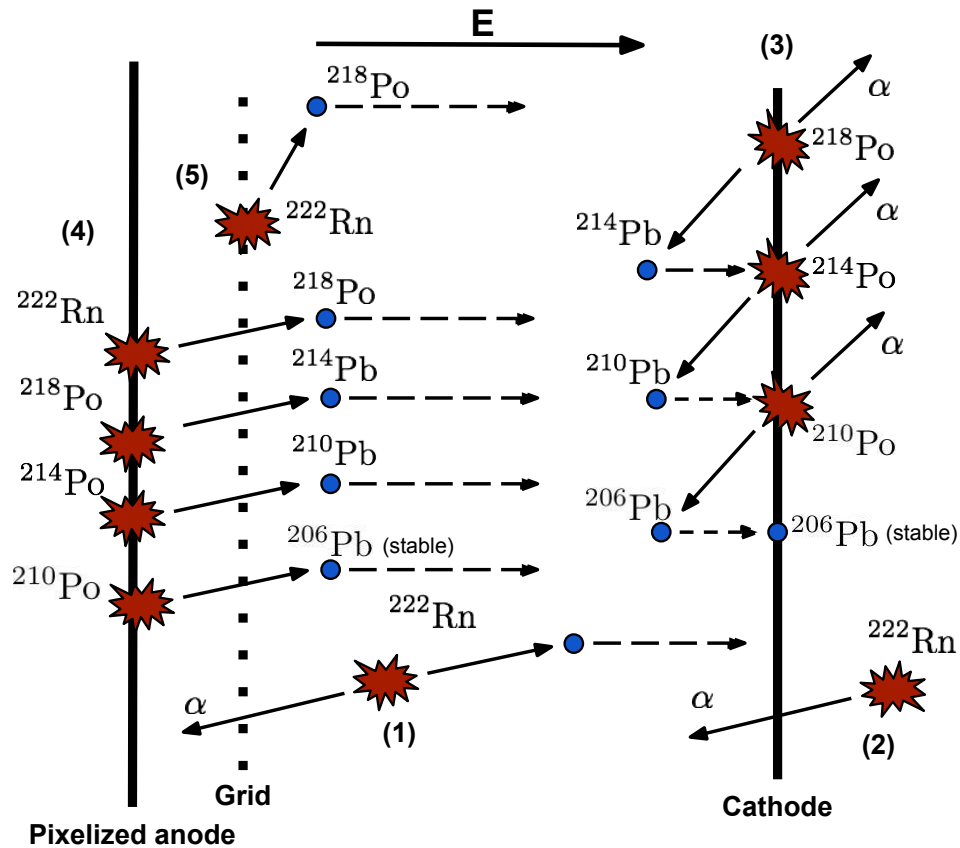


Figure 6.2 – Schéma illustrant la distribution spatiale des événements de la descendance du radon. Les désintégrations α sont représentées par des polygones rouges. Les noyaux fils et leurs directions sont représentés respectivement par un point bleu et un flèche noire au trait plein. La dérive des noyaux fils est représentée par une flèche au trait pointillé.

en appliquant une coupure sur l'énergie de saturation. Cependant, les noyaux fils (point bleu) sont généralement produits chargés et sont collectés sur la cathode grâce au champ électrique de collection de charges avec une vitesse de dérive environ trois ordres de grandeur inférieure à celle des électrons. Nous avons ainsi, une accumulation des descendants du radon à la surface de la cathode.

Événements traversant la cathode Une simulation SRIM a montré que des particule α avec des énergies comprises entre 5.5 et 8.8 MeV peuvent traverser la cathode, un mylar aluminisé de 12 μm , et ainsi atteindre l'autre chambre avec des énergies cinétiques réduites. Pour de tels événements, nous nous attendons à avoir des événements en coïncidence.

Événements de cathode Nous pouvons distinguer deux contributions à l'accumulation de radon et de ses descendants à la surface de la cathode. La première vient de la collection des noyaux fils émis dans le volume de gaz par le champ électrique à la surface de la cathode. La seconde vient du fait que les atomes de radon peuvent également se fixer à la surface de la cathode par adsorption. Lors de la désintégration α d'un noyau radioactif à la surface de la cathode, nous avons deux cas à considérer :

- i) si la particule α est émise en direction du volume de gaz, comme mentionné précédemment,

l'énergie déposée sature le préamplificateur de charge.

- ii) si la particule α est absorbée par la cathode, seul le recul du noyau fils est détecté. Les reculs des noyaux fils issus de la descendance du ^{222}Rn et du ^{220}Rn ont des énergies cinétiques comprises entre 100 et 170 keV, telles que montrées par la table 6.2, avec des longueurs de trace allant de 650 à 900 μm dans un mélange de gaz composé de 70% CF_4 + 28 % CHF_3 + 2% C_4H_{10} à 50 mbar. Pour ces reculs nucléaires, le facteur de *quenching* en ionisation prédit par SRIM est de l'ordre de 40%. Ainsi, ces reculs nucléaires déposent en ionisation entre 38 et 58 keVee tel que montrés par la table 6.2. De plus, pour ce type d'événement, il est possible que la particule α passe au travers de la cathode et donc que le recul nucléaire du noyau fils soit en coïncidence avec une particule α . Enfin, lorsque le noyau fils émis en direction du volume actif a déposé toute son énergie, il est à nouveau collecté à la surface de la cathode par le champ électrique contribuant à l'accumulation de descendants du radon à la surface de la cathode.

Événements d'anode Le PCB et les pistes de la Micromegas sont les principaux composants du détecteur en terme de masse à être en contact avec le gaz du détecteur. En conséquence, il s'agit de l'une des principales sources des émanations de radon dans le détecteur. Dans les 256 μm de l'espace d'avalanche, la multiplication des électrons d'ionisation primaire dépend de la position à laquelle ils sont émis. Cela affecte la mesure de l'énergie d'un événement traversant l'espace d'avalanche. Nous discuterons cet effet plus en détail en section 6.3.2. Au niveau des pistes de l'anode, deux types d'événements sont attendus :

- i) Les événements de surface : si nous avons une désintégration α à la surface des pistes, il est possible pour le recul nucléaire de passer au travers de la grille et de déposer une partie de son énergie dans l'espace d'amplification et une autre partie dans l'espace de dérive. Comme nous le verrons plus tard, pour ces événements la mesure de l'énergie d'ionisation est sous-estimée par un effet de variation de l'amplification en fonction de la distance à l'électrode à la masse dans l'espace d'amplification.
- ii) Les événements de volume : si nous avons une désintégration α se produisant à l'intérieur de la Micromegas, le recul nucléaire ou la particule α sortant du matériau aura une énergie réduite par rapport à son énergie cinétique initiale.

Dans les deux cas, l'énergie déposée de ces événements sera sous-estimée par la mesure à cause des variations de l'amplification dans l'espace d'avalanche.

Événements de grille Tout comme pour la surface de la cathode, les descendants du radon peuvent se fixer à la surface des fils de la grille. La grille est un tissage de fils d'acier inoxydable de 18 μm de diamètre. Lorsqu'une désintégration α se produit à la surface d'un fil, la particule α a une probabilité de 10% de passer à travers le fil. Dans le cas où la particule α sort du fil, l'énergie qu'elle dépose s'ajoute avec l'énergie déposée par le recul nucléaire du noyau fils. Le noyau fils émis dans le gaz est également collecté à la surface de la cathode.

Tous les événements dans le détecteur contribuent à l'accumulation de noyaux radioactifs appartenant à la descendance du radon à la surface de la cathode. Les événements de cathode et les événements passant au travers de la cathode peuvent être identifiés grâce à la recherche de coïncidences entre les deux chambres.

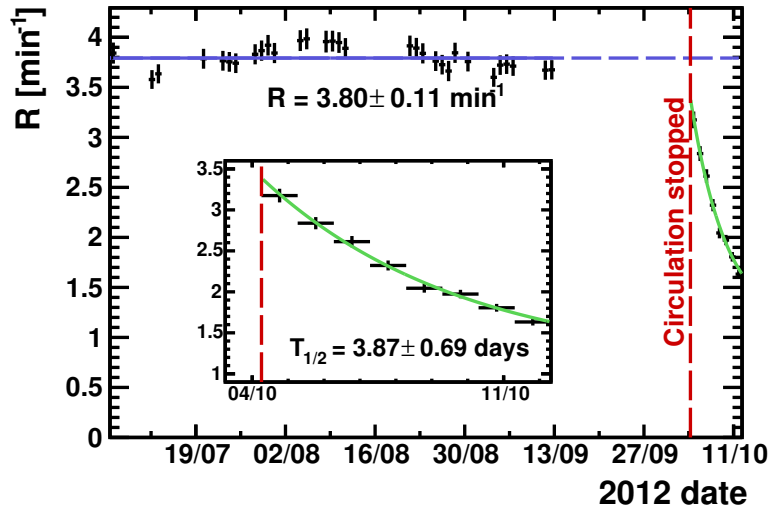


Figure 6.3 – Taux d'événement saturant le préamplificateur de charge en fonction du temps sur toute la période de la première prise de donnée et un zoom sur les douze derniers jours. Le trait vertical orange représente la date où le système de circulation du gaz a été arrêté : le 3 octobre 2012. Le trait vert représente l'ajustement du taux d'événement durant les 12 derniers jours par l'équation 6.1.

6.2 Détection de reculs nucléaires de la descendance du radon

6.2.1 Mise en évidence d'une pollution au ^{222}Rn

Depuis le début des opérations au LSM, nous contrôlons le taux d'événements saturant le préamplificateur de charge (*i.e.* $E > 120$ keV en 2012). Ce taux d'événements inclu notamment les particules α de la descendance du radon. La figure 6.3 représente le taux d'événement de saturation durant la prise de données de 2012. Nous pouvons constater que le taux d'événement de saturation valant $3.80 \pm 0.11 \text{ min}^{-1}$ est presque constant entre le 13 juillet et le 14 septembre 2012.

Le 3 octobre 2012, le détecteur a été isolé de la boucle de circulation (trait pointillé rouge). Après cette date, nous pouvons remarquer une chute exponentielle du taux d'événement que nous pouvons modéliser par la somme d'une exponentielle décroissante avec une période de $T_{1/2}$ et d'une constante telle que :

$$R(t) = R_0 \exp\left(-\log 2 \frac{t}{T_{1/2}}\right) + c \quad (6.1)$$

Cette réduction du taux d'événement indique l'existence d'une pollution du gaz par une contribution externe. En ajustant le taux d'événement par l'équation 6.1, nous obtenons une période de $T_{1/2} = 3.87 \pm 0.69$ days qui est compatible avec la période de 3.8 jours du ^{222}Rn . La constante vaut $c = 1.1 \pm 0.4 \text{ min}^{-1}$ et nous permet d'affirmer l'existence d'une contribution interne venant des matériaux. Durant la période où le détecteur était isolé du système de circulation, nous n'avons vu aucune détérioration du gain du détecteur.

Nous avons identifié la source externe de radon comme étant une petite sur la pompe de circulation. En effet, à cette période, le taux de fuite global du système de circulation était de $1.7 \times 10^{-4} \text{ mbar.L.s}^{-1}$. Cette fuite injectait dans le système de circulation de l'air radonisé

provenant de la caverne. Durant les opérations, le gain du détecteur n'a pas été affecté par l'injection d'air de la caverne grâce au filtre à oxygène dans la boucle de circulation. Après avoir remplacé la pompe de circulation par une pompe avec un taux de fuite de 3.8×10^{-5} mbar.L.s⁻¹, le taux d'événement de saturation est descendu à 0.9 ± 0.3 min⁻¹ montrant que la contribution externe est devenue négligeable devant la contribution interne.

La décroissance exponentielle du taux d'événement ne présente pas de contribution provenant de la période du ²²⁰Rn. Nous pouvons donc négliger la contribution du ²²⁰Rn aux événements de la descendance du radon. En général, la contribution du ²²⁰Rn est négligée [202]. Due à sa courte durée de vie par rapport au ²²²Rn (55 s contre 3.8 jours), les émanations de ²²⁰Rn provenant des matériaux sont négligeables devant celles de ²²²Rn.

6.2.2 Événement en coïncidence

Comme nous l'avons mentionné au chapitre 3, les horloges des cartes d'acquisition de MIMAC sont synchronisées avec une précision de 40 ns permettant la recherche de coïncidence entre les chambres. Tel que nous l'avons expliqué en section 6.1, nous nous attendons à détecter des événements issus de la descendance du radon en coïncidence. Nous considérons que nous avons deux événements en coïncidence s'ils sont séparés par moins de 11.6 μs. Ce temps correspond au temps minimal pour collecter des électrons d'ionisation émis au niveau de la cathode (25 cm).

En considérant que la contribution du ²²⁰Rn est négligeable en comparaison avec la contribution du ²²²Rn aux événements de la descendance du radon, nous nous attendons à détecter quatre pics dans le spectre en énergie des événements en coïncidence provenant des événements cathode : des reculs nucléaires de ²¹⁸Po, ²¹⁴Pb, ²¹⁰Pb et ²⁰⁶Pb. Cependant, l'abondance de ²²²Rn à la surface de la cathode provenant de l'adsorption doit être négligeable en comparaison avec l'abondance de ²¹⁸Po provenant de la collection de ²¹⁸Po à la surface de la cathode. Ainsi, la contribution au spectre en énergie venant des reculs de ²¹⁸Po peut être négligée. De plus, nous négligerons la contribution du ²⁰⁶Pb à cause de la longue période du ²¹⁰Pb. En conclusion, pour les événements au niveau de la cathode, nous attendons principalement deux pics venant des événements de surface et une distribution uniforme venant des particules α passant à travers la cathode.

La figure 6.4 représente la distribution à 2 dimensions dans le plan ($E_{ioni}^{Ch1}, E_{ioni}^{Ch2}$) ainsi que les distributions marginalisées sur E_{ioni}^{Ch1} et E_{ioni}^{Ch2} des événements en coïncidence. Nous pouvons voir sur les spectres marginalisés deux pics à environ 33 et 45 keVee ainsi que la saturation du pré-amplificateur de charge au-delà de 62 keVee. La distribution à deux dimensions des événements en coïncidence présente quatre régions d'intérêt délimitées par les traits pointillés verticaux et horizontaux bleus :

- i) Événements avec une seule saturation : cette double région correspond à des événements pour lesquels nous avons :

$$E_{ioni}^{Ch,1} > 62 \text{ keVee} \text{ ou } E_{ioni}^{Ch,2} > 62 \text{ keVee.} \quad (6.2)$$

Dans cette région, nous avons majoritairement l'émission d'un recul nucléaire des noyaux fils issus de la descendance du radon dans une chambre associé avec une particule α saturant le préamplificateur de charge dans l'autre chambre. Dans cette région nous pouvons retrouver grâce aux contours de couleurs, les deux pics observés à 33 et 45 keVee dans les distributions marginalisées.

- ii) Événements avec une double saturation : cette région correspond majoritairement à des événements pour lesquels nous avons :

$$E_{ioni}^{Ch,1} > 62 \text{ keVee} \text{ et } E_{ioni}^{Ch,2} > 62 \text{ keVee.} \quad (6.3)$$

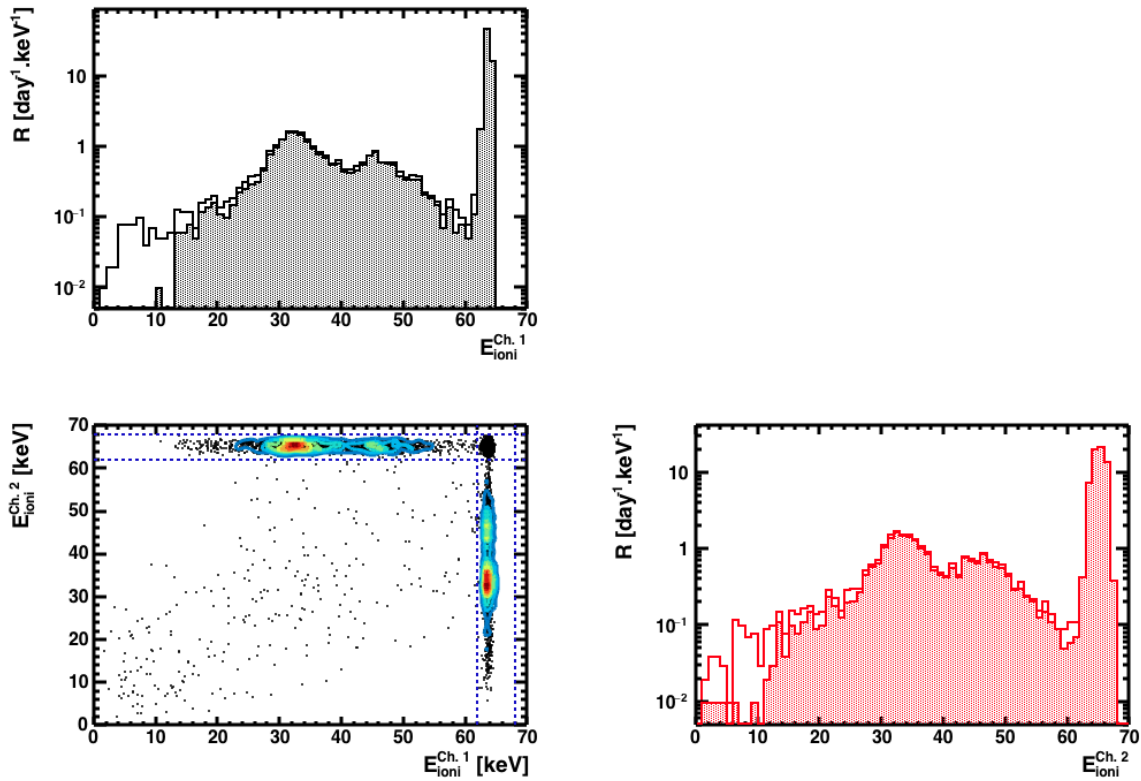


Figure 6.4 – Hors diagonale : Distribution à deux dimensions des événements en coïncidence dans le plan $(E_{ioni}^{Ch1}, E_{ioni}^{Ch2})$. Les traits pointillés bleus délimitent quatre régions d'intérêt discutées dans le texte. Les contours de couleurs représentent le nombre de coups dans les régions pour lesquelles les événements présentent une seule saturation. Diagonale : distribution marginalisée sur E_{ioni}^{Ch1} et E_{ioni}^{Ch2} des événements en coïncidence mesurés dans la chambre 1 (trait noir) et la chambre 2 (trait rouge). Les aires remplies sous les spectres correspondent aux événements associés avec une saturation.

Les événements de cette région correspondent à des désintégrations α où les particules α sont émises dans le volume actif et traversent la cathode. Dans chaque chambre l'énergie déposée est telle que les deux préamplificateurs de charge se trouvent saturés.

- iii) Les événements sans saturation : cette région correspond majoritairement à des événements pour lesquels nous avons :

$$E_{ioni}^{Ch.1} < 62 \text{ keV} \text{ et } E_{ioni}^{Ch.2} < 62 \text{ keV}. \quad (6.4)$$

Cette région correspond aux mêmes événements que discutés précédemment mais sans aucune saturation.

Les aires colorées sous les distributions marginalisées représentent les spectres des événements en coïncidence associés à une saturation ce qui correspond à 95 % des événements en coïncidence.

La figure 6.5 présente un zoom des spectres marginalisés des événements en coïncidence présentés par la figure 6.4 entre 0 et 60 keV mesurés dans les chambres 1 (trait noir) et 2 (trait rouge). Ces deux spectres montrent clairement les deux principaux pics provenant de la descendance du radon à la surface de la cathode comme attendu. Cette observation est compatible

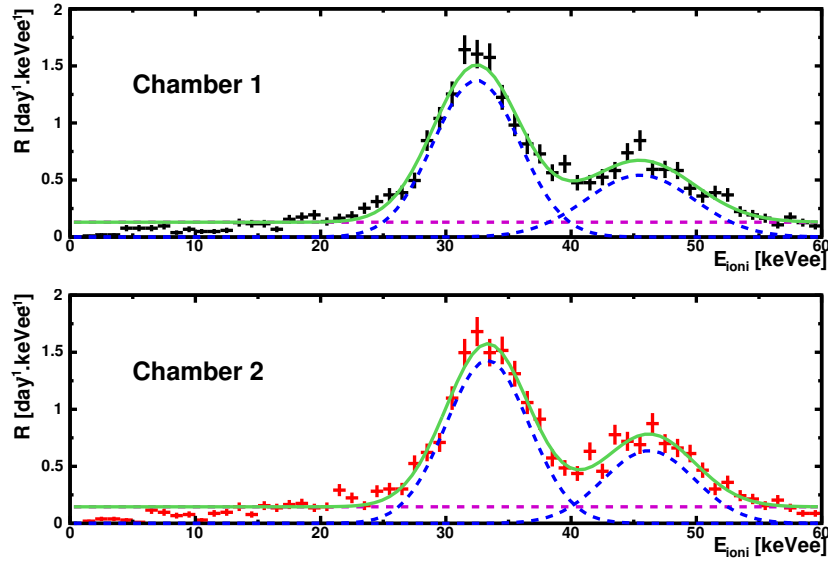


Figure 6.5 – Zoom entre 0 et 60 keVee du spectre des événements en coïncidence entre les deux chambres mesurées dans la chambre 1 (panneau du haut) et dans la chambre 2 (panneau du bas). Le trait vert plein représente l’ajustement des spectres par l’équation 6.5. Les traits pointillés bleus et rose représentent chacune des contributions.

avec le fait que la contribution provenant de l’adsorption du ^{222}Rn à la surface de la cathode est négligeable en comparaison avec la collection de ^{218}Po . Comme nous l’avons mentionné précédemment, les reculs nucléaires issus de la désintégration α de noyaux lourds sont généralement produits chargés et sont collectés à la surface de la cathode par le champ de collection de charges. Dans ce cas, lors de la désintégration α d’un noyau de ^{218}Po , le noyau de ^{214}Pb émis en direction de l’espace de dérive est collecté à la surface de la cathode. Lors de la désintégration α du ^{214}Po , le ^{210}Pb à une probabilité de 1/2 d’être émis en direction de l’espace de dérive. C’est de cette probabilité de 1/2 que vient le facteur 2 entre les amplitudes des deux pics.

Les spectres en énergies de la figure 6.5 ont été ajustés avec la somme de deux gaussiennes

Parameter	Unit	Chamber 1	Chamber 2
Cst	$[\text{day}^{-1}.\text{keVee}^{-1}]$	0.10 ± 0.16	0.16 ± 0.07
A_1	$[\text{day}^{-1}.\text{keVee}^{-1}]$	1.4 ± 0.1	1.5 ± 0.1
μ_1	$[\text{keVee}]$	32.4 ± 0.3	33.4 ± 0.1
σ_1	$[\text{keVee}]$	3.2 ± 0.3	3.0 ± 0.2
A_2	$[\text{day}^{-1}.\text{keVee}^{-1}]$	0.5 ± 0.1	0.62 ± 0.07
μ_2	$[\text{keVee}]$	45.2 ± 0.5	46.0 ± 0.3
σ_2	$[\text{keVee}]$	5 ± 1	3.7 ± 0.6

Table 6.3 – Paramètres de l’ajustement des spectres des événements en coïncidence de la figure 6.5 avec l’équation 6.5.

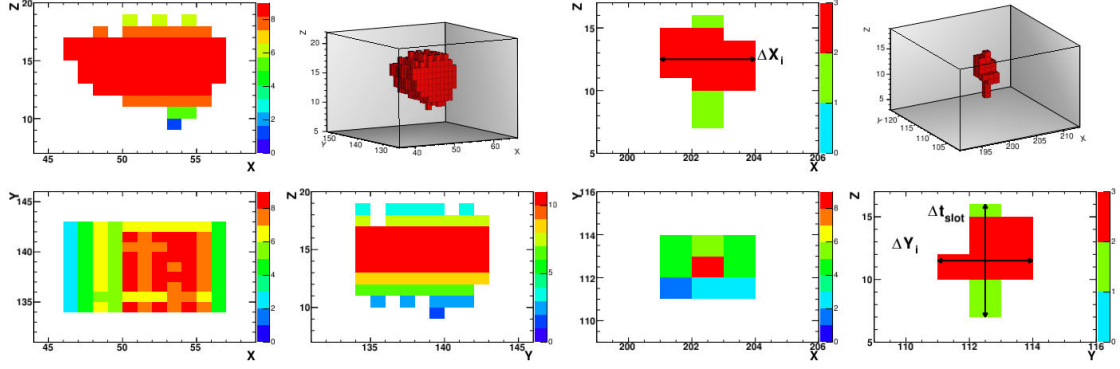


Figure 6.6 – Projection dans les plans (X, Z) , (Y, Z) and (X, Y) et reconstruction tridimensionnelle de deux reculs nucléaires de 41.1 (panneau de gauche) et de 36.4 keVee (panneau de droite). L'axe Z est en unité de *time-slices* et les axes X et Y sont en numéro de piste. L'échelle de couleur correspond au nombre de pistes déclenchées dans un *time-slice*. Les flèches horizontales représentent la largeur du *time-slice* le long des axes X et Y . La flèche verticale représente la durée de la trace Δt_{slot} .

et d'une constante entre 15 et 60 keVee telle que :

$$f(E_{ioni}) = Cst + \sum_{i=1}^2 A_i \exp\left(-\frac{(E_{ioni} - \mu_i)^2}{\sigma_i^2}\right). \quad (6.5)$$

L'ajustement de cette fonction est représenté sur la figure 6.5 par un trait vert et chacune des contributions par un trait pointillé. Le tableau 6.3 présente les valeurs des paramètres libres de l'ajustement pour les deux chambres. En combinant le résultat des ajustements dans les deux chambres, nous obtenons que les énergies moyennes déposées par le ^{214}Pb et le ^{210}Pb sont respectivement 32.90 ± 0.16 et 45.60 ± 0.29 keVee.

Cette mesure des énergies déposées en ionisation par le ^{214}Pb et le ^{210}Pb nous permet également de mesurer leurs facteurs de *quenching* en ionisation pour un mélange gazeux de 70% CF_4 + 28 % CHF_3 + 2% C_4H_{10} à 50 mbar :

$$\begin{cases} Q(^{214}\text{Pb}) = 29.3 \pm 0.1\% \\ Q(^{210}\text{Pb}) = 31.1 \pm 0.2\% \end{cases} \quad (6.6)$$

Cette mesure montre également une surestimation du facteur de *quenching* en ionisation par SRIM de $\sim 20\%$ tel que montré par Guillaudin *et al.* pour différents noyaux plus légers tels que l'hélium, le carbone ou le fluor dans différents mélanges gazeux [181].

Le rapport des amplitudes des deux pics est de 2.6 ± 0.3 dans la chambre 1 et de 2.4 ± 0.3 dans la chambre 2. La valeur de ces rapports est compatible avec 2 à 2σ . Cette déviation peut se traduire par l'existence d'une contribution éventuelle venant des reculs de ^{218}Po et ^{206}Pb .

6.2.3 Détection de RPR

En appliquant la discrimination électron/recoil décrite au chapitre 5 aux données acquises au LSM, nous obtenons les spectres présentés par la figure 6.7. Les traits rouges et noirs représentent respectivement les spectres en énergie mesurés dans les chambres 1 et 2. Ces deux spectres en énergie montrent les mêmes pics que ceux observés précédemment pour les événements en coïncidence. Cependant, l'aspect des spectres est différent en comparaison avec ceux observés

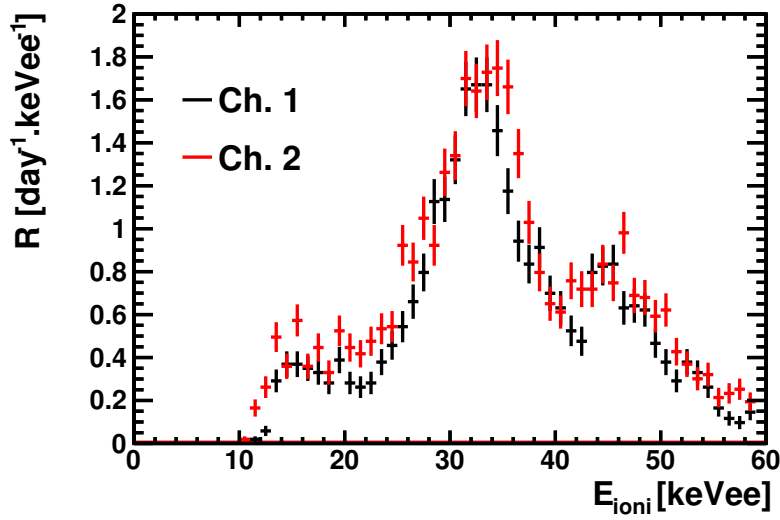


Figure 6.7 – Spectre en énergie mesuré dans la chambre 1 (trait noir) et la chambre 2 (trait rouge) durant la prise de données de 2013. Ces spectres ont été obtenus après l’application de la discrimination électron/recoil.

précédemment, particulièrement en dessous de 25 keVee. Cela vient du fait que dans l’échantillon précédent, nous n’avions que des événements provenant de la cathode, tandis qu’ici, le spectre est composé des contributions venant de l’anode, de la grille et de la cathode. Nous mesurons un taux d’événement total venant des RPR de $29.3 \pm 0.5 \text{ day}^{-1}$ dans la chambre 1 et de $34.8 \pm 0.6 \text{ day}^{-1}$ dans la chambre 2.

