



Thèse de Doctorat

Kevin MICHENEAU

Mémoire présenté en vue de l'obtention du grade de Docteur de l'Université de Nantes sous le sceau de l'Université Bretagne Loire

École doctorale : Matériaux, matière et molécule des Pays de la Loire

Discipline : *Physique – section 34* **Spécialité :** *Physique des particules* **Unité de recherche :** *Subatech (UMR 6457)*

Soutenue le 10 Juillet 2018

Étude des électrons résiduels dans XENON100

JURY

Président du jury	Isabelle LHENRY-YVON, Direct	trice de Recherche, IPNO
Rapporteurs :	Jacob LAMBLIN, Maitre de con Corinne AUGIER, Professeur, I	férences, LPSC PNL
Examinateurs :	Isabelle LHENRY-YVON, Direc Dominique THERS, Maitre-assi	trice de Recherche, IPNO stant, Subatech
Directeur de Thèse :	Thierry GOUSSET, Professeur,	Subatech
Co-directeur de Thèse :	Julien MASBOU, Maître de con	férences, Subatech

Table des matières

In	trod	uction		1
1	La	matièr	e noire : un mystère de l'Univers	5
	Intre	oductio	n	6
	1.1	La na	issance du concept	7
		1.1.1	Les premières évocations	7
		1.1.2	La montée en puissance	8
	1.2	Les pr	euves de la matière noire	9
		1.2.1	L'échelle galactique : les courbes de rotation galactiques	10
		1.2.2	L'échelle des amas de galaxies	10
			1.2.2.1 Lentille gravitationnelle	10
			1.2.2.2 L'amas de la balle	11
		1.2.3	L'échelle cosmologique	12
			1.2.3.1 Le modèle cosmologique standard	13
			1.2.3.2 Supernova de type Ia	19
			1.2.3.3 Oscillation acoustique de baryons	22
			1.2.3.4 Fond diffus cosmologique	23
		1.2.4	Conclusion	25
	1.3	Les ca	undidats à la matière noire	27
		1.3.1	Neutrinos stériles	28
		1.3.2	Axions	28
		1.3.3	WIMP	29
	1.4	Les m	éthodes de détection	31

		1.4.1	Production dans les accélérateurs de particules		32
		1.4.2	Détection indirecte		33
		1.4.3	Détection directe		34
	1.5	Détect	tion directe des WIMP : les détecteurs		37
		1.5.1	Les caractéristiques d'un détecteur de recherche directe	de WIMP .	37
		1.5.2	Les détecteurs bolomètres cryogéniques		39
			1.5.2.1 Les détecteurs bolomètres cryogéniques semi-	conducteurs .	39
			1.5.2.2 Les détecteurs bolomètres cryogéniques scintil	lants	41
		1.5.3	Les détecteurs à gaz noble		41
			1.5.3.1 Détecteur à gaz noble à simple phase		41
			1.5.3.2 Détecteur à gaz noble à double phase		42
	Con	clusion			44
	COII				44
	Con				44
2	Les	expér	iences XENON		44 47
2	Les	expér oductio	iences XENON		4 4 47 48
2	Les Intro 2.1	expér oductio Le pro	iences XENON m		 44 47 48 49
2	Les Intro 2.1 2.2	expér oductio Le pro Princi	iences XENON on	· · · · · · · · · · · ·	 44 47 48 49 51
2	Les Intro 2.1 2.2	expéri oductio Le pro Princi 2.2.1	iences XENON on	· · · · · · · · · · · ·	 44 47 48 49 51 51
2	Les Intro 2.1 2.2	expério oductio Le pro Princi 2.2.1 2.2.2	iences XENON on	· · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	 44 47 48 49 51 51 52
2	Les Intro 2.1 2.2	expér oductio Le pro Princi 2.2.1 2.2.2 2.2.3	iences XENON on		 44 47 48 49 51 51 52 55
2	Les Intro 2.1 2.2	expérioductio Le pro Princi 2.2.1 2.2.2 2.2.3	iences XENON on	condaire	 44 47 48 49 51 51 52 55 55
2	Les Intro 2.1 2.2	expérioductio Le pro Princi 2.2.1 2.2.2 2.2.3	iences XENON on ogramme XENON ipe de détection ipe de détection Le choix du xénon Principe général La dérive des électrons vers un signal de scintillation se 2.2.3.1 Les électrons de dérive 2.2.3.2 La traversée vers le xénon gazeux		 44 47 48 49 51 51 52 55 55 57
2	Les Intro 2.1 2.2	expérioductio Le pro Princi 2.2.1 2.2.2 2.2.3	iences XENON on ogramme XENON ipe de détection ipe de détection	condaire	 44 47 48 49 51 51 52 55 55 57 59
2	Les Intro 2.1 2.2	expér: oductio Le pro Princi 2.2.1 2.2.2 2.2.3	iences XENON on ogramme XENON ipe de détection ipe de détection Le choix du xénon Principe général La dérive des électrons vers un signal de scintillation se 2.2.3.1 Les électrons de dérive 2.2.3.2 La traversée vers le xénon gazeux 2.2.3.3 De l'interface au signal Processus d'interaction des photons	condaire	 44 47 48 49 51 51 52 55 55 57 59 60

			2.2.4.2	Effet Compton	62
	2.3	Le dét	ecteur XE	NON100	62
		2.3.1	Le systèm	ne cryogénique	63
		2.3.2	Le systèm	ne de recirculation du gaz	64
		2.3.3	La chamb	pre à projection temporelle	65
			2.3.3.1	Le réceptacle	65
			2.3.3.2	Le niveau de liquide	65
			2.3.3.3	Les photo-multiplicateurs	66
			2.3.3.4	Les champs électriques	67
		2.3.4	Le systèm	ne d'acquisition de données	68
			2.3.4.1	Le déclenchement	68
			2.3.4.2	L'acquisition de l'événement	69
			2.3.4.3	Identification des pics	70
		2.3.5	Le bruit o	de fond	72
			2.3.5.1	Les sources de bruit de fond	72
			2.3.5.2	Les moyens de réduction	73
			2.3.5.3	Bruit de fond à basse amplitude	77
		2.3.6	La calibra	ation	81
	Con	clusion			81
0	т	•	1941 - 4		0 r
3	Les	signau	ix d'electi	rons celibataires	85
	Intro	oduction	n	· · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	86
	3.1	Les éle	ectrons céli	ibataires	87
		3.1.1	Introduct	ion	87
		3.1.2	Électrons	produits par effet photoélectrique	89

		3.1.2.1	Définition	89
		3.1.2.2	Proportionnalité du taux d'électrons célibataires	91
		3.1.2.3	Distribution temporelle des électrons célibataires	93
3.2	Le gai	in de scin	tillation secondaire	97
	3.2.1	Définitio	on du gain de scintillation secondaire	97
	3.2.2	Mesure	du gain de scintillation secondaire	99
	3.2.3	Indépen férentes	dance du gain de scintillation secondaire en fonction de dif- sources de calibration	101
	3.2.4	Stabilité	é du gain de scintillation secondaire en fonction du temps	103
3.3	Étude	s des élec	trons résiduels	105
	3.3.1	Méthod	e	105
	3.3.2	Les élec	trons célibataires après S2	107
		3.3.2.1	Sélections des électrons célibataires	107
		3.3.2.2	Caractérisation de la sélection des électrons célibataires	109
		3.3.2.3	Reproduction de l'étude de proportionnalité des signaux d'électrons célibataires	110
		3.3.2.4	Redéfinition du taux de signaux d'électrons par événement en taux d'électrons par unité de temps	112
		3.3.2.5	Mesure du taux d'électrons résiduels par unité de temps $% \mathcal{A}$.	114
		3.3.2.6	Conclusion	115
	3.3.3	Les élec	trons célibataires entre S1 et S2	115
		3.3.3.1	Sélection des électrons célibataires	116
		3.3.3.2	Caractérisation de la sélection des électrons célibataires	116
		3.3.3.3	Mesure du taux d'électrons résiduels	116
	3.3.4	Les élec	trons célibataires avant S1	118
		3.3.4.1	Sélection des électrons célibataires	119

		3.3.4.2	Présence d'électrons célibataires avant S1 \ldots	119
		3.3.4.3	Étude du taux d'électrons résiduel en fonction de l'écart de temps entre les événements.	120
3.4	Conclu	usion		124
3.5	Perspe	ectives		125
	3.5.1	Dépenda utilisées	nce des électrons résiduels en fonction du type de données	126
	3.5.2	Dérive d	es électrons piégés à l'interface	128
	3.5.3	Continui	té de l'étude avec XENON	132
Conclu	sion			137
Bibliog	raphie			150
Remer	Remerciements			

Introduction

L'Univers fascine depuis que l'homme a commencé à lever la tête vers le ciel. Certains aiment imaginer les possibilités qu'il recèle, d'autres préfèrent comprendre et décrire son comportement. Dans cette optique, la science a fait des avancées majeures ces derniers siècles. Cependant, l'univers est vaste et d'autres mystères restent à découvrir. La matière noire en fait partie.

Les observations de l'Univers montrent que les masses des grands objets cosmologiques (galaxies, amas de galaxies), déterminées par leur luminosité, ne suffisent pas pour décrire les phénomènes gravitationnels observés. Pour expliquer ces différences, la présence d'une masse non lumineuse est introduite. Elle est appelée matière noire. Elle fait partie intégrante du modèle cosmologique standard. Ce dernier est développé pour décrire la dynamique de l'univers depuis ses premiers instants. D'après les observations, le modèle prédit que la matière noire représente 26 % du budget énergétique total de l'univers et qu'elle est présente depuis le "Big Bang". Cependant, aucune preuve directe n'a été observée à ce jour. Elle est donc supposée n'interagir que très faiblement avec la matière standard et avec elle même.

Pour décrire la matière noire, plusieurs candidats sont proposés en fonction des propriétés observées. Le plus pressenti pour composer la matière noire est appelé le WIMP (Weakly Interacting Massive Particle). Trois axes sont investigués pour chercher cette particule. Le premier est la production dans un accélérateur de particules via la collision de protons. Le second est la détection indirecte de ses produits d'annihilation ou de désintégration. Le dernier est la détection directe de l'interaction d'un WIMP avec le détecteur. La naissance de la notion de matière noire, les différentes indications observées dans l'univers et les candidats les plus compatibles sont présentés dans le premier chapitre. Les techniques de détection sont également décrites, en se concentrant sur les expériences utilisant la détection directe.

C'est dans ce contexte que se place le programme XENON, dont l'objectif est la recherche directe de matière noire via une chambre à projection temporelle (TPC) cylindrique à deux phases de xénon : liquide et gaz. Le choix du xénon est motivé par son nombre de masse élevé et sa faible radioactivité intrinsèque. Deux éléments majeurs pour la détection directe de matière noire.

Lorsqu'une particule interagit avec le détecteur, elle excite et ionise les atomes de xénon. La relaxation génère un signal de scintillation, noté S1. L'application d'un champ électrique permet ensuite aux électrons d'ionisation de dériver vers le xénon gazeux. Arrivés à l'interface liquide-gaz, les électrons sont extraits de la phase liquide pour produire un signal de scintillation secondaire dans le gaz, appelé S2. Les différents signaux sont détectés par des photomultiplicateurs (PMT) situés aux extrémités de la TPC. Les PMT du haut permettent de reconstruire la position (x,y) de l'interaction, tandis que la troisième coordonnée, z, est donnée par le temps de dérive des électrons.

La TPC n'est pas suffisante pour faire fonctionner l'expérience à elle seule, plusieurs systèmes additionnels sont nécessaires. Pour conserver la pureté du xénon et son état liquide, il doit être refroidi et purifié en permanence. Pour cela, des systèmes de cryogénie et de purification sont mis en place. Un circuit fermé est également ajouté pour faire circuler le xénon entre ces systèmes. Les informations détectées par la TPC sont transmises au système d'acquisition de données, qui va les traiter et les enregistrer.

De plus, pour identifier correctement les signaux produits par les WIMP, une grande capacité de réduction du bruit de fond et une connaissance parfaite du détecteur sont indispensables. Le deuxième chapitre de cette thèse présente le détecteur XENON100, son fonctionnement et les différents systèmes nécessaires à l'expérience. Le traitement du bruit de fond et les sources utilisées pour la calibration sont également présentés.

La matière noire interagissant très peu, il est nécessaire de pouvoir identifier précisément les signaux qu'elle produit. Pour cela, la parfaite connaissance de la réponse du détecteur est primordiale. Dans cette optique, les électrons célibataires représentent une sonde idéale. Ils permettent de caractériser la réponse du détecteur au stimuli d'un seul électron. Ces électrons sont principalement produits par l'effet photoélectrique des photons issus des signaux S1 et de S2 sur les impuretés du xénon liquide ou sur les composants de la TPC. Un électron ainsi généré va également subir l'effet du champ électrique, le forçant à dériver vers la phase gazeuse, pour y produire un signal de scintillation secondaire S2, de très faible amplitude. Lorsque plusieurs électrons sont produits, quelques électrons peuvent être détectés en coïncidence accidentelle. La distribution de charge des signaux S2. Cette dernière permet également de mesurer le gain de scintillation secondaire. Cette grandeur correspond au nombre de photons détectés par électron et fait ainsi partie des grandeurs caractérisant le signal S2.

Pour augmenter la probabilité de détecter la matière noire, il est nécessaire d'effectuer de longues périodes de prise de données. Dans ce contexte, un contrôle continu du fonctionnement du détecteur est indispensable. Pour cela, les électrons célibataires présentent un avantage considérable. Ils ne nécessitent pas de temps de calibration dédié. De plus, ils permettent d'accéder au fonctionnement du détecteur, via le gain de scintillation secondaire.

L'étude des électrons célibataires révèle la présence d'électrons dont l'origine est inconnue. Ces derniers sont appelés électrons résiduels. Une analyse dédiée est spécialement développée pour les identifier et les caractériser. Pour cette analyse, les électrons produits par effet photoélectrique deviennent la contamination principale qu'il faut réduire. Dans cette optique, une méthode basée sur la proportionnalité de l'effet photoélectrique est développée et les événements sont séparés en trois régions : après S2, après S1 et avant S1. La chapitre trois présente les électrons célibataires, comment il permettent de contrôler la stabilité du détecteur et l'étude des électrons résiduels. Des axes de recherche, dans le but de poursuivre cette étude avec XENON1T, sont également proposés.

Ce document retranscrit un travail de thèse réalisé au laboratoire de Subatech sous la supervision scientifique du Dr J. Masbou et la direction du Pr. T. Gousset.

CHAPITRE 1

La matière noire : un mystère de l'Univers

Sommaire

Introdu	uction	6
1.1 L	a naissance du concept	7
1.1	.1 Les premières évocations	7
1.1	.2 La montée en puissance	8
1.2 L	es preuves de la matière noire	9
1.2	.1 L'échelle galactique : les courbes de rotation galactiques	10
1.2	.2 L'échelle des amas de galaxies	10
	1.2.2.1 Lentille gravitationnelle	10
	1.2.2.2 L'amas de la balle	11
1.2	.3 L'échelle cosmologique	12
	1.2.3.1 Le modèle cosmologique standard	13
	1.2.3.2 Supernova de type Ia	19
	1.2.3.3 Oscillation acoustique de baryons	22
	1.2.3.4 Fond diffus cosmologique	23
1.2	.4 Conclusion	25
1.3 L	es candidats à la matière noire	27
1.3	.1 Neutrinos stériles	28
1.3	.2 Axions	28
1.3	.3 WIMP	29
1.4 L	es méthodes de détection	31
1.4	.1 Production dans les accélérateurs de particules	32
1.4	.2 Détection indirecte	33
1.4	.3 Détection directe	34
1.5 D	Détection directe des WIMP : les détecteurs	37
1.5	.1 Les caractéristiques d'un détecteur de recherche directe de WIMP	37
1.5	.2 Les détecteurs bolomètres cryogéniques	39
	1.5.2.1 Les détecteurs bolomètres cryogéniques semi-conducteurs .	39

	1.5.2.2	Les détecteurs bolomètres cryogéniques scintillants	41
1.5.3	Les déte	cteurs à gaz noble	41
	1.5.3.1	Détecteur à gaz noble à simple phase	41
	1.5.3.2	Détecteur à gaz noble à double phase	42
Conclusio	n		44

Introduction

Depuis la nuit des temps, l'Univers est une source d'inspiration et de challenge pour les scientifiques. Il met en jeu des échelles physiques tellement grandes que nos connaissances actuelles ne suffisent pas pour expliquer tous les phénomènes observés. De nouvelles hypothèses sont nécessaires pour les décrire. La matière noire est l'une d'entre elles. Déterminer de nouvelles hypothèses n'est pas suffisant, il faut encore les vérifier. Pour cela, la détection de matière noire est capitale.

L'objectif de ce chapitre est d'expliciter ce contexte. La naissance du concept de matière noire est brièvement décrite dans un premier temps. La seconde partie présente les observables indiquant la présence de matière noire aux trois grandes échelles de l'Univers : galactique, amas galactique et cosmologique. Ces observations permettent de contraindre les propriétés de cette masse non lumineuse. Avec ces propriétés, il est possible de dresser une liste de candidats potentiels. Les plus compatibles d'entre-eux, et principalement le WIMP, sont introduits dans la troisième partie. Ensuite, les différents moyens de détection sont expliqués en privilégiant la détection directe. Pour celle-ci, les principales méthodes expérimentales utilisées sont présentées : les bolomètres et les détecteurs à gaz noble.

1.1 La naissance du concept

Cette section présente brièvement l'histoire de la matière noire, depuis sa toute première mention jusqu'à sa popularisation.

1.1.1 Les premières évocations

La première apparition du concept de masse manquante vient de l'astronome suisse Fritz Zwicky. En 1933, il étudie l'amas galactique de Coma afin de mesurer sa masse. Deux approches peuvent être utilisées pour mesurer cette masse. La première est celle utilisée par le télescope Hubble [1], via la luminosité de l'amas. La seconde est celle de la dispersion des vitesses, choisie par F. Zwicky [2]. En comparant ses résultats avec ceux du télescope Hubble, il obtient un écart étonnant. La masse qu'il mesure est 400 fois supérieure à celle de Hubble. Pour expliquer cette différence, F. Zwicky propose plusieurs hypothèses, dont la présence d'une masse non lumineuse, qu'il appelle matière noire. Cependant, à ce stade de l'histoire, ce n'est encore qu'une hypothèse parmi d'autres.

Quelques années plus tard, en 1936, un autre astronome, américain cette fois, Sinclair Smith fait la même analyse sur l'amas de Virgo [3]. Là encore, il mesure la masse de l'amas avec la dispersion des vitesses et la compare à celle mesurée par luminosité. La masse lumineuse de l'amas est 200 fois plus faible. S. Smith ne partage pas complètement l'avis de F. Zwicky, il propose une explication intermédiaire en supposant la présence de matière intergalactique de faible luminosité. La communauté scientifique se satisfait de la conclusion de Smith. La notion de matière noire n'est pas conservée.

Peu de temps après le travail de Smith, un astronome américain du nom d'Horace Babcock obtient en 1939 un résultat capital pour l'avenir du concept. En effet, il mesure que le rapport entre la masse et la luminosité dans la galaxie d'Andromède augmente en fonction du rayon [4]. Pour expliquer cette observation il suppose une absorption de lumière ou une modification de la gravité. Bien qu'aucune référence à la matière noire ne soit faite, c'est la première évidence d'étranges comportements entre masse et lumière à l'échelle galactique.

Malgré ces observations, l'hypothèse de la matière noire ne jouit pas d'une grande popularité à ce moment et tombe dans l'oubli pendant quelques années.

1.1.2 La montée en puissance

C'est dans les années 70, lors de l'étude des courbes de rotation de galaxies, que la matière noire retourne au cœur des débats.

Vera Rubin et Kent Ford étudient alors les vitesses de rotation des étoiles de la galaxie d'Andromède. De la même manière que les planètes gravitent autour du soleil, les étoiles gravitent autour du centre de leur galaxie. L'évolution de leur vitesse de rotation en fonction de leur rayon est appelée courbe de rotation de galaxie. Elle se situe dans le domaine de la mécanique newtonienne et doit suivre la loi de Kepler.

Cependant, Vera Rubin et Kent Ford montrent que ce n'est pas le cas pour Andromède : les vitesses mesurées sont supérieures à celles prédites par la loi de Kepler [5]. Cette différence de vitesses peut s'expliquer par une sous-estimation des masses présentes dans la galaxie, mesurées par luminosité. Ce résultat est retrouvé avec d'autres galaxies par un grand nombre de scientifiques, tels que K. Freeman [6] ou M. Robert [7].

V. Rubin, K. Ford et leurs collègues étudient alors la possibilité d'halos de masse non lumineuse [8] pour des galaxies de grands rayons (jusqu'à 122 kpc¹). Leurs résultats sont présentés figure 1.1a. Ils montrent que l'évolution des vitesses devient presque plate à grand rayon, ou au moins très supérieures à celle attendue². Ces résultats sont confirmés quelques années plus tard, lorsqu'ils analysent 21 galaxies de grands rayons et de grandes luminosités [9].

L'hypothèse de halo de matière noire autour des galaxies est finalement complétée en 1981 par Albert Bosma, lors de son analyse des courbes de rotation de cinq galaxies [10]. La figure 1.1b montre un très bon accord entre la courbe de rotation observée et le modèle du halo.

Durant les années 70, l'hypothèse de la matière noire fait son chemin à travers les esprits, convainquant de plus en plus de scientifiques. Au début des années 80, la matière noire est devenue un des sujets les plus prisés dans le domaine de la physique et de l'astrophysique. Cet attrait est encore présent aujourd'hui. Au cours des années qui se sont écoulées, l'engouement pour la matière noire a entraîné de nombreuses observations indiquant sa présence et son abondance au sein de l'Univers. Ces dernières sont résumées dans les sections suivantes.

^{1.} Parsec : unité de longeur utilisée en astronomie. 1 pc $\approx 3\times 10^{16}~{\rm m}$

^{2.} Les lois de Kepler prédisent une chute de la vitesse à grand rayon (loi des périodes).



FIGURE 1.1 - (a) Courbes de rotation des vitesses de plusieurs galaxies [8]. (b) Courbe de rotation de la galaxie NGC 3198 (points) ajustée par le modèle du halo de matière noire (ligne continue), comparée à l'évolution attendue par les lois de Kepler [10] (ligne pointillée).

1.2 Les preuves de la matière noire

La section 1.1 montre que les courbes de rotation galactiques représentent la première forte indication d'une masse manquante. Depuis, plusieurs phénomènes astrophysiques et cosmologiques, observés à différentes échelles de l'Univers, tendent tous vers une explication commune : la matière noire.

Cette section présente les observations majeures faites aux différentes échelles de l'Univers : galactique, amas galactique et cosmologique. La contribution de la matière noire est montrée dans chacun des cas. Enfin, cette section se conclut par les propriétés de la matière noire, déduites de ces observations.

1.2.1 L'échelle galactique : les courbes de rotation galactiques

La présence de matière noire dans les galaxies est indiquée par les courbes de rotation des galaxies, présentées en section 1.1.2. La figure 1.2 complète la vision exposée et présente un bonne correspondance entre les données expérimentales et le modèle théorique.



FIGURE 1.2 – Courbe de rotation de la galaxie NGC 3198 [11] ajustée par le modèle théorique. Les différentes contributions sur l'évolution des vitesses sont également représentées. On y retrouve la contribution du disque de matière lumineuse (disk) et celle du halo de matière noire (halo). Les points représentent les mesures.

1.2.2 L'échelle des amas de galaxies

La section 1.1.1 énonce que la différence entre les masses des amas de galaxies mesurées par la dispersion des vitesses et celles mesurées par luminosité fût le premier indice de la présence de matière noire. Depuis, les amas de galaxies en ont fourni d'avantage, notamment grâce à l'effet de lentille gravitationnelle qu'ils produisent.

Cette section a pour but de présenter ces nouveaux indices, en commençant par décrire le principe de la lentille gravitationnelle.

1.2.2.1 Lentille gravitationnelle

Les amas de galaxies sont des objets extrêmement massifs, ils vont ainsi courber l'espacetemps à proximité, comme décrit par la Relativité Générale. De cette manière, la lumière, suivant l'espace-temps, est déviée de sa trajectoire rectiligne lorsqu'elle passe à proximité d'un amas. Lorsqu'un amas est situé entre une source de lumière et un observateur, ce dernier voit la source avec une image déformée, comme illustrée sur la figure 1.3. L'amas forme alors une lentille gravitationnelle. De plus, les caractéristiques de la déformation sont directement liées à la distribution de masse de l'amas.



FIGURE 1.3 – Illustration du principe de lentille gravitationnelle [12]. La lentille est représentée par le cercle (amas). Les flèches orangées illustrent la lumière non déformée et les flèches grises à la lumière déformée. L'objet lumineux qui a son image déformée est la galaxie lointaine, située derrière l'amas. Pour plus de détails, voir le texte.

En résumé, la lentille gravitationnelle est un objet très massif qui dévie la lumière à proximité. L'observation d'un objet lumineux situé derrière une lentille gravitationnelle permet de déterminer la distribution de masse de la lentille via les déformations dans l'image de l'objet.

1.2.2.2 L'amas de la balle

Grâce à l'effet de lentille gravitationnelle, l'observation des amas galactiques a conduit à une des plus fortes indications de la présence de matière noire à ce jour. Le télescope Chandra observe en 2006 deux amas galactiques après leur collision. L'image optique de ces deux galaxies, appelées Amas de la Balle, est représentée figure 1.4.

Les amas galactiques sont principalement composés de gaz chaud³, distribués de manière homogène. Ces gaz émettent des rayons X par émission thermique. Ainsi, la détection de ces rayons permet de reconstruire la distribution de la matière baryonique dans les amas [13]. Cette dernière est superposée en rose sur l'image optique de l'Amas de la Balle (figure 1.4). L'effet de lentille gravitationnelle est également utilisé pour déterminer la distribution en masse des deux amas galactiques [14], représentée en bleue. Il est clair

^{3.} $\sim 75\%$ de la matière baryonique.

sur la figure 1.4 que les zones bleues et roses sont distribuées différemment. Cette différence met en évidence la présence d'une matière non baryonique et non lumineuse : la matière noire. De plus, la matière baryonique est située au centre, proche de la collision, alors que la matière noire est située plus aux extrémités. Cette disposition s'explique très bien en considérant que la matière baryonique des deux amas a été ralentie par l'interaction, tandis que la matière noire n'a pas, ou très peu, été affectée par celle-ci.



FIGURE 1.4 – Image optique de l'Amas de la Balle superposée avec la distribution baryonique (rose) et la distribution en masse (bleu) des amas [15]

Cette observation est une des plus fortes preuves à ce jour de la présence d'une matière noire non baryonique. Cela montre également le faible taux d'interaction de la matière noire avec la matière standard. D'autres objets similaires à l'Amas de la Balle ont été découverts par la suite, tel que Abell 520 ou MACS J0036.4, tout deux découverts par le télescope Chandra [15] et corroborant ces résultats.

1.2.3 L'échelle cosmologique

La plus grande échelle connue est celle de l'Univers, appelée aussi échelle cosmologique. Cette section discute de trois phénomènes observés à cette échelle : les supernovas de type Ia, les oscillations acoustiques de baryons et le fond diffus cosmologique. Cependant, les observations présentées n'indiquent pas directement la présence de matière noire. Elles expliquent et motivent le modèle cosmologique standard, la matière noire étant partie intégrante de ce modèle.

Le modèle cosmologique standard est le modèle qui décrit le comportement de l'Univers depuis sa création. Il permet de lier le contenu de l'Univers à sa géométrie. Ainsi, l'indicateur de la présence de matière noire dans l'Univers se traduit par la validité du modèle cosmologique. Pour valider le modèle, il est nécessaire de s'assurer qu'il est en accord avec les observations, notamment via la mesure des paramètres cosmologiques.

Cette section commence donc par un rappel du modèle cosmologique standard pour présenter les principales relations de cosmologie et expliquer comment ce modèle permet de déterminer les densités énergétiques des différents composants de l'Univers. Cette partie est grandement inspirée de [16] et [17].

Ensuite, les supernovas de type Ia sont présentées. Il est montré comment elles servent de chandelles standards pour déterminer les paramètres cosmologiques. Les oscillations acoustiques de baryons sont un comportement du plasma primordial, décrits par le modèle cosmologique, qu'il est possible de retrouver dans l'organisation des grandes structures de l'Univers actuel. Enfin, l'étude du fond diffus cosmologique est présentée. Les anisotropies dans la température de l'Univers sont directement liées au comportement du plasma primordial. Cette étude permet donc de confirmer la description des premiers instants de l'Univers. Cette section montre comment chacune de ces observations permet, à travers le modèle cosmologique, de mesurer les densités énergétiques des composants de l'Univers.

1.2.3.1 Le modèle cosmologique standard

L'objectif de cette partie est de faire un rappel des grands points du modèle cosmologique suivant :

- l'équation d'Einstein,
- la métrique FLRW,
- le facteur d'échelle et le redshift,
- les équations de Friedmann,
- les paramètres cosmologiques.

L'équation d'Einstein

Le modèle cosmologique standard est un modèle mathématique qui décrit l'évolution de l'Univers dans son ensemble (son contenu et sa géométrie). Ce modèle repose sur la Relativité Générale. C'est la théorie qui décrit au mieux les comportements observés aux grandes échelles de l'Univers. Elle est caractérisée par l'équation d'Einstein [18] qui traduit comment la matière modifie la géométrie de l'espace-temps :

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2}g_{\mu\nu}R = 8\pi G T_{\mu\nu} + \Lambda g_{\mu\nu}$$
(1.1)

Avec :

- $R_{\mu\nu}$: le tenseur de Ricci, lié à la courbure de l'Univers.
- -R: la courbure scalaire.
- $-g_{\mu\nu}$: le tenseur métrique.
- -G: la constante gravitationnelle de Newton.
- T : le tense ur énergie-impulsion, qui traduit l'action des masses/énergies agissant dans l'espace-temps.
- Λ : la constante cosmologique, homogène à une énergie qui décrit l'accélération de l'expansion de l'Univers, appelée énergie noire.

Le terme de gauche représente la géométrie, on y fait généralement référence comme à la courbure de l'espace-temps. Le terme de droite traduit le contenu de l'Univers. Il se décompose en deux contributions : la première partie correspond à la matière (baryonique et matière noire), tandis que la deuxième exprime l'énergie noire, liée à l'expansion de l'Univers.

La métrique FLRW

L'équation d'Einstein ne suffit pas à décrire le modèle cosmologique, il est nécessaire d'ajouter les hypothèses suivantes :

- l'Univers est spatialement homogène et isotrope, l'Univers est, à grandes échelles, le même en tout point et dans toutes les directions. C'est le principe cosmologique.
- les lois de la physique sont universelles en tous lieux et en tous temps.
- l'Univers se comporte comme une fluide parfait : les dimensions caractéristiques de ses constituants sont négligeables devant les distances qui les séparent.

A partir de ces hypothèse, on obtient la métrique suivante, appelée métrique de Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker (FLRW) 4 :

$$ds^{2} = (dt)^{2} - a^{2}(t) \left[\left(\frac{dR}{\sqrt{1 - \kappa R^{2}}} \right)^{2} + (Rd\phi)^{2} + (Rsin\theta d\phi)^{2} \right]$$
(1.2)

^{4.} en posant la convention c = 1

Où κ est une constante, correspondant à la courbure de l'Univers :

- $-\kappa = -1$: l'Univers est **ouvert** (courbure en selle de cheval), il va s'étendre pour toujours.
- $\kappa = 0$: l'Univers est **plat**, l'expansion est compensée par gravité, elle conserve donc un rythme constant.
- $\kappa = 1$: l'Univers est **fermé** (courbure en forme de surface de sphère), il va s'étendre jusqu'au point où la gravité va dépasser l'expansion, engendrant l'effondrement de l'Univers sur lui-même (Big Crunch).

D'après les résultats de Planck [19, 20] $\kappa = 0$, donc l'Univers est plat.

Facteur d'échelle et redshift

La métrique FLRW permet de décrire la géométrie de l'Univers. Cependant, l'Univers est en expansion, les solutions de la métrique sont donc non-statique. L'expansion de l'Univers est régi par le paramètre a(t), appelé le facteur d'échelle. Il caractérise l'impact de l'expansion de l'Univers sur les distances entre objets :

$$a(t) = \frac{r(t)}{R}$$

Avec,

- r(t): la distance entre deux objets de l'Univers, qui dépend du temps suite à l'expansion de l'Univers.
- -t: le temps cosmique ou temps propre. C'est le temps ordinaire mesuré par un observateur suivant le mouvement général d'expansion.
- -R: la distance comobile. Distance fixe entre deux objets si l'Univers n'était pas en expansion (en supposant les deux objets fixes aussi).

Le facteur d'échelle se retrouve dans la définition du redshift. C'est un effet produit par l'expansion de l'Univers, similaire à l'effet Doppler pour le son. L'expansion entraine une variation des longueurs d'onde lumineuses entre la source d'émission et l'observateur. Cette variation correspond à un décalage des longueurs d'ondes vers le rouge : le redshift.

Ce décalage est exprimé ainsi :

$$z = \frac{\lambda_{obs} - \lambda_{\acute{emis}}}{\lambda_{\acute{emis}}}$$

Qu'on peut aussi exprimer,

$$1 + z = \frac{\lambda_{obs}}{\lambda_{\acute{e}mis}}$$

 λ_{obs} et $\lambda_{\acute{e}mis}$ sont respectivement, la longueur d'onde observée et la longueur d'onde émise. Cette expression peut également être exprimée en fonction du facteur d'échelle :

$$1 + z = \frac{a(t_0)}{a(t)} \tag{1.3}$$

où t_0 correspond au temps actuel (temps de l'observation) et t au temps antérieur auquel la lumière a été émise. Un grand avantage du redshift est qu'il peut être mesuré expérimentalement et donc être utilisé pour déterminer les paramètres cosmologiques (voir section 1.2.3.2).

Les équations de Friedmann

L'équation d'Einstein (équation 1.1) permet de lier la géométrie de l'Univers et son contenu. La géométrie est décrite par la métrique FLRW, le contenu se caractérisant par la conservation du tenseur énergie-impulsion. Dans le cas d'un fluide parfait⁵, le tenseur s'exprime par :

$$\dot{\rho} + 3\frac{\dot{a}}{a}(\rho + p) = 0$$
 (1.4)

Ainsi, il découle de l'équation d'Einstein 1.1, les équations suivantes, appelées équations de Friedmann :

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = \frac{8\pi G\rho}{3} - \frac{\kappa}{a^2} + \frac{\Lambda}{3} \tag{1.5}$$

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3}(\rho + 3p) + \frac{\Lambda}{3}$$
 (1.6)

^{5.} Mentionné précédemment dans les hypothèses du modèle cosmologique : l'Univers est considéré comme un fluide parfait.

Avec :

- p: la pression du fluide parfait
- ρ : la densité énergétique du fluide
- κ : la constante de courbure
- G : la constante gravitation nelle de Newton
- a : le facteur d'échelle
- Λ : la constante cosmologique

Les paramètres cosmologiques

Les équations de Friedmann peuvent être exprimées différemment en introduisant deux nouveaux paramètres. Ces paramètres sont :

- le paramètre de Hubble $H(t) = \frac{\dot{a}}{a}$
- la densité critique ρ_c , correspondant à un Univers plat ($\kappa = 0$) et sans constante cosmologique Λ :

$$\rho_c = \frac{3H^2}{8\pi G}$$

۸

Ainsi, l'équation de Friedmann (équation 1.5) devient :

$$H^{2} = H^{2} \frac{\rho}{\rho_{c}} - H^{2} \frac{\kappa}{a^{2} H^{2}} + H^{2} \frac{\Lambda}{3H^{2}}$$
(1.7)

De cette équation, on déduit :

$$\Omega_m + \Omega_\Lambda = 1 + \Omega_\kappa \tag{1.8}$$

Avec :

$$\Omega_m = \frac{\rho}{\rho_c} \tag{1.9}$$

$$\Omega_{\kappa} = \frac{\kappa}{a^2 H^2} \tag{1.10}$$

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

Où,

- Ω_m est la densité relative de matière, incluant la matière baryonique et la matière noire.
- Ω_{κ} , la densité relative associée à la courbure.
- Ω_{Λ} la densité relative associée à l'énergie noire.

Ces paramètres représentent la composition totale de l'Univers à un temps donné.

En supplément, on peut considérer le temps actuel pour obtenir l'expression des paramètres cosmologique de nos jours :

$$\Omega_{m0}^{nr} = \frac{\rho_0^{nr}}{\rho_{c0}} \tag{1.12}$$

$$\Omega_{m0}^{r} = \frac{\rho_{0}^{r}}{\rho_{c0}} \tag{1.13}$$

$$\Omega_{\kappa 0} = \frac{\kappa}{a_0^2 H_0^2} \tag{1.14}$$

$$\Omega_{\Lambda 0} = \frac{\Lambda}{3H_0^2} \tag{1.15}$$

Avec $\Omega_{m0} = \Omega_{m0}^{nr} + \Omega_{m0}^{r}$, où l'indice nr correspond à la matière non relativiste (baryonique et matière noire) et l'indice r à la matière relativiste (photons et neutrinos).

On peut également exprimer les différents Ω en fonction des Ω_0 et du redshift :

$$\Omega_m = \Omega^r + \Omega^{nr} = \frac{H_0^2}{H^2} (\Omega_0^r (1+z)^4 + \Omega_0^{nr} (1+z)^3)$$
(1.16)

$$\Omega_{\kappa} = \frac{H_0^2}{H^2} (1+z)^2 \Omega_{\kappa 0} \tag{1.17}$$

$$\Omega_{\Lambda} = \frac{H_0^2}{H^2} \Omega_{\Lambda 0} \tag{1.18}$$

Le modèle cosmologique standard décrit le comportement de l'Univers et de ses composants. Pour tester sa validité, les paramètres cosmologiques sont mesurés par trois phénomènes indépendants, présentés dans les sections qui suivent.

1.2.3.2 Supernova de type Ia

L'objectif de cette section est de présenter comment les supernovas permettent de déterminer les paramètres cosmologiques.

Les supernovas de type Ia correspondent à l'explosion thermonucléaire d'une naine blanche. Pour la plupart des étoiles, lorsque leur vie touche à leur fin, toute fusion nucléaire cesse. Elles deviennent ce qu'on appelle des naines blanches. Ce sont des étoiles très denses ayant atteint un équilibre entre leur force gravitationnelle et leur pression interne. Cet équilibre est possible lorsque leur masse est inférieure à la limite de Chandrasekhar (environ 1.4 masse solaire). Cependant, lorsque ces étoiles font partie d'un système binaire, ou sont suffisamment proches d'une autre étoile, elles peuvent lui arracher de la matière par attraction gravitationnelle. Cette addition de matière peut leur permettre, soit de redémarrer leur fusion nucléaire interne, soit leur faire dépasser la limite de Chandrasekhar et entraîner une explosion thermonucléaire qui produit une supernova de type Ia. L'évolution de la luminosité produite par l'explosion au cours du temps est environ la même pour toutes les supernovas de ce type. Cette particularité permet de très bien connaître leur luminosité intrinsèque. Elles sont ainsi des candidats idéaux en tant que chandelle standard pour mesurer de très grandes distances.

Pour utiliser les supernovas de type Ia afin de mesurer les paramètres cosmologiques, il est nécessaire de définir leur luminosité (leur grandeur caractéristique). Tout d'abord, prenons l'expression de la distance de luminosité D_L , correspondant à la distance traversée par un signal lumineux entre la source et l'observateur. Elle peut être exprimée en fonction de la luminosité intrinsèque L et du flux observé F. Pour une échelle terrestre, la relation est la suivante :

$$D_L = \sqrt{\frac{L}{4\pi F}} \tag{1.19}$$

Cependant, à l'échelle de l'Univers, il faut prendre en compte l'expansion et la dilatation temporelle. Ainsi, si on appelle r la distance radiale entre le point d'émission à l'instant tet le point d'observation au temps actuel t_0 , alors la sphère d'émission a une surface qui vaut $4\pi(ra_0)^2$, avec ra_0 le rayon qui prend en compte l'expansion de l'Univers. L'expression du flux incident devient donc, pour un Univers plat :

$$F = \frac{L}{4\pi r^2 a_0^2} \left(\frac{a}{a_0}\right)^2$$

En prenant en compte la définition du redshift (1.3), on obtient :

$$D_L = (1+z)ra_0 (1.20)$$

On a ainsi la relation entre la luminosité et ra_0 . Il reste à exprimer ra_0 en fonction des paramètres cosmologiques. Pour cela, on commence par dériver l'équation du redshift (équation 1.3) :

$$\frac{dz}{dt} = -(1+z)\frac{\dot{a}}{a}$$

En y introduisant l'équation de Friedmann, notée avec le paramètre de Hubble (équation 1.7), on obtient :

$$dt = -\frac{dz}{H_0(1+z)\sqrt{\Omega_{m0}(1+z)^3 + \Omega_{\Lambda 0}}}$$
(1.21)

Avec $\Omega_{m0} = \Omega_{m0}^{nr}$ car $\Omega_{m0}^{nr} \gg \Omega_{m0}^{r}$ [20].