6.3 Identification de la position des reculs nucléaires issus de la descendance du radon

6.3.1 Définition de la *Mean Projected Diffusion*

Comme nous l’avons expliqué en section 6.2, les reculs nucléaires issus de la descendance du radon ont une distribution spatiale bien définie dans le détecteur. En utilisant le *read-out* de MIMAC, la détermination des coordonnées x et y d’un événement est immédiate. Cependant, la détermination de la coordonnée z nécessite l’utilisation d’informations supplémentaires telles que la diffusion des électrons dans l’espace de collection de charges. En effet, la diffusion des électrons d’ionisation primaire lors de la collection des charges est reliée à la coordonnée z_0 de l’événement au travers de la densité de probabilité de la distribution des charges dans le plan de l’anode. Nous définissons la coordonnée z_0 comme étant la distance entre le point d’origine de l’événement et le plan de l’anode. Comme nous l’avons déjà mentionné, cette densité de probabilité est une distribution gaussienne à 3 dimensions dont les écarts-types sont

$$\sigma_X = \sigma_Y = \sigma_T \quad \text{et} \quad \sigma_Z = \sigma_L \quad \text{où} \quad \sigma_{T/L} = D_{T/L} \sqrt{z_0}. \quad (6.7)$$

Pour un mélange gazeux composé de 70% CF_4 + 28 % CHF_3 + 2% C_4H_{10} à 50 mbar et pour un champ électrique de collection de charges de $E_{drift} = 162 \text{ V.cm}^{-1}$, les coefficients de diffusions

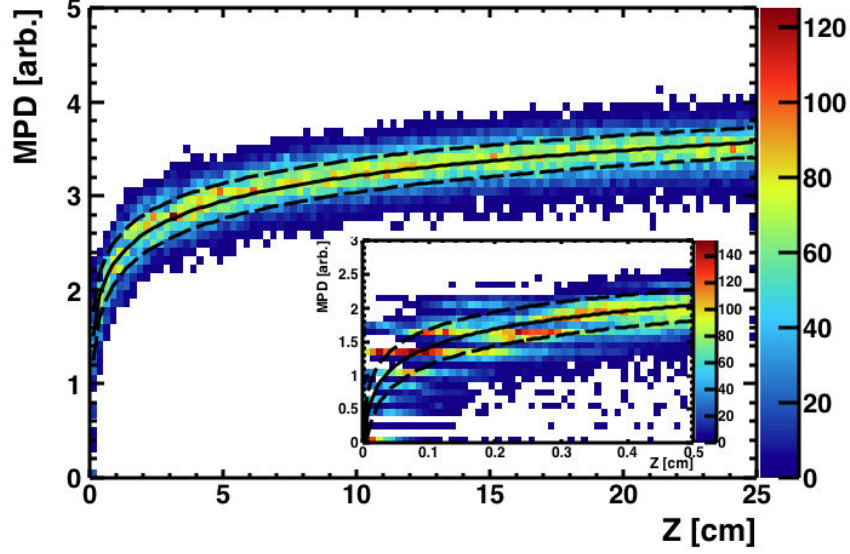


Figure 6.8 – Simulation de la distribution de la variable *Mean Projected Diffusion* en fonction de la coordonnée z initiale de la trace. Cette simulation a été réalisée pour des traces de ^{214}Pb avec 112.3 keV d'énergie cinétique (43.9 keVee selon SRIM). Les traits noirs pleins et pointillés représentent respectivement la moyenne et les contours à 1σ de la distribution. Ces résultats ont été obtenus en considérant un mélange gazeux de 70% CF_4 + 28 % CHF_3 + 2% C_4H_{10} à 50 mbar.

transverses D_T et longitudinaux D_L , tels que calculés par le logiciel Magboltz [185], sont :

$$\begin{cases} D_T = 237.9 \mu\text{m}/\sqrt{\text{cm}} \\ D_L = 271.5 \mu\text{m}/\sqrt{\text{cm}} \end{cases}$$

La figure 6.6 illustre les effets de la diffusion sur la topologie de la trace. Le panneau de gauche présente la trace d'un recul nucléaire de 41.1 keVee identifié comme venant de la cathode et le panneau de droite présente un recul nucléaire de 36.4 keVee identifié comme venant de l'anode. Nous pouvons constater de grandes différences entre ces deux événements : l'événement provenant de la cathode présente une largeur bien plus importante que l'événement provenant de l'anode cela vient du fait que près de la cathode la diffusion est maximale tandis que près de l'anode, la diffusion est négligeable.

Dans le but d'estimer la contribution transverse de la diffusion, nous construisons une nouvelle observable appelée *Mean Projected Diffusion* abrégée par MPD et notée \bar{D} telle que :

$$\bar{D} = \ln(\overline{\Delta X} \times \overline{\Delta Y}), \quad (6.8)$$

où $\overline{\Delta X}$ et $\overline{\Delta Y}$ sont respectivement les valeurs moyennes de ΔX_i et de ΔY_i ($i = 1, N$). Nous définissons ΔX_i et ΔY_i comme la largeur du i^{eme} *time-slice* le long des axes X et Y . Par exemple, les traces présentées précédemment ont comme valeur de MPD 4.03 (panneau de gauche) et 1.21 (panneau de droite).

La figure 6.8 représente la simulation de la distribution de \bar{D} en fonction de la coordonnée z initiale de l'événement pour des ^{214}Pb avec une énergie cinétique initiale de 112.3 keV (43.9 keVee selon SRIM). Les traces utilisées pour cette simulation ont été générées avec le logiciel SRIM dans un mélange de 70% CF_4 + 28 % CHF_3 + 2% C_4H_{10} à 50 mbar. Cette simulation inclut la construction du *read-out* ainsi que celle des observables MIMAC telle que décrite au

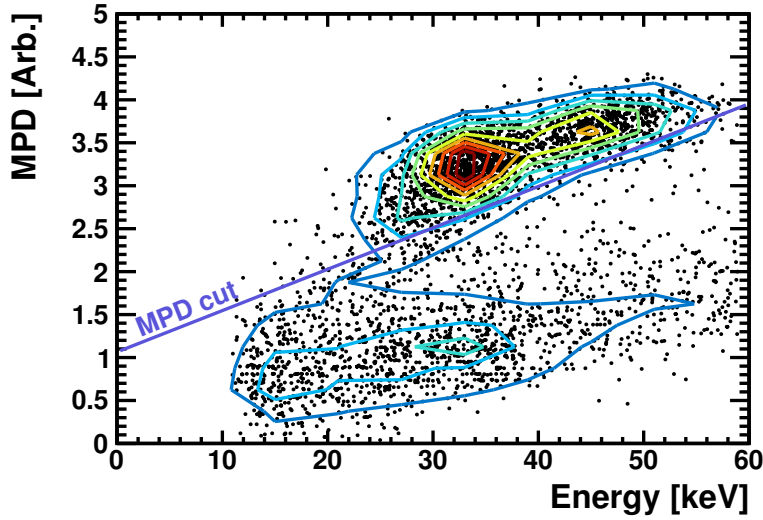


Figure 6.9 – Distribution des événements mesurés dans la chambre 2 dans le plan (\overline{D}, E_{ioni}) . Cette distribution a été obtenue après l’application de la discrimination électron/reculs. Le trait violet représente la coupure appliquée dans le plan (\overline{D}, E_{ioni}) .

chapitre 5. Nous pouvons remarquer que \overline{D} est fortement corrélé avec la coordonnée z et que sa valeur croît comme la racine carrée de z . De plus, il est important de noter que la valeur de \overline{D} dépend également de l’énergie cinétique de la particule. Enfin, comme nous pouvons le voir sur la figure 6.8 l’utilisation de cette variable ne permet pas de déterminer avec une très grande précision la valeur de la coordonnée z , cependant l’application d’une coupure sur cette variable nous permet de séparer les événements proches de l’anode des événements de volume et de ceux proches de la cathode.

6.3.2 Identification de la position des événements

La figure 6.9 représente la distribution dans le plan (E_{ioni}, \overline{D}) des événements mesurés dans la chambre 2. Sur cette figure, nous pouvons clairement identifier deux régions, une région avec $\overline{D} \lesssim 2$ qui correspond à des événements proches de l’anode et une avec $\overline{D} \gtrsim 2$ qui correspond à des événements de volume et de cathode. Afin de séparer les deux régions, nous avons construit une coupure sur la valeur de \overline{D} en fonction de l’énergie sur l’échantillon des événements en coïncidence. Nous avons ajusté une droite dans le plan (E_{ioni}, \overline{D}) de façon à garder 99% des événements en coïncidence dans la région au-dessus de la droite. Cette coupure est représentée par la ligne violette sur la figure 6.9.

Le panneau de gauche de la figure 6.10 représente les spectres des événements passant la coupure dans le plan (E_{ioni}, \overline{D}) mesurés dans les chambres 1 (trait noir) et 2 (trait rouge), *i.e.* les événements au-dessus de la droite violette dans le plan (E_{ioni}, \overline{D}) . Les spectres en énergie montrent deux pics observés à 33 et 46 keV confirmant que ces événements sont des événements de cathode provenant de la descendance du radon avec un taux d’événement de $17.3 \pm 0.4 \text{ day}^{-1}$ dans la chambre 1 et $20.9 \pm 0.4 \text{ day}^{-1}$ dans la chambre 2. Les spectres dans les deux chambres ont été ajustés entre 25 et 60 keV par la somme de deux gaussiennes et d’une constante tel que décrit en section 6.2.2. La table 6.4 présente les valeurs des paramètres résultants de l’ajustement. Nous pouvons voir que nous retrouvons les mêmes valeurs que précédemment pour l’énergie des

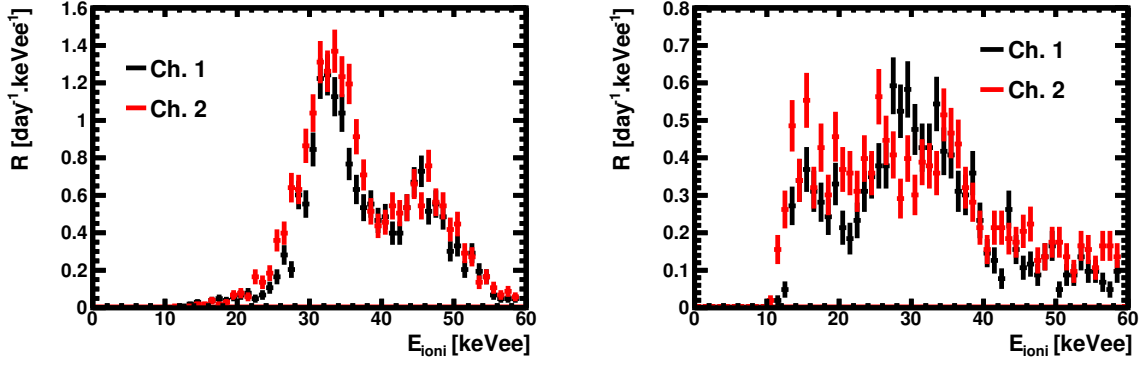


Figure 6.10 – Spectres en énergies mesurés durant la prise de données de 2013 dans les chambres 1 (trait noir) et 2 (trait rouge). Les panneaux de gauche et de droite représentent respectivement les spectres des événements passant et ne passant pas la coupure dans le plan (\overline{D}, E_{ioni}) .

pics. Le rapport des amplitudes des deux pics est 2.15 ± 0.02 pour la chambre 1 et 2.13 ± 0.02 pour la chambre 2. Le rapport des deux pics n'est toujours pas compatible avec 2, ce qui peut être expliqué par une contribution des reculs nucléaires de ^{218}Po à la surface de la cathode. Une telle contribution viendrait des reculs nucléaires de ^{218}Po venant de l'adsorption de ^{222}Rn à la surface de la cathode.

Le panneau de droite de la figure 6.10 représente les spectres des événements ne passant pas la coupure dans le plan (E_{ioni}, \overline{D}) mesurés dans les chambres 1 (trait noir) et 2 (trait rouge), *i.e.* les événements en dessous de la droite violette dans le plan (E_{ioni}, \overline{D}) . Ce fond contribue au taux d'événement total de fond à hauteur de $12.0 \pm 0.3 \text{ day}^{-1}$ dans la chambre 1 et de $14.0 \pm 0.4 \text{ day}^{-1}$ dans la chambre 2. Cette fois, les spectres ne présentent aucune structure de pic. Cela vient du fait que la mesure de l'énergie pour les événements venant de l'anode et de la grille est sous-estimée dû à une amplification incomplète des événements déposant leur énergie dans l'espace d'amplification. En effet, l'amplification dans l'espace d'avalanche d'un électron d'ionisation primaire dépend de sa position par rapport au plan des pistes.

Le panneau de gauche de la figure 6.11 représente la simulation du nombre d'électrons créés dans l'avalanche en fonction de la position d'émission de l'électron d'ionisation primaire. Le nombre d'électrons a été normalisé par le nombre moyen d'électrons généré par une amplification complète soit ~ 5500 électrons. Cette simulation a été réalisée avec le logiciel de simulation Garph++ [189] en considérant un mélange gazeux de 70% CF_4 + 28 % CHF_3 + 2% C_4H_{10} à 50 mbar et un champ électrique d'amplification de 18.3 kV.cm^{-1} . Le plan de l'anode pixélisé se trouve à une profondeur de $0 \mu\text{m}$ et le plan de la grille, symbolisé par un trait pointillé vert, se trouve à une profondeur de $256 \mu\text{m}$. Nous pouvons constater que le nombre d'électrons croît exponentiellement avec la position d'émission jusqu'à atteindre une valeur plateau lorsque l'électron d'ionisation primaire est émis au-delà de la grille. De plus, il est important de noter que l'amplification est négligeable dès lors que l'électron d'ionisation est produit à moins de $150 \mu\text{m}$ du plan des pistes. Ainsi, si un événement se produit à la surface de l'anode en direction de la grille, l'énergie déposée dans les 150 premiers μm ne sera pas amplifiée et l'énergie d'ionisation mesurée sous-estimera l'énergie d'ionisation effectivement déposée.

Le panneau de droite de la figure 6.11 illustre cet effet des variations de l'amplification sur le pouvoir d'arrêt du recul nucléaire de ^{218}Po avec une énergie cinétique de 100.8 keV. Le trait rouge représente la simulation SRIM de la projection du pouvoir d'arrêt de ^{218}Po en fonction de la profondeur. Les reculs nucléaires sont émis orthogonalement au plan de l'anode et en direction

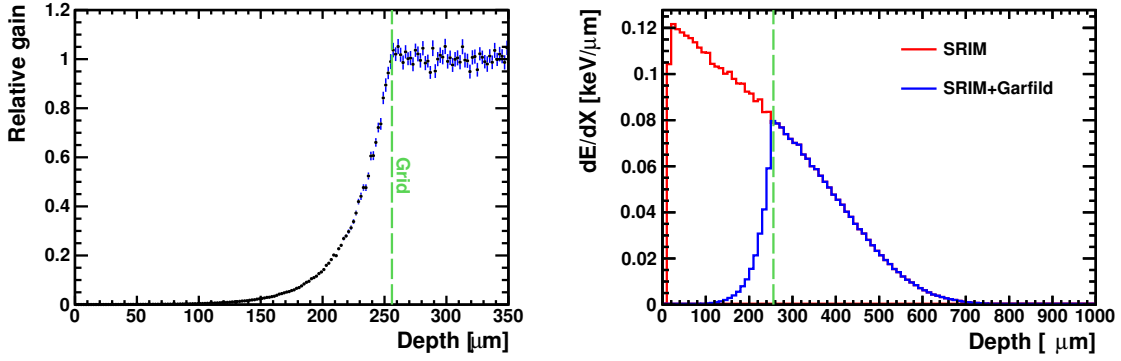


Figure 6.11 – Gauche : Simulation du gain relatif en fonction de la position d’émissions des électrons d’ionisation dans l’espace d’avalanche. La grille, représentée par le trait vert pointillé, est placée à $256 \mu\text{m}$. Cette simulation a été réalisée avec le logiciel Garf++ [189]. Droite : Simulation du dépôt d’énergie par unité de longueur dE/dX en fonction de la position pour des reculs de ^{218}Po avec une énergie cinétique de 100.8 keV (trait rouge) et l’impact des variations du gain dans l’espace d’amplification sur le dE/dX en considérant la direction des reculs nucléaires orthogonale au plan de l’anode. Cette simulation a été réalisée avec le logiciel SRIM. Ces résultats ont été obtenus en considérant un mélange gazeux de $70\% \text{ CF}_4 + 28\% \text{ CHF}_3 + 2\% \text{ C}_4\text{H}_{10}$ à 50 mbar .

de la grille. Le parcours de ces reculs nucléaires étant de $\sim 650 \mu\text{m}$, ils peuvent s’échapper de l’espace d’amplification. Le trait bleu représente l’impact des variations de l’amplification sur le pouvoir d’arrêt en fonction de la profondeur. Nous pouvons constater que la quasi-totalité de l’énergie déposée dans l’espace d’amplification ne sera pas amplifiée de façon suffisante. Pour de tels événements, seulement $1/3$ de l’énergie en ionisation sera détectée. Cela montre à la fois pourquoi nous n’avons pas de structure de pic pour les événements d’anode et de grille et à la fois que pour ces événements la mesure d’énergie d’ionisation est complètement faussée.

Parameter	Unit	Chamber 1	Chamber 2
Cst	$[\text{day}^{-1} \cdot \text{keVee}^{-1}]$	0.06 ± 0.01	0.023 ± 0.006
A_1	$[\text{day}^{-1} \cdot \text{keVee}^{-1}]$	1.07 ± 0.05	1.25 ± 0.05
μ_1	$[\text{keVee}]$	32.7 ± 0.2	32.7 ± 0.2
σ_1	$[\text{keVee}]$	3.0 ± 0.2	4.2 ± 0.2
A_2	$[\text{day}^{-1} \cdot \text{keVee}^{-1}]$	0.50 ± 0.03	0.58 ± 0.03
μ_2	$[\text{keVee}]$	44.9 ± 0.3	46.2 ± 0.3
σ_2	$[\text{keVee}]$	4.9 ± 0.3	4.5 ± 0.3

Table 6.4 – Paramètre de l’ajustement de l’équation 6.5 sur les spectres en énergie des événements passant la coupure dans le plan $(\overline{\mathcal{D}}, E_{ioni})$.

6.4 Conclusions

Dans ce chapitre, nous avons présenté les premiers résultats de l'analyse des données acquises au LSM. L'analyse de ces données a montré l'existence d'une pollution au ^{222}Rn du gaz par la décroissance exponentielle du taux d'événement compatible avec la durée de vie du ^{222}Rn . Nous avons montré pour la première fois, la mesure de traces de recul nucléaires provenant de la descendance du ^{222}Rn dans un détecteur de matière sombre.

De plus, nous avons montré qu'en utilisant l'observable appelée *Mean Projected Diffusion*, nous avons la possibilité d'identifier la position des événements dans le détecteur. Nous avons également utilisé cette observable pour isoler les événements venant de l'anode. Cette mesure de reculs nucléaires provenant de la chaîne de décroissance du ^{222}Rn montre la capacité du détecteur MIMAC de détecter la trace de recul nucléaire avec des énergies de l'ordre de la dizaine de keV.

Cependant, même si la mesure des reculs nucléaires issus de la descendance du radon est une validation de la stratégie de détection de MIMAC, ces reculs restent un fond pour la détection directionnelle de matière sombre qui devra être rejeté. La prochaine étape de l'analyse des données consisterait en l'étude de la réjection de ces événements. Cela devrait être possible en utilisant les observables de MIMAC tel que le MPD ou les coïncidences entre les deux chambres.

7

Estimation du bruit de fond neutron

Sommaire

7.1 Production de neutrons en laboratoire souterrain : les neutrons provenant de la roche	132
7.1.1 Production de neutrons dans la roche.	132
7.1.2 Modèle de propagation des neutrons dans la caverne.	133
7.2 Production de neutrons en laboratoire souterrain : les neutrons cosmogéniques	135
7.2.1 Les muons en laboratoire souterrain	136
7.2.2 Production de neutrons par les muons cosmiques	137
7.2.3 Propagation des neutrons cosmogéniques	138
7.3 Modélisation du détecteur	140
7.3.1 Taux d'événements venant des neutrons de la roche	141
7.3.2 Taux d'événements venant des neutrons cosmogéniques	142
7.3.3 Simulation du taux d'événements neutron dans la caverne du LSM	143
7.4 Impact de l'estimation du fond neutron sur le potentiel d'exclusion directionnelle	144
7.4.1 Exclusion directionnelle	145
7.4.2 Impact du modèle de bruit de fond sur le potentiel d'exclusion	147
7.5 Conclusions	148

Les reculs nucléaires produits par la diffusion élastique de neutrons sur des noyaux du gaz constituent un des bruits de fond ultime à la détection directe de matière sombre. En laboratoire souterrain, il existe deux principaux mécanismes de production de neutrons : les neutrons induits par fissions spontanées ou par des réactions (α, n) et les neutrons induits par le rayonnement cosmique.

Dans les études phénoménologiques du potentiel d'exclusion ou de découverte de détecteur directionnel, il est usuel de considérer la distribution angulaire du fond produit par les neutrons comme isotrope [81–86, 151, 155, 162, 222, 223]. Cependant, des anisotropies peuvent apparaître dans la distribution angulaire des neutrons provenant des mécanismes de production des neutrons ou de leurs propagations dans l'environnement du détecteur.

Dans ce chapitre, nous étudierons par simulation la distribution angulaire des neutrons et des reculs nucléaires qu'ils induisent en laboratoire souterrain et l'impact de la modélisation du

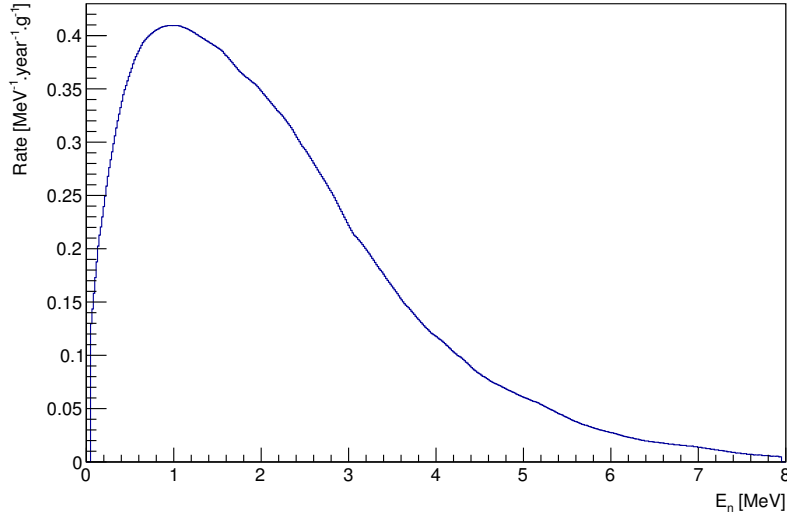


Figure 7.1 – Simulation du spectre en énergie des neutrons issus de la roche de la caverne du LSM. Le flux total de neutrons simulé est de $1.32 \text{ n. g}^{-1} \cdot \text{y}^{-1}$. Cette simulation a été réalisée avec le logiciel SOURCE par R. Lemrani *et al.*. Données extraites de [224]

fond de neutrons sur la sensibilité d'un détecteur directionnel. Pour cela, nous commencerons par nous intéresser aux deux principales sources de neutrons en laboratoire souterrain : l'émission de neutrons provenant de la radioactivité naturelle de la roche et les neutrons cosmogéniques. Ensuite, nous décrirons la modélisation du détecteur MIMAC bi-chambre installé au LSM et la distribution angulaire des reculs nucléaires produits par diffusion élastique avec les neutrons. Enfin, nous présenterons une méthode par vraisemblance que nous utiliserons pour déterminer la sensibilité d'un détecteur directionnel.

7.1 Production de neutrons en laboratoire souterrain : les neutrons provenant de la roche

Dans cette section, nous présenterons le spectre de neutrons produits par la roche de la caverne du LSM. Nous nous intéresserons ensuite à un modèle de propagation des neutrons dans la caverne développé avec le logiciel GEANT4. Enfin, nous étudierons la distribution angulaire et en énergie du flux de neutrons produits par la roche.

7.1.1 Production de neutrons dans la roche.

La roche de la caverne du LSM présente une contamination intrinsèque en ^{238}U (0.84 ppm) et en ^{232}Th (2.45 ppm) dont le niveau a été déterminé par des mesures de spectroscopie [225]. Cette contamination est responsable de l'émission par la roche de neutrons soit par fissions spontanées soit par réactions nucléaires (α, n).

À partir de ces mesures et connaissant la composition de la roche et sa densité ($\rho_{rock} = 2.65 \text{ g/cm}^3$), il est possible de simuler le spectre de neutrons issus de la roche. La figure 7.1 représente une simulation réalisée avec le logiciel SOURCES [226] par R. Lemrani *et al* [224] du spectre en énergie des neutrons de la roche. Dans cette simulation la contribution principale au spectre de neutrons provient à 77% des réactions (α, n), le reste provenant de la fission

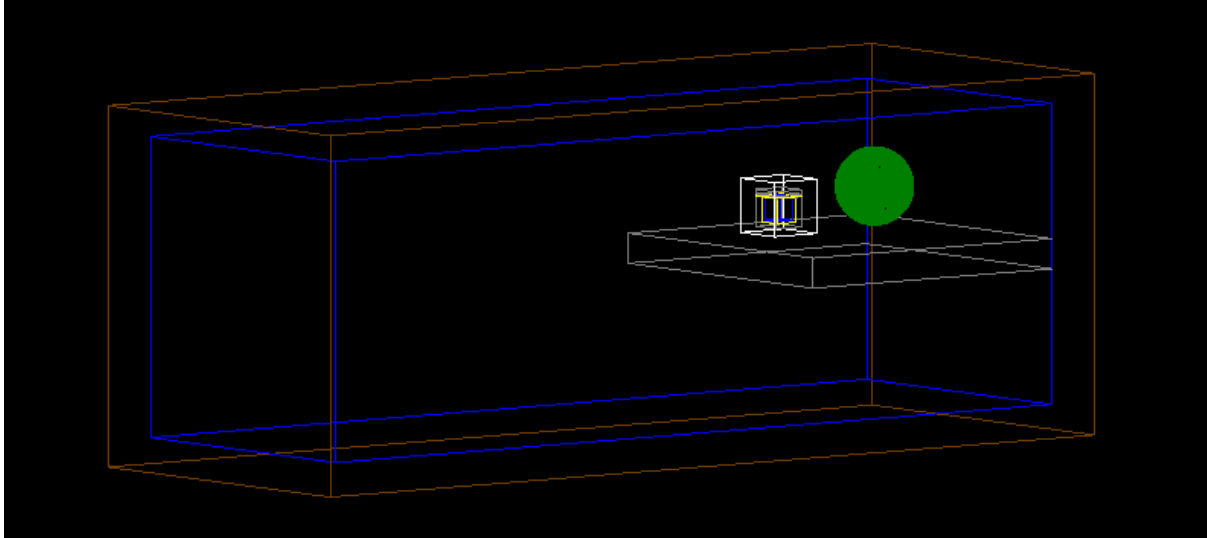


Figure 7.2 – Modélisation GEANT4 de la caverne du LSM. La sphère verte se situe à la position du détecteur MIMAC et représente le volume sensible de cette modélisation. Juste à côté se situe le détecteur SEDINE dont le blindage est composé de plomb, de cuivre et de polyéthylène. Le volume bleu représente l’air dans la caverne et le volume marron l’épaisseur de roche considérée.

spontanée. À partir de cette simulation, l’activité de la roche a été estimée à $1.32 \text{ n. g}^{-1} \cdot \text{y}^{-1}$ avec une énergie moyenne de 2.2 MeV.

7.1.2 Modèle de propagation des neutrons dans la caverne.

La figure 7.2 représente une modélisation GEANT4 de la caverne du LSM utilisée pour la simulation de la propagation des neutrons. L’intérieur de la caverne, représenté par le volume bleu, a été considéré comme un volume d’air mesurant $10 \times 10 \times 30 \text{ m}^3$. Autour de ce volume, nous avons un volume de roche d’où sont émis les neutrons. À gauche de la sphère verte, nous avons une modélisation du blindage de l’expérience SEDINE [227]. Ce blindage est constitué d’une enveloppe intérieure de 70 mm de cuivre (volume jaune) puis d’une enveloppe de 100 mm plomb (volume bleu) et enfin d’une enveloppe extérieure de 600 mm de polyéthylène (volume blanc). La sphère verte, se situant à la position du détecteur MIMAC, représente le volume sensible de la simulation. Pour chaque neutron passant au travers de la sphère, nous garderons comme information son énergie cinétique et sa direction dans le référentiel de la caverne. Les deux expériences reposent sur une dalle, représentée par un volume blanc, constitué de roche de la caverne.

À partir de la roche de la caverne, nous avons généré aléatoirement la position, l’énergie et la direction initiale de 4×10^8 neutrons. L’énergie cinétique initiale des neutrons a été tirée selon le spectre en énergie présenté par la figure 7.1. La direction initiale des neutrons a été générée selon une distribution isotrope, car il n’existe aucune raison laissant penser le contraire.