Pour simplifier l'expression, on définit :

$$f(z) = \frac{1}{\sqrt{\Omega_{m0}(1+z)^3 + \Omega_{\Lambda 0}}}$$

L'intégration de l'équation 1.21 nous donne :

$$\int_{t}^{t_0} dt = \int_{0}^{z} \frac{f(z)dz}{H_0(1+z)}$$
(1.22)

Pour faire ressortir la composante radiale, il est nécessaire de partir de la métrique FLRW (équation 1.2), qui décrit la géométrie de l'Univers. La géodésique suivie par la lumière entre le point d'émission et l'observateur implique $ds^2 = 0$. Dans le cas le plus simple, où $d\theta = d\phi = 0$, la métrique devient :

$$\frac{dt}{a} = \frac{dr}{\sqrt{1 - kr^2}} \tag{1.23}$$

1.2. Les preuves de la matière noire

Le terme (1 + z) peut s'exprimer en fonction de a et a_0 dans l'équation 1.22. Ainsi, en intégrant l'équation 1.23, on obtient la relation suivantes entre r, z et les paramètres cosmologiques :

$$\int_{0}^{r_{0}} \frac{dr}{\sqrt{1-kr^{2}}} = \int_{0}^{z} \frac{f(z)dz}{H_{0}a_{0}}$$
(1.24)

En intégrant la partie de gauche, on obtient :

$$r_0 a_0 = \frac{1}{H_0} \left(\frac{1}{\sqrt{1 - kr_0^2}} \right) \int_0^z f(z) dz$$
(1.25)

Cette relation peut être injectée dans l'équation 1.20 (pour le temps actuel $t = t_0$) afin d'exprimer D_L en fonction de z, comme représenté figure 1.5. Les mesures des paramètres cosmologiques Ω_{m0} et $\Omega_{\Lambda 0}$ s'obtiennent à l'aide de la fonction d'ajustement.



FIGURE 1.5 – Evolution de la distance lumineuse en fonction du redshift pour des supernovas de type Ia [21]. La distance lumineuse est exprimée par le module de distance : $D_M \equiv 5log\left(\frac{D_L}{10 \text{ pc}}\right)$. La ligne continue correspond au meilleur ajustement des données, pour un Univers plat.

Le caractère standard des supernovas de type la permet de mesurer D_L . Le redshift z est également mesurable. On peut ainsi établir une relation entre Ω_{m0} et $\Omega_{\Lambda 0}$. Les mesures des paramètres cosmologiques ainsi obtenues par le telescope Hubble [21], sont illustrées par l'ellipse bleue figure 1.9a, section 1.2.3.4.

1.2.3.3 Oscillation acoustique de baryons

L'objectif de cette section est de décrire le phénomène des oscillations acoustiques de baryons et de montrer qu'il permet de mesurer les paramètres cosmologiques.

Dans les premiers instants de l'Univers, la matière est composée uniquement de photons, de baryons et de matière noire, sous forme de plasma. Ce plasma primordial est en semi-équilibre et quasi-homogène. Quelques anisotropies, c'est-à-dire des agglomérats de matière, sont présentes. Ce plasma est dit en semi-équilibre car il subit deux forces contradictoires. La gravité, engendrée par la matière noire et la matière baryonique, force le plasma à se contracter sur lui-même. Cette contraction entraîne l'augmentation de la pression du plasma. Lorsque la pression (principalement la pression radiative des photons) est suffisamment grande, elle devient supérieure à la gravité. Alors, le plasma s'étend, la pression chute et la gravité domine à nouveau. Ces oscillations entre contractions et expansions, représentées figure 1.6, sont appelées oscillations acoustiques de baryons (BAO, pour l'acronyme anglais Baryon Acoustic Oscillations).

Ce semi-équilibre finit par se rompre au bout d'un certain temps. Avec l'expansion de l'Univers, la température du plasma devient suffisamment faible pour permettre aux photons de s'échapper. Cette époque est appelée la recombinaison. La pression radiative ne contrebalance plus la gravité, les oscillations s'arrêtent. La gravité attire la matière environnante et augmente avec la masse. Ainsi, les petites anisotropies de matière du plasma principal ont continué à s'étendre pour former les grandes structures de l'Univers actuel. Ce qui implique que les anisotropies observées sur la densité de matière de l'Univers actuel sont directement liées aux BAO.



FIGURE 1.6 – Schéma des oscillations acoustiques de baryons.

Les BAO se comportent comme des ondes acoustiques et peuvent être découplées par décomposition angulaire en termes de polynôme de Lagrange. Ces derniers sont préférés aux décompositions de Fourier pour mieux s'adapter aux contraintes expérimentales. En effet, en pratique il n'est possible de sonder l'espace que par intervalle angulaire. Les différents modes de la décomposition correspondent aux nombres d'oscillations complètes avant la recombinaison. Une oscillation complète est une oscillation qui a pu retourner à sa forme d'origine (forme contractée ou étendue). Ainsi, le mode fondamental correspond à la distance parcourue par une onde sonore entre le temps t = 0 (Big Bang) et la recombinaison. Cette distance est appelée l'horizon sonore. L'horizon sonore peut être mesuré grâce aux distances entre les grandes structures de l'Univers, il peut donc être exprimé en fonction de z. De plus, il permet d'accéder aux densités de photon et de baryon lors de la recombinaison [22]. Les dernières mesures des paramètres cosmologiques, obtenues par le satellite Planck en utilisant les BAO, sont représentées en rouge sur la figure 1.9b.

1.2.3.4 Fond diffus cosmologique

La section précédente discute de l'impact des anisotropies du plasma primordial sur les distances entre les grandes structures de l'Univers. Ce n'est cependant pas la seule observable de ces anisotropies. Elles se reflètent également dans la répartition des photons du fond diffus cosmologique.

Avec son expansion, l'Univers refroidit de plus en plus, jusqu'à être assez froid pour permettre aux photons de s'échapper du plasma primordial lors de la recombinaison. Ces photons sont appelés le fond diffus cosmologique (CMB, pour l'anglais Cosmic Microwave Background). Aujourd'hui, la température de l'Univers est de 2.73K. Elle est principalement due aux radiations de ces photons. Ainsi les anisotropies du plasma primordial sont observables dans les fluctuations de température de l'Univers. Bien que ces fluctuations soient très faibles, $\frac{\delta T}{T} \approx 10^{-5}$, le satellite Planck est capable de les mesurer [19], les résultats sont présentés figure 1.7.



FIGURE 1.7 – Carte du ciel des anisotropies thermique de l'Univers mesurées par le satellite Planck [19].

Pour relier ces fluctuations aux paramètres cosmologiques, il est nécessaire de les décomposer en harmoniques sphériques Y_{lm} :

$$\frac{\delta T}{T} = \sum_{l=2}^{+\infty} \sum_{m=-l}^{+l} a_{lm} Y_{lm}(\theta, \phi)$$
(1.26)

La source principale d'information est contenue dans le spectre de puissance angulaire défini par les coefficients C_l , correspondant à la variance des amplitudes a_{lm} :

$$C_l = \langle |a_{lm}| \rangle^2 = \frac{1}{2l+1} \sum_{m=-l}^{+l} |a_{lm}|^2$$
 (1.27)

Ainsi, avec l'évolution du terme $D_l = \frac{l(l+1)C_l}{2\pi}$ en fonction de l, correspondant à l'échelle angulaire, on obtient la densité de puissance spectrale du fond diffus cosmologique, représentée figure 1.8. A l'aide de ce spectre, notamment l'emplacement et la hauteur des pics, appelés pics acoustiques, il est possible de remonter jusqu'à la mesure des paramètres cosmologiques [19, 23, 24]. Par exemple, le premier pic est lié à la courbure de l'Univers. La lumière suit la courbure de l'espace-temps, donc une courbure ouverte va faire diverger la lumière, elle sera donc vu avec un angle plus grand. Une courbure fermée donne un angle d'observation plus petit. Et une courbure plate ne modifiera pas l'angle. La figure 1.8 montre le premier pic à environ 1°. Les calculs montrent que cette mesure correspond à un Univers plat (sur l'échelle des modes, cela correspond à une valeur $l \approx 200$). Les autres pics fournissent également des informations sur la densité de matière dans l'Univers. Lorsque le plasma primordial est en phase de contraction, dominé par la gravité, la densité de baryons augmente. A l'inverse, lorsque le plasma est en expansion, elle diminue. Ces différentes phases se retrouvent sur la figure 1.8. Les pics impairs sont liés aux phases de contraction, tandis que les pics pairs représentent les phases d'expansion [25]. Ainsi, le rapport entre les pics pair et impair donne une mesure de la densité baryonique de l'Univers. Ce spectre permet également d'obtenir des informations sur les densités de matière totale, de matière noire et d'énergie noire via des procédés expliqués dans [23].

Pour résumer, le modèle cosmologique standard permet de décrire le comportement de l'univers depuis le "Big-Bang". Les supernovas de type Ia, les oscillations acoustiques de baryons et le fond diffus cosmologique sont des observables qui supportent ce modèle et qui permettent de déterminer ses paramètres. Les paramètres obtenus pour chaque observable sont comparables et cohérents avec le modèle cosmologique, comme représenté sur la figure 1.9. Les dernières mesures des paramètres cosmologiques utilisant les supernovas de type Ia sont représentées figure 1.9a. Depuis, les mesures utilisant les BAO et le CMB ont été affinées par le satellite PLANCK, elles sont représentées figure 1.9b.



FIGURE 1.8 – Densité de puissance spectrale du fond diffus cosmologique obtenue par le satellite Planck [19]

Les valeurs des paramètres cosmologiques satisfaisant les trois observables, obtenues par les derniers résultats de Planck, sont présentées tableau 1.1. Selon ces mesures, la matière noire représente environ 25 % du budget énergétique total de l'Univers.

Paramètre cosmologique	Symbole	Mesures de Planck
Densité baryonique [%]	Ω_b	4.91 ± 0.18
Densité de matière noire froide [%]	Ω_c	26.13 ± 1.01
Densité de matière totale [%]	Ω_m	30.65 ± 0.72
Densité d'énergie noire [%]	Ω_{Λ}	69.35 ± 0.72
Age de l'Univers [Gyr]	t_0	13.796 ± 0.029
Constante de Hubble [km.Mpc ^{-1} . s^{-1}]	H_0	67.90 ± 0.55

TABLE 1.1 – Paramètres cosmologiques mesurés par le satellite Planck [20]

1.2.4 Conclusion

Pour conclure cette section sur les différentes observations indiquant la présence de matière noire dans l'Univers, voici un résumé des principaux résultats qui en découlent :

• L'Univers n'est pas uniquement constitué de matière standard (baryonique et relativiste), bien au contraire, elle n'en représente qu'une infime partie (environ 5%). Les autres composants sont l'énergie noire qui en constitue la majorité, et la matière noire qui est environ 5 fois plus abondante que la matière standard.



FIGURE 1.9 – (a) Combinaison des paramètres comsologiques Ω_m et Ω_{Λ} mesurés par différentes observables [21]. L'ellipse bleu correspond aux résultats donnés par les supernovas de type Ia [21], en orange et en vert ceux obtenus par WMAP à l'aide du fond diffus comologique et des oscillations acoustiques de baryons, respectivement [26]. La ligne noire représente le cas d'un Univers plat. Les valeurs privilégiés sont celles qui ont le meilleur accord entre les trois méthodes et sont représentées par l'ellipse grise. (b) Derniers résultats du satellite Planck pour les paramètres comsologiques Ω_m et Ω_{Λ} mesurés par différentes observables [20], où "TT + TE" est la combinaison de deux types de densité de puissance spectrale (uniquement température et température-polarisation respectivement).

- Toutes les observations indépendantes qui indiquent l'existence de la matière noire et de l'énergie noire sont en accord, dans le cadre du modèle cosmologique.
- L'Univers est plat.
- La matière noire est présente aux différentes échelles de l'Univers, elle ne correspond pas à une anomalie locale. Elle fait partie du modèle cosmologique décrivant l'Univers dans son ensemble, depuis le Big Bang. Elle possède donc une densité relique : elle est présente, avec une densité non nulle, depuis les premiers instant de l'Univers (voir section 1.3.3).

- Ces observations permettent de déduire certaines propriétés de la matière noire. Elle est :
 - Non baryonique : la présence de matière noire aux grandes échelles de l'Univers (i.e amas de galaxies,...) laisse supposer qu'elle n'est pas baryonique. Sa densité est bien trop grande pour être expliquée par les objets baryoniques de l'Univers (i.e planètes, étoiles,...).
 - Non relativiste : les densités de matière relativiste connues sont plus qu'insuffisantes pour correspondre à la masse manquante de l'Univers. De plus, la formation des structures telle qu'elle est actuellement décrite, ne convient qu'avec de la matière noire froide (i.e non relativiste) [27].
 - Neutre : n'ayant toujours pas été observée directement, la matière noire est supposée ne pas interagir électromagnétiquement.
 - De plus, elle a un très faible taux d'interaction avec la matière standard, comme illustré par l'amas de la Balle (cf section 1.2.2.2).

Cette section montre les principales indications aux différentes échelles de l'Univers. Ces indications motivent et complètent le concept de la matière noire. Elles permettent de dresser une liste de propriétés que cette dernière doit satisfaire pour expliquer les différents phénomènes observés. Ces propriétés vont permettre de tester les candidats potentiels à la matière noire.

1.3 Les candidats à la matière noire

Les observations présentées dans la section précédente (section 1.2) ont permis d'établir les propriétés supposées de la matière noire. A partir de ces propriétés (résumées section 1.2.4) plusieurs candidats sont proposés. Ceux qui répondent le mieux aux critères sont introduits dans cette section.

Les particules connues du modèle standard sont les premières particules envisagées pour décrire la matière noire. Parmi elles, les neutrinos sont les plus compatibles et sont discutés dans un premier temps. Cependant, ils ne correspondent pas complètement aux propriétés observées. Il est donc nécessaire d'explorer les théories qui vont au delà du modèle standard. Le neutrino stérile, les axions et les WIMP en font partie, ils sont tout trois présentés par la suite.

1.3.1 Neutrinos stériles

Les particules connues les plus compatibles avec les propriétés de la matière noire sont les neutrinos. En effet, ce sont des particules neutres, non baryoniques, qui interagissent faiblement avec la matière. Il s'agit cependant de particules relativistes et leur densité dans l'Univers est très insuffisante pour expliquer la masse manquante observée. Ils ne correspondent donc pas entièrement aux observations astrophysiques.

Cependant, une particule hypothétique de la famille des neutrinos peut satisfaire les propriétés de la matière noire : un neutrino stérile. Selon les modèles théoriques, cette particule possède des caractéristiques similaires aux neutrinos de saveur, mais avec une masse attendue plus importante [28]. Néanmoins, son statut relativiste ou non relativiste n'est pas déterminé. C'est donc un candidat possible mais il reste trop d'incertitudes pour convaincre de l'importance de sa contribution à la matière noire [29]. La découverte de ces neutrinos est nécessaire au préalable pour percer ce mystère.

1.3.2 Axions

Parmi les particules issues de théories au-delà du modèle standard, les axions représentent un candidat possible pour la matière noire. Les axions sont des particules hypothétiques postulées pour expliquer la brisure de symétrie de charge-parité (CP). La symétrie CP transforme la particule en son antiparticule (symétrie de charge, C) et crée son image miroir (symétrie de parité, P). Elle peut être illustrée par la relation suivante entre un électron et un positon :

$$e^-_\uparrow \xleftarrow{CP} e^+_\downarrow$$

où \uparrow et \downarrow décrivent ici deux états de chiralité opposée.

Cependant l'asymétrie entre la matière et l'antimatière suppose une violation de l'invariance CP. Or cette violation n'a toujours pas été observée pour les interactions fortes (entre gluons) en ChromoDynamique Quantique (QCD en anglais). Pour expliquer ce problème, Roberto Peccei et Helen Quinn ont suggéré un modèle de QCD dans lequel la symétrie reste inviolée par l'émission d'un axion. Ce dernier a alors les propriétés d'un boson [30]. Suivant cette théorie, l'axion est neutre, de masse très faible et interagit très peu avec la matière. Des propriétés qui peuvent donc correspondre à celles de la matière noire. C'est néanmoins une particule relativiste, ce qui ne correspond pas complètement aux propriétés de la matière noire. Ces axions sont tout de même recherchés dans différentes expériences de recherche de manière noire, telle que XENON.

1.3.3 WIMP

Une particule générique qui traduit aux mieux les propriétés de la matière noire est le WIMP, pour Weakly Interacting Massive Particle [27, 31] (particule massive interagissant faiblement, en français). Le WIMP est une particule neutre, n'interagissant que faiblement avec la matière, dont la masse peut aller de quelques GeV à la centaine de TeV [31], donc non relativiste, et avec une densité relique appropriée pour être en accord avec la formation des grandes structures de l'Univers. D'après le modèle cosmologique, aux premiers instants de l'Univers, les particules de matière noire étaient en équilibre thermique entre création et annihilation par la relation symétrique suivante :

$$\chi\chi \longleftrightarrow P\bar{P} \tag{1.28}$$

Ici, χ correspond aux particules de matière noire et P aux particules du modèle standard.

Durant son expansion, l'Univers refroidit et atteint une température inférieure à la masse de la particule de matière noire, ne permettant plus sa production, mais seulement son annihilation. Sa densité commence à décroitre de manière exponentielle, comme présenté figure 1.10a. Cependant en continuant de s'étendre, l'Univers devient suffisamment grand pour rendre l'annihilation impossible, c'est le "gel" ("freeze out" en anglais)⁶. La densité de matière noire devient ainsi constante, représentée par la ligne horizontale sur la courbe noire de la figure 1.10a.

L'évolution de la population des particules de matière noire tout au long des processus de production et d'annihilation suit l'équation de Boltzmann :

$$\frac{dn}{dt} = -3Hn - \langle \sigma_A v \rangle (n^2 - n_{\acute{eq}}^2)$$
(1.29)

Avec,

- -n: densité de particule de matière noire.
- $n_{\acute{eq}}$: densité de particule de matière noire à l'équilibre thermique.
- H : la constante de Hubble.
- $< \sigma_A v >$: la section efficace d'annihilation thermique.

Au fur et à mesure du refroidissement de l'Univers, le terme 3Hn devient de plus en plus dominant, jusqu'à la température de "freeze-out" à $T \sim \frac{m_{\chi}}{20}$, avec m_{χ} la masse de

^{6.} Ce terme correspond au moment où la densité de matière noire "gèle" et n'évolue plus.
la particule de matière noire, qui implique comme condition $n_{\chi} < \sigma_A v >= H$ [27]. Cette condition permet établir l'expression de la densité relique [27] :

$$\Omega_{\chi}h^2 \approx \frac{3 \times 10^{-27} cm^3 . s^{-1}}{<\sigma_A v >}$$
(1.30)

Il est ainsi possible d'estimer la section efficace d'annihilation des particules de matière $\langle \sigma_A v \rangle$, à partir des mesures de Planck $\Omega_{\chi} h^2 = 0.1184$, présentées dans le tableau 1.1 [20]. La section efficace obtenue vaut $\langle \sigma_A v \rangle \sim 10^{-26} cm^3 . s^{-1}$, ce qui est de l'ordre de grandeur des sections efficaces de l'interaction faible, donc mesurable. Comme son nom l'indique, la particularité du WIMP est d'interagir faiblement, d'où la concordance avec les propriétés de la matière noire.

La convergence entre la physique des particules et la cosmologie, ajoutée à la densité relique et à l'excellente correspondance avec les propriétés de la matière noire, notamment sur l'interaction faible, font du WIMP le modèle miracle.