La figure 7.3 représente le flux de neutrons en fonction de l’énergie après propagation passant au travers du volume sensible. À partir de notre modélisation, nous obtenons un flux de neutrons provenant de la roche de $\phi_n = (1.32 \pm 0.001) \times 10^{-6} \text{ neutrons} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$. Cette valeur est comparable aux mesures du flux de neutrons thermiques réalisées dans la caverne du LSM [225]. Comme le montre le panneau de droite de la figure 7.3, la grande majorité du flux de neutrons est concentré à basse énergie avec des énergies inférieures à quelques eV. Un détecteur de matière

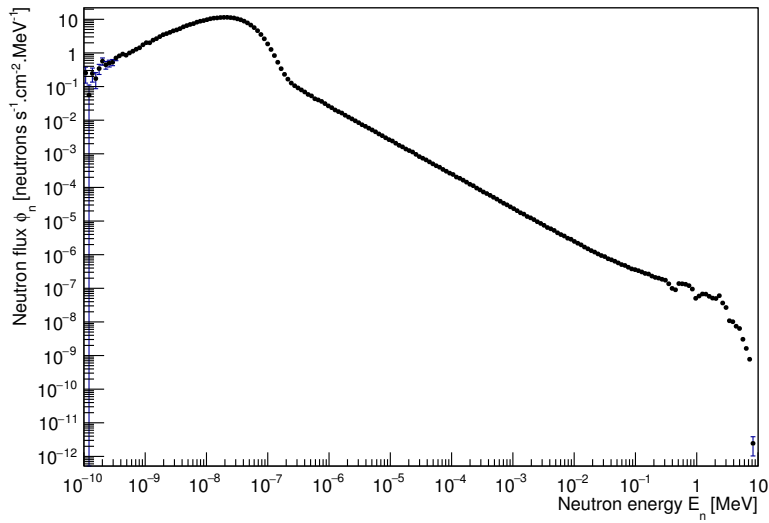


Figure 7.3 – Simulation du flux de neutrons provenant de la roche en fonction de l'énergie cinétique.

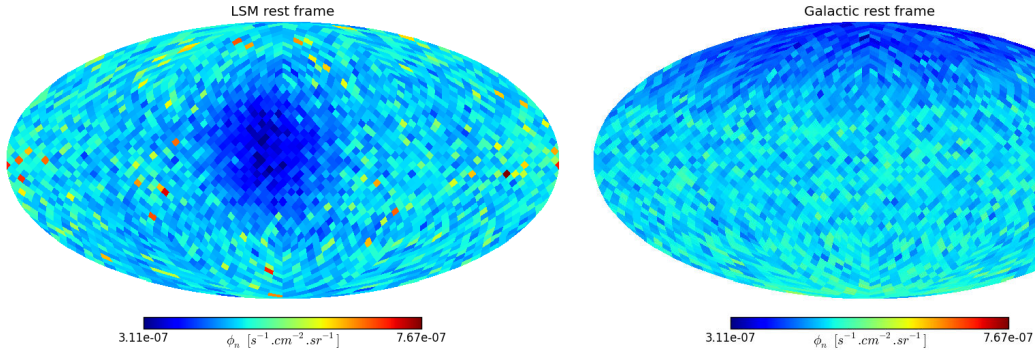


Figure 7.4 – Distribution angulaire du flux de neutrons provenant de la roche dans le référentiel terrestre (panneau de droite) et dans le référentiel des coordonnées galactiques (panneau de gauche) en représentation mollview [130].

sombre tel que MIMAC ne sera pas sensible à l'intégralité du flux de neutrons, mais seulement à une partie de ce spectre. En effet, pour créer des reculs nucléaires dont l'énergie cinétique est de quelques keV, il faut que les neutrons aient une énergie au moins supérieure à quelques keV. Le flux de neutrons au-dessus de 1 keV est de $\phi_n(E_n > 1 \text{ keV}) = (3.751 \pm 0.005) \times 10^{-7} \text{ neutrons} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$

Le panneau de droite de la figure 7.4 représente la distribution angulaire du flux de neutrons dans la représentation mollview [130] provenant de la roche dans le référentiel du laboratoire souterrain. Comme nous pouvons le constater, nous avons une anisotropie dans la distribution angulaire du flux de neutrons venant de la présence du blindage de l'expérience SEDINE. En effet, la position de cette anisotropie correspond parfaitement à la position de l'expérience SEDINE qui joue le rôle de blindage pour une partie du flux de neutrons. Dans cette direction, le flux de neutrons est réduit au maximum d'environ 40%. Le panneau de gauche de la figure 7.4 représente la distribution angulaire du flux de neutrons provenant de la roche dans le référentiel galactique. Nous pouvons remarquer que l'anisotropie est toujours présente dans le référentiel galactique.

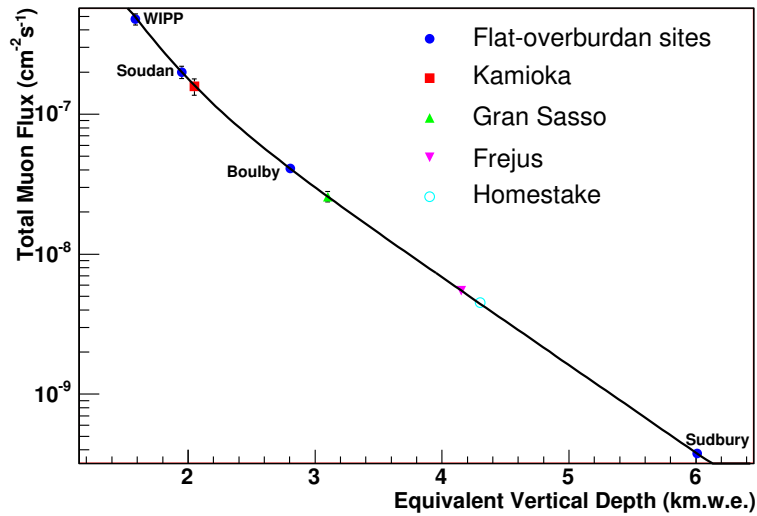


Figure 7.5 – Mesure du flux de muons en fonction de la profondeur dans différents laboratoires souterrains. La profondeur des laboratoires souterrains est donnée en hauteur équivalente eau. Le trait noir représente l’ajustement des données avec un modèle de flux. Modane \equiv Frejus. Figure extraite de [142].

7.2 Production de neutrons en laboratoire souterrain : les neutrons cosmogéniques

Les muons atmosphériques, produits dans les gerbes atmosphériques à haute altitude, peuvent pénétrer le sol jusqu’à atteindre la profondeur des laboratoires souterrains [142]. Ces muons pourront alors produire des neutrons, appelés neutrons cosmogéniques, en interagissant avec la roche de la caverne ou les matériaux des détecteurs. La plupart des neutrons ne proviennent pas directement de réactions de spallation muon-noyau, mais de cascades hadroniques et électromagnétiques générées par les muons [228]. De plus, la capture d’un muon en fin de parcours par un noyau produit à la fois des neutrons et des isotopes radioactifs. Les neutrons ainsi produits vont pouvoir se propager dans la roche loin de leur lieu de production, se thermaliser et interagir dans un détecteur en produisant des reculs nucléaires. Nous distinguons les neutrons cosmogéniques en deux catégories :

- Les neutrons produits par l’interaction entre les muons et les matériaux du détecteur. Pour ces événements, il est possible de détecter une coïncidence entre un recul nucléaire et un muon. Pour détecter de tels muons, certaines expériences utilisent un détecteur Tcherenkov comme véto.
- Les neutrons produits par l’interaction entre des muons et la roche de la caverne. Ces neutrons sont beaucoup plus difficiles à blinder à cause de leurs grandes énergies cinétiques. De plus, il n’est pas possible de les identifier par coïncidence avec les muons les produisant.

Il est alors primordial de comprendre et d’estimer ce fond de neutrons afin de pouvoir s’en prémunir ou d’estimer sa contribution dans les données.

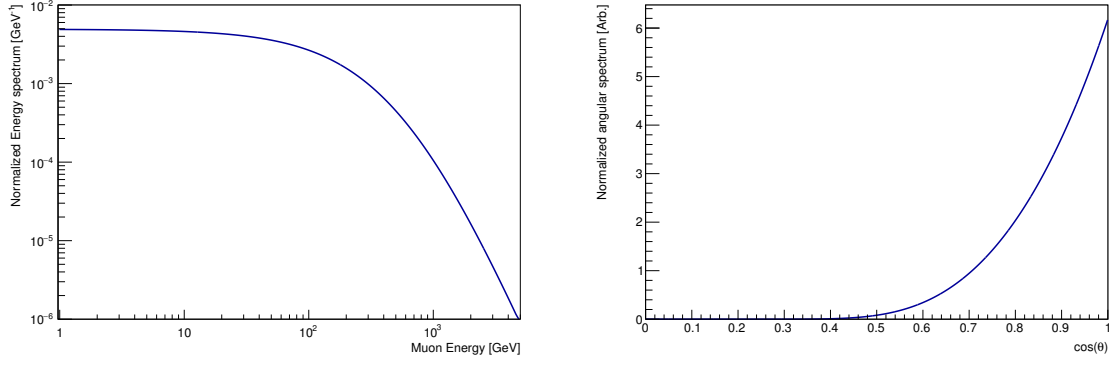


Figure 7.6 – Gauche : spectre en énergie des muons à la profondeur de la caverne du LSM. Le spectre en énergie a été évalué par l'équation 7.2. Droite : distribution de l'angle polaire de la direction des muons dans le référentiel du LSM. Le spectre angulaire a été évalué par l'équation 7.3. Ces deux spectres ont été calculés en prenant $h = 4.2$ km.w.e.

7.2.1 Les muons en laboratoire souterrain

La figure 7.5 représente la mesure du flux de muons ϕ_μ en laboratoires souterrains en fonction de leurs profondeurs h en unité de kilomètre d'eau équivalent (km.w.e) où $1000 \text{ hg/cm}^2 = 10^5 \text{ g/cm}^2 = 1 \text{ km.w.e}$. Nous pouvons voir que le flux de muons décroît rapidement avec la profondeur du site. Dans la caverne du LSM, nous sommes à une profondeur de $h_{LSM} = 4.2 \pm 0.2$ km.w.e et le flux mesuré de muon est $\phi_\mu^{LSM} = (4.83 \pm 0.5) \times 10^{-9} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ soit un flux environ 3×10^{-7} fois plus faible qu'à la surface de la Terre. Cela montre l'importance de se placer en laboratoire souterrain pour la recherche d'événements rares.

Le trait noir représente l'ajustement du flux en fonction de la hauteur par un modèle tel que proposé dans [229, 230] :

$$\phi_\mu(h) = \phi_1 \times e^{-h/\lambda_1} + \phi_2 \times e^{-h/\lambda_2} \quad (7.1)$$

où ϕ_1 , ϕ_2 , λ_1 et λ_2 sont les paramètres libres de l'ajustement. Comme montré dans [142], ce modèle permet de reproduire les données expérimentales avec une précision de l'ordre de 5%.

À partir du spectre en énergie des muons à la surface de la Terre dN_μ/dE_0 et du pouvoir d'arrêt des muons dans la roche, il est possible de calculer le spectre de muon pour une profondeur de roche h tel que [231] :

$$\frac{dN_\mu}{dE_\mu} = A \times e^{-bh(\gamma_\mu-1)} \times \left(E_\mu + \epsilon_\mu \left(1 - e^{-bh} \right) \right)^{-\gamma_\mu} \quad (7.2)$$

où A est une constante de normalisation, $b = 0.4 \text{ km.w.e}^{-1}$, $\gamma_\mu = 3.77$ et $\epsilon_\mu = 693 \text{ GeV}$ [232]. Le panneau de gauche de la figure 7.6 représente le spectre en énergie des muons au niveau de la caverne du LSM. Le flux de muons décroît quand l'énergie des muons augmente avec une énergie moyenne de 318 GeV. Nous pouvons remarquer que l'énergie des muons peut aller jusqu'à plusieurs TeV.

Le spectre angulaire intégré sur l'énergie des muons peut être modélisé par [142] :

$$\frac{dN_\mu}{d\theta_\mu} = \left(\phi_1 \times e^{-h/\lambda_1 \cos \theta} + \phi_2 \times e^{-h/\lambda_2 \cos \theta} \right) \times \frac{1}{\cos \theta}. \quad (7.3)$$

Le panneau droit de la figure 7.6 représente le spectre angulaire des muons au niveau de la caverne du LSM.

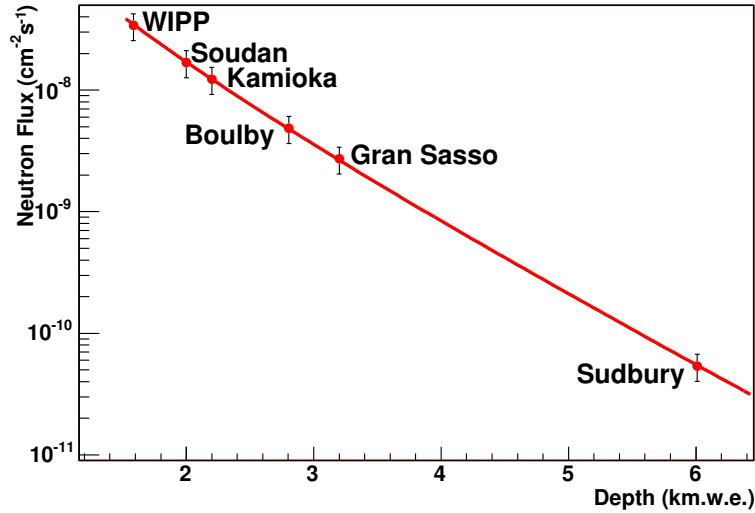


Figure 7.7 – Simulation du flux de neutrons en fonction de la profondeur dans différents laboratoires souterrains. La profondeur des laboratoires souterrains est donnée en hauteur équivalente eau. Le trait rouge représente l’ajustement des données avec le modèle de flux donné par l’équation 7.4. Le LSM est absent de la figure. Figure extraite de [142].

7.2.2 Production de neutrons par les muons cosmiques

Dans [142], les auteurs étudient par simulation le spectre de neutrons produits par les muons cosmiques dans différents laboratoires souterrains à partir des spectres en énergie et angulaire des muons précédents. La figure 7.7 représente la simulation du flux total de neutrons pour différents sites en fonction de la profondeur. Pour chaque site, la barre d’erreur verticale intègre les incertitudes sur le flux absolu de muons et sur les taux de production des neutrons. Le trait rouge représente l’ajustement de ces simulations avec :

$$\phi_n(h) = P_0 \times \frac{P_1}{h} \times e^{-h/P_1} \quad (7.4)$$

où $P_0 = (4.0 \pm 1.1) \times 10^{-7} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ et $P_1 = 0.86 \pm 0.05 \text{ km.w.e}$ sont les paramètres libres de l’ajustement. En utilisant cet ajustement, nous obtenons un flux de neutrons cosmogénique de $(6.2 \pm 3.2) \times 10^{-10} \text{ neutron.cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ dans la caverne du LSM.

Les auteurs de ce même article proposent ensuite une paramétrisation des résultats de simulation. Ils proposent ainsi de paramétriser le spectre en énergie par une fonction dépendant de l’énergie du neutron et de l’énergie des muons incidents tel que [142] :

$$\frac{dN_n}{dE_n} = A_\mu \left(\frac{e^{-a_0 E_n}}{E_n} + B_\mu(E_\mu) e^{-a_1 E_n} \right) + a_2 E_n^{-a_3} \quad (7.5)$$

où A_n est une constante de normalisation qui varie comme le spectre en énergie des muons, a_0 , a_1 et a_2 sont les paramètres de l’ajustement de la simulation du flux et B_μ est une fonction qui dépend de l’énergie du muon tel que :

$$B_\mu(E_\mu) = 0.324 - 0641e^{-0.014E_\mu}. \quad (7.6)$$

Le panneau de gauche de la figure 7.8 représente le spectre de neutrons pour différentes énergies de muons (traits de couleur). Nous pouvons noter que la forme du spectre change rapidement avec

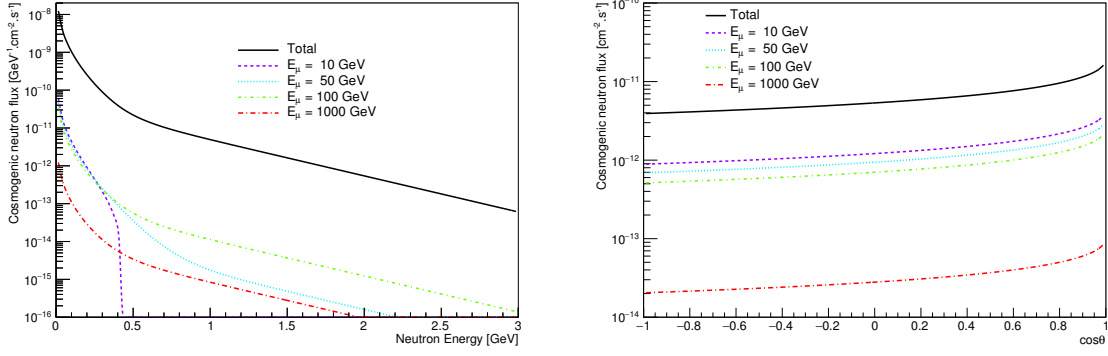


Figure 7.8 – Gauche : estimation du spectre en énergie des neutrons au LSM. Droite : estimation du spectre angulaire des neutrons au LSM. Les traits noirs représentent le spectre en énergie marginalisée et les traits de couleurs représentent les contributions pour $E_\mu = \{10, 50, 100, 1000\}$ GeV.

l'énergie du muon. Afin d'obtenir le spectre en énergie des neutrons total, il faut marginaliser sur l'énergie des muons tel que représenté par le trait noir. Nous avons donc une estimation du spectre en énergie des neutrons en laboratoire souterrain dont l'énergie moyenne est $\langle E_n \rangle = 58$ MeV. Ce spectre présente une distribution piquée à basse énergie ($E_n < 500$ MeV) et une queue pouvant aller jusqu'à plusieurs GeV. Cette paramétrisation du spectre en énergie des neutrons est valide pour $E_n > 10$ MeV. Dans le cas du LSM, les paramètres a_0 , a_1 et a_2 de l'ajustement du spectre ne sont pas donnés. Nous avons estimé leurs valeurs en extrapolant pour le LSM les résultats des autres sites.

De la même façon, ils proposent de paramétriser le spectre angulaire par une fonction dépendant de l'énergie du neutron et de l'énergie des muons incidents tel que [142] :

$$\frac{dN_n}{d\theta} = \frac{A_\theta}{(1 - \cos\theta)^{B_\theta(E_\mu)} + C_\theta(E_\mu)} \quad (7.7)$$

où A_θ est une constante de normalisation qui varie comme le spectre en énergie de muons et B_θ et C_θ deux fonctions dépendantes de l'énergie des muons définis par :

$$B_\theta(E_\mu) = 0.482 \times E_\mu^{0.045} \quad \text{et} \quad C_\theta(E_\mu) = 0.832 \times E_\mu^{-0.152}. \quad (7.8)$$

Le panneau de droite de la figure 7.8 représente le spectre angulaire des neutrons pour différentes énergies de muons incidents (traits de couleur). Nous pouvons noter que la forme du spectre angulaire varie peu avec l'énergie des muons incidents et que nous avons une claire asymétrie dans la distribution angulaire venant de l'existence d'une direction privilégiée dans le flux de muons.

7.2.3 Propagation des neutrons cosmogéniques

De la même façon que précédemment, nous générons 4×10^8 neutrons à partir des parois de la caverne en tirant aléatoirement les énergies des neutrons selon le spectre en énergie présenté par le panneau de gauche de la figure 7.8. Les paramètres (θ_n, ϕ_n) de la direction de chaque neutron ont été tirés séparément : θ_n a été généré aléatoirement selon le spectre de $\cos\theta_n$ présenté par le panneau de gauche de la figure 7.8 et ϕ_n a été tiré uniformément entre $[0; 2\pi]$.

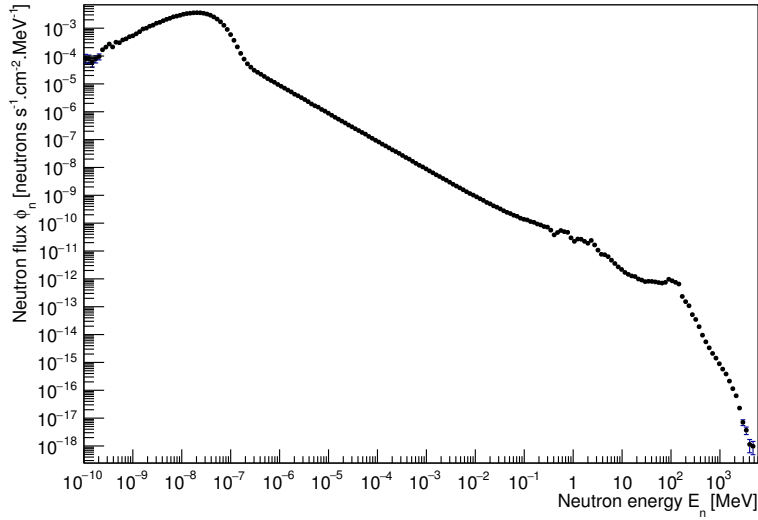


Figure 7.9 – Simulation du flux de neutrons cosmogéniques en fonction de l'énergie des neutrons.

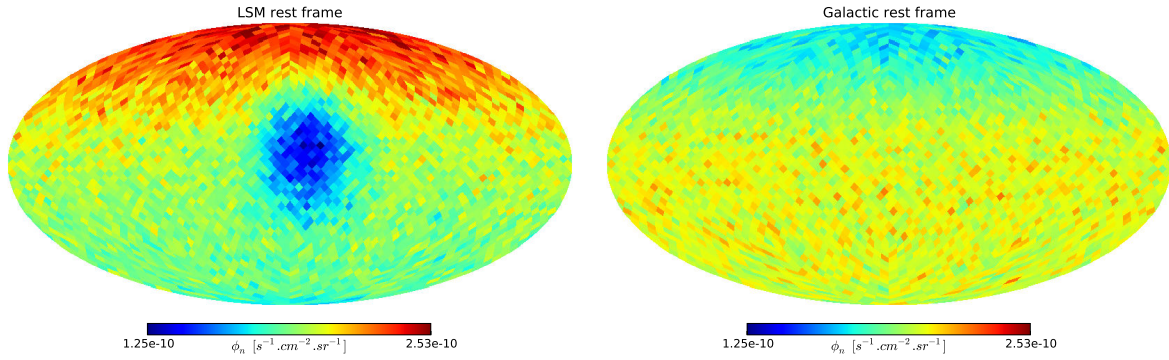


Figure 7.10 – Simulation de la distribution angulaire du flux de neutrons cosmogéniques dans le référentiel du LSM (panneau de gauche) et dans le référentiel galactique (panneau de droite) en représentation mollwiev [130].

La figure 7.9 représente le flux de neutrons en fonction de l'énergie après propagation passant au travers du volume sensible en échelle linéaire (panneau de gauche) et logarithmique (panneau de droite). Nous pouvons voir que nous avons des neutrons pouvant atteindre des énergies allant jusqu'à plusieurs GeV. À partir de la modélisation du flux de neutrons à la profondeur de la caverne, nous avons un flux de neutrons cosmogénique de $\phi_n = (6.2 \pm 3.2) \times 10^{-10}$ neutron. $\text{cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$. Comme le montre le panneau de droite de la figure 7.9, la grande majorité du flux du neutrons est concentré à basse énergie avec des énergies inférieures à quelques eV. Comme nous l'avons mentionné précédemment, un détecteur de matière sombre tel que MIMAC ne sera pas sensible à l'intégralité du flux de neutrons, mais seulement à une partie de ce spectre. En effet, pour créer des reculs nucléaires dont l'énergie cinétique est de quelques keV, il faut que les neutrons aient une énergie au moins supérieure à quelques keV. Le flux de neutrons au-dessus de 1 keV est de $\phi_n(E_n > 1 \text{ keV}) = (3.157 \pm 0.003) \times 10^{-10}$ neutrons. $\text{s}^{-1}.\text{cm}^{-2}$.

La figure 7.10 représente la distribution angulaire du flux de neutrons cosmogéniques au LSM

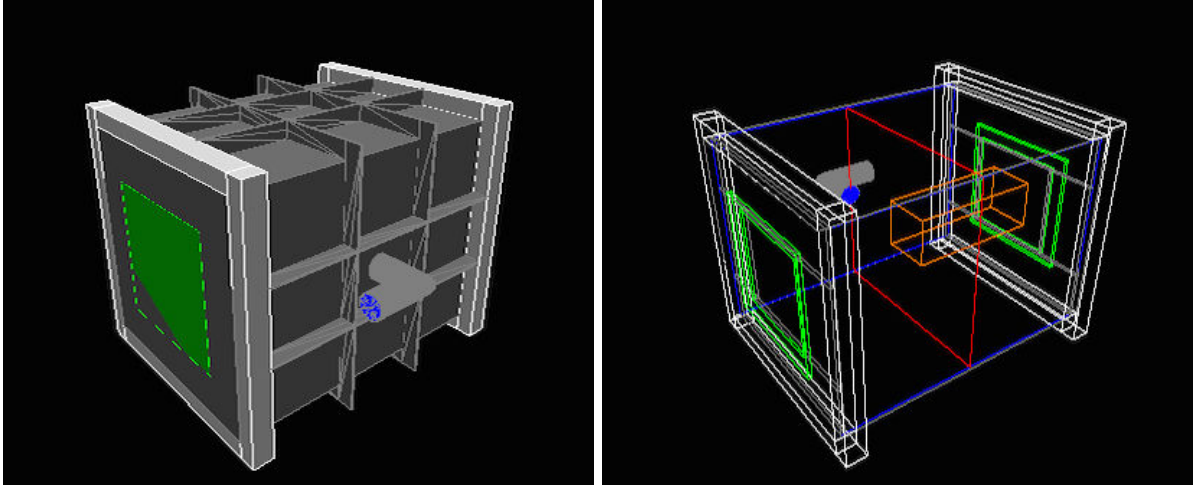


Figure 7.11 – Modélisation du détecteur bi-chambre utilisé dans la simulation GEANT4. Gauche : vue de l'enceinte. Le coude du générateur de rayons-X a été représenté. Le volume vert représente le PCB de l'électronique. Droite : vue en transparence du détecteur, les ailettes ont été retirées de la visualisation. Le volume orange représente le volume sensible de la simulation, le volume bleu représente le volume de gaz et le volume rouge la cathode.

dans le référentiel du laboratoire (panneau de gauche) et dans le référentiel galactique (panneau de droite). Dans le référentiel du laboratoire, nous pouvons remarquer la présence de deux anisotropies dans la distribution angulaire du flux de neutrons. La première vient de l'existence d'une anisotropie dans la distribution de l'angle θ_n telle que représentée sur le panneau de droite de la figure 7.8. La seconde a la même origine que celle observée dans le flux de neutrons venant de la roche : le blindage de l'expérience SEDINE à proximité du détecteur blinde une partie du flux de neutrons.

7.3 Modélisation du détecteur

La figure 7.11 représente la modélisation du détecteur bi-chambre utilisé dans la simulation GEANT4. Cette modélisation s'appuie sur les plans de construction du prototype. Le panneau de gauche de la figure 7.11 représente une vue tridimensionnelle de l'enceinte extérieure du détecteur. La surface verte représente le PCB de la carte d'électronique. Le coude gris représente le coude du générateur de rayons-X utilisé pour l'étalonnage. Le panneau de droite de la figure 7.11 représente une vue tridimensionnelle en transparence du détecteur. Sur cette figure, nous pouvons distinguer la cathode, représentée par un volume rouge, la Micromegas et le PCB de l'électronique en vert et le volume sensible de la simulation en orange. Le volume sensible de la simulation correspond au volume actif de notre détecteur : $10 \times 10 \times 25 \text{ cm}^3$. La Micromegas a été modélisée par un sandwich de PCB et de cuivre. De plus, dans la modélisation, nous avons ajouté le volume tampon de gaz juste en dessous du détecteur.

Dans la simulation, le flux de neutrons est généré sur une sphère de 1.28 m de rayon autour du centre du détecteur. Seuls les événements créant des reculs nucléaires dans le volume sensible seront enregistrés. De chaque événement, nous ne conservons que les informations sur son énergie de recul et sa direction initiale dans le volume.

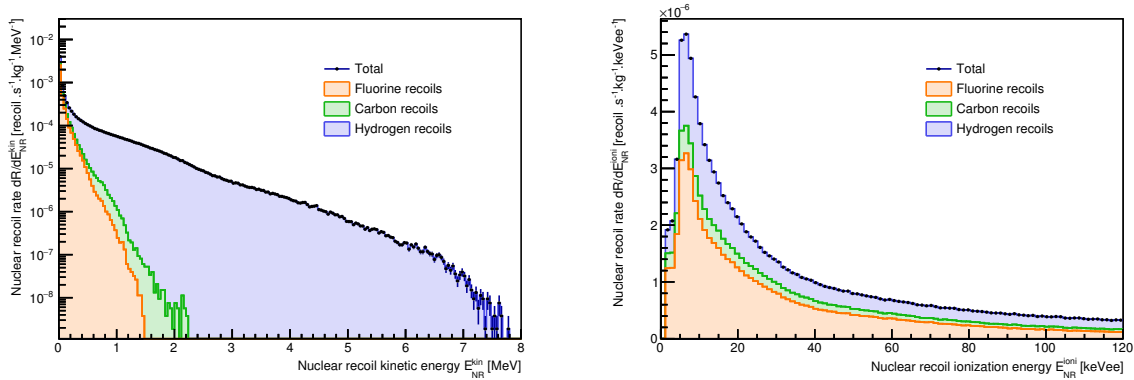


Figure 7.12 – Gauche : Taux d'événements en fonction de l'énergie cinétique des reculs nucléaires (hydrogène, carbone et fluor) produits par des neutrons venant de la roche. Droite : Taux d'événements en fonction de l'énergie déposée en ionisation des reculs nucléaires produits par des neutrons de la roche tenant compte de l'acceptance (voir le texte pour plus de détails).