En complément, les valeurs attendues de la masse du WIMP en fonction de sa contribution à la matière noire sont présentées figure 1.10b. Cette figure montre qu'en fonction de leur masse, la contribution des WIMP peut être plus ou moins importante.

Pour résumer, aucune particule connue du modèle standard ne correspond complètement aux propriétés de la matière noire, décrites en section 1.2.4. Les théories qui vont audelà sont alors explorées. Plusieurs des particules hypothétiques postulées sont envisagées, comme le neutrino stérile ou l'axion. Cependant, le candidat favori et le plus compatible avec les propriétés de la matière noire est le WIMP. C'est la particule la plus activement recherchée par les expériences de détection de matière noire. La prochaine section présente les différents moyens utilisés pour y parvenir.



FIGURE 1.10 – (a) Nombre de densité comobile ⁷de particule de matière noire Y (gauche) et densité relique thermique correspondante Ω_{χ} (droite) en fonction de l'âge t (haut) et de la température T (bas) de l'Univers. La courbe solide noire décrit l'évolution de la densité jusqu'à atteindre la densité relique obtenue en utilisant la section efficace d'annihilation, et les zones colorées correspondent à des variations de 10, 10^2 , 10^3 de la valeur de la section efficace. La courbe en pointillés représente la densité de matière noire s'il n'y avait pas eu de "freeze-out". (b) Contribution du WIMP à la matière noire en fonction de sa masse m_{χ} . Ω_{χ} représente la densité des WIMP et Ω_{DM} la densité totale de matière noire. Ces deux figures sont issues de [27]

1.4 Les méthodes de détection

Plusieurs particules sont proposées et étudiées pour correspondre au modèle du WIMP avec des masses variables. Un exemple est le neutralino en théorie de supersymétrique [32].

Les premières sections montrent que les observations de l'Univers et le modèle qui le décrit, motivent fortement l'existence de matière noire. La section précédente propose les candidats qui peuvent la composer. Détecter ces derniers permettrait de confirmer la présence de matière noire dans l'Univers et de valider le modèle cosmologique. Pour cela, trois moyens de détection complémentaires sont utilisés. Ils sont représentés par le sens des flèches sur les trois diagrammes de la figure 1.11 et sont décrits dans cette section : production via un accélérateur de particules, détection indirecte et détection directe.

^{7.} Densité comobile : le volume, associé à la définition de cette densité, fait abstraction de l'expansion de l'Univers.



FIGURE 1.11 – Schéma d'interaction entre les WIMP, notés χ et les particules du modèle standard q. Chaque direction de flèche indique une interaction différente. En rouge, production de WIMP par interaction de deux particules du modèle standard. L'annihilation de deux particules de matière noire est représentée en vert, et la collision élastique d'un WIMP avec une particule du modèle standard en bleue.

1.4.1 Production dans les accélérateurs de particules

Une des possibilités pour détecter les WIMP est de les produire par collision de particules du modèles standard, via un accélérateur de particules tel que le Large Hadron Collider (LHC), situé au Conseil Européen de Recherche Nucléaire (CERN) (figure 1.12).



FIGURE 1.12 – Vue schématique aérienne du Large Hadron Collider (LHC) et des principales expériences.

La production de WIMP ne peut être révélée que par la conservation de l'énergie. La matière noire n'interagissant que très faiblement avec la matière, elle passe au travers des détecteurs, sans interagir. Ainsi, la production d'un WIMP va se traduire par de l'énergie manquante dans l'état final. Pour vérifier cette hypothèse, il est nécessaire de pouvoir détecter toutes les particules produites au cours de l'interaction et de mesurer leur énergie. La difficulté dans ce type de détection vient des neutrinos, qui ont également une très faible section efficace d'interaction avec la matière.

33

La plupart des particules des théories au-delà du modèle standard, proposées en tant que candidat pour la matière noire, sont actuellement testées au LHC par deux expériences principalement : ATLAS (A Toroidal LHC Apparatus) [33] et CMS (Compact Muon Solenoid) [34]. A l'heure actuelle, aucune découverte n'a encore été annoncée.

1.4.2 Détection indirecte

Il est également possible de détecter la matière noire de manière indirecte en se basant sur la relation verte figure 1.11 : l'annihilation de deux WIMP en particules du modèle standard : électrons, photons, neutrinos, ... Le principe de la détection indirecte est de mesurer le flux de ces particules dans la galaxie et de le comparer au flux prédit avec ou sans matière noire. Ceci nécessite une parfaite connaissance de tous les mécanismes pouvant produire les particules étudiées (quasars, supernovas, ...). Dans ce cas, la présence de matière noire peut se révéler par un excès du flux de particules observées par rapport au flux prédit.

D'un point de vue expérimental, l'antimatière et les rayons gamma se montrent particulièrement intéressants. L'avantage de l'antimatière, par rapport à la matière, est qu'elle est bien moins abondante, ce qui permet de mieux distinguer un éventuel excès. Parmi l'antimatière, une particule intéressante à étudier est le positon, discuté dans un premier temps. Ensuite les rayons gamma sont abordés. Leur point fort est de pouvoir faire une étude directionnelle de leur point d'émission.

Les positons

Ce sont des particules chargées dont la physique est bien connue, ce qui les rend plus faciles à détecter et à étudier. Malheureusement les positons sont produits massivement par beaucoup de phénomènes astrophysique (pulsars par exemple). De plus, il est très difficile de déterminer leur point d'émission. En effet, les particules chargées peuvent être facilement déviées durant leur trajectoire entre la source et l'observateur, ce qui rend l'estimation du point d'émission impossible. Cette voie d'annihilation des WIMP est étudiée par plusieurs détecteurs situés en orbite sur la station spatiale internationale (ISS) tel que FERMI-LAT [35] ou AMS [36]. Les derniers résultats d'AMS [37] montrent un excès du flux de positons correspondant à celui attendu par les modèles d'annihilation de matière noire, comme on peut le voir sur la figure 1.13a. Néanmoins aucune découverte n'a été déclarée car d'autres phénomènes astrophysiques (quasars, pulsars,...) peuvent causer cet excès.

Les rayons gammas

Les rayons gammas ont l'avantage sur les positons d'être neutre. Ainsi leur trajectoire, depuis le point d'émission, ne sera affectée que par les effets gravitationnels. De cette ma-



FIGURE 1.13 – (a) Excès du flux de positons à haute énergie [37]. (b) Spectre de l'excès de rayons gamma observé, provenant du centre de la voie lactée (points) comparé au spectre théorique généré par l'annihilation de WIMP en quark $b\bar{b}$ (courbe noire) [38].

nière, la reconstruction de la trajectoire des gammas dans le détecteur permet d'obtenir la direction du point d'émission. Un excès a également été observé par FERMI-LAT [38] provenant du centre de notre galaxie, le spectre obtenu est présenté figure 1.13b. L'annihilation de WIMP en $b\bar{b}$, est suivie d'une désintégration en deux photons qui produit le spectre théorique représenté par la courbe noire sur la figure. On peut voir que le modèle correspond bien aux données. Cependant, comme dans le cas des positons, aucune découverte n'est déclarée dû fait de la présence d'autres sources possibles.

En résumé, bien que des excès de positons et de rayons gamma aient été observés, la multitude de sources astrophysiques pouvant produire ces particules ne permet pas de conclure sur une détection.

1.4.3 Détection directe

Le dernier moyen de détection est la détection directe, représentée par le sens des flèches bleues sur la figure 1.11. Le principe se base sur la collision élastique d'un WIMP avec le noyau d'un atome du milieu de détection, comme illustré figure 1.14. De par cette interaction, le WIMP fournit une énergie de recul au noyau qui est ensuite détectée. Pour cela, il est nécessaire que la matière noire soit présente dans notre galaxie, comme expliqué en section 1.1.2 (présence d'un halo de matière noire dans la galaxie).

Pour identifier l'interaction d'un WIMP, il est nécessaire d'identifier les interactions de toutes les particules connues avec le détecteur. De cette manière, les signaux restants ne peuvent provenir que de la matière noire. Cela nécessite néanmoins une parfaite connaissance de toutes les particules environnantes et d'identifier précisément comment elles vont interagir avec le détecteur.



FIGURE 1.14 – Représentation de la collision élastique entre un WIMP (χ) et un noyau. Principe de détection directe de matière noire.

L'énergie du recul nucléaire produit par l'interaction du WIMP, pouvant aller de quelques keV à environ 100 keV, peut être calculée par la formule suivante [39] :

$$E_R = \frac{m_{\chi} v^2}{2} \frac{4M_N m_{\chi}}{(m_N + m_{\chi})^2} \cos^2(\theta_R)$$
(1.31)

Avec,

- E_R : l'énergie du recul nucléaire
- $-m_{\chi}$: la masse du WIMP
- m_N : la masse du noyau
- θ_R : l'angle entre la direction du recul nucléaire et la normale à l'interaction
- -v: la vitesse relative du WIMP par rapport au détecteur.

Dans cette formule, la seule variable inconnue est la masse du WIMP. Les autres sont connues ou peuvent être mesurées par une expérience de détection directe. En déterminant m_{χ} à l'aide de cette formule, il est possible d'obtenir la section efficace d'interaction du WIMP avec les nucléons du milieu de détection et le taux d'interaction de la matière noire avec le détecteur. Ces deux paramètres sont les grandeurs à déterminer pour caractériser le WIMP. C'est généralement pourquoi les résultats des expériences de matière noire sont exprimés dans le plan section efficace WIMP-nucléon en fonction de la masse supposée du WIMP (voir figure 1.24).

En fonction de la cible des WIMP, il existe deux types de couplage pour cette interaction élastique. Si le noyau est ciblé sans distinction des nucléons (proton, neutron), on parle de couplage indépendant du spin. Mais si le procédé implique uniquement un neutron, ou un proton (du noyau), il s'agit d'un couplage dépendant de spin. Bien qu'il y ait deux couplages, impliquant des différences dans les méthodes d'analyses, le but reste de mesurer l'énergie de recul nucléaire. Les différents moyens utilisés pour cette mesure sont expliqués dans la prochaine section.

La détection directe jouit d'un avantage supplémentaire pour mettre en évidence la matière noire : la modulation annuelle. La matière noire est présente en halo dans notre galaxie (section 1.2.1). Lorsque la terre tourne autour du soleil, elle va traverser ce halo. Ainsi, le taux d'interaction de la matière noire avec le détecteur va varier annuellement en fonction de la direction de la terre par rapport au halo, comme illustré figure 1.15. De cette manière, un taux d'interaction maximal doit être visible en juin et un taux minimal en décembre.





Parmi les expériences à utiliser cette méthode, la première à déclarer un signal positif de matière noire a été DAMA[41]. C'est une expérience de recherche directe de matière noire utilisant des cristaux de scintillations NaI et localisée au Laboratoire National du Gran Sasso (LNGS). La même signature a également été vu après quelques améliorations (DAMA-LIBRA [42]) et par la suite par CoGeNT [43]. Cependant, aucune expérience de plus haute sensibilité n'a pu corroborer ces résultats. Plus encore, lors d'une étude dédiée, la collaboration XENON a rejeté le signal positif de DAMA/LIBRA à plus de 4σ , comme représenté sur la figure 1.16 [44].

Plusieurs moyens de détection sont actuellement utilisés pour rechercher la matière noire : production, détection indirecte et détection directe. Dans le cadre de cette thèse, nous nous intéressons à la détection directe. Elle a pour principe de détecter le recul nucléaire engendré par l'interaction d'un WIMP avec les noyaux des atomes du milieu. Pour



FIGURE 1.16 – Exclusion du signal positif de DAMA/LIBRA à plus de 4σ , via une analyse de profil de vraisemblance [44].

cela, il est nécessaire d'identifier toutes les interactions de particules connues. Par élimination, les signaux inconnus sont des signaux de WIMP. Dans cette optique, développer des expériences de faible bruit de fond est primordial.

La prochaine section discute des moyens expérimentaux mis en place pour cela.

1.5 Détection directe des WIMP : les détecteurs

L'objectif de la détection directe est de mesurer l'énergie de recul fournie par le WIMP aux noyaux d'un détecteur. Dans l'optique d'identifier les signaux produits par la matière noire et de discriminer ceux produits par les particules du modèle standard, différents moyen expérimentaux sont développés.

Cette section présente dans un premier temps les caractéristiques qu'un détecteur de recherche directe de matière noire doit prendre en compte. Pour satisfaire ces critères, deux techniques principales sont mise en places : les détecteurs à bolomètres cryogéniques et les détecteurs à gaz noble.

1.5.1 Les caractéristiques d'un détecteur de recherche directe de WIMP

Les détecteurs de recherche directe de WIMP doivent prendre en compte deux aspects principaux.

Le premier aspect est le faible taux d'interaction de la matière noire. En effet, la matière noire interagit faiblement avec la matière standard, comme cela a été vu avec l'amas de la balle (section 1.2.2.2). Pour la recherche directe de matière noire, il est donc nécessaire de prendre deux points en compte :

- Augmenter la probabilité d'interaction : choisir un milieu de détection avec une grande densité (numéro de masse élevé) et un volume important, avec de longue prises de données.
- Connaître et réduire le bruit de fond : le but est d'identifier les interactions de WIMP en discriminant celles du bruit de fond (toutes les autres particules). Les origines du bruit de fond et les techniques de réduction sont discutés en section 2.3.5, dans le cas de l'expérience XENON100.

Le deuxième aspect est la mesure de l'énergie de recul. Pour détecter l'énergie de recul nucléaire, plusieurs types de signaux sont utilisés :

- chaleur : détection de la variation de température ou d'émission de chaleur dans le détecteur.
- scintillation : détection des signaux lumineux produits dans le détecteur. Ce sont les atomes du milieu, excités par la collision, qui émettent des photons lors de leur désexcitation.
- ionisation : détection des électrons libérées, lors de l'ionisation du milieu par la particule incidente.

Chacune des principales expériences de recherche de matière noire peut être représentée en fonction de la stratégie qu'elle utilise sur la figure 1.17. Beaucoup d'expériences préfèrent utiliser deux types de signaux. L'intérêt est de pouvoir discriminer les interactions de type recul électronique⁸ des interactions de type recul nucléaire (cf. section 1.4.3.). En effet, comme mentionné dans la section précédente, pour identifier les interactions de WIMP, il est nécessaire de discriminer le bruit de fond. La matière noire et les neutrons ⁹ engendrent un recul nucléaire, alors que les électrons (positons) et les photons vont induire un recul électronique. Identifier et séparer ces deux types de recul permet donc d'éliminer une partie importante du bruit de fond. Ces différents types de signaux sont discutés plus en détail dans les prochaines sections.

A partir de ces caractéristiques, plusieurs techniques expérimentales sont mises en place pour détecter la matière noire. Les deux principales sont présentées dans les prochaines section, en commençant par les détecteurs bolomètres cryogéniques.

^{8.} L'interaction d'une particule avec un électron du milieu, comme expliqué dans le cas de XENON100 dans la section 2.2.2.

^{9.} Les neutrons sont également du bruit de fond mais géré différemment, cf section 2.3.5.



FIGURE 1.17 – Représentation des différents types de signaux utilisés par les principales expériences de recherche de matière noire

1.5.2 Les détecteurs bolomètres cryogéniques

Les détecteurs bolomètres cryogéniques sont des bolomètres refroidis jusqu'à quelques dizaines de mK. Ils utilisent ainsi la température comme moyen de détection primaire. Cependant, ils sont en général associés à un second type de signal, soit l'ionisation pour former ce qu'on appelle un bolomètre semi-conducteur, soit la scintillation, pour être des bolomètres scintillants. Cette section se concentre sur ces deux principaux types de bolomètres.

1.5.2.1 Les détecteurs bolomètres cryogéniques semi-conducteurs

Deux expériences principales utilisent ce type de détecteurs : CDMS [45], utilisant des bolomètres au silicium et au germanium, et EDELWEISS [46], avec des bolomètres au germanium. Pour un détecteur au germanium, la différence de température est mesurée par des senseurs thermiques et les charges libérées par l'ionisation sont collectées par des électrodes, comme représenté figure 1.18a. Ces expériences utilisent deux types de signal, ce qui leur permet de séparer les reculs électroniques des reculs nucléaires à l'aide d'un paramètre discriminant : le rendement d'ionisation, qui combine le signal thermique et le signal d'ionisation. Ce taux, aussi appelé "ionization yield", est représenté en fonction de l'énergie de recul sur la figure 1.18b, illustrant la discrimination des bandes de recul électronique (bleu) et nucléaire (vert).

EDELWEISS n'a pour l'instant détecté aucun signal de matière noire mais à mis de



FIGURE 1.18 – (a) Illustration de l'interaction d'un WIMP dans l'expérience EDEL-WEISS [47]. (b) Bandes de recul électronique et nucléaire de l'expérience CDMS [48].

très fortes limites sur sa détection, principalement à basse énergie [46]. Par contre, CDMS a déclaré avoir observé un signal de WIMP positif à basse masse [45]. Cependant, comme pour DAMA et CoGeNT, cela n'a jamais été confirmé. Les résultats d'EDELWEISS et de CDMS sont représentés figure 1.19.



FIGURE 1.19 – Résultats des expériences Edelweiss et CDMS : limite sur la section efficace d'interaction WIMP-nucléon indépendante de spin (SI) en fonction de la masse supposée du WIMP et comparaison aux principales expériences de détection directe [49]

1.5.2.2 Les détecteurs bolomètres cryogéniques scintillants

Pour les détecteurs bolomètres cryogéniques scintillants, le deuxième signal est un signal de scintillation plutôt que d'ionisation. CRESST fait partie des expériences qui utilisent ce type de détecteur.

Dans le cas de l'expérience CRESST, les électrodes sont remplacées par des détecteurs de lumière, comme représenté figure 1.20.



FIGURE 1.20 – Schema d'un module de détection de l'expérience CRESST. Les thermocouples mesurent les variations de température tandis que les absorbeurs de lumière mesures les photons de désexcitation [50].

L'expérience CRESST a déclaré avoir mesuré un signal positif de matière noire [50], mais des analyses complémentaires de cette même collaboration ont contredit ce résultat [51, 52].

1.5.3 Les détecteurs à gaz noble

Les détecteurs à gaz noble sont basés sur une détection par scintillation, qui peut être complétée ou non par un signal d'ionisation. Dans le cas de scintillation seule, le gaz noble n'est présent que sous sa phase liquide, on parle alors de détecteur à simple phase. Dans le cas d'une combinaison avec la détection d'un signal d'ionisation, le gaz noble est également présent sous forme gazeuse, donc un détecteur à double phase. Deux principaux gaz sont utilisés pour ces détecteurs, l'argon et le xénon.

1.5.3.1 Détecteur à gaz noble à simple phase

Dans le cas des détecteurs à simple phase, utilisés notamment par DEAP [53] avec de l'argon ou XMASS [54] avec du xénon, le but est de mesurer la lumière émise par la désexcitation des atomes du milieu, en utilisant des photo-multiplicateurs (PMT). Étant le seul signal détecté, une géométrie sphérique entourée de PMT est privilégiée. Le détecteur de DEAP est représenté figure 1.21. N'étant pas soumis à un champ électrique, les électrons libérés lors de l'ionisation du milieu vont se recombiner avec les ions. Les atomes nouvellement formés sont dans un état excité. Ils vont donc également participer au signal lumineux lors de leur relaxation.



FIGURE 1.21 – Représentation du nouveau détecteur DEAP-3600. Une sphère contenant 1 tonne d'argon liquide entouré de PMT de manière à récupérer un maximum de lumière.

Les résultats de DEAP-3600 sont présentés dans la figure 1.22, représentant la section efficace WIMP-nucléon en fonction de la masse supposée du WIMP.

1.5.3.2 Détecteur à gaz noble à double phase

Plusieurs expériences utilisent des détecteurs à double phase, tel que LUX [56] et XE-NON100 (cf chapitre 2) avec du xénon ou DarkSide [57] avec de l'argon. Comme pour les détecteurs à simple phase, le principe repose sur la détection du signal de scintillation primaire via des PMT. Cependant les détecteurs vont maintenant privilégier une géométrie cylindrique afin d'appliquer un champ électrique le long du détecteur pour collecter les électrons d'ionisation dans la phase gazeuse. Le détecteur est donc une chambre à projection temporelle (TPC pour Time Projection Chamber), permettant de reconstruire la position de l'interaction en trois dimensions. Les détecteurs à gaz noble à double phase sont discutés plus en détails au prochain chapitre, dans le cas de XENON100.



FIGURE 1.22 – Résultats de l'expérience DEAP-3600 : limite sur la section efficace d'interaction WIMP-nucléon indépendante de spin (SI) en fonction de la masse supposée du WIMP et comparaison aux principales expériences de détection directe [55].

Les deux types de détecteurs présentés ont chacun leurs avantages et leurs inconvénients. Les expériences basées sur des détecteurs bolomètres cryogéniques sont moins efficaces pour la recherche de WIMP de haute masse que les expériences à gaz noble mais elles sont plus sensible à basse masse, comme illustré figure 1.23. Ils sont cependant très efficaces pour la discrimination des reculs électronique et nucléaire. Leur inconvénient est le prix : de tels détecteurs sont très cher, ce qui, en plus des défis techniques, rend très difficile d'augmenter leur taille (i.e augmenter le volume de détection).

A contrario, le grand avantage des détecteurs à gaz noble est de pouvoir augmenter leur volume plus facilement et à moindre coût. C'est très important dans le cas de la recherche de matière noire, qui n'interagit que très faiblement. Il est donc nécessaire de maximiser la probabilité d'interaction avec le détecteur. De plus, les détecteurs à gaz noble ont aussi une capacité d'auto-blindage, c'est-à-dire qu'une partie de leur volume est utilisée pour stopper les particules du bruit de fond (voir section 2.3.5, dans le cas de XENON100). Un exemple très parlant de la capacité de ces détecteurs à évoluer et atteindre des sensibilités de plus en plus élevées très rapidement (pour de grandes masses), est présenté figure 1.23 (haut). Cette figure montre la domination des détecteurs à gaz noble dans la recherche directe de matière noire de haute masse, depuis ces dix dernières années, particulièrement pour celles utilisant du xénon liquide.

Pour résumer, malgré quelques expériences qui déclarent observer un signal positif, le manque de confirmation par des expériences plus sensibles ne permet pas de conclure sur



FIGURE 1.23 – Évolution de la sensibilité des expériences de détection directe de matière noire en fonction du type de détecteur utilisé et en fonction du temps pour un WIMP de masse $m_{\chi} = 50 \ GeV/c^2$ (haut) et de masse $m_{\chi} = 5 \ GeV/c^2$ (bas). Les symboles pleins correspondent aux expériences passées et les symboles vides aux expériences futures [58]

une détection. A ce jour, la matière noire reste encore introuvable. Cependant, de grand progrès ont été faits, comme le montre la figure 1.24, présentant les plus basses limites actuelles des expériences de recherche directe de matière noire. D'autres expériences sont déjà prévues pour continuer la recherche et avancer dans les régions encore inexplorées.



FIGURE 1.24 – Meilleurs limites de sensibilités des expériences de recherche directe de matière noire, exprimées dans le plan section efficace d'interaction WIMP-nucléon indépendante de spin en fonction de la masse supposée du WIMP [59].

Conclusion

Ce premier chapitre a montré les différentes observations indiquant la présence de matière noire dans l'Univers. Cette matière noire fait partie intégrante du modèle cosmologique, décrivant le comportement de l'Univers. Les principaux phénomènes soutenant ce modèle ont également été présentés. Le candidat le plus en accord avec les propriétés supposées de la matière noire est le WIMP. Aucune particule du modèle standard ne satisfait le modèle du WIMP, de nouvelles théories au-delà du modèle standard doivent être investiguées.

De grands efforts pour développer des méthodes de détection de plus en plus efficaces sont mis en place, en testant un maximum de théories possibles. Bien qu'aucun signal clair de matière noire n'ait encore été obtenu, différentes indications ont été mesurées, que ce soit de manière directe ou indirecte, et de grandes prouesses technologiques ont été réalisées. Seules ces améliorations et la collection de plus en plus de données vont permettre de lever le voile sur ce mystère.

C'est dans cette optique que se place la collaboration XENON. Le prochain chapitre présente le fonctionnement de l'expérience XENON100 et décrit le cadre expérimental de ce travail de thèse.

Chapitre 2

Les expériences XENON

Sommaire

Inti	$\mathbf{Introduction}\ .\ .\ .\ .\ .\ .\ .\ .\ .\ .\ .\ .\ .\$								
2.1	2.1 Le programme XENON								
2.2	2 Principe de détection								
	2.2.1	Le choix	x du xénon	51					
	2.2.2	Principe général							
	2.2.3	La dérive des électrons vers un signal de scintillation secondaire							
		2.2.3.1	Les électrons de dérive	55					
		2.2.3.2	La traversée vers le xénon gazeux	57					
		2.2.3.3	De l'interface au signal	59					
	us d'interaction des photons	60							
		2.2.4.1	Effet photoélectrique	61					
		2.2.4.2	Effet Compton	62					
2.3	2.3 Le détecteur XENON100								
	2.3.1	Le systè	ème cryogénique	63					
	2.3.2 Le système de recirculation du gaz								
	abre à projection temporelle	65							
		2.3.3.1	Le réceptacle \ldots	65					
		2.3.3.2	Le niveau de liquide	65					
		2.3.3.3	Les photo-multiplicateurs	66					
		2.3.3.4	Les champs électriques	67					
	2.3.4	Le système d'acquisition de données							
		2.3.4.1	Le déclenchement \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots	68					
		2.3.4.2	L'acquisition de l'événement	69					
		2.3.4.3	Identification des pics	70					
	de fond	72							
		2.3.5.1	Les sources de bruit de fond $\ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots$	72					
		2.3.5.2	Les moyens de réduction	73					
		2.3.5.3	Bruit de fond à basse amplitude	77					
	$2.3.6 \text{La calibration} \dots \dots \dots \dots \dots \dots \dots \dots \dots $								
Conclusion									

Introduction

Le premier chapitre présente le mystère de la matière noire et à quel point sa détection est difficile. Les différents moyens employés pour cela sont également discutés. Ce chapitre se place dans cette continuité en expliquant plus en détails le fonctionnement d'une chambre à projection temporelle, de faible bruit de fond, utilisant du xénon sous deux phases : liquide et gaz.

Dans un premier temps, la collaboration XENON est présentée avec son programme de recherche de matière noire, montrant l'évolution de ses détecteurs. L'objectif du projet est d'augmenter le volume des détecteurs et de réduire le bruit de fond afin améliorer leur sensibilité. Parmi les expériences du programme XENON, celle discutée par la suite est XENON100.

Dans un second temps, le fonctionnement du détecteur est présenté, en commençant par le choix du xénon en tant que gaz noble. Ce choix repose sur les caractéristiques d'un détecteur de recherche directe de matière noire, présentées section 1.5.1. Ensuite, le principe de détection est expliqué : lorsqu'une particule interagit avec le détecteur, elle va fournir une énergie de recul aux atomes de xénon. Cette énergie est la grandeur à mesurer. Toute interaction entraîne la production de deux signaux : un signal de scintillation, S1 et un signal d'ionisation, appelé S2. Ces signaux vont permettre de déterminer l'énergie de recul et d'identifier les interactions produites par les WIMP. Le signal S2 est le signal d'intérêt dans l'étude des électrons célibataires présentée dans le prochain chapitre. Il est utile pour la suite, de détailler la formation de ce signal. De la même manière, l'effet photoélectrique des photons de S1 et S2 est un élément majeur dans l'analyse des électrons célibataires. De plus, cette analyse est réalisée avec des données utilisant une source de calibration de photons. Donc, pour bien comprendre les phénomènes discutés dans le prochain chapitre, il est également nécessaire de faire un rappel sur les principaux processus d'interaction des rayons gamma.

La troisième partie décrit les différents systèmes nécessaires au bon fonctionnement de l'expérience. Tout d'abord, le xénon doit être refroidi en continu à 182.15 K pour rester dans l'état liquide. Cela demande la mise en place d'un système cryogénique. De plus, le dégazage des matériaux du détecteur vient contaminer le milieu. Le xénon doit donc être purifié de cette contamination. Pour cela, le xénon est envoyé dans un système de purification dans sa forme gazeuse puis renvoyé dans le détecteur, le tout via un système de recirculation du gaz. La chambre à projection temporelle et ses sous-systèmes sont ensuite présentés. Pour enregistrer et traiter ce qu'elle détecte, un système d'acquisition de données est utilisé. Enfin, pour identifier les signaux produits par un WIMP, il est nécessaire de discriminer ceux générés par toutes les autres particules. Pour cela, un traitement du bruit de fond et une calibration spécialisée est indispensable.

2.1 Le programme XENON

L'objectif de cette partie est de présenter brièvement la collaboration XENON, ses expériences passées, actuelles et futures.

Le but du projet XENON est la recherche directe de matière noire. Pour cela, les expériences nécessitent des experts de spécialités diverses : physique des particules, cryogénie, ingénierie, mécanique des fluides, thermodynamique,... C'est pour satisfaire cette demande en expertise que la collaboration XENON fut formée. Elle est actuellement constituée de 21 instituts répartis à travers le monde (figure 2.1), représentant environ 120 scientifiques d'une vingtaine de nationalités différentes.



FIGURE 2.1 – Présentation des différents instituts composant la collaboration XENON1T

Pour chercher la matière noire, l'objectif du projet XENON est d'augmenter le volume de détection et de réduire le bruit de fond¹, afin d'améliorer la sensibilité des détecteurs. La première étape est d'installer les expériences dans un laboratoire souterrain afin de réduire le flux de rayons cosmiques. Pour ce faire, les expériences XENON sont situées dans un laboratoire souterrain, sous 1.4 km de roche, au Laboratoire National du Gran Sasso (LNGS), en Italie.

^{1.} Les différents moyens utilisés par XENON100 pour réduire le bruit de fond sont présentés en section 2.3.5.

Le projet commence en 2006 avec l'expérience XENON10, contenant 15 kg de xénon. XENON10 a permis de montrer la faisabilité de l'expérience en atteignant une limite sur la section efficace WIMP-neutrons de 8.8×10^{-44} cm² pour une masse de WIMP de 100GeV/c² [60], dans le cas des interactions indépendantes de spin.

Ensuite, XENON100 prend le relais en 2009 avec 62 kg de volume actif, pour devenir le leader mondial de recherche directe de matière noire en 2012 (dépassé par LUX en 2013 [61]) en atteignant une sensibilité de 2.0×10^{-45} cm² pour une masse de WIMP de 50GeV/c² [62]. XENON100 s'arrête finalement en 2016 au profit de l'expérience actuelle, XENON1T [63]. C'est la plus grande expérience de recherche de matière noire au monde. Elle est récemment devenue leader mondial en atteignant, avec une exposition d'une 1 tonne.an, une section efficace de 4.3×10^{-47} cm² pour un WIMP de 30GeV/c² [59].

Pour être encore plus performant, la prochaine étape est déjà prévue avec XENONnT. Il devrait représenter 7 tonnes de volume actif, permettant de descendre d'encore un ordre de grandeur la sensibilité atteinte par XENON1T.

Les sensibilités des expériences XENON et des principales expériences de recherche de matière noire sont représentées sur la figure 2.2. La figure illustre bien l'évolution de la sensibilité depuis celle de XENON100 jusqu'à celle prédite pour XENONnT.



FIGURE 2.2 – Limites de détection des principales expériences de la collaboration XENON. L'ordonnée correspond à la section efficace d'interaction entre un WIMP et un nucléon, et l'abscisse à la masse supposée du WIMP. La limite prédite pour XENONnT est également représentée [59].

Seules une douzaine d'années ont suffi pour améliorer la sensibilité des expériences XENON d'un facteur 1000. Cette amélioration résulte de l'augmentation du volume de détection et de techniques de réduction du bruit de fond de plus en plus performante.

2.2 Principe de détection

Jusqu'à maintenant, nous avons établi le contexte expérimental. Cette partie se consacre au fonctionnement du système de détection : de l'interaction d'une particule dans le détecteur jusqu'aux signaux mesurés.

Le fonctionnement du détecteur repose sur les processus engendrés par l'interaction d'une particule avec le milieu de détection. Le premier point à aborder est donc le choix du xénon liquide. Ce choix repose sur les caractéristiques décrites dans la section 1.5.1.

Ensuite, le principe de détection est expliqué : lorsqu'une particule interagit avec le détecteur, elle va entraîner la production d'un signal S1 et d'un signal S2.

Pour bien comprendre l'étude des électrons célibataires, présentés au prochain chapitre, il est nécessaire de détailler la formation du signal S2 et de rappeler les principales interactions des rayons gammas. Ce sont les sujets des deux dernières sections de cette partie.

2.2.1 Le choix du xénon

Il a été montré en section 1.5.3, du chapitre 1, les grands avantages des gaz nobles pour la recherche de matière noire. L'objectif de cette section est de présenter pourquoi le xénon est un des milieu les mieux adaptés à la recherche de matière noire.

La section 1.5.1 présente certains critères pour déterminer le gaz noble à choisir, voici une liste non exhaustive :

- Pour augmenter la probabilité de détection des WIMP, il est nécessaire de sélectionner un gaz avec un numéro atomique important.
- La recherche directe de matière noire nécessite des expériences de faible bruit de fond, il est donc nécessaire de sélectionner un gaz de faible radioactivité intrinsèque.
- Pour augmenter l'efficacité de détection des interactions de particule dans la TPC à deux phases, il faut un milieu qui s'excite et s'ionise facilement. Pour cela, une faible énergie d'ionisation et un rendement de scintillation élevé sont idéals.

Pour comparer les gaz nobles selon ces critères, le tableau 2.1 montre leurs différents paramètres.

Le radon, bien qu'il ait une masse plus importante, n'est pas présenté dans le tableau 2.1 puisqu'il possède une grande radioactivité intrinsèque, ce qui produit un bruit de fond

Propriétés (phase liquide)	LHe	LNe	Ar	LKr	LXe
Nombre atomique	2	10	18	36	54
Masse atomique moyenne $[g.mol^{-1}]$	4.00	20.18	39.95	83.30	131.3
Densité $[g.cm^{-3}]$	0.145	1.2	1.40	2.41	2.827
Énergie d'ionisation moyenne W [eV]	41.3	29.2	23.6	18.4	15.6
Rendement de scintillation [photons/MeV]	15 000	30 000	40 000	25 000	42 000

TABLE 2.1 – Comparatif des principales caractéristiques de plusieurs gaz nobles, données issues de [64]

important et non réductible. Le deuxième de la liste, dans les gaz nobles de grandes masses, est le xénon, qui possède également une grande densité.

Un autre avantage du xénon est sa très faible radioactivité intrinsèque. Les isotopes du xénon naturel sont stables ou avec de très longues durées de vie (ex : ${}^{136}Xe \rightarrow \tau = 10^{21}$ ans).

De plus, il possède non seulement le rendement de scintillation le plus important mais également l'énergie d'ionisation la plus basse. Ces paramètres permettent d'obtenir des signaux de scintillation et d'ionisation plus facilement mesurables.

Ainsi, le xénon est un choix logique comme milieu de détection pour les expériences de recherche de matière noire.

2.2.2 Principe général

La section précédente présente le milieu de détection, celle-ci explique la réaction de ce milieu, et du détecteur dans son ensemble, à l'interaction d'une particule.

Le principe de détection de XENON100 est illustré figure 2.3a. Lorsqu'une particule interagit avec le détecteur, elle va exciter et ioniser les atomes de xénon, comme illustré sur la figure 2.3b.

Le processus d'excitation et de relaxation est décrit par la formule suivante :

$$Xe^* + Xe + Xe \to Xe_2^* + Xe$$
$$Xe_2^* \to 2Xe + h\nu$$

L'atome excité par la particule incidente va se combiner avec un autre atome de xénon pour former une molécule excitée de di-xénon (dimer). Le xénon possède deux états



FIGURE 2.3 - (a) Illustration de la TPC utilisée par l'expérience XENON100. (b) Schéma des processus engendrés par l'interaction d'une particule avec le xénon liquide [65].

d'énergie d'excitation : un état singulet et un état triplet. Le temps de relaxation de ces états est de 3 ns et 27 ns, respectivement. Ces deux atomes vont ensuite retourner à leur état fondamental en se séparant avec l'émission d'un photon ultraviolet de 178 nm (appelé VUV pour l'anglais Vaccum UltraViolet photon). Ces photons sont alors détectés par des photo-multiplicateurs situés en haut et en bas de la TPC, créant ainsi un signal de scintillation primaire appelé S1.

Une partie des électrons d'ionisation va se recombiner avec les ions de xénon, produisant ainsi d'autres atomes excités, contribuant également au signal S1. Le reste de ces électrons va dériver sous l'effet d'un champ électrique de 0.53 kV.cm⁻¹, produit par la différence de potentiel entre la cathode et la grille (potentiel nul). Ils dérivent ainsi jusqu'à l'interface liquide-gaz. Ils sont alors extraits par un champ électrique plus fort (12 kV.cm⁻¹). Ce dernier est généré par une différence de potentiel appliquée entre l'anode et la grille. Ils interagissent ensuite dans le xénon gazeux pour produire un second signal de scintillation, appelé S2. Le passage de l'ionisation au signal S2 est expliqué plus en détail section 2.2.3.

La position des signaux S2 dans le plan des photo-multiplicateurs permet de reconstruire la position (x,y) de l'interaction de la particule dans le xénon liquide. Le temps séparant le S1 et le S2, correspondant au temps de dérive des électrons, donne la dernière coordonnée spatiale z. Ainsi, la position complète de l'interaction peut être reconstruite. Il est alors possible de discriminer les interactions situées aux bords de la TPC, causées principalement par du bruit de fond, des signaux d'intérêt (voir section 2.3.5). En fonction de la particule incidente, deux types d'interaction sont possibles. Lorsqu'elle interagit avec le noyau des atomes de xénon, elle fournit un recul de type nucléaire. Si elle interagit avec les électrons, c'est un recul électronique. Les neutrons et les WIMP vont produire un recul nucléaire, tandis que les β et les photons entraînent un recul électronique. L'intensité des signaux S1 et S2 varie en fonction du type de recul, comme illustré figure 2.4. En effet, un recul de type électronique produit un signal S2 de plus grande amplitude qu'un recul nucléaire. Le taux de recombinaison par unité de volume est plus important pour le recul nucléaire, d'où le S2 plus faible². Ainsi, la comparaison des intensités permet de discriminer les reculs nucléaires des reculs électroniques via le rapport entre les deux signaux S2/S1. De manière générale, l'amplitude du S2 est environ 200 fois supérieure à celle du S1.



FIGURE 2.4 – Illustration de la différence d'intensité des signaux S1 et S2, permettant la discrimination des reculs électronique (bas) et nucléaire (haut).

Pour résumer, une particule pénétrant le détecteur peut entraîner soit un recul nucléaire, s'il s'agit de neutron ou de WIMP, soit un recul électronique si la particule est un photon ou un électron. Quel que soit le recul, une particule interagissant avec le détecteur excite et ionise les atomes de xénon. Les photons libérés lors de la relaxation produisent le signal S1. Les électrons d'ionisation dérivent jusqu'au xénon gazeux pour y produire le signal S2. Le rapport entre l'intensité du signal S2 et celle du signal S1 permet de différencier les reculs électronique et nucléaire. De plus, la position des signaux S2 dans le plan des photo-multiplicateurs et le temps de dérive des électrons d'ionisation permettent une reconstruction tri-dimensionnelle de l'interaction.

^{2.} Pour la même raison, le signal S1 doit être plus important pour un recul nucléaire mais quelques photons ne sont pas visibles dans le signal. A contrario, un électron entraîne la production d'une vingtaine de photons, contribuant au signal S2 (voir le gain de scintillation secondaire, section 3.2).

2.2.3 La dérive des électrons vers un signal de scintillation secondaire

Cette section a pour but d'expliciter le processus de production du signal S2 afin de mieux comprendre les travaux de thèse présentés dans le prochain chapitre. Pour cela, chaque étape de la traversée des électrons dans le détecteur est détaillée. Seule une partie des électrons libérés lors de l'ionisation va dériver dans la TPC, le reste se recombine avec les ions pour participer au signal S1. Les électrons peuvent être capturés par les impuretés du xénon liquide, au cours de leur dérive jusqu'à l'interface liquide-gaz. Enfin, lorsqu'ils sont extraits dans le xénon gazeux, ils vont produire le signal de scintillation secondaire S2. Pour suivre l'évolution des électrons au cours de leur trajet, leur nombre est estimé pour chacune de ces étapes, en commençant par le nombre d'électrons produits lors de l'ionisation.