7.3.1 Taux d'événements venant des neutrons de la roche

Le panneau de gauche de la figure 7.12 représente le taux d'événements dR/E_{NR}^{kin} en fonction de l'énergie cinétique des reculs nucléaires E_{NR}^{kin} produits dans le détecteur par la diffusion élastique de neutrons venant de la roche. Le taux d'événements total est de $R_{tot} = (3.705 \pm 0.007) \times 10^{-4} \text{ s}^{-1} \cdot \text{kg}^{-1}$. Le taux d'événements est donné en unité de kilogrammes de ^{19}F . Nous pouvons remarquer que la principale contribution au taux d'événements provient des reculs nucléaires d'hydrogène $\sim 50\%$ dont le spectre en énergie va jusqu'à des énergies de $\sim 7 \text{ MeV}$ tandis que les reculs de ^{12}C et de ^{19}F atteignent une énergie maximale de $\sim 1.5 \text{ MeV}$.

Comme nous l'avons mentionné à plusieurs reprises, le détecteur MIMAC n'est pas sensible sur toute la gamme en énergie couverte par les reculs nucléaires produits par les neutrons. Cette gamme en énergie est fixée par le gain du détecteur et par le préamplificateur de charge. Ainsi, nous rejetons tous les événements ne passant pas le seuil en ionisation et dont l'énergie déposée est supérieure à la saturation du Flash-ADC. Lors de la prise de données de 2014-2015 au LSM la gamme en énergie était :

$$1.3 \leq E_{ioni} \leq 120 \text{ keV}. \quad (7.9)$$

En utilisant les mesures du facteur de *quenching* en ionisation telles que présentées au chapitre 4, nous pouvons estimer l'énergie déposée en ionisation pour chaque recul nucléaire. De plus, nous pouvons tenir compte de la modélisation de l'acceptance telle que décrite au chapitre 5. Le panneau de droite de la figure 7.12 représente le taux d'événements dR/E_{NR}^{ioni} en fonction de l'énergie déposée en ionisation E_{NR}^{ioni} des reculs nucléaires (hydrogène, carbone et fluor) produits dans le détecteur par la diffusion élastique de neutrons venant de la roche. Nous avons choisi d'utiliser la modélisation de l'acceptance obtenue pour un pouvoir de réjection de 10^4 . Le taux d'événements mesurable au LSM est donc de $R_{mes} = (1.346 \pm 0.005) \times 10^{-4} \text{ s}^{-1} \cdot \text{kg}^{-1}$.

Le panneau de gauche de la figure 7.13 représente la distribution angulaire du taux d'événements dans le référentiel de la caverne du LSM. Nous pouvons noter que nous observons la même anisotropie dans le taux d'événements que celle observée dans le flux de neutrons. Le panneau de droite de la figure 7.13 représente, quant à lui, la distribution angulaire du taux d'événements dans le référentiel galactique. Nous pouvons remarquer que comme dans le référentiel du LSM, la distribution angulaire présente deux anisotropies. Dans le plan équatorial et au pôle Nord galactique, nous avons une réduction du taux d'événements d'environ 20%. Cette simulation

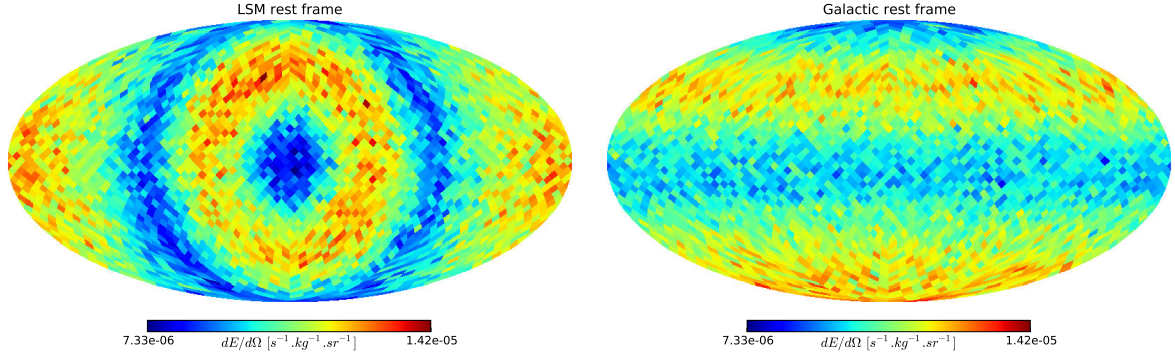


Figure 7.13 – Distribution angulaire du taux d'événements des reculs nucléaires dans le référentiel du laboratoire (panneau de gauche) et dans le référentiel galactique. Ce taux d'événements tient compte des seuils en énergie tels que $1.3 \leq E_{ioni} \leq 120$ keV.

montre que la distribution angulaire des reculs nucléaires produits par les neutrons de la roche dans le référentiel galactique n'est pas isotrope. La raison de cette non-isotropie dans le référentiel galactique provient de la présence du blindage en polyéthylène de l'expérience SEDINE à proximité du détecteur. Afin de caractériser le fond de neutrons pour la détection directionnelle de matière sombre, il est donc important de modéliser de la façon la plus fine l'environnement dans lequel se trouve le détecteur. Dans le référentiel galactique, la distribution angulaire du taux d'événements n'est en rien comparable à la distribution angulaire des reculs nucléaires produits par la diffusion de WIMPs. L'existence de telles anisotropies dans la distribution angulaire ne devrait pas être préjudiciable pour la détection directionnelle.

7.3.2 Taux d'événements venant des neutrons cosmogéniques

Le panneau de gauche de la figure 7.14 représente le taux d'événements dR/E_{NR}^{kin} en fonction de l'énergie cinétique des reculs nucléaires E_{NR}^{kin} produits dans le détecteur par la diffusion de neutrons cosmogéniques. Le taux d'événements total provenant des neutrons cosmogéniques est de $(6.352 \pm 0.009) \times 10^{-7} \text{ s}^{-1} \cdot \text{kg}^{-1}$. Nous pouvons remarquer que les reculs d'hydrogène peuvent atteindre des énergies allant jusqu'à plusieurs GeV tandis que les reculs de ^{12}C ou de ^{19}F atteignent au maximum une dizaine de MeV. Une telle différence entre les *end-points* de ^{12}C et ^{19}F et de ^1H peut s'expliquer par une différence importante dans les sections efficaces de diffusion élastique des neutrons sur les différents noyaux.

Le panneau de droite de la figure 7.14 représente le taux d'événements en fonction de l'énergie déposée en ionisation dans la gamme en énergie d'ionisation considérée telle que décrite précédemment. Nous avons ainsi un taux d'événements de $(2.80 \pm 0.02) \times 10^{-8} \text{ s}^{-1} \cdot \text{kg}^{-1}$ dans la gamme en énergie considérée.

Le panneau de gauche de la figure 7.15 représente la distribution angulaire du taux d'événements dans le référentiel de la caverne du LSM. Nous pouvons noter que nous observons la même anisotropie dans le taux d'événements que celle observée dans le flux de neutrons cosmogéniques venant de SEDINE ainsi qu'une faible différence dans le taux d'événements entre l'hémisphère nord et l'hémisphère sud d'environ $\sim 10\%$ due à l'anisotropie haut-bas observée dans le flux de neutrons. Le panneau de droite de la figure 7.15 représente, quant à lui, la distribution angulaire du taux d'événements dans le référentiel galactique. Nous pouvons remarquer que dans ce référentiel, nous avons seulement une grande différence de flux entre l'hémisphère nord et l'hémisphère sud galactique d'environ $\sim 30\%$. Cette simulation montre que la distribution angulaire

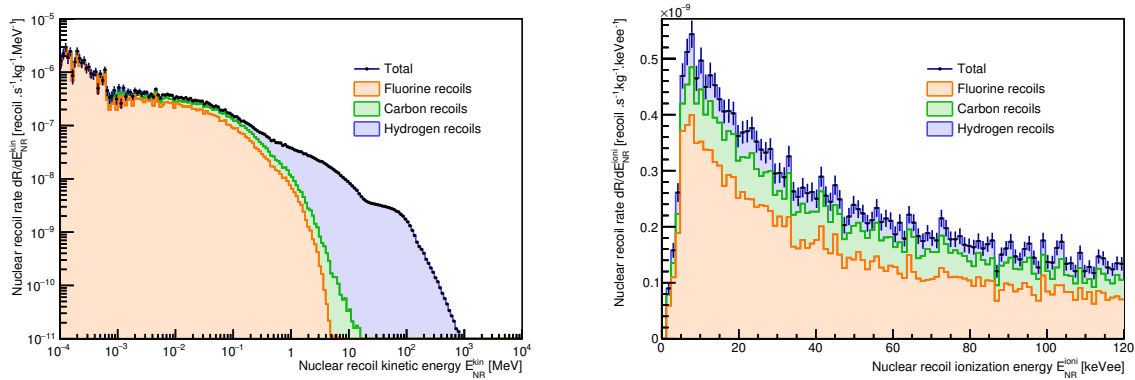


Figure 7.14 – Gauche : Taux d'événements en fonction de l'énergie cinétique des recoils nucléaires (hydrogène, carbone et fluor) produits par des neutrons cosmogéniques. Droite : Taux d'événements en fonction de l'énergie déposée en ionisation des recoils nucléaires produits par des neutrons cosmogéniques tenant compte de l'acceptance (voir le texte pour plus de détails).

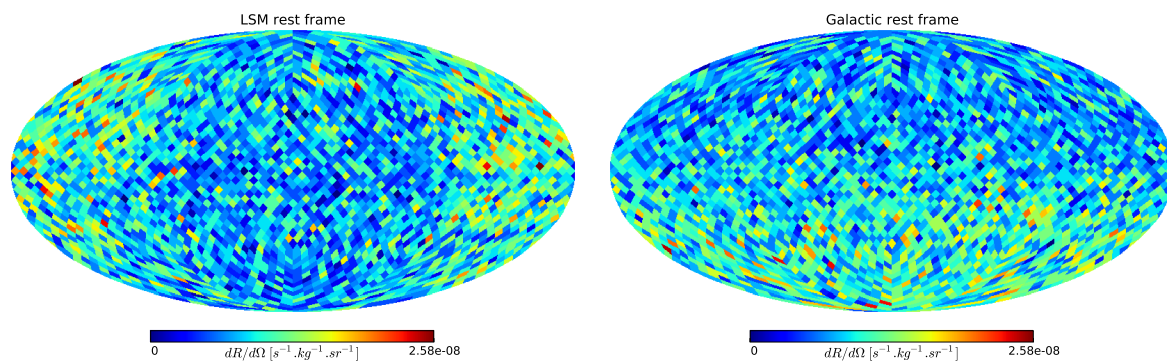


Figure 7.15 – Distribution angulaire du taux d'événements des recoils nucléaires dans le référentiel du laboratoire (panneau de gauche) et dans le référentiel galactique. Ce taux d'événements tient compte des seuils en énergie tels que $1.3 \leq E_{ioni} \leq 120$ keV.

des recoils nucléaires produits par les neutrons cosmogéniques dans le référentiel galactique n'est pas isotrope. Tout comme précédemment, la raison de l'existence de cette non-isotropie dans le référentiel galactique provient de la présence de l'expérience SEDINE à proximité du détecteur.

7.3.3 Simulation du taux d'événements neutron dans la caverne du LSM

Comme le montrent les deux précédentes sous-sections, le taux d'événements provenant des neutrons produits dans la roche de la caverne est 5×10^3 fois plus important que le taux d'événements provenant des neutrons cosmogéniques. Nous pouvons ainsi négliger la contribution au bruit de fond provenant des neutrons cosmogéniques devant celle des neutrons de la roche.

Notre modélisation du fond de neutron ne prend pas en compte les contributions venant des neutrons produits dans les matériaux soit par réactions (α, n) , soit par interaction avec le rayonnement cosmique.

Par la suite, nous considérerons un détecteur directionnel avec les caractéristiques suivantes :

- i) Cible et exposition : nous considérerons un détecteur gazeux avec un volume fiduciel de $1m^3$ remplis d'un mélange composé de 70% CF_4 + 28 % CHF_3 + 2% C_4H_{10} à la pression

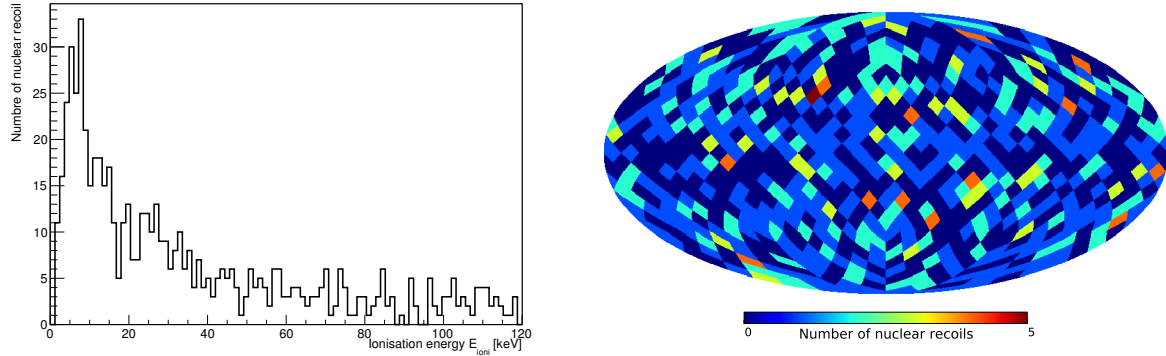


Figure 7.16 – Gauche : simulation d’un spectre en énergie d’ionisation de reculs nucléaires typique. Droite : simulation de la distribution angulaire typique de reculs nucléaires.

de 50 mbar pendant 1 an. Pour un tel détecteur nous avons une masse totale de ^{19}F de 146 g et une exposition de $\xi = 0.146 \text{ kg. an}$.

- ii) Seuils et acceptance : nous considérerons un détecteur avec une gamme en énergie d’ionisation de $[1.3, 120] \text{ keVee}$ un pouvoir de réjection de 10^4 et une acceptance telle que décrite au chapitre 5.
- iii) Résolution angulaire : nous considérerons un détecteur avec une résolution angulaire de $\sim 14^\circ$ et nous supposons que la résolution angulaire ne dépend pas de l’énergie du recul nucléaire.

Le taux d’événements neutrons dépend de la masse en ^{19}F du détecteur. Pour un détecteur tel que le prototype bi-chambre avec une masse de 0.72 g de ^{19}F le taux d’événements induit par les neutrons provenant de la roche est de $3.1 \pm 1.8 \text{ reculs. an}^{-1}$ tandis que pour un détecteur avec un volume de 1 m^3 et une masse de 146 g de ^{19}F le taux d’événements est de $619.73 \pm 24.89 \text{ reculs. an}^{-1}$. Nous pouvons en conclure que pour la recherche de matière sombre avec un détecteur dont le volume serait d’au moins 1 m^3 , un blindage en polyéthylène contre les neutrons rapides serait nécessaire. Nous pourrions alors envisager un blindage avec du polyéthylène ou de l’eau. Une étude détaillée du blindage sera alors nécessaire pour en définir sa nature et son dimensionnement.

En considérant que nous ne mesurons aucun événement WIMP, la figure 7.16 représente un spectre en énergie d’ionisation (panneau de gauche) et une distribution angulaire (panneau de droite) typique des reculs nucléaires simulés pour un détecteur tel que décrit précédemment. Dans la distribution angulaire des événements, nous pouvons d’ores et déjà observer une anisotropie dans la distribution angulaire.

À l’heure actuelle, il n’existe aucun moyen permettant de faire la discrimination entre les différentes espèces constituant le spectre de reculs nucléaires. Nous allons donc supposer par la suite que tous ces reculs nucléaires sont des reculs nucléaires de ^{19}F .

7.4 Impact de l’estimation du fond neutron sur le potentiel d’exclusion directionnelle

Comme nous l’avons vu précédemment, la distribution angulaire du flux de neutrons n’est clairement pas isotrope. La question que nous pouvons maintenant nous poser est : quel est l’impact de la modélisation du fond neutrons sur le potentiel d’exclusion? Pour y répondre,

nous nous proposons de comparer la limite d'exclusion obtenue en utilisant un modèle de bruit de fond isotrope et un modèle de bruit de fond modélisé tel que décrit en section 7.3.3.

7.4.1 Exclusion directionnelle

Il existe plusieurs méthodes pour calculer une limite sur la section efficace de diffusion élastique à partir de données d'un détecteur directionnel et notamment la méthode de Poisson, du *maximum gap* [233] et de vraisemblance [84]. Les performances de chacune de ces méthodes ont été comparées et il s'avère que la méthode par vraisemblance permet une optimisation de la limite sur la section efficace mesurée [84].

Par la suite, nous nous proposons donc d'utiliser la méthode de calcul de limite par vraisemblance telle que proposé dans [84]. Dans cette section, nous allons décrire et illustrer la méthode. Nous commencerons par définir la fonction de vraisemblance puis l'extraction de la limite sur la section efficace.

7.4.1.1 Définition de la fonction de vraisemblance

Lorsque nous mesurons dans un détecteur de matière sombre N événements, cette mesure est composé de n_s événements de signal correspondant à des reculs nucléaires induits par des WIMPs et n_b événements de bruit de fond correspondant à des reculs nucléaires induits par des neutrons tels que :

$$N = n_s + n_b \quad (7.10)$$

où n_s et n_b suivent respectivement des lois de Poisson de moyennes μ_s et μ_b . Il est ainsi aisé de montrer que le nombre total d'événements N suit également une loi de Poisson de moyenne $\mu_s + \mu_b$.

En construisant un modèle de la distribution angulaire de notre bruit de fond et de notre signal, nous pouvons établir une limite sur le nombre d'événements WIMP mesuré à partir d'une mesure \vec{D} en utilisant le théorème de Bayes :

$$P(\mu_s, \mu_b | \vec{D}) = \frac{P(\vec{D} | \mu_s, \mu_b) \times P(\mu_s, \mu_b)}{P(\vec{D})}. \quad (7.11)$$

Le théorème de Bayes relie la densité de probabilité *a posteriori* $P(\mu_s, \mu_b | \vec{D})$ et la densité de probabilité $P(\vec{D} | \mu_s, \mu_b)$ d'observer nos données \vec{D} en sachant (μ_s, μ_b) . Cette dernière est également appelée fonction de vraisemblance que nous noterons $\mathcal{L}(\mu_s, \mu_b)$. Le *prior* sur nos paramètres $P(\mu_s, \mu_b)$ correspond à la densité de probabilité d'observer (μ_s, μ_b) . Ce dernier encode notre connaissance *a priori* sur les paramètres que nous cherchons à estimer. Le choix du *prior* a un rôle important dans l'analyse et peut biaiser notre résultat. Dans notre cas, nous considérerons un *prior* plat sur nos paramètres définis tel que :

$$P(\mu_s, \mu_b) = \begin{cases} 1 & \text{si } \mu_s > 0 \text{ et } \mu_b > 0 \\ 0 & \text{sinon} \end{cases}. \quad (7.12)$$

Enfin, $P(\vec{D})$, également appelée évidence Bayésienne, est la probabilité d'observer les données \vec{D} . Cette dernière correspond à un facteur de normalisation. Ainsi, lorsque μ_b et μ_s sont positif, nous pouvons réécrire le théorème de Bayes tel que :

$$P(\mu_s, \mu_b | \vec{D}) \propto \mathcal{L}(\mu_s, \mu_b). \quad (7.13)$$

La densité de probabilité *a posteriori* des paramètres (μ_s, μ_b) se déduit donc directement de la fonction de vraisemblance.

La fonction de vraisemblance est définie telle que [84] :

$$\mathcal{L}(\mu_s, \mu_b) = \frac{(\mu_s + \mu_b)^N}{N!} e^{-(\mu_s + \mu_b)} \times L(\mu_s, \mu_b) \quad (7.14)$$

où nous pouvons identifier deux termes : le premier terme permet de tenir compte de la distribution poissonnienne du nombre de coups total mesuré et le second $L(\mu_s, \mu_b)$ correspond à la partie "directionnelle" de la fonction de vraisemblance. La définition de ce dernier dépend de la façon dont sont agencées nos données. D'une part, si nous avons des données organisées sous la forme d'une carte (données *binées*) en coordonnées galactiques telle que représentée par le panneau de droite de la figure 7.16, nous utiliserons la définition suivante :

$$L(\mu_s, \mu_b) = \prod_{i=1}^{N_{pixels}} P\left(\frac{\mu_s}{\mu_s + \mu_b} S_i + \frac{\mu_b}{\mu_s + \mu_b} B_i | M_i\right) \quad (7.15)$$

où S et B désignent respectivement les distributions angulaires du signal (WIMP) et du bruit de fond (neutron) ; et M désigne la distribution angulaire observée. D'autre part, si nous avons des données qui ne sont pas organisées dans une carte comme précédemment (données non *binées*), nous utiliserons la définition suivante :

$$L(\mu_s, \mu_b) = \prod_{i=1}^{N_{event}} \left(\frac{\mu_s}{\mu_s + \mu_b} S(\Omega_i) + \frac{\mu_b}{\mu_s + \mu_b} B(\Omega_i) \right) \quad (7.16)$$

Dans l'utilisation de données *binées*, nous pouvons directement tenir compte de la résolution du détecteur en jouant sur la taille des *bins* tandis que dans l'utilisation de données non *binées*, pour tenir compte de la résolution angulaire du détecteur, il faudra ajouter un terme à la fonction de vraisemblance.

7.4.1.2 Calcul de la limite d'exclusion

Ainsi, en scannant sur μ_s et μ_b la fonction de vraisemblance, nous pouvons en déduire après normalisation la densité de probabilité à deux dimensions de $P(\mu_s, \mu_b | \vec{D})$ telle que représentée sur la figure 7.17. Cette figure représente les contours à 1σ , 2σ et 3σ de $P(\mu_s, \mu_b | \vec{D})$ obtenue à partir d'une simulation Monte-Carlo en considérant 0 événement WIMP et 30 événements neutrons. De plus, nous pouvons obtenir la densité de probabilité *a posteriori* de l'un des paramètres $P(\mu_s | \vec{D})$ en marginalisant $P(\mu_s, \mu_b | \vec{D})$ sur μ_b tel que :

$$P(\mu_s | \vec{D}) = \int_0^\infty P(\mu_s, \mu_b | \vec{D}) d\mu_b. \quad (7.17)$$

La diagonale de la figure 7.17 représente les densités de probabilité marginalisées de $P(\mu_s | \vec{D})$ et $P(\mu_b | \vec{D})$.

Déterminer la valeur exclue μ_{exp} du nombre attendu d'événement WIMP avec 90% de niveau de confiance revient à résoudre l'équation suivante :

$$\int_0^{\mu_{exp}} P(\mu_s | \vec{D}) d\mu_s = 0.9 \quad (7.18)$$

La valeur de μ_{exp} , divisée par l'exposition, nous donne une limite sur le taux d'événements WIMP mesuré. Ainsi, pour déterminer la limite sur la section efficace SD σ_{lin}^{SD} , nous devons inverser l'expression du taux d'événements comme discuté au chapitre 8.

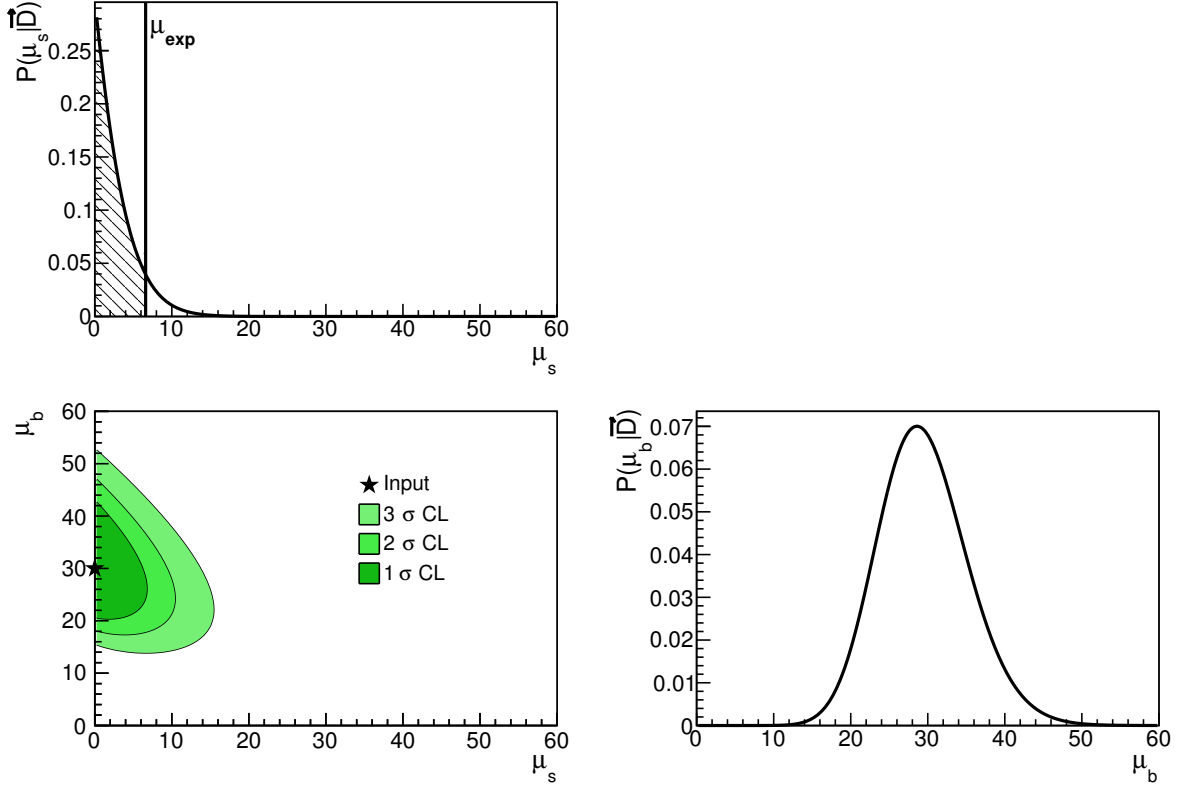


Figure 7.17 – Représentation des contours à 68, 95 et 99.99% CL de la distribution à deux dimensions de $P(\mu_s, \mu_b | \vec{D})$ (panneau en bas à gauche) et des distributions marginalisées $P(\mu_s | \vec{D})$ et $P(\mu_b | \vec{D})$ (panneaux sur la diagonale). Cette distribution a été obtenue en considérant une mesure composée de 0 événement WIMP et 30 événements de bruit de fond distribués uniformément telle que représentée par l'étoile noire.

7.4.2 Impact du modèle de bruit de fond sur le potentiel d'exclusion

Pour étudier l'impact de la modélisation du fond de neutrons sur le potentiel d'exclusion, nous avons considéré un détecteur directionnel avec les caractéristiques décrites en section 7.3.3. Ainsi, pour chaque masse de WIMP, nous avons généré 10^4 pseudo-données à partir de la simulation du fond de neutrons. Nous avons alors testé chaque pseudo-expérience, nous avons calculé notre fonction de vraisemblance avec un modèle de bruit de fond isotrope et un modèle de bruit de fond tel que décrit dans ce chapitre. Concernant le modèle du halo de matière sombre, nous avons considéré un halo de matière sombre dont la distribution des vitesses est décrite par une maxwellienne avec les paramètres suivants :

$$\rho_0 = 0.3 \text{ GeV} \cdot \text{cm}^{-3}, \quad v_0 = 220 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}, \quad \sigma_0 = v_0/\sqrt{2} \simeq 150 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1} \text{ et } v_{esc} = 650 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$$

La figure 7.18 représente l'évolution de la limite sur la section efficace SD sur le proton en fonction de la masse du WIMP en considérant une distribution angulaire isotrope (trait pointillé) et une distribution angulaire anisotrope (trait plein) des reculs nucléaires produits par les neutrons. Nous pouvons alors remarquer que l'écart entre les deux limites d'exclusion n'est pas significatif. Cela montre ainsi que la modélisation du bruit de fond n'est pas préjudiciable sur le potentiel d'exclusion d'un détecteur directionnel.

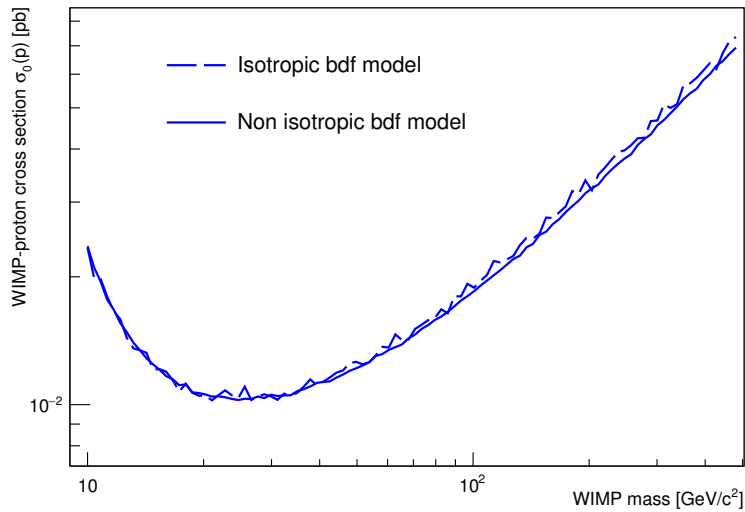


Figure 7.18 – Limites d’exclusion à 90% de confiance sur la section efficace de diffusion SD sur le proton en fonction de la masse. Ces limites ont été établies à partir d’une modélisation anisotrope (trait plein) et isotrope (trait pointillé) de la distribution angulaire des reculs nucléaires induits par les neutrons. Résultats obtenus en considérant un détecteur directionnel de $1m^3$ rempli de 70% CF_4 + 28 % CHF_3 + 2% C_4H_{10} à la pression de 50 mbar avec une masse de 146 g de ^{19}F pendant 1 an.