2.2.3.1 Les électrons de dérive

Lorsqu'une particule interagit avec le détecteur, elle excite et ionise les atomes de xénon. Le nombre moyen d'électrons produits par l'ionisation du xénon liquide, N_{el}^l , peut être estimé par la formule suivante :

$$N_{el}^l = E_i \cdot W \tag{2.1}$$

Avec,

- N_{el}^l : le nombre moyen d'électrons libérés lors de l'ionisation des atomes de xénon liquide (l : liquide, el : électrons).
- E_i : l'énergie de la particule incidente.
- -W: l'énergie moyenne d'ionisation du xénon liquide (voir tableau 2.1).

Cependant, il a été montré précédemment qu'une partie de ces électrons se recombine avec les ions du milieu. Si aucun champ électrique n'est appliqué, tous les électrons finissent par se recombiner. Sous l'effet d'un champ électrique, les ions et les électrons dérivent dans des directions différentes. Le champ électrique permet ainsi d'augmenter le nombre d'électrons de dérive³. Pour obtenir le nombre moyen d'électrons de dérive par unité d'énergie, il est donc nécessaire de prendre en compte le champ électrique dans la définition de W [66]. Pour l'exemple ci-dessous, le champ électrique utilisé est celui de

^{3.} Proportion d'électrons qui vont dériver jusqu'à la phase gazeuse.

XENON100 : $E = 0.53 \text{ kV.cm}^{-1}$. Ainsi, W est redéfini comme l'énergie moyenne nécessaire pour libérer un électron de dérive, noté W' :

$$W' = \frac{W}{T_{ee}} \tag{2.2}$$

Le rendement relatif de charge T_{ee} est défini à partir du rendement de charge Q. Ce dernier correspond au rapport entre l'amplitude mesurée du signal S2 et l'énergie déposée par la particule incidente : $Q(\vec{E}) = \frac{S2}{E}$. C'est une valeur empirique qui dépend des conditions expérimentales, dont notamment le champ électrique. Le rendement relatif de charge est défini comme le rendement de charge au champ \vec{E} , $Q(\vec{E})$, normalisé par le rendement maximal $Q_0(\vec{E} = \infty)$, donc pour un champ électrique infini (pas de recombinaison) :

$$T_{ee} = \frac{Q(\vec{E})}{Q_0}$$

 $Q(\vec{E})$ et Q_0 peuvent être mesurés expérimentalement en utilisant les γ de 662 keV émis par le ¹³⁷Cs (les sources de calibration sont présentées section 2.3.6). Toutes les mesures et la méthode utilisée sont explicitées dans [66]. W' est ainsi estimé à 21.2 ± 2.2 eV/ e^- (XENON100).

Il est également possible de déterminer le rendement de lumière de manière similaire en utilisant l'amplitude du signal S1. Dans ce cas, le rendement relatif de lumière est normalisé dans le cas d'un champ nul (tous les électrons se recombinent).

Ainsi, le nombre moyen d'électron de dérive, $N^l_{el,d}$, libérés par l'ionisation d'une particule est :

$$N_{el,d}^l = E_i \cdot W' \tag{2.3}$$

Où l'indice d fait référence aux électrons de dérive, pour différencier du nombre d'électrons N_{el}^l de l'équation 2.1 qui contient également les électrons qui vont se recombiner.

Cette partie montre comment estimer le nombre d'électrons d'ionisation qui vont dériver dans le xénon liquide. La prochaine partie présente comment ce nombre d'électrons peut varier au cours de leur dérive vers l'interface liquide-gaz.

2.2.3.2 La traversée vers le xénon gazeux

L'objectif de cette partie est de poursuivre la présentation du voyage des électrons dans le détecteur. La partie précédente montre comment le nombre d'électrons de dérive, libérés lors de l'ionisation, est déterminé. Nous nous intéressons ici au parcours de ces électrons dans le xénon liquide, pour déterminer ceux atteignant l'interface liquide-gaz, et par la suite, ceux produisant le signal S2.

L'ionisation du xénon liquide arrache des électrons aux atomes, laissant ainsi des ions. Une partie des électrons libérés se recombine avec les ions, tandis que le reste est forcé de dériver à travers le xénon liquide par l'application d'un champ électrique.

Au cours de leur dérive, les électrons peuvent subir deux effets principaux :

- Diffusion avec les atomes de xénon
- Capture par les impuretés électronégatives du xénon liquide (principalement de l' O_2^-).

Les électrons de dérive peuvent perdre une partie de leur énergie en diffusant sur les atomes de xénon. Les diffusions peuvent être séparées en deux contributions : diffusion transverse et diffusion longitudinale. La première entraîne un étalement du nuage électronique dans le plan (x,y). La seconde génère un élargissement du nuage électronique selon z. Ainsi, la diffusion longitudinale augmente la largeur temporelle des signaux S2⁴ (voir section 2.3.4).

Une partie des électrons de dérive est capturée par les impuretés électronégatives du xénon liquide, provenant principalement du dégazage des matériaux de la TPC. Cette perte d'électrons peut s'observer sur l'évolution du signal S2 en fonction de la distance de dérive parcourue⁵. Cette dernière est représentée figure 2.5. En connaissant l'énergie déposée par la particule incidente, il est possible de déterminer le nombre d'électrons de dérive produits lors de l'ionisation et de caractériser ainsi la perte d'électrons au cours de la dérive. En pratique, pour connaitre l'énergie déposée, une source de calibration de ¹³⁷Cs est utilisée, parce qu'elle génère un photon de 662 keV qui peut interagir par effet photoélectrique et déposer toute son énergie.

L'évolution de l'amplitude du signal S2 en fonction du temps de dérive suit la fonction exponentielle suivante [67] :

$$S2(\Delta t, \vec{E}) = S2_0(\vec{E}) \exp \frac{-\Delta t}{\tau_e}$$

^{4.} De l'ordre de la microseconde

^{5.} Cette distance correspond à la coordonnée z de l'interaction. Elle est déterminée par le temps séparant le signal S1 du signal S2, appelé temps de dérive.

Avec,

- $S2(\Delta t, \vec{E})$: l'amplitude du signal S2 mesurée après la dérive des électrons.
- $S2_0(\vec{E})$: l'amplitude du signal S2 qui devrait être mesurée sans impuretés dans le xénon.
- $-\Delta t$: le temps de dérive.
- $-\tau_e$: le temps de vie des électrons qui dépend de la nature des impuretés (capacité à capturer des électrons) et de leur concentration.

Ainsi, "le temps de vie" des électrons permet de caractériser la perte de charge durant la dérive. Ce temps de vie est illustré par la ligne solide figure 2.5.

Ce paramètre montre un deuxième avantage. Il reflète directement la pureté du xénon liquide, et peut donc être utilisé pour la contrôler régulièrement.



FIGURE 2.5 – Évolution de l'amplitude des signaux S2 pour le pic d'absorption du rayon γ de 662 keV du ¹³⁷Cs en fonction du temps de dérive [68]. L'amplitude, représentée sur l'axe des ordonnées, est exprimée en photo-électron (PE). C'est l'unité de mesure généralement utilisée pour quantifier la lumière reçue par les PMT (voir section 2.3.3.3).

Donc, le nombre moyen d'électrons de dérive atteignant l'interface, $N_{el,d}^i$ est :

$$N_{el,d}^i = N_{el,d}^l \; e^{\frac{-\Delta t}{\tau_e}} \tag{2.4}$$

Pour résumer, au cours de leur dérive dans le xénon liquide, les électrons peuvent diffuser avec les atomes de xénon et peuvent être capturés par les impuretés électronégatives. Le premier effet entraîne un délai de l'ordre d'une microseconde, entre le premier et le dernier électron du nuage électronique. Le second effet entraîne une perte d'électrons en fonction de la distance parcourue dans le liquide. Cette perte est caractérisée par le temps de vie des électrons. Ce dernier est un paramètre à vérifier régulièrement, car il reflète la pureté du xénon liquide.

2.2.3.3 De l'interface au signal

La section précédente présente la traversée des électrons de dérive dans le xénon liquide jusqu'à l'interface liquide-gaz. L'objectif de cette section est d'expliquer comment ces électrons passent dans le xénon gazeux et produisent le signal S2.

Une fois arrivés à l'interface liquide-gaz, les électrons de dérive subissent un champ électrique plus élevé ($E_g \sim 12 \text{ kV.cm}^{-1}$ pour XENON100) pour les extraire de la phase liquide vers la phase gazeuse. Le changement de champ s'effectue au niveau de la grille de potentiel nul (voir figure 2.3a). Cependant, l'efficacité d'extraction, des électrons à l'interface, ϵ est légèrement inférieur à 100%. Ainsi, une petite partie de ces électrons reste piégée à l'interface. La plupart vont néanmoins atteindre la phase gazeuse.

Le nombre moyen d'électrons de dérive dans la phase gazeuse, noté $N^g_{el,d}$, s'exprime donc par :

$$N^g_{el,d} = N^i_{el,d} \times \epsilon \tag{2.5}$$

Le champ électrique d'extraction va ensuite forcer une seconde dérive des électrons, mais dans le gaz cette fois. L'épaisseur de gaz qu'ils vont traverser est généralement de ~ 0.25 cm, correspondant à un temps de dérive de ~ 0.4 μs , pour un champ électrique de ~ 12 kV.cm⁻¹. Au cours de cette dérive, les électrons vont exciter et ioniser les atomes de xénon⁶. Les photons libérés par la relaxation sont alors détectés par les PMT du haut et du bas de la TPC, constituant ainsi le signal S2. A cause du processus de scintillation, l'amplitude du signal S2 est proportionnelle aux nombres d'électrons dans la phase gazeuse. Ainsi :

$$S2 = N_{el,d}^g \times G \tag{2.6}$$

Avec, S2 l'amplitude du signal S2 et G le coefficient de proportionnalité, appelé gain de scintillation secondaire. Ce gain est discuté plus en détails dans la section 3.2 du chapitre 3.

^{6.} Suivant les mêmes procédés décrits dans le cas du liquide, dans la section 2.2.2.

La section 2.2.3.2, explique que les électrons sont plus ou moins ralentis par diffusion au cours de leur dérive dans le xénon liquide. Ces diffusions entrainent un délai entre le premier électron et le dernier électron atteignant la phase gazeuse. Ce délai se retrouve entre la détection des premiers photons du S2 et celle des derniers. Ainsi, le signal S2 a une largeur temporelle⁷ de l'ordre d'une microseconde, imposée par la diffusion des électrons au cours de leur dérive et par le temps de dérive des électrons dans la phase gazeuse. Le champ électrique d'extraction, dans le gaz est limité à 12 kV.cm⁻¹ [16]. Au delà des avalanches électroniques peuvent se produire.

Pour résumer, lorsqu'une particule interagit avec le détecteur, elle va exciter et ioniser les atomes de xénon. Les photons de relaxation vont former le signal S1. Une partie des électrons libérés lors de l'ionisation se recombine avec les ions de xénon pour participer au signal S1, et l'autre dérive vers la phase gazeuse sous l'effet d'un champ électrique. Au cours de leur dérive, ils peuvent diffuser avec les atomes de xénon et être capturés par les impuretés électronégatives du xénon liquide. Le premier effet entraîne un étalement du nuage électronique dans le plan (x,y) et une augmentation de la largeur temporelle du signal S2. Le second effet entraîne une décroissance exponentielle du nombre d'électrons en fonction de la profondeur d'interaction, caractérisée par leur temps de vie. Une fois à l'interface, un deuxième champ électrique les extrait du xénon liquide vers le gaz. L'efficacité d'extraction étant légèrement inférieure à 100%, une partie de ces électrons se retrouve piégée à l'interface. Une fois dans le gaz, le deuxième champ électrique force une seconde dérive. Au cours de cette dernière, les électrons vont exciter et ioniser les atomes de xénon. Les photons de désexcitation sont alors détectés par les PMT pour former le signal S2. Pour des champs électriques d'extraction inférieurs à 12 kV.cm⁻¹, les électrons libérés lors de l'ionisation du gaz n'interagissent plus et sont collectés par l'anode. Toutes les étapes peuvent être reconstruites, depuis l'interaction de la particule incidente. Ainsi, en connaissant tous les paramètres du détecteur, l'amplitude du signal S2 permet de remonter jusqu'à l'énergie de la particule incidente⁸.

2.2.4 Processus d'interaction des photons

L'étude des électrons célibataires présentée au prochain chapitre nécessite d'effectuer un rappel des principaux processus d'interaction des photons. C'est l'objectif de cette partie. La figure 2.6 illustre la dominance relative des processus d'interaction des photons dans le xénon liquide en fonction de leur énergie. D'autres processus peuvent également se produire mais pour la gamme d'énergie de l'expérience [0.1-10] MeV, deux effets sont majoritaires : l'effet photoélectrique et l'effet Compton.

^{7.} C'est le temps nécessaire pour détecter entièrement le signal

^{8.} L'amplitude du signal S1 permet également de remonter jusqu'à l'énergie de la particule incidente. La combinaison des deux signaux est généralement utilisée.



FIGURE 2.6 – Distribution de la contribution relative des processus d'interaction des photons dans le xénon en fonction de leur énergie. L'image est extraite de [69] et utilise les données de [70]

2.2.4.1 Effet photoélectrique

L'effet photoélectrique correspond à l'interaction d'un photon avec un électron des couches énergétiques les plus externes de l'atome rencontré. Lors de cette interaction, le photon incident utilise une partie de son énergie $h\nu$ pour arracher l'électron et lui transmet le reste sous forme d'énergie cinétique. Cette interaction inélastique est illustrée figure 2.7a.



FIGURE 2.7 – (a) Schéma de l'effet photoélectrique. (b) Schéma de l'effet Compton.

2.2.4.2 Effet Compton

Pour l'effet Compton, le photon incident arrache également un électron mais ne transmet qu'une partie de son énergie $h\nu$. Le photon est ainsi diffusé avec un angle θ et une nouvelle énergie $h\nu'$:

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \alpha(1 - \cos\theta)}$$

Avec $\alpha = \frac{h\nu}{m_ec^2}$, où m_e est la masse de l'électron et c la célérité de la lumière dans le vide.

L'énergie transmise à l'électron après son extraction est $T_e \sim h\nu - h\nu'$. Vu que le photon incident ne transmet qu'une partie de son énergie, il peut interagir par effet Compton plusieurs fois dans le milieu. L'effet Compton est illustré figure 2.7b.

En résumé, les processus d'interaction des photons privilégiés dans ce document sont l'effet photoélectrique et l'effet Compton. Le photon interagissant par effet photoélectrique va libérer un électron en lui cédant toute son énergie. S'il interagit par effet Compton, il ne cède qu'une partie de son énergie, ce qui lui permet d'interagir plusieurs fois. Ces processus, et principalement l'effet photoélectrique, sont un élément majeur de l'étude présentée au chapitre 3.

2.3 Le détecteur XENON100

La partie précédente explique le fonctionnement du détecteur. Celle-ci a pour objectif de présenter les systèmes requis pour ce fonctionnement.

Tout d'abord, l'expérience a besoin d'un système cryogénique pour maintenir le xénon dans son état liquide. Ensuite, le système de recirculation du gaz est présenté. Il permet d'extraire du xénon depuis le détecteur pour le purifier, puis de le renvoyer dans ce dernier. La chambre à projection temporelle et ses sous-systèmes sont présentés dans un troisième temps. C'est le détecteur, le cœur de l'expérience. La quatrième section explique le fonctionnement du système d'acquisition, qui permet d'enregistrer et de traiter les signaux observés par le détecteur. Pour identifier les signaux produits par un WIMP, deux éléments sont indispensables. Tout d'abord, il est nécessaire de discriminer les signaux du bruit de fond. C'est le sujet de la cinquième section de cette partie. Ensuite, il faut une parfaite connaissance de la réponse du détecteur. Pour cela, des sources de calibration adaptées sont utilisées. Elles sont présentées dans la dernière section.

2.3.1 Le système cryogénique

Pour rester dans son état liquide, le xénon doit être maintenu à une température de 182.15 K, pour une pression d'environ 2 bar. Pour cela, XENON100 utilise un tube à gaz pulsé (PTR en anglais) spécifiquement conçu pour les températures du xénon liquide (178.15 K pour 2 bar de pression), représenté figure 2.8. Le système cryogénique permet de fournir 200 W de puissance froide au xénon gazeux à l'aide d'un doigt froid, connecté thermiquement à une tête froide, réfrigérée par de l'helium. Une résistance en cuivre située entre le doigt et la tête froide permet de contrôler la température précisément et de maintenir les fluctuations à moins de 0.04 % sur de longues périodes (5 mois dans la première prise de données [67]).



FIGURE 2.8 – Schéma du système cryogénique de XENON100 [67].

Avant d'atteindre le système cryogénique, le xénon liquide du détecteur est récupéré, transformé en gaz, et envoyé dans le système de purification. Ce n'est qu'une fois purifié qu'il est dirigé vers le système cryogénique pour repasser sous forme liquide. Après la liquéfaction du xénon par le PTR, les gouttes sont récupérées via une ouverture en entonnoir reliée directement au détecteur.

En cas d'urgence, un système de secours est en place sous le doigt froid. Il est alimenté en puissance froide par un réservoir d'azote liquide. Le réservoir est gardé rempli en permanence durant les phases de prise de données. Ce système de secours permet de faire fonctionner l'expérience correctement et en toute sécurité pendant plus de 24h sans intervention humaine.

2.3.2 Le système de recirculation du gaz

Dans le détecteur, le xénon liquide contient des impuretés, telles que l'eau ou l'oxygène, provenant principalement du dégazage continu des composants de la TPC. Ces impuretés provoquent des atténuations des signaux S2, comme montré en section 2.2.3.2. Il est donc nécessaire de purifier le xénon de manière continue. Pour cela, un système de recirculation du xénon gazeux est mis en place. Il est représenté figure 2.9. La recirculation commence par le pompage du xénon liquide depuis le bas du détecteur. Il s'évapore ensuite dans les lignes de gaz avant de passer par un épurateur au zirconium à haute température. Cet épurateur permet de piéger les impuretés en les liant chimiquement à ses composants. Une fois purifié, le xénon gazeux est renvoyé dans le détecteur (système cryogénique), avec un flux de 2 à 5 slpm (standard liters per minute).

Le chemin emprunté par le xénon lors du fonctionnement standard du détecteur est illustré par les flèches sur la figure 2.9. Quelques valves intermédiaire sont ajoutées pour les opérations de maintenance et pour recirculer du xénon depuis le détecteur jusqu'aux bouteilles de stockage ou inversement.

Tout les paramètres expérimentaux, tels que la température, la pression ou le flux, sont constamment sous surveillance, et leur stabilité est vérifiée continuellement.



FIGURE 2.9 – Schéma du système de recirculation du gaz de XENON100 [67].

2.3.3 La chambre à projection temporelle

Pour bien comprendre le fonctionnement du détecteur, il est nécessaire d'expliquer les sous-systèmes qui le composent, en commençant par son réceptacle. Pour un détecteur à double phase, il est impératif de maintenir le niveau de liquide, et par extension la largeur de la phase gazeuse, stable. Les moyens techniques utilisés pour cela sont présentés dans un deuxième temps. Le principe du détecteur est d'observer des signaux lumineux, les photo-multiplicateurs qui le permettent, ont donc naturellement une place importante dans l'expérience. Afin de produire le signal S2, les deux champs électriques sont indispensables au fonctionnement du détecteur. Expliquer comment ces champs sont produits termine cette partie.

2.3.3.1 Le réceptacle

La chambre à projection temporelle est cylindrique avec une hauteur de 30.5 cm et un rayon de 15.3 cm, contenant 62 kg de xénon liquide cible (utilisé pour la détection) refroidi à 182.15 K. La TPC est représentée en détail figure 2.10. Le cylindre est entouré d'un volume actif de xénon liquide de 99 kg utilisé comme blindage. Le xénon de détection et le xénon de blindage sont séparés par 24 panneaux de polytetrafluoréthylène (PTFE). Ce dernier est choisi pour ses propriétés d'isolation et une très bonne réflectivité pour les VUV (lumière de scintillation). Le xénon de blindage est lui-même contenu dans un réceptacle en acier inoxydable.

2.3.3.2 Le niveau de liquide

Le niveau de liquide caractérise la position de l'interface liquide-gaz. C'est un élément crucial dans l'établissement des deux champs électriques. De plus, elle définit la largeur de la phase gazeuse, grandeur caractéristique du signal S2. Un contrôle précis du niveau de liquide est donc nécessaire au bon fonctionnement de l'expérience. Une cloche de plongée est conçue spécifiquement pour cela (représentée figure 2.10). Elle permet de pressuriser le liquide avec l'arrivée d'un flux constant de xénon gazeux (provenant du système de circulation présenté section 2.3.2). Pour garder le niveau à la hauteur désirée, l'excès de pression est libéré en laissant le xénon liquide monter en dehors de la cloche, dans le xénon de blindage. Ainsi, le xénon de blindage peut monter dans le réceptacle au dessus de la cloche, et peut couvrir complètement le volume cible. Le fonctionnement de la cloche permet également de minimiser les fluctuations dues aux légers changements de température ou à la circulation du gaz. La hauteur du niveau de liquide est mesurée en temps réel par 4 indicateurs de niveaux, afin de vérifier régulièrement sa stabilité.


FIGURE 2.10 – Illustration détaillée de la chambre à projection temporelle utilisée dans XENON100 [67].

2.3.3.3 Les photo-multiplicateurs

Deux ensembles de tubes photomultiplicateurs (PMT) Hamamatsu R8520-06-Al 1" carré, spécialement sélectionnés pour leur faible radioactivité (voir section 2.3.5.2), détectent la lumière dans la TPC [71]. Un premier ensemble de 98 PMT est situé en haut de la TPC dans la phase gazeuse. Ils sont positionnés en cercles concentriques afin de maximiser la résolution radiale dans la reconstruction (x,y) de l'interaction (voir figure 2.11a). Le deuxième ensemble est placé en bas de la TPC sous la cathode. Ces 80 PMT sont regroupés pour maximiser la collection de lumière, comme présenté figure 2.11b. 64 PMT supplémentaires sont placés dans le réceptacle pour détecter les interactions se produisant dans le xénon de blindage. Les coïncidences de ces dernières avec celles dans le détecteur sont alors rejetées, permettant ainsi de discriminer une partie du bruit de fond. L'efficacité quantique des photo-multiplicateurs est de ~ 30-40%. Les PMT avec les plus grandes efficacités quantiques sont placés en bas pour maximiser la collection de lumière, et ainsi, diminuer le seuil de détection ⁹.

^{9.} Énergie sous laquelle les signaux lumineux ne peuvent pas être détectés.

2.3. Le détecteur XENON100

En réponse à l'interaction d'un photon avec un PMT, ce dernier envoie un signal électrique au système d'acquisition de données (voir section 2.3.4), c'est le signal mesuré. Néanmoins, l'amplitude de ce signal électrique est usuellement normalisée en photo-électron (PE). 1 PE correspond au voltage moyen généré par photon incident. Dans XENON100, le signal électrique, en sortie de PMT, est en moyenne composé de 2.0×10^6 électrons par photon incident et par PMT [67]. Cette moyenne est appelée le gain des PMT. Une source de calibration LED monochromatique permet une mesure quotidienne de ce gain.



FIGURE 2.11 – (a) PMT du haut de la TPC, positionnés en cercles concentriques. (b) PMT du bas de la TPC, positionnés de manière à recouvrir un maximum de surface. Les deux photos proviennent de la publication expliquant l'expérience XENON100 [67].

2.3.3.4 Les champs électriques

Deux champs électriques sont présents dans l'expérience XENON100. Le premier champ électrique permet aux électrons de dériver. Il est produit par la différence de potentiel entre la cathode de -16 kV et une grille de potentiel nul, située 5 cm sous l'anode, comme illustré dans la figure 2.12. La grille de potentiel nul (grille de masse) a un espacement de 5 mm. La cathode est conçue avec la même forme de grille, et de même espacement, pour augmenter sa transparence aux photons. Une grille supplémentaire est située au-dessus des PMT du bas de la TPC, afin de minimiser les effets de haute tension de la cathode sur les PMT.

Le deuxième champ électrique sert à extraire les électrons du xénon liquide. Il est appliqué entre la grille de masse et l'anode, comme c'est représenté figure 2.12. En appliquant une tension de 4.5 kV à l'anode, la différence de potentiel avec la grille de masse donne un champ électrique d'environ 12 kV.cm⁻¹, permettant une efficacité d'extraction proche de 100 % [72].



FIGURE 2.12 – Illustration de la production des champ électriques dans la TPC.

2.3.4 Le système d'acquisition de données

Le système d'acquisition de données est le système qui permet d'enregistrer et de traiter les informations collectées par le détecteur. Pour la suite de cette thèse, il est nécessaire de bien comprendre comment fonctionne ce système et comment les signaux S1 et S2 sont identifiés.

Le système d'acquisition de données (DAQ) de XENON100 peut être séparé en trois étapes : le déclenchement, l'acquisition de l'événement et l'identification des pics.

2.3.4.1 Le déclenchement

La première étape est le déclenchement de l'acquisition. Pour qu'un signal déclenche l'enregistrement, il doit satisfaire deux critères : un sur son amplitude et un sur sa largeur temporelle. Le critère sur l'amplitude varie s'il s'agit d'un S1 ou d'un S2. Pour les signaux S1, le seuil est à 10 PE (unité des PMT, voir section 2.3.3.3), tandis que pour les S2, le seuil est à 150 PE. Ces valeurs marquent le début des observations des signaux physiques ¹⁰. C'est-à-dire que l'interaction d'une particule avec le détecteur peut être identifiée lorsqu'elle génère des S1 supérieurs à 10 PE et des S2 supérieurs à 150 PE. En deçà, les signaux produits par le détecteur sont majoritaires (i.e signaux d'électrons célibataires) et il devient très difficile de discerner les interactions de faibles énergies. Ainsi, pour appliquer le critère

^{10.} Dus à l'interaction d'une particule.

sur l'amplitude, il est nécessaire de déterminer s'il s'agit d'un signal S1 ou d'un signal S2. Pour cela, un critère sur la largeur temporelle des signaux est appliqué. En première approximation, les signaux avec une largeur temporelle de l'ordre de 100 ns sont identifiés comme des S1, tandis que les signaux S2 ont une largeur de l'ordre de 1 μs . Ces différences sont dues aux processus de production. Les signaux S1 sont produits par la relaxation des atomes de xénon (27 ns) et par la recombinaison (voir section 2.2.2). La largeur des signaux S2 est régie par le temps de dérive des électrons dans le gaz (0.4 μs) et par la diffusion des électrons dans le xénon liquide (voir section 2.2.3).

Ainsi, un signal déclenche l'enregistrement s'il suit une de ces deux conditions :

- Une largeur temporelle de l'ordre de 100 ns et une amplitude supérieure à 10 PE (S1).
- Une largeur temporelle de l'ordre de 1 μs et une amplitude supérieure à 150 PE (S2).

Le S1 étant détecté avant le S2, c'est généralement le signal déclencheur, à condition que son amplitude soit assez élevée. Lorsque le signal déclencheur est détecté, les 200 μs qui le précèdent et qui lui succèdent sont enregistrées. C'est l'acquisition de l'événement.

2.3.4.2 L'acquisition de l'événement

Dans XENON100, l'acquisition dure généralement 400 μs . C'est la durée pendant laquelle les signaux sont enregistrés, 200 μs avant et après le signal déclencheur¹¹. Elle correspond à plus de deux fois le temps de dérive maximal des électrons dans le xénon : 176 μs , pour un champ électrique de 0.53 kV.cm⁻¹. Durant cette fenêtre, les informations de tous les signaux sont enregistrés. Les données, ainsi enregistrées, peuvent être représentées par la distribution de l'amplitude des signaux en fonction de leur temps de détection. Un exemple est présenté figure 2.13. Ce n'est pas visible sur la figure mais plusieurs signaux S1 et S2 peuvent être observés. En effet, une particule qui interagit plusieurs fois dans le détecteur (effet Compton par exemple), plusieurs particules peuvent interagir en coïncidence durant la fenêtre d'acquisition, ainsi que d'autres phénomènes, comme les électrons célibataires (voir chapitre 3), peuvent également produire des signaux S1 et S2.

Le système d'acquisition prend au minimum 600 μs pour enregistrer un événement. Si l'événement possède beaucoup d'information, ce temps mort peut augmenter. Tant que le système d'acquisition est occupé, aucune information n'est accessible.

^{11.} Le signal déclencheur est donc situé au milieu de l'acquisition, soit environ 200 μs .



FIGURE 2.13 – Illustration de l'acquisition d'un événement de XENON100. Les signaux S1 et S2 induits par l'interaction d'une particule sont indiqués par les pointeurs bleu et rouge respectivement.

2.3.4.3 Identification des pics

Pour identifier l'interaction d'une particule, il nécessaire de savoir différencier les signaux S1 des signaux S2.

Lorsqu'un PMT reçoit un (ou plusieurs) photon, il envoie en réponse un signal électrique. Si ce signal est supérieur au seuil imposé par le courant de la ligne de base, il est enregistré. Généralement, un signal S1 ou S2 est observé par plusieurs PMT en coïncidence. Dans ce cas, la somme des signaux électriques envoyés par les PMT est calculée. Cette somme est appelée un pic. Les signaux S1 et S2 sont composés de plusieurs pics.

Le système d'acquisition enregistre tous les pics détectés durant les 200 μs précédant et succédant au signal déclencheur. Après enregistrement, les pics sont analysés par un algorithme pour les identifier en signaux S1 et S2 [73]. L'analyse repose sur deux paramètres principaux : l'amplitude et la largeur temporelle des signaux.

Pour être identifiés comme signaux S2 (pour les signaux > 150 PE), plusieurs critères doivent être satisfaits [73]. Premièrement, l'amplitude des pics qui les compose doit être supérieure à 10 mV pendant au moins 0.6 μs . C'est le cœur du signal. Ensuite, les 0.21 μs qui précèdent et qui suivent ce cœur, doivent avoir une amplitude moyenne inférieure à 5 % de l'amplitude maximale du signal. Cette valeur est définie pour éviter le bruit des PMT présent après les signaux S2 ("afterpulses" ¹².). Ainsi, un signal S2 a une largeur temporelle de l'ordre de la microseconde (0.6 + 0.21 + 0.21 ~ 1). Ces critères sont illustrés sur la figure 2.14.

Les critères définis précédemment permettent d'identifier les signaux S2 d'amplitude supérieure à 150 PE. Néanmoins des signaux secondaires de plus faibles amplitudes peuvent

^{12.} Les "afterpulses" correspondent à des signaux électriques envoyés par les PMT, sans photon incident, lorsque ces derniers sont éclairés, au préalable, par un grand nombre de photon



FIGURE 2.14 – Illustration de l'identification d'un signal S2. Les pics sont représentés en rouge. Les signaux compris dans les zones marquées par les accolades, doivent avoir une amplitude inférieure à 5 % de l'amplitude maximal (noté max sur la figure). Voir le texte pour les explications.

être observés (électrons célibataires, ...). Dans ce cas, ils ont une largeur temporelle plus faible. Les critères pour les identifier comme signaux S2 changent donc légèrement. Pour le cœur du signal, l'amplitude des pics doit être supérieure à 1 mV pendant au moins $0.4 \ \mu s$. C'est approximativement le temps pris par un électron pour traverser la phase gazeuse, avec un champ électrique de 12 kV.cm⁻¹. Il correspond ainsi à la largeur temporelle minimale d'un signal S2. Pour les bords, le même critère est appliqué sur l'amplitude moyenne, mais les intervalles temporels ne sont plus de $0.21 \ \mu s$, mais de $0.1 \ \mu s$. Les signaux sélectionnés ainsi doivent également avoir un rapport de l'amplitude maximale sur la largeur temporelle supérieur à $0.1 \ mV.ns^{-1}$.

La largeur temporelle des S1 est régie par le temps de relaxation des atomes de xénon et par le temps de recombinaison des électrons et des ions formés lors de l'ionisation, soit de l'ordre de la centaine de nanoseconde. Ils ont donc des largeurs temporelles beaucoup plus faibles que celles des signaux S2 (de l'ordre de la milliseconde). C'est pourquoi, une fois les S2 identifiés, l'algorithme va chercher sur le reste de l'événement des maximums locaux, sans contraintes sur leur largeur. Dans un premier temps, tout les signaux au-delà de 3 mV sont considérés comme des S1. Ensuite pour chacun de ces candidats, les 0.5 μ s qui précèdent et les 0.1 μ s qui suivent doivent avoir une amplitude moyenne inférieure à 1% et 4% du signal, respectivement. L'asymétrie dans les valeurs des coupures vient de l'asymétrie temporelle des signaux S1 : les signaux S1 sont composés d'une rapide émission de photons, due à la désexcitation des atomes du xénon, et d'émissions plus lentes, dues à la recombinaison des électrons et des ions d'ionisation. Une dernière restriction est appliquée, la largeur à mi-hauteur de ces signaux doit être inférieure à $0.5 \ \mu s$ pour réduire les mauvaises identifications avec les électrons célibataires (voir section 2.3.5.3).

Une fois identifiés, les paramètres des signaux S1 et S2 sont enregistrés : amplitudes, position temporelle dans l'acquisition de l'événement, les PMT ayant détecté la lumière,...

Pour résumer, l'acquisition des données peut être séparée en trois étapes. La première correspond au déclenchement de l'enregistrement. Lorsqu'un signal de suffisamment haute amplitude est détecté, les 200 μs qui le précèdent et qui lui succèdent sont sauvegardées. Le temps nécessaire à cette sauvegarde est d'au minimum 600 μs . C'est le temps mort du système, durant lequel aucune information n'est accessible. Ensuite, les pics enregistrés sont analysés pour identifier les signaux S1 et S2. Cette identification repose sur deux critères : l'amplitude du signal et sa largeur temporelle. Les signaux S1 et S2 sont discriminés principalement par le deuxième critère. Le S2 a une largeur bien plus grande que le S1, due aux diffusions des électrons au cours de leur dérive.

Cette section permet de définir ce que l'on appelle un événement dans les analyses présentées au chapitre 3. Il s'agit de l'acquisition d'une interaction unique dans le détecteur. Ainsi, un événement dure 400 μs et se compose d'un S1, d'un S2 et de signaux d'électrons célibataires. Ces derniers sont l'objet d'étude du chapitre 3.

2.3.5 Le bruit de fond

XENON100 est une expérience dite bas bruit de fond. Pour ce type d'expérience, l'objectif est de rejeter tous les signaux provenant de sources connues, afin de n'avoir plus que ceux produits par la matière noire. En pratique ce n'est pas aussi simple, les sources de bruit de fond sont diverses et nécessitent des techniques de réduction adaptés. Les sources et les techniques utilisées par l'expérience XENON100 sont présentées dans cette section.

L'étude des électrons célibataires présentée au prochain chapitre se concentre sur les basses amplitudes. Pour ces dernières, d'autres contaminations entre en jeu. Une section supplémentaire est donc ajoutée pour expliciter ces contaminations et leurs moyens de réduction.

2.3.5.1 Les sources de bruit de fond

Les sources de bruit de fond peuvent être séparées en deux catégories : électronique et nucléaire. Comme leur nom l'indique, l'un engendre un recul électronique et l'autre un recul nucléaire. Ces sources sont résumées ci-dessous :

Bruit de fond électronique [74]

- Le ^{222}Rn : le radon est un isotope radioactif de type α (représente donc aussi un bruit de fond nucléaire) qui provient de la désintégration du radium, présent non seulement dans le laboratoire (roche des murs, la terre, ...) mais également dans les matériaux du détecteur. La chaine de désintégration associée génère des électrons qui vont interagir avec le détecteur et produire du bruit de fond électronique.
- Le ${}^{85}Kr$: isotope radioactif par désintégration β . Cet isotope est présent dans l'atmosphère. Lors de la récupération du xénon dans l'air, une partie de krypton est également récupérée.
- Le ${}^{136}Xe$: c'est un isotope radioactif qui se désintègre par double désintégration β , présent dans le xénon naturel. Cependant, sa durée de vie est très longue $(\tau = 2.11 \cdot 10^{21} \text{ ans})$, donc son impact sur la recherche de matière noire est négligeable devant les autres sources de bruit de fond (< 2 %).
- La radioactivité γ et β des matériaux de la TPC.

Bruit de fond nucléaire [75]

- La radioactivité α des matériaux de la TPC, notamment celle du ²²²Rn.
- Les neutrons cosmogéniques : les muons cosmiques peuvent interagir avec les composants du détecteur ou du laboratoire (roche, béton, ...) et produire des neutrons. Ces neutrons vont ensuite produire un recul nucléaire dans le détecteur.

Cette section présente brièvement les différentes sources de bruit de fond auxquelles l'expérience est sensible. La prochaine décrit les moyens employés pour les réduire.

2.3.5.2 Les moyens de réduction

Différents moyens de réduction sont utilisés en fonction de la provenance des sources de bruit de fond. Dans un premier temps, la gestion des sources internes au détecteur est présentée. Ensuite les blindages mis en place pour réduire les contaminations venant de l'extérieur sont décrits. Les données sont ensuite analysées afin d'identifier les interactions causées par le bruit de fond ayant réussi à atteindre le détecteur. Une brève description de ces analyses vient dans un troisième temps.

Bruit de fond interne

Dans l'expérience XENON100, il existe deux principales sources de bruit de fond interne :

— La radioactivité des matériaux du détecteur :

Des protocoles de test et de sélection très stricts sont mis en place pour conserver les matériaux avec les radioactivités les plus faibles possibles [71]. Ces derniers reposent sur des méthodes de réduction de la radioactivité intrinsèque des matériaux et une mesure précise des taux de particules qu'ils émettent [71]. De plus, les événements situés sur les bords du détecteur, proche de ces matériaux, sont écartés lors de l'analyse. Ainsi, seul le volume au centre du détecteur est utilisé pour détecter la matière noire. Ce volume est appelé volume fiduciel.

 $- {}^{85}Kr$:

Un système de distillation est conçu spécifiquement pour réduire au maximum la concentration de krypton. L'efficacité de ce système permet de réduire la concentration d'un facteur 1000 en un seul passage à une vitesse de 1.8 slpm [67].

De plus, tous les systèmes (connections, tuyaux, valves, ...) sont contrôlés pour vérifier qu'il n'y a aucune micro-fuite, pouvant laisser entrer de l'air dans le système.

Bruit de fond externe

Le but dans le cas d'un bruit de fond externe est de se blinder pour empêcher les particules du bruit de fond de pénétrer le détecteur. Dans cette optique, les expériences XENON sont localisées au LNGS (Laboratori Nazionali del Gran Sasso) sous 1.4 km de roche, ou 3600 m w.e (meter water equivalent). Ce bouclier naturel permet de réduire le flux de muons cosmiques d'un facteur de 10^6 , par rapport au niveau de la mer [76]. Pour illustration, la figure 2.15 présente le flux de muons pour plusieurs laboratoires souterrains en fonction de leur profondeur. Cette figure montre qu'il reste néanmoins un flux de muons de l'ordre de 10^3 m^{-1} .ans⁻¹, atteignant le laboratoire du Gran Sasso. De plus, ce bouclier naturel ne bloque pas les sources de contamination locales (radioactivité des matériaux du laboratoire,...) et peut lui aussi en générer (radioactivité, neutrons induits par muons, ...). Il est donc nécessaire d'ajouter un blindage (passif) autour du détecteur. Ce dernier est représenté figure 2.16.

De l'extérieur vers l'intérieur, le détecteur est entouré de 20 cm d'eau de chaque côté pour réduire le flux de neutrons. Ces couches sont placées après un bloc de plomb de faible radioactivité de 20 cm d'épaisseur, ajouté pour stopper les rayons gamma, principalement [67]. Pour bloquer la radioactivité du plomb, cette dernière est précédée par 20 cm de polyéthylène. Enfin, une couche de 5 cm de cuivre sépare le polyéthylène du détecteur.



FIGURE 2.15 – Illustration de la réduction du flux de muons cosmiques en fonction de la profondeur des laboratoires souterrains [77].



FIGURE 2.16 – Illustration des différentes couches du blindage passif du détecteur de l'expérience XENON100 [67].