7.5 Conclusions

En conclusion, dans ce chapitre, nous avons montré l’existence de plusieurs anisotropies dans la distribution angulaire du taux d’événements. L’existence de ces anisotropies est due à l’environnement du détecteur en laboratoire souterrain et notamment à la présence du blindage de l’expérience SEDINE à proximité du détecteur. Nous avons également montré que sans blindage, le fond de neutrons provenant de la roche est trois ordres de grandeur au-dessus de celui de neutrons cosmogéniques et que le taux d’événements pour un détecteur MIMAC m^3 est d’environ 620 événements par an. Enfin, nous avons étudié l’impact de la modélisation de la distribution angulaire des reculs nucléaires produits par le fond de neutrons sur le potentiel d’exclusion. Nous avons ainsi montré que malgré l’apparition d’anisotropies dans une simulation réaliste du bruit de fond, la modélisation du fond n’a aucun effet sur le potentiel d’exclusion.

Troisième partie

Impact des limites LHC sur la phénoménologie de la détection directe.

8

Impact des limites LHC sur la masse des squarks pour la détection directe

Sommaire

8.1	Étude du MSSM	153
8.1.1	L'espace des paramètres supersymétriques du pMSSM	153
8.1.2	Échantillonnage par <i>Markov Chains Monte-Carlo</i>	153
8.2	Limites sur la masse des squarks	155
8.2.1	Contraintes du LHC	155
8.2.2	Implication des limites sur la masse des squarks sur l'interaction WIMP-nucléon	157
8.3	Nouveau paradigme pour la détection directe	159
8.3.1	Taux d'événement	159
8.3.2	Section efficace indépendante du spin	160
8.3.3	Section efficace dépendante du spin	160
8.3.4	Implication des corrélations $(\sigma_p^{SI}, \sigma_n^{SI})$ et $(\sigma_p^{SD}, \sigma_n^{SD})$	161
8.4	Comparaisons anciennes et nouvelle présentation	162
8.5	Effet des interférences sur les limites expérimentales	163
8.6	Modèles SUSY et nouveau paradigme.	164
8.7	Potentiel de MIMAC dans le nouveau paradigme	165
8.8	Conclusions	166

Dans le cadre général de la détection directe de matière sombre, l'interaction WIMP-noyau est décrite par cinq paramètres : $(m_\chi, \sigma_p^{SI}, \sigma_n^{SI}, \sigma_p^{SD}, \sigma_n^{SD})$, qui sont la masse du WIMP, les sections efficaces SI de diffusion sur le proton et le neutron et les sections efficaces SD de diffusion sur le proton et le neutron. Il est usuel, dans le cas de l'interaction SI, de considérer une diffusion dominante sur les quarks de la mer, impliquant que les sections efficaces de diffusions SI sur le proton et le neutron sont égales. Ainsi, il est usuel de représenter les résultats expérimentaux dans trois plans distincts : (m_χ, σ_p^{SI}) , (m_χ, σ_p^{SD}) et (m_χ, σ_n^{SD}) en considérant chaque plan comme indépendant. Cette façon de représenter les résultats expérimentaux, largement utilisée dans la littérature [96, 101, 132, 150, 234], ne permet pas de comparer directement les résultats expérimentaux. La représentation des résultats expérimentaux dépend donc d'un choix arbitraire

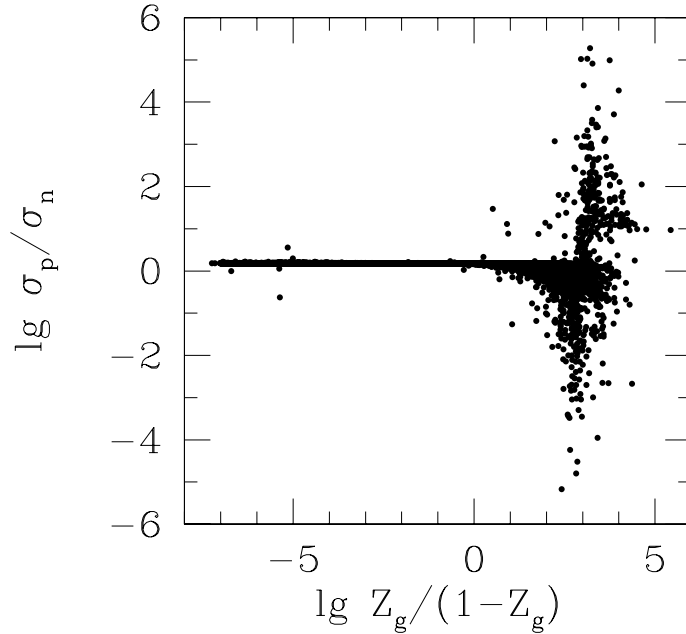


Figure 8.1 – Rapport des sections efficaces SD σ_p/σ_n en fonction de la composition du neutralino $Z_g/(1-Z_g)$. Z_g est la fraction de gauginos et $(1-Z_g)$ est la fraction de higgsino. Figure extraite de [105].

sur les différents paramètres de l'interaction. Par exemple, dans le cas de l'interaction SD, pour calculer la limite sur la section efficace de diffusion sur le proton (neutron) nous devons négliger la contribution de l'interaction SI et la contribution du neutron à la section efficace SD de diffusion élastique. La figure 8.1 représente le rapport des sections efficaces SD sur le proton et le neutron $\sigma_p^{SD}/\sigma_n^{SD}$ en fonction de la composition du neutralino $Z_g/(1-Z_g)$ dans le MSSM. Z_g correspond à la fraction de gauginos et $(1-Z_g)$ à la fraction de higgsino. Une petite valeur de $Z_g/(1-Z_g)$ correspond à une prédominance du higgsino dans la composition du neutralino tandis qu'une grande valeur correspond à une prédominance du gauginos. Nous pouvons remarquer que dès lors que la contribution du higgsino est prédominante, le rapport des sections efficaces SD tend vers une constante. Cela montre que, dans le cas de la section efficace SD, négliger la contribution proton ou neutron revient à mal estimer la section efficace totale.

À l'heure actuelle, les recherches de SUSY au LHC par les expériences ATLAS et CMS n'ont montré aucun excès et des limites ont pu être établies sur la masse des particules supersymétriques. Les limites actuelles montrent que la masse des squarks de premières et deuxièmes générations serait au-delà de $500 \text{ GeV} \cdot c^{-2}$. Lors du second *run* du LHC, dans le cas où aucun excès n'est mis en évidence, les limites sur la masse des squarks vont devenir de plus en plus contraignantes plaçant le secteur des squarks à l'échelle du TeV. Dans ce cas de figure, la phénoménologie de l'interaction WIMP-noyau se trouverait modifiée. En effet, la contribution à l'interaction WIMP-quark venant de l'échange de squarks en voie s serait alors supprimée et il ne resterait plus que, à l'arbre, les contributions venant de l'échange de bosons Z et de Higgs en voie t .

Dans ce chapitre, nous allons montrer, dans le MSSM et dans le cas où la masse des squarks est grande devant la masse des bosons de Higgs et Z^0 que le rapport des sections efficaces SD

proton et neutron devient constant. Cela implique alors que les sections efficaces SD proton et neutron sont proportionnelles. Nous allons appliquer ce résultat du MSSM dans le cadre de la détection directe de matière sombre et montrer que nous pouvons premièrement réduire l'espace des paramètres de la détection directe de cinq à trois et que nous pouvons directement comparer les résultats expérimentaux SI et SD.

8.1 Étude du MSSM

Nous allons réaliser cette étude en nous plaçant dans le cadre du MSSM en considérant le neutralino comme particule LSP et donc comme constituant de la matière sombre.

8.1.1 L'espace des paramètres supersymétriques du pMSSM

Pour étudier l'impact de la limite sur la masse des squarks en détection directe de matière sombre, nous nous proposons de réaliser un scan sur les 19 paramètres du pMSSM. Le pMSSM est le modèle le plus général du MSSM avec conservation de la R-parité obtenue après l'application de contraintes expérimentales¹. Un des intérêts pour ce modèle est qu'aucune hypothèse quant à la nature de la brisure de la SUSY n'est réalisée. Le tableau 8.1 présente les paramètres du pMSSM sur lesquels nous allons effectuer notre scan ainsi que leurs intervalles.

Paramètre	Minimum	Maximum	Tolérance	Paramètre	Minimum	Maximum	Tolérance
M1	1	1000	3	A_t	-5000	5000	100
M2	100	2000	30	A_b		$A_b = A_t$	
M3	1000	5000	8	A_l	-3000	3000	15
μ	50	1000	0.1	$M_{\tilde{l}_R}$	70	2000	15
$\tan\beta$	1	55	0.01	$M_{\tilde{l}_L}$	70	2000	15
M_A	50	2000	4	$M_{\tilde{q}_1}$	300	2000	14
$M_{\tilde{u}_3}$	300	2000	14	$M_{\tilde{q}_2}$	300	2000	14
$M_{\tilde{d}_3}$		$M_{\tilde{d}_3} = M_{\tilde{u}_3}$		$M_{\tilde{q}_3}$	300	2000	14

Table 8.1 – Intervalles des paramètres libres utilisés dans le scan du MSSM par chaîne de Markov. Les masses sont données en GeV/ c^2 . La tolérance correspond à l'écart-type de la fonction de proposition.

8.1.2 Échantillonnage par *Markov Chains Monte-Carlo*

Afin d'échantillonner l'espace des paramètres du pMSSM, nous allons procéder de la façon suivante :

Pour chaque point que nous considérerons dans l'espace des paramètres, nous calculeront les propriétés du modèle en utilisant les logiciels micrOMEGAs3.6 [92] et SuSpect [236].

Pour échantillonner l'espace des paramètres du pMSSM à 19 paramètres libres, nous allons utiliser une approche par chaîne de Markov.

Un échantillonnage par MCMC permet d'échantillonner de façon optimum un espace avec un grand nombre de paramètres et est beaucoup plus rapide en temps de calcul que l'utilisation d'une grille à 19 dimensions.

1. Pour plus de détails concernant le pMSSM et les contraintes expérimentales, se référer à [235]

Dans le cas du pMSSM, nous avons un espace des paramètres à $N = 19$ dimensions exprimé dans la base $\mathbf{x} = \{x_1, \dots, x_N\}$ où chaque x_i désigne l'un des paramètres libres de notre modèle. Le but du MCMC est d'échantillonner la densité de probabilité à N dimensions $P(\mathbf{x}|\mathbf{D})$ où \mathbf{D} correspond à un ensemble de contraintes. Comme nous l'avons vu au chapitre 7, le théorème de Bayes permet de relier la probabilité a posteriori $P(\mathbf{x}|\mathbf{D})$ et la fonction de vraisemblance $\mathcal{L}(\mathbf{x})$ tel que :

$$P(\mathbf{x}|\mathbf{D}) \propto \mathcal{L}(\mathbf{x}) \times P(\mathbf{x}) \quad (8.1)$$

où $P(\mathbf{x})$ est le *prior* sur nos paramètres que nous considérerons comme plat dans notre analyse. Ici, la fonction de vraisemblance encode les contraintes venant de la physique des particules et de la cosmologie. Pour un jeu de N paramètres du pMSSM donné, nous calculons les propriétés du modèle, telles que listées par le tableau 8.3, en utilisant les logiciels micrOMEGAs3.6 [92] AMD SuSpect [236]. Nous calculons par exemple la densité relique de matière sombre Ω_{CDM} , la masse et les couplages du boson de Higgs, le moment anormal du muon $(g-2)\mu$ et certains rapports d'embranchements. Ainsi, pour chaque modèle, nous calculons une fonction de vraisemblance définie comme le produit des fonctions de vraisemblance associées à chaque contrainte listée dans le tableau 8.3 :

$$\mathcal{L} \propto \prod_i^{N_{meas}} \mathcal{L}_i^{meas} \times \prod_j^{N_{lim}} \mathcal{L}_j^{lim} \times \mathcal{L}^{Higgs} \quad (8.2)$$

où \mathcal{L}_i^{meas} et \mathcal{L}_j^{lim} sont respectivement les fonctions de vraisemblances individuelles associées à la mesure i ou la limite expérimentale j définies telles que :

$$\mathcal{L}_i^{meas} = \exp\left(-\frac{(x - \mu_{mes})^2}{2\sigma_i^2}\right) \quad \text{et} \quad \mathcal{L}_j^{lim} = \frac{1}{1 + e^{-\frac{x - \mu_j}{\sigma_j}}} \quad (8.3)$$

Pour la fonction de vraisemblance individuelle associée à une limite expérimentale, le signe de σ_j paramétrise s'il s'agit d'une limite supérieure (signe négatif) ou d'une limite inférieure (signe positif). La fonction de vraisemblance individuelle associée à la physique du boson de Higgs est définie par :

$$\mathcal{L}^{Higgs} = \exp\left(-\frac{\chi_{Higgs}^2}{2}\right) \quad (8.4)$$

où χ_{Higgs}^2 intègre toutes les contraintes expérimentales sur le boson de Higgs (masse, couplages) et est calculé par le logiciel HIGSSIGNAL [237].

Une analyse MCMC consiste alors en une marche aléatoire dans l'espace des paramètres où chaque pas $\mathbf{x}^{(t+1)}$ dans l'espace des paramètres du pMSSM est déduit du précédent à partir de l'algorithme de Metropolis-Hasting. Pour initier l'algorithme de Metropolis-Hasting, nous avons besoin d'un point de départ : nous tirons aléatoirement $\mathbf{x}^{(0)}$ de façon uniforme dans tout l'espace des paramètres dont les bornes sont listées dans le tableau 8.1. Puis, étant donné un point $\mathbf{x}^{(t)}$, l'algorithme suit les étapes suivantes :

1. À chaque pas $\mathbf{x}^{(t)}$ nous proposons un pas d'essais \mathbf{x} généré selon la fonction de proposition $q(\mathbf{x}|\mathbf{x}^{(t)})$. Généralement, la fonction de proposition est une distribution gaussienne multivariée centrée sur le point $\mathbf{x}^{(t)}$ dont les écarts-types dépendent de l'échelle des paramètres et éventuellement de leurs corrélations. Dans notre scan du pMSSM, la fonction de proposition est une gaussienne multivariée sans corrélation et dont les écarts-types sont listés dans le tableau 8.1.

2. Pour chaque pas, nous calculons les propriétés du modèle et la fonction de vraisemblance pour en déduire la probabilité d'acceptance $a(\mathbf{x}|\mathbf{x}^{(t)})$ définie par :

$$a(\mathbf{x}|\mathbf{x}^{(t)}) = \begin{cases} 1 & \text{si } \mathcal{L}(\mathbf{x}) > \mathcal{L}(\mathbf{x}^{(t)}) \\ \mathcal{L}(\mathbf{x})/\mathcal{L}(\mathbf{x}^{(t)}) & \text{sinon} \end{cases} \quad (8.5)$$

3. Nous générons uniformément un nombre aléatoire r sur $[0, 1[$

4. $\begin{cases} \text{si } a \geq r \text{ on accepte le point courant : } \mathbf{x}^{(t+1)} = \mathbf{x} \\ \text{sinon la chaîne stagne : } \mathbf{x}^{(t+1)} = \mathbf{x} \end{cases}$

Puis, nous recommençons à l'étape 1 avec le point $\mathbf{x}^{(t+1)}$ tant que la chaîne n'a pas atteint la longueur désirée. Une chaîne de Markov sera alors l'ensemble des points dans l'espace des paramètres du pMSSM acceptés par l'algorithme de Metropolis-Hasting.

Un échantillonnage par chaînes de Markov possède trois caractéristiques importantes : la longueur de *burn-in*, la longueur de corrélation et la convergence des chaînes. Pour plus d'information sur la longueur de corrélation et la convergence des chaînes se référer à [238].

La longueur de *burn-in*, que nous notons b , correspond au nombre de pas à supprimer au départ de la chaîne pour que la chaîne ne soit plus sensible au point de départ. Ce nombre est obtenu dès lors que $P(\mathbf{x}_b) > E[P(\mathbf{x})]$

La longueur de corrélation, que nous noterons l , correspond à la longueur minimale requise entre deux pas pour qu'ils soient indépendants l'un de l'autre.

La convergence des chaînes est un critère permettant de s'assurer que les chaînes de Markov sont effectivement toutes en train de bien échantillonner la même fonction cible.

Dans notre cas analyse du pMSSM, nous souhaitons seulement disposer de modèles viables et de leurs corrélations au vu des contraintes de la physique des particules et de la cosmologie. Pour cela, nous allons uniquement appliquer à nos chaînes le traitement du *burn-in* et une coupure sur la valeur de la fonction de vraisemblance. Pour définir la coupure sur la valeur de la fonction de vraisemblance, nous gardons tous modèles se trouvant en moyenne à moins de 2σ des contraintes expérimentales.

8.2 Limites sur la masse des squarks

Dans cette section, nous allons discuter les limites imposées par le LHC sur la masse des squarks et l'impact de ces contraintes expérimentales sur le pMSSM.

8.2.1 Contraintes du LHC

Au LHC, s'ils sont suffisamment légers, les squarks peuvent être produits en grande quantité dans des processus faisant intervenir l'interaction forte. Une fois produits, les squarks vont se désintégrer en suivant une des nombreuses chaînes de décroissances possibles jusqu'au neutralino LSP. La figure 8.2 illustre, dans le cas du pMSSM, la production de paire de squarks lors d'une collision proton-proton et la désintégration des squarks selon deux chaînes de décroissances proposées par le MSSM. Pour de tels événements, on s'attend à avoir dans l'état final, des jets (quarks s'étant hadronisés), de l'énergie transverse manquante (emportée par les neutralinos) et éventuellement des leptons.

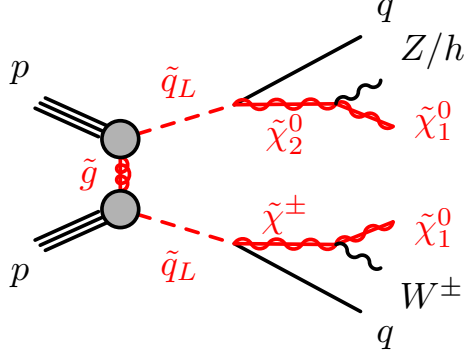


Figure 8.2 – Exemple de production de paires de squarks et de leurs cascades de désintégration dans le pMSSM. Figure extraite de [239].

Les recherches de squarks de première et deuxième générations réalisées par la collaboration ATLAS durant le premier *run* du LHC ont été résumées dans [239]. Comme aucun excès significatif n'a été observé dans tous les canaux observés, des limites ont été établies sur différents modèles. Il est extrêmement important de noter que ces limites dépendent fortement du modèle que nous considérons.

- i) Le modèle **mSUGRA/CMSSM** est un modèle phénoménologique obtenu à partir du MSSM en utilisant l'hypothèse d'universalité à l'échelle de grande unification [45, 235]. Ainsi, ce modèle est défini par cinq paramètres libres : la masse universelle des scalaires m_0 , la masse universelle des gauginos $m_{1/2}$, le couplage trilineaire universel A_0 , le rapport des *v.e.v.* des doublets de Higgs et le signe du paramètre de masse du higgsino μ . Les trois paramètres dits universels ($m_0, m_{1/2}, A_0$) sont définis à l'échelle de grande unification. Dans [239], la collaboration ATLAS a considéré le modèle mSUGRA/CMSSM avec les paramètres suivants $\tan\beta = 30$, $A_0 = -2m_0$ et $\mu > 0$ afin d'avoir un Higgs léger dont la masse est approximativement $125 \text{ GeV} \cdot c^{-2}$. Dans ce cadre, la limite sur la masse des squarks imposée par la collaboration ATLAS est aux alentours de $1.6 \text{ TeV} \cdot c^{-2}$.
- ii) Le modèle **NUHMG** (*Non-universal Higgs mass model with gaugino mediation*) [240] considère comme LSP un sneutrino tau satisfaisant les contraintes venant de la nucléosynthèse primordiale avec les paramètres suivants : $m_0 = 0$, $\tan\beta = 10$, $\mu > 0$ et $m_{H_2}^2 = 0$ choisis de façon à avoir la valeur de masse du boson de Higgs le plus proche possible de la valeur expérimentale. L'intérêt de ce modèle est que les sections efficaces de production de gluinos et de squarks sont importantes. Pour ce modèle, la limite sur la masse des squarks est aux alentours de $900 \text{ GeV} \cdot c^{-2}$.
- iii) Les **modèles simplifiés** décrivent un seul mode de production et un seul mode de décroissance à la fois par un lagrangien effectif en considérant toutes les autres particules supersymétriques découplées [241]. Pour exemple, nous pouvons considérer la production de paires de squarks suivit de chaînes de décroissances telles que : $\tilde{q} \rightarrow q\tilde{\chi}_1^0$, $\tilde{q} \rightarrow W\tilde{\chi}_1^0$ ou $\tilde{q} \rightarrow qWZ\tilde{\chi}_1^0$. Dans ce cadre de travail, les limites sur la masse des squarks dépendent de façon importante du canal considéré, mais également du scénario *i.e.* de l'écart en masse entre les squarks et les descendants. Si nous considérons la désintégration directe du squark en un quark q et un neutralino LSP $\tilde{\chi}_1^0$, la limite sur la masse des squarks est de $850 \text{ GeV} \cdot c^{-2}$ en considérant que la masse du neutralino LSP est inférieure à $100 \text{ GeV} \cdot c^{-2}$, tandis que si nous considérons un scénario comprimé, *i.e.* $m_{\tilde{q}} - m_{\tilde{\chi}_1^0} \lesssim 10 \text{ GeV}$, la limite est moins contraignante : $\sim 425 \text{ GeV} \cdot c^{-2}$. Cette différence vient du fait que dans un scénario

comprimé, les quarks ou jets sont produits avec une faible impulsion transverse et ne sont ainsi pas identifiés par les algorithmes de reconstruction. Dans ce scénario, il faut donc faire appel à un jet ou un photon provenant de la radiation initiale afin de sélectionner ces événements. Dans le cas où nous considérons une étape intermédiaire dans la désintégration du squark avec un chargino, la limite sur la masse des squarks est de $790 \text{ GeV} \cdot c^{-2}$ pour un neutralino LSP avec une masse supérieure à $100 \text{ GeV} \cdot c^{-2}$.

- iv) De façon plus générale, il est possible d'étudier l'impact des limites imposées par les expériences du LHC en effectuant un scan sur les 19 paramètres du pMSSM en tenant compte des contraintes expérimentales comme nous l'avons proposé précédemment par l'utilisation d'une fonction de vraisemblance. Un tel scan a été réalisé dans [242] dans le but d'étudier l'impact de la recherche de SUSY effectuée par ATLAS et CMS. Cette étude montre que les squarks de premières et deuxièmes générations peuvent avoir des masses inférieures aux limites décrites précédemment. Cependant, dans ce scan la plupart des modèles avec $m_{\bar{q}} \simeq 500 \text{ GeV} \cdot c^{-2}$ sont exclus. Enfin, tel que montré dans [242], si aucun excès n'est découvert dans les différents canaux utilisés pour la recherche de squarks, avec 300 fb^{-1} de données la limite sur la masse des squarks serait aux alentours de $\mathcal{O}(1 - 1.5) \text{ TeV} \cdot c^{-2}$.

En conclusion, dans le cas où aucun excès n'est découvert lors du second *run* du LHC, il est raisonnable de considérer que le secteur des squarks se trouve à l'échelle du TeV.

8.2.2 Implication des limites sur la masse des squarks sur l'interaction WIMP-nucléon

La section efficace de diffusion élastique WIMP-noyau se divise en deux composantes : une première indépendante du spin (SI) et une seconde dépendante du spin (SD). Pour ces deux composantes, nous avons une contribution à la section efficace venant d'un diagramme de Feynman avec échange de squarks en voie t . À moment transféré nul, l'amplitude d'un tel diagramme sera proportionnelle à la masse du squark à la puissance 4 [243] : $|\mathcal{M}_{fi}|^2 \propto 1/m_{\bar{q}}^4$. Ainsi, dans le cas où la masse des squarks est grande devant la masse des bosons de Higgs et Z^0 , la contribution des squarks à la diffusion élastique WIMP-noyau sera supprimée. Il ne restera donc plus que les contributions venant des deux diagrammes avec échange d'un boson de Higgs et d'un boson Z^0 en voie s .

Afin de mettre en évidence l'effet de la masse des squarks sur l'espace des paramètres de la détection directe, nous avons réalisé un échantillonnage par chaînes de Markov tel que décrit à la section 8.1 avec la masse des squarks comme paramètres libres. Nous avons ainsi laissé évoluer 1000 chaînes de 10 000 échantillons chacune dans l'espace des paramètres. Nous avons ensuite appliqué le traitement du *burn-in* et nous appliquons une coupure sur la valeur de la fonction de vraisemblance telle que nos modèles soient en moyenne à moins de 2σ des contraintes. La même coupure sur la valeur de la fonction de vraisemblance telle que décrite à la section 8.1.

La figure 8.3 (droite) montre l'évolution de la distribution du rapport des amplitudes de diffusion indépendante du spin sur le proton et le neutron f_p/f_n pour différentes limites sur la masse des squarks. Nous pouvons constater que plus la limite sur la masse des squarks augmente, plus la distribution de f_p/f_n est piquée en 0.98. Dans le cas de l'interaction SI, il est usuel de considérer une diffusion dominante sur les quarks de la mer impliquant que $f_p = f_n$ et donc que $f_p/f_n = 1$ ce qui diffère du résultat précédent. Cette différence est principalement due à une différence entre les contenus en quark s du proton et du neutron [244]. La figure 8.3 (gauche) montre l'évolution de la distribution du rapport des amplitudes de diffusion dépendante du spin sur proton et neutrons a_p/a_n pour différentes limites sur la masse des squarks. Nous pouvons voir que plus la contrainte sur la masse des squarks augmente, plus la distribution de a_p/a_n

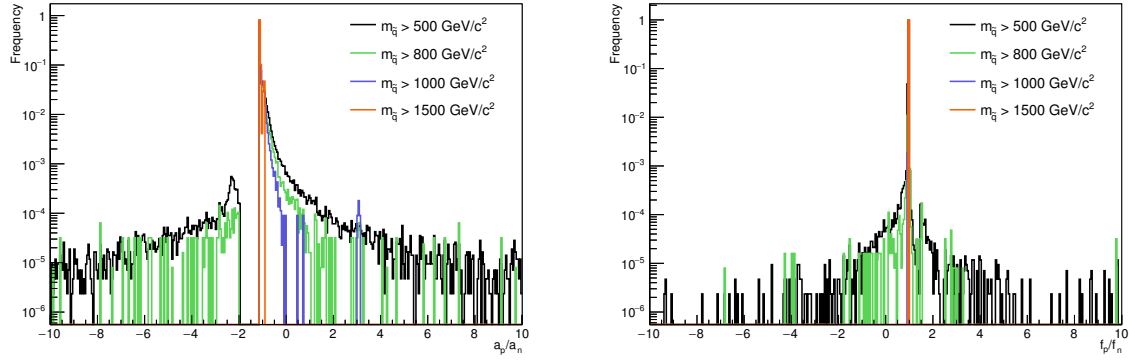


Figure 8.3 – Fréquence du rapport des amplitudes de diffusion sur le proton et le neutron dans le cas des interactions dépendantes (a_p/a_n - figure de gauche) et indépendantes (f_p/f_n - figure de droite) du spin pour différentes limites sur la masse des squarks $m_{\tilde{q}} > \{0, 0.5, 1, 1.5\}$ TeV. Ces distributions ont été obtenues à partir du scan MSSM décrit à la section 8.1.

tend vers une distribution piquée dont le maximum se trouve en $a_p/a_n = -1.14$. Dans le cas où la contribution du boson Z^0 à l'interaction SD est dominante, l'amplitude de diffusion sur le nucléon a_N est directement proportionnelle au couplage Z^0 - $\tilde{\chi}_1^0$ [245] :

$$a_N = -(\Delta_d^N - \Delta_u^N - \Delta_s^N) \times (N_{13}^2 - N_{14}^2) \quad (8.6)$$

où Δ_d^N , Δ_u^N et Δ_s^N sont respectivement les contributions de spin des quarks u , d et s et N_{13} et N_{14} sont les contributions higgsino du neutralino $\tilde{\chi}_1^0$. Il est important de noter que le rapport des amplitudes de diffusion SD ne dépend pas des paramètres supersymétriques du MSSM, mais seulement des contributions de spin des quarks $\Delta_{u,d,s}^N$. En considérant les valeurs mesurées par la collaboration HERMES des contributions de spin des quarks au nucléon suivantes [246] :

$$\begin{cases} \Delta_u^p = \Delta_d^n = 0.842 \pm 0.012 \\ \Delta_d^p = \Delta_u^n = -0.427 \pm 0.012 \\ \Delta_s^p = \Delta_s^n = -0.085 \pm 0.018 \end{cases} \quad (8.7)$$

nous obtenons $a_p/a_n = -1.14 \pm 0.03$, ce qui est consistant avec les résultats du scan MCMC.

Dans un second temps, nous avons réalisé un second échantillonnage de l'espace des paramètres supersymétriques du MSSM en fixant la masse des squarks à 1.5 TeV. Ce qui nous permet de négliger la contribution des squarks à la diffusion élastique WIMP-noyau.

Le panneau de droite de la figure 8.4 représente la distribution des modèles résultant de la coupure sur la fonction de vraisemblance dans le plan $(\sigma_p^{SD}, \sigma_n^{SD})$. Nous pouvons observer une corrélation entre les sections efficaces σ_p^{SD} et σ_n^{SD} quelque soit la masse du neutralino LSP. Cette corrélation provient directement du fait que $a_p/a_n = cst$ quand la contribution du boson Z^0 est dominante.

Le panneau de droite de la figure 8.4 montre la distribution des modèles résultant de la coupure sur la fonction de vraisemblance dans le plan $(\sigma_p^{SD}, \sigma_p^{SI})$. Nous pouvons observer une corrélation entre σ_p^{SD} et σ_p^{SI} usuellement supposés indépendants dans l'analyse des résultats expérimentaux de détection directe. De plus, il est important de noter que la corrélation ne dépend pas de la masse du neutralino LSP. Cette figure nous montre qu'imposer une limite sur σ_p^{SI} va directement induire une limite sur la section efficace σ_p^{SD} des modèles supersymétriques.

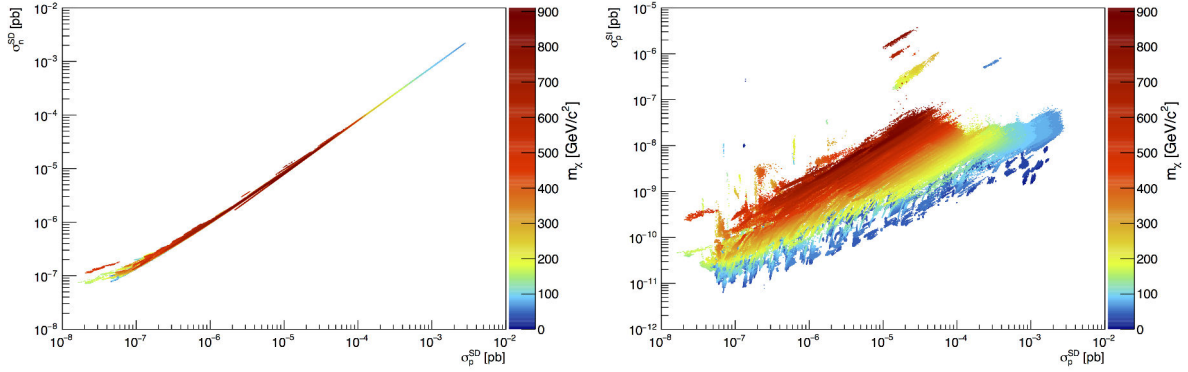


Figure 8.4 – Gauche : corrélation entre les sections efficaces de diffusion élastique SD proton-neutralino et neutron-neutralino. Droite : corrélation entre les sections efficaces de diffusion élastique proton-neutralino SI et SD. L'échelle de couleur représente la masse du neutralino. Ces distributions ont été obtenues à partir du scan MSSM en fixant la masse des squarks à 1.5 TeV.

8.3 Nouveau paradigme pour la détection directe

Dans le paradigme standard de la détection directe de matière sombre, l'espace des paramètres est constitué de cinq paramètres considérés indépendants :

$$(m_\chi, \sigma_p^{SI}, \sigma_n^{SI}, \sigma_p^{SD}, \sigma_n^{SD}), \quad (8.8)$$

qui sont la masse du WIMP, les deux sections efficaces indépendantes du spin (proton et neutron) et les deux sections efficaces dépendantes du spin. Précédemment, nous avons établi que dans le cas où la masse des squarks est grande devant la masse du Higgs et du Z^0 , les contributions proton et neutron aux sections efficaces indépendantes et dépendantes du spin sont corrélés. Nous allons donc utiliser cette corrélation pour réduire l'espace des paramètres de la détection directe de cinq à trois paramètres.

8.3.1 Taux d'événement

Pour un noyau cible de masse m_i , le taux d'événement WIMP-noyau individuel en fonction de l'énergie de recul s'écrit :

$$dR_i = \frac{\rho_0}{2m_\chi \mu_i^2} \left[\sigma^{SD}(X_i) F_i^{SD2}(E_R) + \sigma^{SI}(X_i) F_i^{SI2}(E_R) \right] \int_{v_{min i}}^{v_{esc}} \frac{f(\vec{v})}{v} d^3v dE_R \quad (8.9)$$

En général un détecteur est composé de noyaux cibles différents (isotopes, molécules), ainsi, le taux d'événement différentiel total en fonction de l'énergie de recul s'écrit comme la somme des contributions de chaque constituant dR_i pondéré par la fraction isotopique ou stœchiométrique f_i :

$$\begin{aligned} dR_{tot} &= \sum_i dR_i f_i \\ &= \frac{\rho_0}{2m_\chi} \sum_i \frac{f_i}{\mu_R^2} \left[\sigma^{SD}(X_i) F_i^{SD2}(E_R) + \sigma^{SI}(X_i) F_i^{SI2}(E_R) \right] \int_{v_{min}}^{v_{esc}} \frac{f(\vec{v})}{v} d^3v dE_R \end{aligned} \quad (8.10)$$

De plus, chaque détecteur possède une sensibilité qui dépend de l'énergie de recul paramétrisée par son acceptation. Le taux d'événements différentiel mesuré en fonction de l'énergie de recul

va ainsi être directement proportionnel à l'acceptance du détecteur :

$$dR_{mes} = \mathcal{A}(E_R)dR_{tot} \quad (8.11)$$

L'acceptance $\mathcal{A}(E_R)$ est une grandeur qui dépend de l'énergie de recul et quantifie la probabilité pour un recul nucléaire d'énergie E_R d'être détecté comme un recul nucléaire. Elle encode pour chaque détecteur l'efficacité du détecteur et l'efficacité de analyse des données.

Pour avoir le taux d'événement total, il faut intégrer l'expression (8.11) sur le domaine de sensibilité en énergie du détecteur : E_R^{min} et E_R^{max} . Nous obtenons alors le taux d'événement total mesuré tel que :

$$\begin{aligned} R_{mes} = & \frac{\rho_0 E_c^0}{2m_\chi v_0} \sum_i \frac{f_i}{\mu_i^2} \sigma^{SD}(X_i) \mathcal{F}^{SD}(X_i, E_R^{min}, E_R^{max}) \\ & + \frac{\rho_0 E_c^0}{2m_\chi v_0} \sum_i \frac{f_i}{\mu_i^2} \sigma^{SI}(X_i) \mathcal{F}^{SI}(X_i, E_R^{min}, E_R^{max}) \end{aligned} \quad (8.12)$$

où $\mathcal{F}^{SD/SI}(X_i) \equiv \mathcal{F}^{SD/SI}(X_i, E_R^{min}, E_R^{max})$ est un facteur sans dimension défini pour chaque noyau cible X_I qui intègre l'astrophysique du halo de matière sombre au travers de la distribution de vitesse des WIMPs, l'acceptance du détecteur et la physique nucléaire au travers du facteur de forme :

$$\mathcal{F}^{SD/SI}(X_i, E_R^{min}, E_R^{max}) = \frac{v_0}{E_c^0} \int_{E_R^{min}}^{E_R^{max}} \mathcal{A}(E_R) F_i^{SD/SI^2}(E_R) \int_{v_{min}}^{v_{esc}} \frac{f(\vec{v})}{v} d^3v dE_R \quad (8.13)$$

avec E_c^0 qui est l'énergie cinétique d'un WIMP ayant une vitesse v_0 , la vitesse de rotation du système solaire autour du centre galactique.

8.3.2 Section efficace indépendante du spin

La section efficace SI à moment transféré nul de diffusion élastique WIMP-noyau est défini par (cf. section 2.1.1) :

$$\sigma^{SI}({}_Z^A X) = \frac{4\mu_R^2}{\pi} (Zf_p + (A-Z)f_n)^2 \quad (8.14)$$

En prenant ($Z = 1, A = 1$), nous obtenons la section efficace SI à moment transféré nul de diffusion sur le proton :

$$\sigma_p^{SI} = \frac{4\mu_p^2}{\pi} f_p^2 \quad (8.15)$$

en factorisant f_p et en utilisant le fait que le rapport des amplitudes indépendantes du spin est constant $f_p/f_n = C_f$, nous pouvons exprimer la section efficace SI de diffusion WIMP-noyau à partir de la section efficace de diffusion sur le proton uniquement :

$$\sigma^{SI}({}_Z^A X) = \sigma_p^{SI} \frac{\mu_R^2}{\mu_p^2} \left(Z + \frac{A-Z}{C_f} \right)^2 \quad (8.16)$$

8.3.3 Section efficace dépendante du spin

La section efficace SD à moment transféré nul de diffusion élastique WIMP-noyau est défini par (cf. section 2.1.1) :

$$\sigma^{SD}({}_Z^A X) = \frac{32}{\pi} G_F^2 \mu_R^2 \frac{J+1}{J} (\langle S_p \rangle a_p + \langle S_n \rangle a_n)^2 \quad (8.17)$$

En prenant ($J = 1/2$, $\langle S_p \rangle = 1/2$, $\langle S_n \rangle = 0$) nous obtenons la section efficace SD de diffusion sur le proton :

$$\sigma^{SD}(\frac{A}{Z}X) = \frac{32}{\pi} G_F^2 \frac{4}{3} \mu_p^2 a_p^2 \quad (8.18)$$

De même, en factorisant a_p et en utilisant le fait que le rapport des amplitudes indépendantes du spin est constant $a_p/a_n = C_a$, nous obtenons la section efficace SD à moment transféré nul en fonction de la section efficace SD du proton :

$$\sigma^{SD}(\frac{A}{Z}X) = \sigma_p^{SD} \frac{4}{3} \frac{\mu_R^2}{\mu_p^2} \frac{J+1}{J} \left(\langle S_p \rangle + \frac{\langle S_n \rangle}{C_a} \right)^2 \quad (8.19)$$

8.3.4 Implication des corrélations (σ_p^{SI} , σ_n^{SI}) et (σ_p^{SD} , σ_n^{SD})

En remplaçant les sections efficaces SD et SI de diffusion sur le noyau par les équations (8.19) et (8.16) l'équation (8.12) du taux d'événement mesuré, nous obtenons une expression du taux d'événement en fonction des sections efficaces à moment transféré nul SI et SD sur le proton :

$$R_{mes} = \frac{\rho_0 v_0}{4\mu_p^2} \left[\frac{4}{3} \sigma_p^{SD} \sum_i f_i \frac{J_i+1}{J_i} \left(\langle S_p \rangle_i + \frac{\langle S_n \rangle_i}{C_a} \right)^2 \mathcal{F}^{SD}(X_i, E_R^{min}, E_R^{max}) + \sigma_p^{SI} \sum_i f_i \left(Z_i + \frac{A_i - Z_i}{C_f} \right)^2 \mathcal{F}^{SI}(X_i, E_R^{min}, E_R^{max}) \right] \quad (8.20)$$

Les expériences de détection directe de matière sombre vont soit établir une limite sur le taux d'événement mesuré puis le convertir en section efficace de diffusion limite [84, 247]. En règle général, seules les limites sur les sections efficaces de diffusion sont publiées. En connaissant les paramètres de l'analyse (halo, facteurs de forme, seuils, acceptance), il est possible de calculer le taux d'événement limite mesuré R_{mes} . Ainsi, pour une masse de WIMP donnée, en inversant l'expression (8.20), nous pouvons exprimer la section efficace SI limite en fonction de la section efficace SD limite telle que :

$$\sigma_p^{SI} = b - a \times \sigma_p^{SD} \quad (8.21)$$

avec la pente a définie par :

$$a = \frac{4}{3} \times \frac{\sum_i f_i \frac{J_i+1}{J_i} \left(\langle S_p \rangle_i + \frac{\langle S_n \rangle_i}{C_a} \right)^2 \mathcal{F}^{SD}(X_i)}{\sum_j f_j \left(Z_j + \frac{A_j - Z_j}{C_f} \right)^2 \mathcal{F}^{SI}(X_j)} \quad (8.22)$$

et l'ordonnée à l'origine b définie par :

$$b = \frac{\Sigma_0}{\sum_i f_i \left(Z_i + \frac{A_i - Z_i}{C_f} \right)^2 \mathcal{F}^{SI}(X_i)} \quad (8.23)$$

où Σ_0 a la dimension d'une section efficace

$$\Sigma_0 = \frac{4m\mu_p^2}{\rho_0 v_0} R_{mes} \quad (8.24)$$

En général, les résultats expérimentaux de détection directe de matière sombre sont directement donnés sous la forme d'une limite sur l'une des sections efficaces de diffusion (SI, SD-proton ou SD-neutron) en fonction de la masse du WIMP. Dans le cas d'une limite sur la section efficace de diffusion SI $\sigma_{p, exp}^{SI}$, l'analyse est réalisée en considérant une diffusion dominante sur les quarks de la mer ($f_p = f_n$) et en négligeant les canaux SD de l'interaction [96, 101, 132, 234]. Pour de

telles analyses, à partir du taux d'événement expérimental R_{exp} nous en déduisons une relation entre $\sigma_{p, exp}^{SI}$ et Σ_0 :

$$\Sigma_0 = \sigma_{p, exp}^{SI} \sum_i f_i A_i^2 \mathcal{F}^{SI}(X_i) \quad (8.25)$$

Cela nous permet donc d'exprimer l'ordonnée à l'origine directement à partir de la limite sur la section efficace SI expérimentale :

$$b = \sigma_{p, exp}^{SI} \frac{\sum_i f_i A_i^2 \mathcal{F}^{SI}(X_i)}{\sum_i f_i \left(Z_i + \frac{A_i - Z_i}{C_f} \right)^2 \mathcal{F}^{Si}(X_i)} \quad (8.26)$$

La pente a encode la sensibilité du détecteur, les interférences liées au canal dépendant du spin et tous les paramètres de l'analyse tel que le choix du modèle de halo ou les facteurs de formes nucléaires. L'ordonnée à l'origine b quant à lui, encode directement les limites expérimentales. Nous pouvons ainsi exprimer les limites expérimentales dans le plan $(\sigma_p^{SI}, \sigma_p^{SD})$ à m_χ fixée et comparer directement toutes les expériences de détection directe de matière sombre.

8.4 Comparaisons anciennes et nouvelle présentation

Nous proposons ici un nouveau paradigme pour représenter les résultats de détection directe de matière sombre. Celui-ci permet, en représentant les résultats expérimentaux dans le plan $(\sigma_p^{SI}, \sigma_p^{SD})$ pour différentes masses de neutralino LSP, de comparer directement les expériences entre elles en respectant les règles suivantes :

- i) Considérer la différence de contenu en étrangeté de chaque nucléon au travers des amplitudes de diffusion indépendante du spin avec $f_p/f_n = 0.98$.
- ii) Considérer les interférences constructives ou destructives dans l'interaction dépendante du spin en prenant $a_p/a_n = -1.14$.
- iii) Utiliser un modèle de halo commun et pour chaque cible, utiliser une paramétrisation commune des facteurs de forme.

La figure 8.5 montre les limites expérimentales des expériences LUX, Xenon100, CDMS-II et PICASSO dans le plan $(\sigma_p^{SD}, \sigma_p^{SI})$ pour un neutralino LSP de 20 GeV en considérant uniquement la contribution du proton à la section efficace (trait pointillé) et en considérant la contribution du proton et du neutron avec $a_p/a_n = -1.14$. Pour calculer ces limites, il nous faut connaître les paramètres de l'analyse utilisés pour produire les limites. La table 8.4 résume les paramètres pris dans l'analyse tels que les facteurs de formes, l'acceptance du détecteur et les paramètres du modèle standard du halo. Cette table liste également les limites expérimentales disponibles que nous avons utilisées à des fins de comparaison. La table 8.5 résume pour chaque cible les paramètres nucléaires utilisés tels que la fraction isotopique, le moment angulaire et les contenus en spin. Nous pouvons voir que les limites sur σ_p^{SD} imposées par des expériences utilisant le Germanium et le Xenon sont améliorées de plus d'un ordre de grandeur. Cela vient du fait que pour ces noyaux, le contenu en spin est essentiellement porté par le neutron (cf. table 8.5) et que l'écart entre les contenus en spin est important ($|\langle S_p \rangle|/|\langle S_n \rangle| \sim 10^{-2}$). Cependant, pour ces noyaux, nous avons des interférences destructives à cause du signe opposé des contenus en spin proton et neutron. Dans le cas du Fluor, cet effet est moins important parce que le spin est principalement porté par le proton et parce que l'écart entre les valeurs absolues des contenus en spin est faible ($|\langle S_p \rangle|/|\langle S_n \rangle| \sim 0.25$).

Dans notre analyse, nous avons fait le choix de prendre pour chaque expérience un modèle de halo unique. Nous avons donc choisi de prendre le modèle standard du halo avec : $v_E = 244$ km/s,

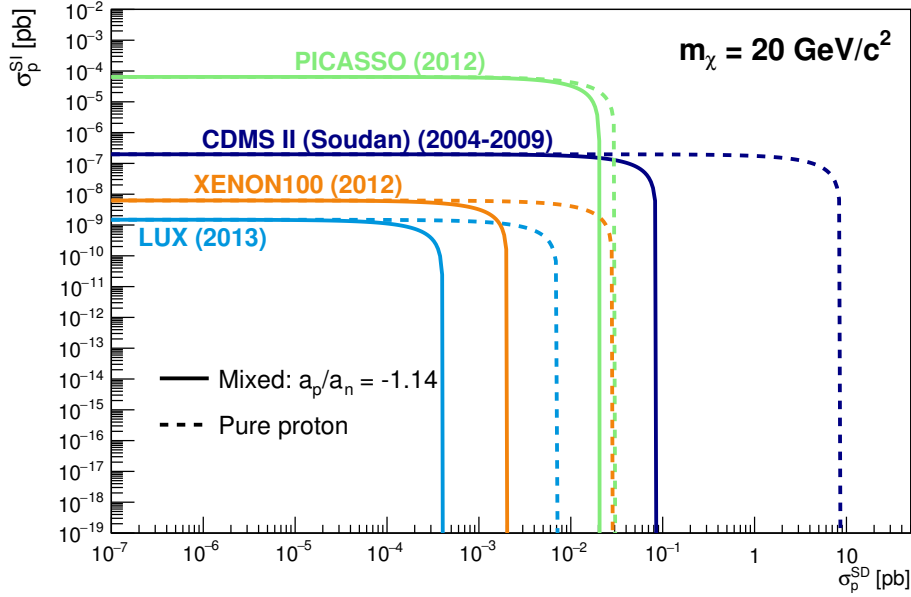


Figure 8.5 – Limites à 90% CL dans le plan $(\sigma_p^{SI}, \sigma_p^{SD})$ pour un neutralino de 20 GeV en considérant une diffusion dominante sur le proton (trait pointillé) et en considérant la contribution du proton et du neutron dans l’interaction dépendante du spin avec $a_p/a_n = -1.14$ (trait plein). Ces limites ont été calculées à partir des données expérimentales des expériences LUX [234], Xenon100 [96], CDMS-II [132] et PICASSO [101].

$v_0 = 230$ km/s et $v_{esc} = 544$ km/s. Pour chaque expérience, en comparant la pente a calculée avec notre choix de halo et celle calculée avec le halo de l’analyse publiée (cf. la table 8.4), nous avons constaté une variation de la pente a inférieure à 0.3 %. Cela montre que dans notre approche, le choix du modèle de halo influe peu sur le résultat.

8.5 Effet des interférences sur les limites expérimentales

La section efficace de diffusion élastique SD à moment transféré nul sur le noyau s’écrit :

$$\sigma^{SD}(X) = \frac{32G_F^2}{\pi} \frac{J+1}{J} (\langle S_p \rangle a_p + \langle S_n \rangle a_n)^2, \quad (8.27)$$

suivant les signes respectifs de $\langle S_p \rangle$, $\langle S_n \rangle$ et a_p/a_n , nous allons avoir des interférences constructives ou destructives. La figure 8.6 illustre ce phénomène d’interférence en prenant deux exemples : CDMS et PICASSO. Elle représente pour ces deux expériences, la limite expérimentale dans le plan $(\sigma_p^{SD}, \sigma_p^{SI})$ pour un neutralino LSP de 20 GeV. La ligne pointillée représente la limite expérimentale en considérant une diffusion uniquement sur le proton, la ligne tiret-pointillée une diffusion uniquement sur le neutron et la ligne pleine une diffusion en mixant le proton et le neutron avec $a_p/a_n = -1.14$. Nous observons alors deux phénomènes différents :

- i) Comme nous pouvons le constater, dans le cas du ^{19}F , le proton apporte la contribution la plus importante (cf. table 8.5). Pour ce noyau, les contenus en spin portés par le proton et le neutron sont de signes opposés, ainsi, les contributions à la section efficace SD de chaque nucléon vont s’additionner de façon cohérente. Cela explique que dans le cas du

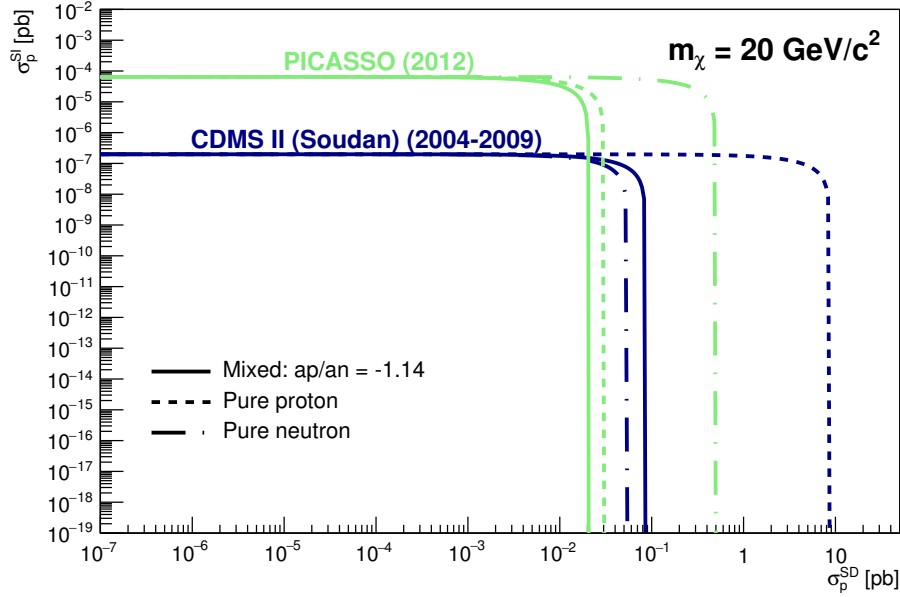


Figure 8.6 – Illustration du phénomène d’interférence pour un cas constructif : PICASSO et un cas destructif : CDMS-II. Limites à 90% CL dans le plan $(\sigma_p^{SI}, \sigma_p^{SD})$ pour un neutralino de 20 GeV en considérant une diffusion dominante sur le proton (trait pointillé), une diffusion dominante sur le neutron (trait tiret-pointillé) et une diffusion avec les contributions du proton et du neutron dans l’interaction dépendante du spin avec $a_p/a_n = -1.14$ (trait plein). Ces limites ont été calculées à partir des données expérimentales des expériences CDMS-II [132] et PICASSO [101].

^{19}F , la limite sur σ_p^{SD} soit plus contraignante en considérant les contributions provenant du proton et du neutron.

- ii) Dans le cas du Germanium, seul l’isotope ^{73}Ge est sensible à l’interaction dépendante du spin. Pour cet isotope, le neutron contribue le plus fortement (cf. table 8.5) ce qui explique que la limite la plus contraignante sur σ_p^{SD} soit imposée en considérant une diffusion pur neutron. Dans le cas de ce noyau, les contenus en spin portés par le proton et le neutron sont de signes identiques, ainsi, les contributions à la section efficace SD de chaque nucléon vont s’additionner de façon destructive. Cela explique que dans le cas du ^{73}Ge , la limite sur σ^{SD} soit moins contraignante en considérant les contributions provenant du proton et du neutron.

Nous pouvons en conclure que plus l’écart entre les contenus en spin portés par le proton et le neutron sera faible, plus cet effet d’interférence sera important. De plus, cela montre, l’importance de connaître précisément les valeurs de $\langle S_p \rangle$ et $\langle S_n \rangle$ et particulièrement leurs signes.

8.6 Modèles SUSY et nouveau paradigme.

La figure 8.7 représente l’analyse des résultats expérimentaux des expériences LUX, XENON100, CDMS-II et PICASSO dans ce nouveau paradigme pour un neutralino de 100 ± 10 GeV. La largeur du trait est donnée par la variation de sections efficaces entre 90 et 110 GeV. Nous pouvons voir, à la vue de l’épaisseur du trait que cette variation est faible dans ce régime

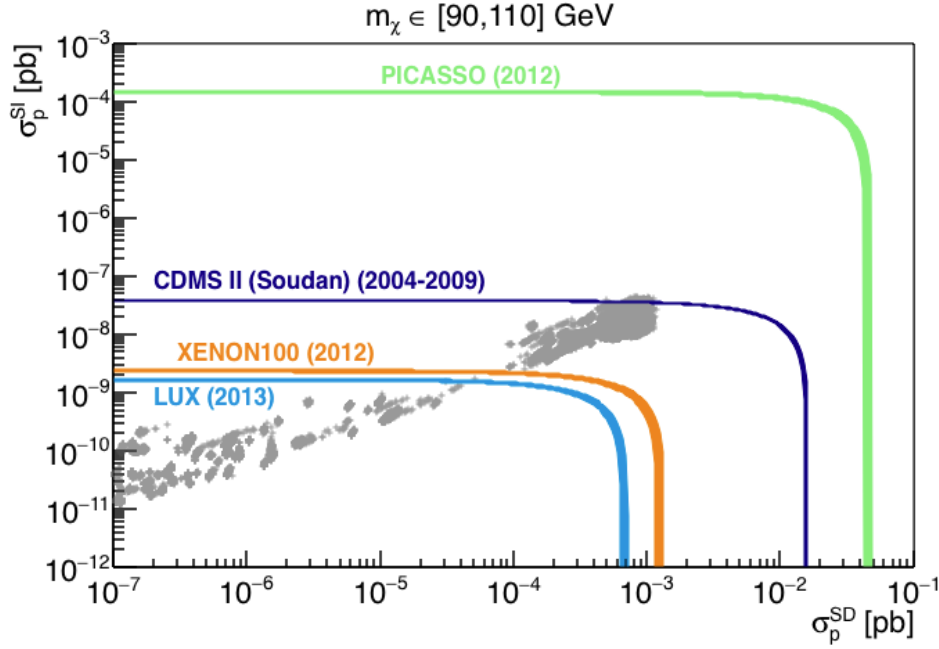


Figure 8.7 – Limites à 90% CL dans le plan $(\sigma_p^{SI}, \sigma_p^{SD})$ pour un neutralino de $m_\chi \in [90, 110]$ GeV. c^{-2} en considérant la contribution du proton et du neutron dans l’interaction dépendante du spin avec $a_p/a_n = -1.14$. Ces limites ont été calculées à partir des données expérimentales des expériences LUX [234], Xenon100 [96], CDMS-II [132] et PICASSO [101]. Les points gris représentent la distribution des modèles supersymétriques dont la masse du neutralino LSP vaut 100 ± 10 GeV. Ces modèles ont été obtenus par un scan MCMC de l’espace des paramètres supersymétriques en fixant la masse des squarks à 1.5 TeV.

de masse de neutralino LSP. De plus, nous avons directement accès à la limite sur σ_p^{SD} imposée par CDMS-II en prenant l’asymptote à $\sigma_p^{SI} = 0$. Cette limite de 1.6×10^{-2} pb à 100 GeV intègre les interférences destructives sur le germanium et n’a jamais été publiée.

Il est également représenté sur cette figure la distribution des modèles supersymétriques dont le neutralino LSP a une masse comprise entre 90 et 110 GeV (points gris). Ces modèles ont été extraits d’un échantillonnage de l’espace des paramètres supersymétriques avec la masse des squarks fixée à 1.5 TeV. Nous pouvons ainsi constater que dans ce régime de masse, l’expérience LUX apporte une contrainte sur les modèles supersymétriques. De plus, de par la corrélation entre σ_p^{SI} et σ_p^{SD} observée en section 8.2.2, l’expérience LUX impose une limite sur la section efficace σ_p^{SD} des modèles supersymétriques de $\sim 5 \times 10^{-5}$ pb à $m_\chi = 100 \pm 10$ GeV.

8.7 Potentiel de MIMAC dans le nouveau paradigme

Dans cette section, nous allons étudier la projection du potentiel d’exclusion sans bruit de fond dans le plan $(\sigma_p^{SI}, \sigma_p^{SD})$ pour un détecteur au xénon liquide et un détecteur au CF_4 avec différentes expositions. Nous considérerons différents détecteurs de matière sombre dont les caractéristiques sont listées dans le tableau 8.2.

La figure 8.8 représente les limites d’exclusion dans le plan $(\sigma_p^{SI}, \sigma_p^{SD})$ pour un neutralino LSP dont la masse est comprise entre 90 GeV. c^{-2} et 110 GeV. c^{-2} de chacun des détecteurs listés dans le tableau 8.2 comparé à celle de l’expérience LUX. Pour chaque détecteur, nous

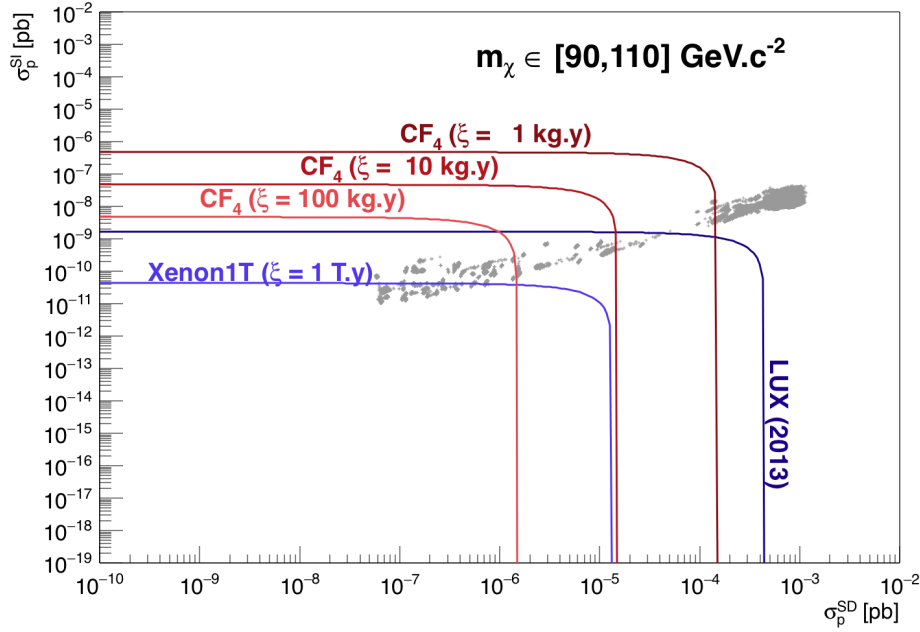


Figure 8.8 – Limites à 90% CL dans le plan $(\sigma_p^{SI}, \sigma_p^{SD})$ pour un neutralino de masse $m_\chi \in [90, 110] \text{ GeV}\cdot\text{c}^{-2}$ en considérant la contribution du proton et du neutron dans l’interaction dépendante du spin avec $a_p/a_n = -1.14$. Ces limites ont été calculées pour un détecteur directionnel dont la cible serait composée de CF_4

avons considéré un fond nul. Comme nous pouvons le voir, un détecteur au CF_4 est compétitif avec l’expérience LUX quelque soit l’exposition sur l’exclusion de la section efficace dépendante du spin, mais n’est pas compétitif sur la section efficace indépendante du spin. De plus, un tel détecteur pourrait exclure des modèles SUSY inaccessibles avec l’expérience LUX. Cependant, seul un détecteur au CF_4 avec une exposition de 100 kg.y resterait compétitif pour la limite sur la section efficace dépendante du spin avec un détecteur de xénon liquide avec une exposition de 1 T.y. Il est important de noter que tous les modèles SUSY de notre scan accessibles avec un détecteur CF_4 seraient exclus avec un détecteur de xénon liquide et une exposition de 1 T.y.

8.8 Conclusions

Dans le cadre du MSSM et dans le cas où le secteur des squarks se trouve à l’échelle du TeV, au vu des contraintes sur la masse des squarks imposées par le LHC, nous avons pu montrer que les sections efficaces de diffusion élastique sur le proton et le neutron deviennent équivalentes dans le cas des interactions indépendantes et dépendantes du spin en détection directe. Cela nous a permis de définir un nouveau paradigme pour représenter les résultats expérimentaux en réduisant l’espace des paramètres de la détection directe à trois paramètres indépendants : (m_χ, σ_p^{SI}) , (m_χ, σ_p^{SD}) . Nous pouvons ainsi faire le lien entre les sections efficaces SI et SD et montrer que les contraintes imposées par des détecteurs purs SI tels que Xenon et LUX imposent directement une contrainte sur la section efficace SD. Enfin, dans le cadre du MSSM la limite imposée sur la section efficace SI par l’expérience LUX contraint directement la section efficace SD des modèles supersymétriques indépendamment de la contrainte expérimentale sur la section efficace SD.

Cible	Exposition	Gamme en énergie	Acceptance	Directionnalité
Xénon liquide	1 T.y	[6.6, 43.3] keV	[96]	Non
CF ₄ gazeux	1 kg.y	[5, 50] keV	Plate	Oui
CF ₄ gazeux	10 kg.y	[5, 50] keV	Plate	Oui
CF ₄ gazeux	100 kg.y	[5, 50] keV	Plate	Oui

Table 8.2 – Tableau récapitulant les caractéristiques des différents détecteurs considérés pour établir une projection de la limite d'exclusion.

Contraintes	Valeur/limites exp.	Erreur exp.	Erreur stat.	Erreur th.	Ref.
Contraintes venant de la cosmologie					
$\Omega_{CDM}h^2$	0.1187	± 0.0017	-	± 0.0119 (10%)	(Planck+WP+highL+BAO)[26]
Contraintes venant de la physique des particules					
Lightest Higgs mass	125.6 GeV	± 0.4 GeV	± 0.2 GeV	± 2 GeV	[248]
$(g-2)_\mu$	26.1×10^{-10}	$\pm 8.0 \times 10^{-10}$	-	10.0×10^{-10}	[249]
$\mathcal{BR}(B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-)$	2.9×10^{-9}	$\pm 0.7 \times 10^{-9}$	-	$\pm 0.29 \times 10^{-9}$ (10%)	[250]
$\mathcal{BR}(b \rightarrow s\gamma)$	3.43×10^{-4}	$\pm 0.07 \times 10^{-4}$	$\pm 0.21 \times 10^{-4}$	$\pm 0.23 \times 10^{-4}$	[?]
$\mathcal{BR}(B^+ \rightarrow \tau\nu_\tau)$	1.63×10^{-4}	$\pm 0.54 \times 10^{-4}$			[127]
$\mathcal{BR}(e^+e^- \rightarrow \tilde{\chi}_1\tilde{\chi}_{2,3} \rightarrow Z\tilde{\chi}_1 \rightarrow q\bar{q}\tilde{\chi}_1)$ @208 GeV			< 0.05 pb		[251]
$\Delta\Gamma_Z$	< 2 MeV (95 % CL)				[252]
$\Delta\rho$	≤ 0.002				
$\tan\beta(m_A)$					[253]
Contraintes venant de la physique du Higgs					
μ^{VBF}					[254]
$\Delta\Gamma_H$					[254]

Table 8.3 – Contraintes expérimentales utilisées pour construire la fonction de vraisemblance dans le scan par chaîne de Markov du MSSM.

Expérience	Facteur de forme		Acceptance	Paramètres du halo [km/s]			Limites expérimentales		
	SI	SD		v_E	v_0	v_{esc}	SI	SD-proton	SD-neutron
Xenon100 LUX	Helm [87] Helm [87]	Menendez <i>et al.</i> [95] Menendez <i>et al.</i> [95]	[96] [234]	220 220	220 220	554 554	[96] [234, 255]	[97] [255]	[97] [255]
PICASSO CDMS-II	Solid sphère [87] Helm [87]	Lewin-Smith [87] -	[101] [101]	244 220	230 220	600 544	[101] [132]	[101] -	- -

Table 8.4 – Résumé des paramètres utilisés dans l’analyse des résultats expérimentaux par les collaborations LUX, Xenon100, CDMS-II et PICASSO. Pour chaque expérience sont donnés : les facteurs de forme SI et SD, la référence de l’acceptance du détecteur, les valeurs des paramètres du modèle standard du halo et les références des limites expérimentales disponibles.

Expérience	Noyaux	A	Z	Frac. iso.	J	$\langle S_p \rangle$	$\langle S_n \rangle$	Ref.
Xenon/LUX	Xe	124/126/128/130		$10^{-1}/9 \times 10^{-4}/0.0191/0.041$	0	-	-	-
		132/134/136	54	0.269/0.104/0.089	1/2	0.010	0.329	[95]
		129 131		0.262 0.218	3/2	-0.009	-0.272	[95]
PICASSO	F	19	9	1	1/2	0.441	-0.109	[93]
CDMS-II	Ge	70/72/74/76	32	0.2123/0.2766/0.2766/0.0744	0	-	-	-
		73		0.0773	9/2	0.030	0.378	[102]

Table 8.5 – Résumé des paramètres utilisés pour le noyau cible dans l’analyse des résultats expérimentaux des collaborations LUX [234], Xenon100 SI [96] SD [97], CDMS-II [132], PICASSO [101]. Pour chaque noyau sont donnés leur contenu en spin proton et neutron.

Conclusions et perspectives

Ce manuscrit de thèse présente les travaux de recherche que j'ai menée sur la détection directionnelle de matière sombre au sein de la collaboration MIMAC. Ces travaux de recherche s'appuient sur quatre principaux axes : le premier repose sur la caractérisation du détecteur MIMAC, le deuxième sur l'analyse de données expérimentales du prototype bi-chambre installé au LSM, le troisième sur la simulation du fond neutrons du détecteur au LSM et enfin le quatrième concerne la phénoménologie de la détection directe de matière sombre.

Le premier axe de recherche de ma thèse concerne la caractérisation du détecteur MIMAC. Nous pouvons alors identifier cinq principaux thèmes : l'étalonnage de la mesure de l'énergie déposée en ionisation, la mesure du facteur de *quenching* en ionisation, la mesure de la vitesse de dérive des électrons, l'extraction d'un signal de la cathode et la discrimination électrons recul.

Pour un détecteur de détection directionnelle, il est nécessaire de mesurer, avec la meilleure résolution en énergie possible, l'énergie cinétique de chaque recul nucléaire afin de pouvoir reconstruire le spectre en énergie de ces derniers. Dans le détecteur MIMAC, nous ne mesurons pas directement l'énergie cinétique des reculs nucléaires, mais l'énergie déposée en ionisation à l'aide d'un préamplificateur de charge. La mesure de l'énergie en ionisation nécessite l'étalonnage de la réponse du préamplificateur de charge avec des électrons générés à des énergies très bien connues. Tout d'abord, j'ai étudié le biais sur la mesure de l'énergie d'ionisation déposée par des électrons en utilisant une modélisation du signal du préamplificateur de charge. J'ai ainsi montré que la mesure de l'énergie des électrons présente un biais croissant avec l'énergie venant de la longueur des traces des électrons. Cependant, il est possible de considérer le préamplificateur de charge comme linéaire pour des énergies d'électrons inférieures à 10 keV et donc d'étalonner le détecteur avec de tels électrons. De plus, j'ai pu estimer la correction à apporter sur la mesure de l'énergie d'ionisation pour reconstruire l'énergie cinétique des électrons. La collaboration MIMAC a développé un dispositif expérimental original permettant d'étalonner le détecteur avec des électrons produits par des photons de fluorescence dont l'énergie maximale est ~ 8 keV. J'ai alors développé une méthode d'analyse des données d'étalonnage par vraisemblance profilée afin d'estimer les erreurs la mesure de l'énergie déposée en ionisation par des reculs nucléaires. Après avoir montré que la mesure de l'énergie d'ionisation de reculs nucléaires dans notre gamme en énergie est linéaire, j'ai établi qu'avec notre dispositif expérimental l'erreur relative sur la mesure de l'énergie d'ionisation de reculs nucléaires est inférieure à 1.16%. Enfin, en utilisant la ligne LHI, j'ai réalisé des mesures du facteur de *quenching* en ionisation permettant ainsi de reconstruire l'énergie cinétique des reculs nucléaires.

Le mouvement des électrons dans l'espace de collection des charges lors de leurs collections induit un signal sur la cathode du détecteur. J'ai pu mettre en évidence qu'il est possible d'extraire ce signal en adaptant un module bi-chambre. L'utilisation de ce signal a permis de mesurer la vitesse de dérive des électrons en accord avec des mesures réalisées avec une autre méthode. De plus, l'utilisation de ce signal présente de bonnes perspectives pour la fiducialisation du détecteur.

Afin de caractériser le détecteur MIMAC, la collaboration MIMAC a réalisé plusieurs campagnes de prises de données auprès d'un champ monochromatique de neutrons. En me basant sur différentes prises de données, j'ai pu mettre en place une discrimination électron/recul en

utilisant une analyse par arbres de décision boostés. Cette analyse a permis de montrer que nous pouvons atteindre jusqu'à un pouvoir de réjection de 10^5 avec un niveau de 85% d'acceptance. De plus, j'ai construit un modèle Monte-Carlo des observables MIMAC basé sur la simulation SRIM de traces de reculs nucléaires de ^{19}F . L'utilisation conjointe de la simulation et de l'analyse par arbres de décision boostés ont permis d'estimer l'acceptance du détecteur en fonction de l'énergie.

Le second axe de recherche que j'ai développé au sein de la collaboration MIMAC concerne l'analyse des données du prototype bi-chambre installé au LSM depuis juin 2012. Lors de l'analyse de la première prise de données au LSM, j'ai montré l'existence d'une contamination du gaz du détecteur au ^{222}Rn . Cette contamination provient de la radioactivité naturelle intrinsèque des matériaux utilisés pour la construction du détecteur. Cette dernière nous a permis de montrer pour la première fois la mesure des traces en 3D des reculs nucléaires des noyaux fils issus de la descendance du ^{222}Rn . De plus, en utilisant une nouvelle observable appelée *Mean Projected Diffusion*, j'ai montré que nous avons la possibilité d'identifier la position des événements dans le détecteur. L'utilisation de cette observable a permis d'isoler les événements venant de l'anode. Cette mesure de reculs nucléaires provenant de la chaîne de décroissance du ^{222}Rn montre la capacité du détecteur MIMAC de détecter la trace en 3D de reculs nucléaires avec des énergies de l'ordre de la dizaine de keV.

Le troisième axe de recherche de ma thèse s'est orienté sur la simulation du fond de neutrons au LSM. En laboratoire souterrain, nous avons deux principales sources de neutrons : la radioactivité naturelle de la roche et le rayonnement cosmique. Pour chacune de ces contributions, j'ai alors développé un modèle GEANT4 de propagation des neutrons dans la caverne du LSM afin d'estimer la dépendance angulaire et en énergie du flux de neutron au niveau du détecteur MIMAC. J'ai ainsi pu montrer l'existence d'anisotropies dans la distribution angulaire du flux de neutrons venant de l'environnement du détecteur et notamment de la présence du blindage en plomb et polyéthylène de l'expérience SEDINE à proximité du détecteur. Ensuite, pour estimer le taux d'événements dans le détecteur, j'ai construit un modèle GEANT4 du prototype bi-chambre. Cette étude réaliste du fond de neutrons a montré l'existence d'anisotropies dans la distribution angulaire du taux d'événements ainsi que le taux d'événements venant des neutrons cosmogéniques est négligeable devant le taux d'événements venant de la radioactivité de la roche (environ 5×10^3 fois plus faible). Enfin, j'ai étudié l'impact de la modélisation de la distribution angulaire du fond sur le potentiel d'exclusion d'un détecteur MIMAC m^3 . Pour cela, j'ai considéré un détecteur MIMAC m^3 idéal ayant mesuré uniquement des reculs nucléaires venant de la simulation précédente et j'ai comparé les limites d'exclusions établies en utilisant une distribution angulaire telle que décrite par la simulation du fond et une distribution angulaire isotrope. J'ai ainsi montré que la modélisation de la distribution angulaire du fond a un faible impact sur l'estimation de la limite d'exclusion dans le cas d'un détecteur MIMAC m^3 au LSM et que la méthode d'exclusion directionnelle reste valide même dans le cas d'un fond anisotrope.

Le quatrième axe de recherche de ma thèse porte sur l'étude de l'impact des limites LHC concernant la masse des squarks sur la détection directe de matière sombre. La comparaison des résultats des expériences de détection directe de matière sombre obtenue pour différents noyaux nécessite l'utilisation d'hypothèses quant à la nature de l'interaction. Afin d'établir une limite sur la section efficace indépendante ou dépendante du spin, il est nécessaire de négliger l'une ou l'autre des interactions. L'absence d'excès dans les différents canaux considérés pour la recherche de supersymétrie au LHC conduit à imposer des limites sur la masse des squarks. Ainsi, dans l'hypothèse où aucune particule supersymétrique ne serait découverte au second *run* du LHC, il est raisonnable de considérer que la masse des squarks se trouve à l'échelle du TeV. Dans le cadre du MSSM, cela a pour effet de supprimer la contribution venant de l'échange de squarks en voie *s* simplifiant ainsi l'interaction WIMP-quarks. Des corrélations apparaissent alors

entres les différents paramètres de l'interaction WIMP-noyau permettant de réduire le nombre de paramètres de cette dernière à trois : $(m_{\chi}, \sigma_p^{SI}, \sigma_p^{SD})$. En fixant la masse du neutralino, nous pouvons donc directement représenter les résultats dans le plan $(\sigma_p^{SI}, \sigma_p^{SD})$. J'ai ainsi montré que dans le cadre du MSSM et dans le cas où le secteur des squarks serait à l'échelle du TeV, nous avons une nouvelle représentation permettant une comparaison directe entre toutes les expériences de détection directe. Dans ce nouveau paradigme, les contraintes imposées par des détecteurs purs SI tels que Xenon et LUX imposent directement une contrainte sur la section efficace SD largement compétitive avec les contraintes des détecteurs purs SD tels que COUPP ou PICASSO. Enfin, j'ai montré qu'un détecteur opérant au CF_4 tel que MIMAC avec une exposition de 100 kg.an serait compétitif avec un détecteur d'une tonne de xénon concernant l'interaction SD.

Le détecteur développé par la collaboration MIMAC présente des caractéristiques encourageantes pour la détection directionnelle de matière sombre. Durant ma thèse, j'ai pu montrer que nous contrôlons les incertitudes liées à la mesure de l'énergie d'ionisation, que nous pouvons atteindre un bon niveau de discrimination électron/recul associée avec un bon niveau d'acceptance et enfin que le détecteur MIMAC est capable de mesurer la trace en 3D de reculs nucléaires de quelques dizaines de keV. La mesure d'un signal sur la cathode du détecteur offre d'excellentes perspectives pour la détermination de la coordonnée z des événements. Ce nouveau signal pourrait ainsi être exploité pour fiducialiser le détecteur le long de l'axe z . Ainsi, la collaboration MIMAC devrait être à même de pouvoir établir la première limite expérimentale de MIMAC en utilisant les données acquises au LSM.

La prochaine étape du projet MIMAC est la construction du détecteur m^3 . Ce détecteur sera alors constitué de seize modules bi-chambre dont chaque chambre sera équipée d'une Micromegas $35 \times 35 \text{ cm}^2$ avec 960 voies sur chaque axe et utilisant la technologie *piggy-back*. Afin de limiter le nombre de voies d'électronique, il est envisagé de multiplexer par trois les voies sur chaque axe. Le nombre de voies d'électronique ne sera alors plus que de 320 par axe. Il a été montré que la sensibilité d'un tel détecteur serait alors compétitive avec les détecteurs actuels cherchant à sonder l'interaction dépendante du spin.

Dans les années à venir, en continuant à augmenter leurs expositions, les expériences de détection directe non-directionnelle de matière sombre auront la sensibilité suffisante pour atteindre le fond neutrino. Nous pouvons alors voir les perspectives de la détection directe de matière sombre de deux façons possibles selon si les expériences de détection directes non-directionnelle voient ou non un signal. Dans le cas où aucun signal ne serait observé, il serait alors nécessaire de recourir à la détection directionnelle pour pouvoir dépasser le fond neutrino et continuer la recherche de matière sombre. Dans le cas où une ou plusieurs expériences obtiendraient un signal positif, le recours à la détection directionnelle sera alors nécessaire pour pouvoir confirmer la découverte et contraindre l'astrophysique du halo de matière sombre. Dans les deux cas, la détection directionnelle se révèle essentielle et complémentaire à la détection directe non-directionnelle.

Quatrième partie

Annexes

A

Théorème de Ramo

Lors de l'amplification, le mouvement des charges (ions et électrons) dans l'espace d'amplification va induire une charge et donc un courant sur la grille et les pistes de la Micromegas. C'est ce courant induit que nous allons mesurer avec notre électronique d'acquisition. Il est possible de déterminer le courant induit à partir du théorème de Ramo.

Considérons un jeu de N électrodes chacune à un potentiel individuel de V_i . Cet ensemble d'électrodes définit un potentiel $\phi(\mathbf{x})$ et un champ électrique $\mathbf{E}(\mathbf{x}) = -\nabla\phi(\mathbf{x})$ satisfaisant l'équation de Laplace. À la surface de la $i^{\text{ème}}$ électrode, nous avons $\phi(\mathbf{x}) = V_i$, de plus, le potentiel V_i et la charge à sa surface Q_i sont reliées par la matrice de capacitance c telle que :

$$Q_i = \sum_{j=1}^N c_{ij} V_j. \quad (\text{A.1})$$

La matrice de capacitance est une matrice symétrique définie par la géométrie et la disposition des électrodes.

Considérons une modification du potentiel de la $i^{\text{ème}}$ électrode de V_i à V'_i . Cette modification du potentiel induit une modification de la charge de l'électrode de Q_i à Q'_i . Le lien entre V'_i et Q'_i est également établie par l'équation A.1 car la modification du potentiel ($V_i \rightarrow V'_i$) ne modifie pas la matrice de capacitance. Ainsi, à partir de l'invariance de la matrice de capacitance sous une modification du potentiel, nous obtenons l'énoncé du théorème de réciprocité :

$$\sum_{i=1}^N Q_i V'_j = \sum_{i=1}^N Q'_i V_j. \quad (\text{A.2})$$

Considérons un système à deux électrodes et un premier état électromagnétique tel que l'une des électrodes se trouve à la masse ($V_1 = 0$) et la seconde, que nous considérerons comme infinitésimale et comme le porteur de charge, portant une charge $Q_0 = q = -e$ et à un potentiel V_0 . En appliquant le théorème de réciprocité à cet état électromagnétique, nous obtenons :

$$Q_0 V'_0 + Q_1 V'_1 = Q'_0 V_0 + Q'_1 V_1 \Leftrightarrow Q_0 V'_0 + Q_1 V'_1 = Q'_0 V_0. \quad (\text{A.3})$$

Considérons un second état électromagnétique où la charge est retirée de l'électrode infinitésimale ($Q'_0 = 0$) et que la seconde se trouve à un potentiel de $V'_1 = V_w$. À partir de l'équation A.3, nous

obtenons :

$$Q_0 V'_0 + Q_1 V_w = 0 \Leftrightarrow q V'_0 + Q_1 V_w = 0 \Leftrightarrow Q_1 = -q \frac{V'_0}{V_w} \quad (\text{A.4})$$

où V'_0 est le potentiel de l'électrode infinitésimale dans le second état électromagnétique. Ainsi, prendre une électrode à la position \mathbf{x} revient à évaluer le potentiel V'_0 à la position \mathbf{x} . Le *weighting* potential est défini tel que $V'_0 = \psi_1(\vec{x})$, et la charge induite Q_1 devient :

$$Q_1 = -\frac{q}{V_w} \psi_1(\vec{x}) \quad (\text{A.5})$$

Dans le cas où le mouvement du porteur de charge serait décrit par $\vec{x}(t)$, nous allons avoir un courant induit sur l'électrode telle que :

$$I^{\text{ind}}(t) = -\frac{dQ(t)}{dt} = \frac{q}{V_w} \vec{\nabla} \psi[\vec{x}(t)] \cdot \frac{d\vec{x}(t)}{dt} = -\frac{q}{V_w} \vec{E}_w[\vec{x}(t)] \cdot \vec{v}(t) \quad (\text{A.6})$$

où $\vec{E}_w[\vec{x}(t)] = -\vec{\nabla} \psi[\vec{x}(t)]$, est le *weighting field*. Le *weighting field* est un champ différent du champ électrique, ce premier est défini comme le champ électrique généré en considérant une électrode à un potentiel de V_w et les autres à la masse. Ce champ n'est pas un champ réel et est utilisé pour l'évaluation du couplage entre une charge et une électrode. Uniquement dans le cas où l'on considère un jeu de deux électrodes le *weighting field* et le champ électrique sont équivalant. L'équation A.6 donne donc une relation entre le courant induit par un porteur de charge sur une électrode et son mouvement, c'est ce que nous appelons le théorème de Ramo [256].

En considérant que dans l'espace d'amplification est composé d'une grille à la haute tension V_G et une anode à la masse $V_A = 0$ toutes deux dans le plan (X, Y) et séparées d'une distance L , le champ électrique dans l'espace d'amplification est donc uniforme et donné par $\vec{E} = (V_G - V_A)/L \vec{e}_z = V_G/L \vec{e}_z$. Par conséquent, dans l'espace d'amplification, le *weighting field* est donné par $\vec{E}_w = V_w/L \vec{e}_z$. Ainsi, en supposant que le porteur de chargeur atteint rapidement sa vitesse limite, en utilisant le théorème de Ramo, nous montrons que le courant induit sur la grille ou l'anode par un porteur de charge est :

$$I^{\text{ind}}(t) = -q \frac{v}{L} \quad (\text{A.7})$$

où q est la charge du porteur de charge v la vitesse de dérive du porteur de charge. Nous pouvons alors voir que le courant induit sera constant dès lors que le porteur de charge sera produit jusqu'à ce qu'il soit collecté sur la grille ou l'anode. Le courant induit total sera alors la somme des courants induits par chaque porteur de charge.

Bibliographie

- [1] F. Zwicky, APJ **86** (1937) 217.
- [2] X.X. Xue *et al.*, APJ **684** (2008) 1143, [arXiv:0801.1232](#).
- [3] W.R. Brown *et al.*, APJ **139** (2010) 59.
- [4] G. Battaglia *et al.*, MNRAS **364** (2005) 433, [arXiv:astro-ph/0506102](#).
- [5] J.F. Navarro, C.S. Frenk and S.D.M. White, APJ **462** (1996) 563.
- [6] L.E. Strigari, Phys. Rep. **531** (2013) 1, [arXiv:1211.7090](#).
- [7] Y. Sofue and V. Rubin, Annu. Rev. Astron. Astrophys. **39** (2001) 137, [arXiv:astro-ph/0010594](#).
- [8] F. Iocco, M. Pato and G. Bertone, Nat. Phys. (2015) 1, [arXiv:1502.03821v1](#).
- [9] D. Clowe *et al.*, APJ **648** (2006) L109, [arXiv:astro-ph/0608407](#).
- [10] M. Bradač *et al.*, Astrophys. J. **652** (2006) 937, [arXiv:astro-ph/0608408](#).
- [11] a. Mahdavi *et al.*, Astrophys.J **668** (2007) 806, [arXiv:0706.3048](#).
- [12] D. Clowe *et al.*, APJ **758** (2012) 128, [arXiv:1209.2143](#).
- [13] M.J. Jee *et al.*, APJ **783** (2014) 78, [arXiv:1401.3356](#).
- [14] M. Bradač *et al.*, Astrophys. J. **687** (2008) 959, [arXiv:0806.2320](#).
- [15] J. Merten *et al.*, MNRAS **417** (2011) 333, [arXiv:1103.2772](#).
- [16] S.W. Randall *et al.*, APJ **679** (2008) 1173, [arXiv:0704.0261](#).
- [17] L.L.R. Williams and P. Saha, MNRAS **415** (2011) 448, [arXiv:1102.3943](#).
- [18] R. Massey *et al.*, **15** 1, [arXiv:1504.03388v1](#).
- [19] M. Vogelsberger and J. Zavala, MNRAS **430** (2013) 1722, [arXiv:1211.1377v1](#).
- [20] S. Dodelson, Modern Cosmology (Academic Press, 2003), ISBN: 9780122191411.
- [21] A.G. Riess *et al.*, APJ **117** (1999) 707, [arXiv:astro-ph/9810291](#).
- [22] S. Perlmutter, M.S. Turner and M. White, Phys. Rev. Lett. **83** (1999) 5, [arXiv:astro-ph/9901052](#).
- [23] J.C. Mather *et al.*, APJ **420** (1994) 439.
- [24] P.A.R. Ade *et al.*, [arXiv:1502.01589](#).

- [25] D. Larson *et al.*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **192** (2011) 16, [arXiv:1001.4635](#).
- [26] P.A.R. Ade *et al.*, *A&A* **571** (2014) A16, [arXiv:1303.5076](#).
- [27] A.A. Penzias and R.W. Wilson, *APJ* **142** (1965) 419.
- [28] R.H. Dicke *et al.*, *APJ* **142** (1965) 414.
- [29] J.C. Mather *et al.*, *Astrophys.J* **354** (1990).
- [30] C.L. Bennett *et al.*, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **208** (2012) 177, [arXiv:1212.5225](#).
- [31] P.A.R. Ade *et al.*, *A&A* **536** (2011) A1, [arXiv:1101.2022](#).
- [32] W.J. Percival *et al.*, *MNRAS* **401** (2010) 2148, [arXiv:0907.1660](#).
- [33] W.J. Percival *et al.*, *MNRAS* **381** (2007) 1053, [arXiv:0705.3323](#).
- [34] K.S. Dawson *et al.*, *APJ* **145** (2013) 10, [arXiv:1208.0022](#).
- [35] E. Hubble, *Proc. Natl. Acad. Sci. U. S. A.* **15** (1929) 168.
- [36] B. Leibundgut, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **39** (2001) 67.
- [37] A.G. Riess *et al.*, *APJ* (2011) 56, [arXiv:1103.2976](#).
- [38] M. Betoule *et al.*, *A&A* **568** (2014) A22, [arXiv:1401.4064](#).
- [39] A.G. Riess *et al.*, *Astron. J.* **116** (1998) 1009, [arXiv:astro-ph/9805201](#).
- [40] R.J. Cooke *et al.*, *APJ* **781** (2014) 31, [arXiv:1308.3240v2](#).
- [41] G. Jungman, M. Kamionkowski and K. Griest, *Phys. Rep.* **267** (1995) 195, [arXiv:hep-ph/9506380](#).
- [42] J.L. Feng, *Ann. Phys. (N. Y.)*. **315** (2005) 2, [arXiv:hep-ph/0405215](#).
- [43] G. Aad *et al.*, (*ATLAS Collab. Phys. Lett. B* **716** (2012) 1, [arXiv:1207.7214](#).
- [44] S. Chatrchyan *et al.*, *Phys. Lett. B* **716** (2012) 30, [arXiv:1207.7235](#).
- [45] S.P. Martin, *A Supersymmetry Primer* (2010), [arXiv:hep-ph/9709356](#), ISBN: 9814307491.
- [46] P. Fayet, *About R-parity and the Supersymmetric Standard Model* (1999), [arXiv:hep-ph/9912413](#).
- [47] G. Bertone *et al.*, *Particle Dark Matter : Observations, Models and Searches*, Cambridge ed. (Cambridge University Press, Cambridge, 2010), ISBN: 9780511770739.
- [48] V. Bonnivard *et al.*, *MNRAS* **19** (2014) 20, [arXiv:1407.7822](#).
- [49] J. Conrad, J. Cohen-Tanugi and L.E. Strigari, [arXiv:1503.06348](#).
- [50] M. Ackermann *et al.*, *Phys. Rev. D* **88** (2013) 1, [arXiv:1305.5597](#).
- [51] E. Bulbul *et al.*, *APJ* **789** (2014) 13, [arXiv:1402.2301](#).
- [52] Fermi-LAT, M. Ackermann *et al.*, *Phys. Rev.* **D91** (2015) 122002.

- [53] Fermi-LAT, MAGIC, J. Rico *et al.*,
- [54] HESS, A. Abramowski *et al.*, Phys. Rev. Lett. **114** (2015) 081301.
- [55] VERITAS, B. Zitzer,
- [56] A. Geringer-Sameth *et al.*, [arXiv:1503.02320](#).
- [57] A. Albert *et al.*, [arXiv:1503.02632](#).
- [58] M. Ackermann *et al.*, Phys. Rev. D **86** (2012) 1, [arXiv:1205.2739](#).
- [59] A. Gould, APJ **328** (1988) 919.
- [60] G. Wikström and J. Edsjö, JCAP **2009** (2009) 009, [arXiv:0903.2986](#).
- [61] M. Aartsen *et al.*, Phys. Rev. Lett. **110** (2013) 131302, [arXiv:1212.4097](#).
- [62] K. Choi *et al.*, [arXiv:1503.04858](#).
- [63] S. Adrián-Martínez *et al.*, JCAP **2013** (2013) 032, [arXiv:1302.6516](#).
- [64] M.G. Aartsen *et al.*, Phys. Rev. D **88** (2013) 1, [arXiv:1307.3473](#).
- [65] O. Adriani *et al.*, Nature **458** (2009) 607, [arXiv:0810.4995v1](#).
- [66] J.J. Beatty *et al.*, Phys. Rev. Lett. **93** (2004) 241102, [arXiv:astro-ph/0412230](#).
- [67] L. Accardo *et al.*, Phys. Rev. Lett. **113** (2014) 121101.
- [68] D. Maurin, R. Taillet and C. Combet, [arXiv:astro-ph/0612714](#).
- [69] A. Charbonnier, C. Combet and D. Maurin, Comput. Phys. Commun. **183** (2012) 656, [arXiv:1201.4728](#).
- [70] D. Gaggero *et al.*, Phys. Rev. Lett. **111** (2013) 1, [arXiv:1304.6718](#).
- [71] M.D. Mauro *et al.*, JCAP **2014** (2014) 006, [arXiv:1402.0321](#).
- [72] R. Aaij *et al.*, [arXiv:1507.03414](#).
- [73] M. Gell-Mann, Phys. Lett. **8** (1964) 214.
- [74] K. Olive *et al.*, (Particle Data Group), Chin. Phys. C **38** (2014).
- [75] P. Agrawal and V. Rentala, J. High Energy Phys. **2014** (2014) 98, [arXiv:1312.5325](#).
- [76] P.J. Fox *et al.*, Phys. Rev. D **85** (2012) 056011, [arXiv:1109.4398v1](#).
- [77] A. Djouadi *et al.*, Phys. Lett. B **709** (2012) 65, [arXiv:1112.3299](#).
- [78] O. Buchmueller, M.J. Dolan and C. McCabe, J. High Energy Phys. **2014** (2014) 25, [arXiv:1308.6799](#).
- [79] U. Haisch, A. Hibbs and E. Re, Phys. Rev. D **89** (2014) 034009, [arXiv:1311.7131](#).
- [80] M.W. Goodman and E. Witten, Phys. Rev. D **31** (1985) 3059.
- [81] D. Spergel, Phys. Rev. D **37** (1988) 1353.

- [82] B. Morgan, A. Green and N. Spooner, Phys. Rev. D **71** (2005) 103507.
- [83] J. Billard, F. Mayet and D. Santos, Phys. Rev. D **83** (2011) 075002, [arXiv:1012.3960](#).
- [84] J. Billard, F. Mayet and D. Santos, Phys. Rev. D **82** (2010) 055011.
- [85] J. Billard, F. Mayet and D. Santos, Phys. Rev. D **85** (2012) 035006, [arXiv:1110.6079](#).
- [86] P. Gondolo, Phys. Rev. D **66** (2002) 103513, [arXiv:hep-ph/0209110](#).
- [87] J.D. Lewin and P.F. Smith, Astropart. Phys. **6** (1996) 87.
- [88] G. Jungman, M. Kamionkowski and K. Griest, [arXiv:hep-ph/9506380](#).
- [89] P. Gondolo *et al.*, JCAP **0407** (2004) 35, [arXiv:astro-ph/0406204](#).
- [90] J. Edsjo, Aspects of Neutrino Detection of Neutralino Dark Matter, PhD thesis, Uppsala University, [arXiv:hep-ph/9704384](#).
- [91] A. Bottino *et al.*, Astropart. Phys. **18** (2002) 205, [arXiv:hep-ph/0111229](#).
- [92] G. Bélanger *et al.*, Comput. Phys. Commun. **185** (2014) 960, [arXiv:1305.0237](#).
- [93] P. Divari *et al.*, Phys. Rev. C **61** (2000) 1.
- [94] J.D. Vergados, Nucl. Phys. B **829** (2010) 383, [arXiv:0907.3587](#).
- [95] J. Menéndez, D. Gazit and A. Schwenk, Phys. Rev. D **86** (2012) 103511, [arXiv:1208.1094](#).
- [96] E. Aprile *et al.*, Phys. Rev. Lett. **109** (2012) 181301, [arXiv:1207.5988](#).
- [97] E. Aprile *et al.*, Phys. Rev. Lett. **111** (2013) 021301, [arXiv:1301.6620](#).
- [98] C. Faham and f.t.L. Collaboration, [arXiv:1405.5906](#).
- [99] M. Felizardo *et al.*, Phys. Rev. Lett. **108** (2012) 201302, [arXiv:1106.3014](#).
- [100] E. Behnke *et al.*, Phys. Rev. D **86** (2012) 1, [arXiv:1204.3094](#).
- [101] S. Archambault *et al.*, Phys. Lett. B **711** (2012) 153, [arXiv:1202.1240](#).
- [102] V.I. Dimitrov, J. Engel and S. Pittel, Phys. Rev. D **51** (1995) R291.
- [103] R. Agnese *et al.*, Phys. Rev. Lett. **112** (2014) 241302, [arXiv:1402.7137v2](#).
- [104] E. Armengaud *et al.*, Phys. Lett. B **702** (2011) 329, [arXiv:1103.4070](#).
- [105] D.R. Tovey *et al.*, Phys. Lett. B **488** (2000) 17, [arXiv:hep-ph/0005041](#).
- [106] S.C. Kim *et al.*, Phys. Rev. Lett. **108** (2012) 181301.
- [107] F. Iachello, L.M. Krauss and G. Maino, Phys. Lett. B **254** (1991) 220.
- [108] F. Mayet, Physique nucléaire appliquée, 1er ed. (De Boeck Supérieur, 2015), ISBN: [9782804190736](#).
- [109] R.H. Helm, Phys. Rev. **104** (1956) 1466.
- [110] G. Co' *et al.*, JCAP **2012** (2012) 010, [arXiv:1211.1787](#).

- [111] J. Engel, Phys. Lett. B **264** (1991) 114.
- [112] M. Cannoni, Phys. Rev. D **84** (2011) 095017, [arXiv:1108.4337](#).
- [113] G. Bélanger *et al.*, Comput. Phys. Commun. **180** (2009) 747, [arXiv:0803.2360](#).
- [114] J. Tremaine and S. Binney, Galactic Dynamics, Second ed. (Princeton University Press, 2008), ISBN: 9780691130279.
- [115] A.M. Green, Mod. Phys. Lett. A **27** (2012) 1230004, [arXiv:1112.0524](#).
- [116] J.I. Read *et al.*, MNRAS **389** (2008) 1041, [arXiv:0803.2714](#).
- [117] J.I. Read *et al.*, MNRAS **397** (2009) 44, [arXiv:0902.0009](#).
- [118] C.W. Purcell, J.S. Bullock and M. Kaplinghat, Astrophys. J. **703** (2009) 2275, [arXiv:0906.5348](#).
- [119] F.S. Ling *et al.*, JCAP (2010) 39, [arXiv:0909.2028](#).
- [120] S.R. Majewski *et al.*, Astrophys. J. **599** (2003) 1082, [arXiv:astro-ph/0304198](#).
- [121] B. Yanny *et al.*, Astrophys. J. **588** (2003) 824.
- [122] A. Sollima *et al.*, MNRAS **443** (2014) 1425, [arXiv:1406.6198v1](#).
- [123] C.W. Purcell, A.R. Zentner and M.Y. Wang, JCAP **2012** (2012) 027, [arXiv:1203.6617](#).
- [124] M. Lisanti and D.N. Spergel, Phys. Dark Universe **1** (2012) 155, [arXiv:1105.4166v3](#).
- [125] M. Kuhlen, M. Lisanti and D. Spergel, Phys. Rev. D **86** (2012) 1, [arXiv:1202.0007](#).
- [126] M.J. Reid *et al.*, Astrophys. J. **700** (2009) 137, [arXiv:0902.3913](#).
- [127] K. Olive *et al.*, (Particle Data Group), Chin. Phys. C **38** (2014).
- [128] Z.M. Malkin, Astron. Reports **57** (2013) 128, [arXiv:1301.7011](#).
- [129] M.C. Smith *et al.*, Mon. Not. R. Astron. Soc. **379** (2007) 755, [arXiv:astro-ph/0611671](#).
- [130] K.M. Gorski *et al.*, Astrophys. J. **622** (2005) 759, [arXiv:astro-ph/0409513](#).
- [131] E. Armengaud *et al.*, Phys. Rev. D **86** (2012) 051701, [arXiv:1207.1815](#).
- [132] Z. Ahmed *et al.*, Science (80-.). **327** (2010) 1619, [arXiv:0912.3592](#).
- [133] A.K. Drukier, K. Freese and D.N. Spergel, Phys. Rev. D **33** (1986) 3495.
- [134] R. Bernabei *et al.*, Phys. Part. Nucl. **46** (2015) 138.
- [135] C.E. Aalseth *et al.*, Phys. Rev. Lett. **107** (2011) 1, [arXiv:1106.0650](#).
- [136] J. Cherwinka *et al.*, Astropart. Phys. **35** (2012) 749, [arXiv:1106.1156](#).
- [137] R. Agnese *et al.*, Phys. Rev. Lett. **111** (2013) 19, [arXiv:1304.4279](#).
- [138] R. Agnese *et al.*, Phys. Rev. Lett. **112** (2014) 041302, [arXiv:1309.3259v2](#).
- [139] J. Barreto *et al.*, Phys. Lett. Sect. B **711** (2012) 264, [arXiv:1105.5191](#).

- [140] J. Billard, E. Figueroa-Feliciano and L. Strigari, Phys. Rev. D **89** (2014) 023524, [arXiv:1307.5458](#).
- [141] C. Amole *et al.*, Phys. Rev. Lett. **114** (2015) 231302, [arXiv:1503.00008](#).
- [142] D.M. Mei and A. Hime, Phys. Rev. D **73** (2006) 053004, [arXiv:astro-ph/0512125](#).
- [143] J. Monroe and P. Fisher, Phys. Rev. D **76** (2007) 033007, [arXiv:0706.3019v2](#).
- [144] Q.R. Ahmad *et al.*, Phys. Rev. Lett. **89** (2002) 011301, [arXiv:nucl-ex/0204008](#).
- [145] P. Adamson *et al.*, Phys. Rev. D **86** (2012), [arXiv:1208.2915](#).
- [146] B. Aharmim *et al.*, Phys. Rev. D **80** (2009) 1, [arXiv:0902.2776v1](#).
- [147] Y. Fukuda *et al.*, Phys. Lett. B **436** (1998) 33, [arXiv:hep-ex/9805006](#).
- [148] J.F. Beacom, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. **60** (2010) 439, [arXiv:1004.3311](#).
- [149] L.E. Strigari, New J. Phys. **11** (2009) 105011, [arXiv:0903.3630v2](#).
- [150] F. Ruppin *et al.*, Phys. Rev. D **90** (2014) 083510, [arXiv:1408.3581](#).
- [151] J. Billard *et al.*, Phys. Lett. B **691** (2010) 156, [arXiv:0911.4086](#).
- [152] S. Henderson, J. Monroe and P. Fisher, Phys. Rev. D **78** (2008) 1, [arXiv:0801.1624](#).
- [153] M. Felizardo *et al.*, Phys. Rev. Lett. **108** (2012) 201302, [arXiv:1106.3014](#).
- [154] E. Behnke *et al.*, Phys. Rev. Lett. **106** (2011) 1, [arXiv:1008.3518](#).
- [155] A.M. Green and B. Morgan, Astropart. Phys. **27** (2007) 142, [arXiv:astro-ph/0609115](#).
- [156] A.M. Green and B. Morgan, Phys. Rev. D **81** (2010) 1, [arXiv:1002.2717](#).
- [157] J. Billard *et al.*, Phys. Lett. B **718** (2013) 1171, [arXiv:1207.1050](#).
- [158] F.S. Ling, Phys. Rev. D **82** (2010) 023534, [arXiv:0911.2321](#).
- [159] A.M. Green, JCAP **2010** (2010) 034, [arXiv:1009.0916](#).
- [160] J. Billard, E. Figueroa-Feliciano and L. Strigari, Phys. Rev. D **89** (2014), [arXiv:1307.5458](#).
- [161] P. Grothaus, M. Fairbairn and J. Monroe, Phys. Rev. D **90** (2014) 055018, [arXiv:1406.5047](#).
- [162] C.A.J. O'Hare and A.M. Green, Phys. Rev. D **90** (2014) 123511, [arXiv:1410.2749v2](#).
- [163] S.K. Lee and A.H. Peter, JCAP **2012** (2012) 029, [arXiv:1202.5035](#).
- [164] S. Ahlen *et al.*, Int. J. Mod. Phys. A **25** (2009) 48, [arXiv:0911.0323](#).
- [165] J.B.R. Battat *et al.*, JINST **9** (2014), [arXiv:1407.3938](#).
- [166] S. Ahlen *et al.*, Phys. Lett. Sect. B **695** (2011) 124, [arXiv:1006.2928](#).
- [167] K. Miuchi *et al.*, Phys. Lett. B **686** (2010) 11, [arXiv:1002.1794](#).
- [168] T. Naka *et al.*, EAS Publ. Ser. **53** (2012) 51.
- [169] E. Daw *et al.*, EAS Publ. Ser. **53** (2012) 11, [arXiv:1110.0222v1](#).

- [170] J.B.R. Battat *et al.*, [arXiv:1410.7821](#).
- [171] D. Snowden-Ifft, *Rev. Sci. Instrum.* **85** (2014) 013303.
- [172] K. Miuchi *et al.*, *Phys. Lett. Sect. B* **686** (2010) 11, [arXiv:1002.1794](#).
- [173] S. Ahlen *et al.*, *Phys. Lett. Sect. B* **695** (2011) 124, [arXiv:1006.2928](#).
- [174] S. Ahlen *et al.*, CYGNUS 2011, Third International Conference on Directional Detection of Dark Matter (EDP Sciences, 2012).
- [175] D. Snowden-Ifft, <http://www.cygnus2015.com>.
- [176] D. Santos *et al.*, *J. Phys. Conf. Ser.* **309** (2011) 012014, [arXiv:1102.3265](#).
- [177] F.J. Iguaz *et al.*, *JINST* **6** (2011) P07002, [arXiv:1105.2056](#).
- [178] I. Giomataris *et al.*, *NIMA* **560** (2006) 405.
- [179] A. Sharma and R. Veenhof, *SLAC J.* **16** (1998).
- [180] J. Lindhard *et al.*, *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk* **33** (1963).
- [181] O. Guillaudin *et al.*, *EAS Publ. Ser.* **53** (2012) 119, [arXiv:1110.2042](#).
- [182] F. Sauli, *Principles of Operation of Multiwire Proportional and Drift Chambers*.
- [183] D. Combecher, *Radiat. Res.* **84** (1980) 189.
- [184] G.F. Knoll, *Radiation Detection and Measurement*, 4th ed. (John Wiley & Sons, 2010), ISBN: 9780470131480.
- [185] S. Biagi, *NIMA* **421** (1999) 234.
- [186] B. Schmidt and S. Polenz, *NIMA* **273** (1988) 488.
- [187] P. Colas *et al.*, *NIMA* **478** (2002) 215.
- [188] J. Billard *et al.*, *JINST* **9** (2014) P01013, [arXiv:1305.2360](#).
- [189] R. Veenhof, *NIMA* **419** (1998) 726.
- [190] H. Genz, *NIM* **112** (1973) 83.
- [191] L. Rolandi, W. Riegler and W. Blum, *Particle Detection with Drift Chambers* (Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 2008), ISBN: 978-3-540-76683-4.
- [192] T. Zerguerras *et al.*, *NIMA* **608** (2009) 397, [arXiv:0901.2882](#).
- [193] E. Ferrer-Ribas *et al.*, *EAS Publ. Ser.* **53** (2012) 165, [arXiv:1109.1675](#).
- [194] J. Richer *et al.*, *NIMA* **620** (2010) 470, [arXiv:0912.0186](#).
- [195] O. Bourrion *et al.*, *EAS Publ. Ser.* **53** (2012) 129.
- [196] O. Bourrion *et al.*, *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip.* **701** (2013) 278, [arXiv:1207.0618](#).
- [197] J. Allison *et al.*, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **53** (2006) 270.

- [198] S. Agostinelli *et al.*, NIMA **506** (2003) 250.
- [199] . Amptek, <http://www.amptek.com/products/mini-x-ray-tube>.
- [200] G. Cowan *et al.*, Eur. Phys. J. C **71** (2011) 1, [arXiv:1007.1727](https://arxiv.org/abs/1007.1727).
- [201] G. Cowan *et al.*, **2** 1, [arXiv:1105.3166](https://arxiv.org/abs/1105.3166).
- [202] J. Beringer *et al.*, Phys. Rev. D **86** (2012) 010001.
- [203] J. Ziegler, J.F. ; Biersack, SRIM - The Stopping and Range of Ions in Matter (Pergamon Press New York, www.srim.org, 1985).
- [204] J.F. Ziegler, M. Ziegler and J. Biersack, NIMB **268** (2010) 1818.
- [205] M. Szydagis *et al.*, JINST **8** (2013) C10003, [arXiv:1307.6601v1](https://arxiv.org/abs/1307.6601v1).
- [206] V.V. Verbinski and R. Giovannini, NIM **114** (1974) 205.
- [207] G. Gerbier *et al.*, Phys. Rev. D **42** (1990) 3211.
- [208] E. Aprile *et al.*, Phys. Rev. Lett. **97** (2006) 4, [arXiv:astro-ph/0601552](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0601552).
- [209] O. Guillaudin *et al.*, J. Phys. Conf. Ser. **179** (2009) 012012, [arXiv:0904.1667v1](https://arxiv.org/abs/0904.1667v1).
- [210] J. Billard, F. Mayet and D. Santos, JCAP **2012** (2012) 020, [arXiv:1205.0973](https://arxiv.org/abs/1205.0973).
- [211] V. Gressier *et al.*, NIMA **505** (2003) 370.
- [212] D. Schlegel, TARGET Users Manual (PTB report 6.42-05-2, 2005).
- [213] L.S. Waters, MCNPX User's manual version 2.3.0 (MCNPX, 2002).
- [214] L. Breiman *et al.*, Classification and Regression Trees (Taylor & Francis, 1984), ISBN: [9780412048418](https://www.isbn-international.org/product/9780412048418).
- [215] A. Hoecker *et al.*, PoS ACAT **040** (2007) 135, [arXiv:physics/0703039](https://arxiv.org/abs/physics/0703039).
- [216] M. Kendall and A. Stuart, The advanced theory of statistics (Oxford University Press, 1951), ISBN: [978-0195209099](https://www.isbn-international.org/product/978-0195209099).
- [217] Q. Riffard *et al.*, [arXiv:1504.05865](https://arxiv.org/abs/1504.05865).
- [218] S. Burgos *et al.*, NIMA **584** (2008) 114, [arXiv:0707.1758](https://arxiv.org/abs/0707.1758).
- [219] J. Brack *et al.*, JINST **9** (2014) P07021, [arXiv:1307.5525](https://arxiv.org/abs/1307.5525).
- [220] J. Battat *et al.*, JINST **9** (2014) P11004, [arXiv:1407.3938](https://arxiv.org/abs/1407.3938).
- [221] D.C. Mallin *et al.*, [arXiv:1305.5183](https://arxiv.org/abs/1305.5183).
- [222] B. Morgan and A.M. Green, Phys. Rev. D **86** (2012) 083544, [arXiv:1208.4992](https://arxiv.org/abs/1208.4992).
- [223] A.H.G. Peter *et al.*, Phys. Dark Universe **1** (2013) 39, [arXiv:1310.7039](https://arxiv.org/abs/1310.7039).
- [224] R. Lemrani *et al.*, NIMA **560** (2006) 454, [arXiv:hep-ex/0601030](https://arxiv.org/abs/hep-ex/0601030).
- [225] V. Chazal *et al.*, Astropart. Phys. **9** (1998) 163, [arXiv:1001.4383](https://arxiv.org/abs/1001.4383).

- [226] W.B. Wilson *et al.*, SOURCES-4A (Technical Report LA-13639-MS, Los Alamos, 1999).
- [227] A. Dastgheibi-fard *et al.*, Proceeding TIPP, [arXiv:1412.0161](#).
- [228] H.M. Araújo *et al.*, NIMA **545** (2005) 398, [arXiv:hep-ex/0411026](#).
- [229] G.L. Cassiday, J.W. Keuffel and J.A. Thompson, Phys. Rev. D **7** (1973) 2022.
- [230] C. Berger *et al.*, Phys. Rev. D **40** (1989) 2163.
- [231] T.K. Gaisser, Cosmic Rays and Particle Physics (Cambridge University Press, 1991), ISBN: 9780521339315.
- [232] D.E. Groom, N.V. Mokhov and S.I. Striganov, At. Data Nucl. Data Tables **78** (2001) 183.
- [233] S. Yellin, Phys. Rev. D **66** (2002) 032005, [arXiv:physics/0203002](#).
- [234] D.S. Akerib *et al.*, Phys. Rev. Lett. **112** (2014) 091303, [arXiv:1310.8214](#).
- [235] A. Djouadi *et al.*, [arXiv:hep-ph/9901246](#).
- [236] A. Djouadi, J.L. Kneur and G. Moultaka, Comput. Phys. Commun. **176** (2007) 426, [arXiv:hep-ph/0211331](#).
- [237] P. Bechtle *et al.*, Eur. Phys. J. C **74** (2014) 1, [arXiv:1305.1933](#).
- [238] A. Putze and L. Derome, Phys. Dark Universe **5-6** (2014) 29.
- [239] G. Aad *et al.*, (ATLAS Collab. (2015), [arXiv:1507.05525](#).
- [240] L. Covi and S. Kraml, [arXiv:hep-ph/0703130](#).
- [241] J. Abdallah *et al.*, [arXiv:1409.2893](#).
- [242] M. Cahill-Rowley *et al.*, [arXiv:1407.4130](#).
- [243] J. Rosiek, Phys. Rev. D **41** (1990) 3464, [arXiv:hep-ph/9511250](#).
- [244] P.M. Junnarkar and A. Walker-Loud, Phys. Rev. D **87** (2013) 20, [arXiv:1301.1114](#).
- [245] D. Albornoz Vásquez *et al.*, Phys. Rev. D **85** (2012) 21, [arXiv:1201.6150](#).
- [246] A. Airapetian *et al.*, Phys. Rev. D **75** (2007) 1, [arXiv:hep-ex/0609039](#).
- [247] E. Aprile *et al.*, Phys. Rev. D **84** (2011) 052003, [arXiv:1103.0303](#).
- [248] S. Chatrchyan *et al.*, (CMS Collab. Phys. Rev. D **89** (2014), [arXiv:1312.5353](#).
- [249] K. Hagiwara *et al.*, J. Phys. G **38** (2011) 085003, [arXiv:1105.3149](#).
- [250] C. Collaborations and . LHCb, prarxivId July (2014).
- [251] G. Abbiendi *et al.*, (OPAL Collab. Eur. Phys. J. C - Part. Fields **35** (2004) 1, [arXiv:hep-ex/9909051](#).
- [252] D. Abbaneo *et al.*, SLAC-REPRINT-2000-098 (2000).
- [253] V. Khachatryan *et al.*, JHEP **10** (2014) 7.

- [254] G. Bélanger *et al.*, Phys. Rev. D **88** (2013) 1, [arXiv:1306.2941](#).
- [255] C. Savage *et al.*, [arXiv:1502.02667](#).
- [256] S. Ramo, Proc. IRE **27** (1939) 584.

Abstract

A large number of astrophysical and cosmological observations support the fact that the matter component of our Universe is mainly composed by dark matter. At the local scale, a static and dense dark matter halo should surround the Milky Way. The directional detection idea is to measure the direction of nuclear recoils produced by the interaction with dark matter particles. This detection strategy could highlight a correlation between the angular distribution of nuclear recoils and the relative motion of the solar system respect to the galactic halo. Such signature opens the possibility to discriminate such rare events with respect to neutron background allowing the positive direct detection of dark matter. In this context, MIMAC collaboration has developed a detector allowing the measurement of 3D nuclear recoil tracks. Since June 2012, a bi-chamber prototype is installed at the LSM to demonstrate the potential of this detector. This Ph.D. thesis presents a study of dark matter directional detection with the MIMAC detector including four different aspects. The first one consist in the characterization of the detector describing the energy calibration, the measurement of the quenching factor and the electron drift velocity and the electron/recoil discrimination. The second one focuses on the analysis of experimental data acquired at the LSM. This study shows, for the first time, the observation of low energy 3D nuclear recoil tracks from the radon progeny. The third one describes the neutron background simulation at the LSM with a neutron propagation model showing the expected neutron event rate and the impact on exclusion limits. Finally, the fourth one is related to the study of the impact of squarks masse limits from LHC results on supersymmetric particles interaction with quarks.

Key-words : Astroparticles, Dark matter, Directional detection, MIMAC

Résumé

De nombreuses observations astrophysiques et cosmologiques tendent à montrer que l'essentiel de la matière de notre Univers est constitué de matière sombre. À l'échelle locale, la matière sombre serait rassemblée sous la forme d'un halo statique englobant la Voie Lactée. L'idée de la détection directionnelle est de mesurer la direction de reculs nucléaires produits par l'interaction avec les particules de matière sombre. Cette stratégie de détection pourrait alors mettre en évidence une corrélation entre la distribution angulaire des reculs nucléaires et le mouvement relatif du système solaire par rapport au halo permettant ainsi de découvrir et de contraindre les propriétés de la matière sombre. Dans ce contexte, la collaboration MIMAC a développé un détecteur gazeux permettant la mesure de la trace en 3D de reculs nucléaires. Afin de démontrer le potentiel de ce détecteur, un prototype bi-chambre a été installé au LSM en juin 2012. Cette thèse porte sur l'étude de la détection directionnelle avec le détecteur MIMAC selon quatre axes de recherche. Le premier axe concerne la caractérisation du détecteur avec l'étalonnage en énergie, la mesure du facteur de *quenching* et de la vitesse de dérive des électrons et la mise en place de la discrimination électron/recoil. Le deuxième axe porte sur l'analyse des données expérimentales acquises au LSM. Ces données ont permis de réaliser la première mesure de traces en 3D de reculs de noyaux fils issus de la chaîne du radon. Le troisième axe concerne la simulation du bruit de fond neutron au LSM avec un modèle de propagation des neutrons dans la caverne. Cela a permis d'estimer le taux d'événements neutron attendu et l'impact de la modélisation du fond neutrons sur la limite expérimentale. Enfin, le quatrième axe porte sur l'étude de l'impact des limites LHC sur la masse des squarks sur l'interaction entre les noyaux et la matière sombre.

Mots-clefs : Astroparticules, Matière sombre, Détection directionnelle, MIMAC