Distinction du bruit de fond par analyse de données

Cette partie n'a pas pour but de détailler toute l'analyse de recherche de matière noire, mais juste d'énoncer les points importants dans la réduction du bruit de fond.

Tout d'abord, ceux déjà présentés dans les sections précédentes : le volume fiduciel et la discrimination entre les reculs électronique et nucléaire. Pour ce dernier, en tant qu'illustration, la figure 2.17 représente les bandes électroniques et nucléaires en bleu foncé et bleu ciel, respectivement. Les lignes rouges correspondent aux discriminations basées sur des profils de vraisemblance [78].

La théorie nous donne des intervalles en amplitude sur les signaux S1 et S2 induits par un WIMP. Il est donc possible de rejeter les événements de plus hautes amplitude. De plus, un WIMP interagit faiblement, la probabilité qu'il interagisse plusieurs fois dans le détecteur est presque nulle, à contrario des neutrons ou des gammas par exemple. Ainsi, tout les événements avec plusieurs interactions sont rejetés.



FIGURE 2.17 – Bandes électronique (bleu foncé) et nucléaire (bleu clair) de l'expérience XENON100. Distribution du logarithme du rapport du signal S2 sur S1 en fonction de l'amplitude du signal S1. Les lignes rouges correspondent à des ajustement par profils de vraisemblance. Les lignes noires représentent différentes limites dans la recherche de matière noire, imposées par les observations astrophysiques et par l'expérience [78].

En plus de cela, toutes les sources de bruit de fond sont analysées et simulées afin d'estimer le taux d'événements pouvant imiter un WIMP. Dans le cas des résultats de XENON100 sur 225 jours de prise de données, le taux de bruit de fond attendu est de 1.0 ± 0.2 événements compatibles avec des signaux de WIMP [62]. Deux événements ont été détectés dans cette zone, lors de cette prise de données. C'est malheureusement une statistique insuffisante pour conclure sur la détection de matière noire.

2.3. Le détecteur XENON100

Pour résumer, les tableaux ci-dessous présentent la simulation des contributions des différents bruits de fond électronique (tableau 2.2) et nucléaire (tableau 2.3). Plus d'informations sont disponibles sur les sources de bruit de fond et les moyens de réductions employés par XENON100 dans [74, 75, 78].

Source de bruit de fond	Taux prédit [x 10^{-3} événements.kg ⁻¹ .jour ⁻¹ .keV ⁻¹]
Détecteur et matériaux de blindage	2.02
222 Rn (1 Bq/m ³)	0.02
85 Kr dans le LXe (150 ppt du nat Kr)	2.90
^{222}Rn dans le LXe (21 $\mu\text{Bq/kg})$	0.37
Total	5.31

TABLE 2.2 – Résumé des taux de bruit de fond électronique attendus dans XENON100 pour un volume fiduciel de 30 kg en appliquant la coupure du veto. Données issues de [74].

Source de bruit de fond	Taux prédit [événements]
Neutrons radiogénique	0.14 ± 0.02
Neutrons cosmogénique	$0.34^{+0.34}_{-0.17}$
Total	$0.48^{+0.34}_{-0.17}$

TABLE 2.3 – Résumé des taux de bruit de fond nucléaire attendus dans XENON100 pour un volume fiduciel de 34 kg, un temps de prise de données de 224.6 jours et un intervalle d'énergie de 6.6 - 43.3 keV_{nr} (3-30 PE). Données issues de [74].

2.3.5.3 Bruit de fond à basse amplitude.

Les électrons célibataires, étudiés dans le prochain chapitre, produisent uniquement des signaux S2 de basse énergies (S2 < 150 PE). Il est donc nécessaire de présenter ici, les contaminations auxquelles ils sont sensibles.

Deux éléments de bruit de fond sont à prendre en compte à basse énergie :

- Le bruit des PMT

- Les S1 mal identifiés

1 - Le bruit des PMT

Le bruit des PMT constitue la contamination majoritaire dans l'analyse des signaux de faibles amplitudes. Il provient des fluctuations du courant de base des PMT, lorsqu'ils sont soumis, au préalable, à un signal de grande amplitude [16]. Ces fluctuations vont ainsi simuler des signaux de faible amplitude. Ce ne sont pas des signaux lumineux, ils vont donc se distinguer par une amplitude anormalement distribuée sur le plan des PMT du haut et du bas de la TPC.

Ils peuvent ainsi être identifiés par la variable appelé asymétrie. Elle traduit la répartition des signaux sur les PMT du haut et du bas de la TPC. Elle est définie par :

$$Asymetrie = \frac{A_{haut} - A_{bas}}{A_{total}}$$

Où A_{haut} est la somme des amplitudes détectées par les PMT du haut de la TPC, A_{bas} la somme des amplitudes détectées par ceux du bas et A_{total} correspond à la somme totale des amplitudes.

Lorsque l'on observe la distribution de cette variable pour les signaux S2 < 150 PE, présentée figure 2.18a, on constate qu'une population de signaux a une asymétrie aux alentours de -1. Ces signaux sont donc observés uniquement par les PMT du bas de la TPC.

Pour vérifier qu'il s'agit bien de bruit de PMT, la figure 2.18b montre la répartition des amplitudes de ces signaux sur la carte des PMT. Le signal est produit par deux PMT isolés en bas de la TPC.



FIGURE 2.18 – (a) Distribution de l'asymétrie des signaux S2 de faible amplitude. (b) Illustration d'un signal de PMT bruyant.

Ces observations montrent que les signaux de bruit de PMT peuvent être discriminés en coupant les signaux d'asymétrie inférieure à -0.8 ou supérieure 0.8. Bien que la figure 2.18a

ne montre pas de contamination sur les PMT du haut de la TPC, elle reste néanmoins présente, c'est pourquoi l'asymétrie maximale est limitée à 0.8.

2 - Les S1 mal identifiés

L'identification des pics en signaux S1 et S2, présentée en section 2.3.4, est définie pour des signaux de haute amplitude afin de maximiser son efficacité pour la recherche de matière noire. Elle repose notamment sur la largeur temporelle des S2, générée par la diffusion des électrons dans le xénon liquide et par le temps de dérive des électrons dans le gaz.

Cependant, pour les signaux de basse énergie (S2 < 150 PE), les S2 sont composés de quelques électrons dans le gaz. Dans ce cas, leur largeur temporelle est principalement causée par la dérive des électrons dans le gaz, soit ~ 0.4 μs . Ainsi, elle se rapproche de la largeur de signaux S1. De plus, il peut arriver que des signaux S1 soient anormalement larges, par exemple deux interactions Compton très proches en temps peuvent générer deux signaux S1 détectés en coïncidence, comme représenté sur la figure 2.19. Il suffit que ces signaux aient une amplitude inférieure à 150 PE pour être considérée comme des signaux S2 de faibles amplitudes.



FIGURE 2.19 – Exemple de deux signaux S1 identifiés comme un signal S2 de faible amplitude.

Pour discriminer ces S1 des vrais S2, il est nécessaire de se concentrer sur les différences entre les signaux de type S1 et les signaux de type S2. Usuellement ils sont différenciés par leur amplitude et leur largeur temporelle. Ici, c'est justement le problème, ces paramètres sont similaires pour les deux. Il existe néanmoins une différence supplémentaire entre ces deux types de signaux : le S1 est produit dans le liquide tandis que le S2 est généré dans le gaz. A cause des particularités du xénon liquide et gazeux, l'interface qui sépare les deux phases a tendance à plus réfléchir la lumière venant du liquide que celle venant du gaz. Ainsi, les signaux S1 sont principalement détectés par les PMT du bas de la TPC, tandis que les S2 sont détectés presque équitablement entre ceux du haut et du bas de la TPC (figure 2.18a). Ainsi, la variable d'asymétrie peut aussi être utilisée pour discriminer les S1 mal identifiés.



FIGURE 2.20 – Distribution de l'asymétrie des signaux S1 en fonction de leur amplitude.

Pour réduire la contamination des signaux S1 identifiés comme des S2, l'objectif est d'identifier les valeurs d'asymétrie des "vrais" signaux S1. Les signaux S1 de haute amplitude (> 150 PE) ne sont pas confondus avec des signaux S2. La largeur temporelle de ces derniers est plus grande (à cause de la diffusion dans le liquide), alors que les signaux S1 > 150 PE gardent une faible largeur temporelle. C'est pourquoi, la distribution de l'asymétrie des signaux S1 en fonction de leur amplitude, présentée figure 2.20, est réalisée pour des signaux S1 > 150 PE.

La figure 2.20 montre que les signaux S1 ont principalement une asymétrie inférieure à -0.4. Afin de réduire au mieux la contamination des signaux S1 mal identifiés, tous signaux S2 de faible amplitude, avec une asymétrie inférieure à -0.4, sont considérés comme des S1.

Ainsi, pour diminuer les contaminations issues des S1 mal identifiés et du bruit des PMT, il est nécessaire de combiner les deux coupures sur l'asymétrie. Donc, les signaux finalement sélectionnés doivent avoir une asymétrie comprise entre -0.4 et 0.8.

Cette analyse de réduction de bruit de fond est réalisée dans le cadre de l'étude des électrons célibataires. Ces derniers sont produits en quantité suffisamment élevée pour que l'éffet de la coupure sur la statistique n'est pas d'impact majeur.

En résumé, les sources de bruit viennent principalement de la radioactivité du détecteur, de l'environnement qui l'entoure, et des rayons cosmiques. Une campagne de sélection de matériaux très peu radioactifs, une purification et une distillation permanente du xénon liquide permettent de réduire le bruit de fond interne au détecteur. Des blindages passifs et actifs entourant le détecteur permettent de diminuer le flux de particules venant de l'extérieur. Une analyse de données précise, basée sur des simulations et la calibration, contribue également à réduire le bruit de fond de l'expérience. Dans le cas des signaux de faibles amplitudes, le bruit interne aux PMT et les S1 mal identifiés sont les principales contaminations. Des critères de sélection sur l'asymétrie des signaux permet de les réduire.

2.3.6 La calibration

La calibration est une étape absolument indispensable dans presque toutes les expériences de physique. Dans le cas de XENON100, elle permet de vérifier le bon fonctionnement du détecteur, de déterminer ses paramètres et de connaitre sa réponse aux reculs électroniques et nucléaires.

Pour cela 5 sources sont principalement utilisées :

- ^{137}Cs : source de gammas de 662 keV. La particularité de ces gammas est qu'ils interagissent principalement par effet photoélectrique avec le xénon (en plus de l'effet Compton), déposant toute leur énergie. Cette particularité permet de comparer les signaux détectés pour une énergie déposée connue. C'est très important pour la caractérisation du détecteur, que ce soit pour déterminer la quantité de lumière détectée par unité d'énergie (via S1) ou pour mesurer le temps de vie des électrons (voir section 2.2.3.2). La calibration au césium est effectuée régulièrement (calibration hebdomadaire) pour s'assurer de la stabilité du détecteur en fonction du temps.
- ⁶⁰Co : source de gammas de 1.17 MeV et 1.33 MeV. Elle est utilisée pour déterminer la réponse du détecteur dans le cas d'un recul électronique.
- ^{232}Th : source de calibration électronique. Elle présente l'avantage de fournir un large spectre de gamma jusqu'à 2.6 MeV.
- AmBe : source de neutrons. Elle est utilisée pour déterminer la réponse du détecteur dans le cas d'un recul nucléaire.
- LED source : utilisée pour la calibration des PMT.

Pour toutes ces sources, en plus de caractériser le détecteur, elle permettent également de tester et vérifier les programmes de simulation Monte-Carlo. Ces simulations apportent beaucoup à la connaissance du détecteur, pour estimer le taux de bruit de fond attendu par exemple. D'un point de vue expérimental, un tube inoxydable est placé à mi-hauteur de la TPC, de manière à entourer le détecteur. Trois positions sont utilisées pour placer les sources à l'extérieur du détecteur (une source par position et par prise de données). Elles sont représentées figure 2.21. Dans le cas du thorium, la source est un fil que l'on passe dans le tuyau, afin d'entourer complètement la TPC.



FIGURE 2.21 – Illustration des positions utilisées pour placer les sources de calibration à l'extérieur du détecteur XENON100. Les sources sont insérées dans un tube inoxydable et placées à différents repères étiquetés noir, blanc et rouge.

Conclusion

Ce chapitre présente le principe de fonctionnement du détecteur XENON100 : c'est une chambre à projection temporelle à deux phases de xénon. L'interaction d'une particule avec le détecteur entraîne soit un recul électronique, soit en recul nucléaire, en fonction du type de la particule. Quelque soit le recul, l'interaction provoque l'excitation et l'ionisation des atomes de xénon. Les photons libérés par la relaxation des atomes sont détectés par les PMT situés en haut et en bas de la TPC, constituant ainsi le signal S1. Une partie des électrons d'ionisation se recombine avec les ions de xénon pour former des atomes excités et contribuer au signal S1. Le reste de ces électrons est soumis à un champ électrique qui les force à dériver jusqu'à l'interface liquide-gaz. Au cours de leur dérive, les électrons peuvent diffuser avec les atomes de xénon et être capturés par les impuretés électronégatives présentes dans le liquide. Une fois à l'interface, un deuxième champ électrique extrait les électrons du liquide et force une deuxième dérive dans le gaz. Durant cette dernière, les électrons vont exciter les atomes de xénon. Les photons de relaxation sont ensuite détectés par les PMT pour former le signal S2.

Les signaux S1 et S2 présentent des signatures différentes pour des reculs électroniques et des reculs nucléaires. Ainsi, ces deux types de recul peuvent être identifiés via le rapport S2/S1. Cette discrimination nécessite une calibration dédiée, afin de connaitre précisément la réponse du détecteur pour chaque type de recul. Cette distinction, additionnée à la connaissance des sources du bruit de fond et des méthodes utilisées pour le réduire, permet à l'expérience XENON100 d'être une expérience de très faible bruit. De plus, à l'aide des calibrations et des simulations Monte-Carlo, la contamination du bruit de fond résiduel peut être estimée. Le chapitre suivant se consacre à un certain type de signal, produit par ce qu'on appelle des électrons célibataires. L'analyse présentée a pour objectif la connaissance et la paramétrisation de ces signaux, situés dans les plus basses énergies du spectre de S2 (jusqu'à des signaux à un seul électron). Cette analyse va permettre la caractérisation du détecteur à basse énergie.

Chapitre 3

Les signaux d'électrons célibataires

Sommaire

Int	roduct	ion		86
3.1	Les	électron	s célibataires	87
	3.1.1	Introdu	ction	87
3.1.2		Électror	s produits par effet photoélectrique	89
		3.1.2.1	Définition	89
		3.1.2.2	Proportionnalité du taux d'électrons célibataires	91
		3.1.2.3	Distribution temporelle des électrons célibataires	93
3.2	Le g	gain de s	cintillation secondaire	97
	3.2.1	Définitio	on du gain de scintillation secondaire	97
	3.2.2	Mesure	du gain de scintillation secondaire	99
3.2.3		Indépen	dance du gain de scintillation secondaire en fonction de diffé-	
		rentes se	purces de calibration	101
	3.2.4	Stabilité	é du gain de scintillation secondaire en fonction du temps $\ . \ .$	103
3.3	Étu	des des é	electrons résiduels	105
	3.3.1	Méthod	e	105
	3.3.2	Les élec	trons célibataires après S2	107
		3.3.2.1	Sélections des électrons célibataires	107
		3.3.2.2	Caractérisation de la sélection des électrons célibataires	109
		3.3.2.3	Reproduction de l'étude de proportionnalité des signaux	
			d'électrons célibataires	110
	3.3.2.4	Redéfinition du taux de signaux d'électrons par événement		
			en taux d'électrons par unité de temps	112
		3.3.2.5	Mesure du taux d'électrons résiduels par unité de temps	114
		3.3.2.6	Conclusion	115
3.3.3	3.3.3	Les élec	trons célibataires entre S1 et S2	115
		3.3.3.1	Sélection des électrons célibataires	116
	3.3.3.2	Caractérisation de la sélection des électrons célibataires	116	
	3.3.3.3	Mesure du taux d'électrons résiduels	116	
	3.3.4	Les électrons célibataires avant S1		

	3.3.4.1	Sélection des électrons célibataires
	3.3.4.2	Présence d'électrons célibataires avant S1
	3.3.4.3	Étude du taux d'électrons résiduel en fonction de l'écart de
		temps entre les événements
3.4 Con	clusion .	
3.5 Perspectives		
3.5.1	Dépenda	ance des électrons résiduels en fonction du type de données
	utilisées	
3.5.2	Dérive d	les électrons piégés à l'interface
3.5.3	Continu	ité de l'étude avec XENON

Introduction

Le chapitre 1 présente la théorie de la matière noire. Contrairement aux particules du modèle standard, la matière noire interagit très peu avec les atomes du détecteur. Il est donc nécessaire de connaitre précisément la réponse du détecteur aux différentes interactions. C'est l'objectif de la calibration. Dans ce contexte, une des sondes utilisées par les expériences XENON est les électrons célibataires. Ils permettent d'étudier le comportement du détecteur au stimuli d'un seul électron de dérive.

Ce chapitre propose de commencer par définir ces électrons célibataires : il s'agit d'électrons produits, majoritairement, par l'effet photoélectrique des photons de S1 et de S2 sur les impuretés du xénon liquide ou sur les composants de la TPC. Ils dérivent ensuite vers le xénon gazeux où ils vont produire un signal d'ionisation secondaire de faible amplitude.

Ensuite deux études distinctes sont présentées :

— L'étude du gain de scintillation secondaire.

Pour augmenter la probabilité de détection de la matière noire, de longues périodes de prises de données sont requises. Cette contrainte impose un détecteur stable et contrôlé en permanence. Une des méthodes utilisées pour vérifier cela se base sur le gain de scintillation secondaire. Les électrons célibataires permettent d'accéder directement à cette grandeur. L'étude des électrons résiduels.

Une partie des électrons célibataires n'est pas produite directement par effet photoélectrique. Ils sont appelés électrons résiduels, et échappent à notre compréhension du détecteur. Pour les étudier, il est nécessaire de réduire la contamination des électrons produits par effet photoélectrique. Pour cela, les événements sont séparés en trois régions temporelles : après S2, entre S1 et S2 et avant S1.

3.1 Les électrons célibataires

3.1.1 Introduction

Un électron célibataire est un électron isolé qui va dériver dans le xénon liquide jusqu'à la phase gazeuse. Ensuite, il interagit avec le gaz pour produire un signal d'ionisation secondaire. C'est donc un signal S2 composé d'un seul électron. Il se caractérise ainsi par une faible amplitude.

Les électrons célibataires sont majoritairement produits par l'effet photoélectrique des photons de S1 et S2 sur les impuretés ou les matériaux de la TPC, comme expliqué en section 3.1.2.1. Lorsque l'amplitude du signal produisant l'effet photoélectrique est importante, un grand nombre d'électrons célibataires sont générés. Des coïncidences accidentelles de un à quelques électrons dans la phase gazeuse peuvent alors êtres observées. Ces coïncidences accidentelles entraînent une détection simultanée de plusieurs électrons célibataires, qui sont alors perçus comme un seul signal de plus grande charge. La figure 3.1 présente un exemple de signal composé de trois électrons célibataires. Une étude visant à identifier et à séparer les signaux des différents électrons en coïncidence a été développée durant mon stage de deuxième année de master [79].

Les signaux d'électrons célibataires sont des signaux S2 qui se caractérisent par leur faible amplitude. Pour accéder à ces électrons, il est donc nécessaire de commencer par étudier la distribution de charge de tous les signaux S2, représentée figure 3.2a. Une distribution quasi-gaussienne est visible, centrée à environ 100 000 PE. Cette distribution correspond aux signaux physiques, c'est-à-dire issus de l'interaction d'une particule. Un pic est à peine distinguable aux amplitudes extrêmement basses. C'est dans cette région d'amplitude que se cachent les électrons célibataires.

La figure 3.2b montre la distribution des signaux S2 pour des amplitudes inférieures à 150 PE. De la même manière une distribution quasi-gaussienne est observée, avec un maximum à environ 20 PE. C'est la distribution des signaux d'électrons célibataires, dont le maximum correspond aux signaux à un seul électron (un électron génère un signal d'environ



FIGURE 3.1 – Illustration d'un signal composé de trois signaux d'électrons célibataires sur le plan des PMT du haut de la TPC. L'échelle des couleurs représente les charges mesurées par chaque PMT.



FIGURE 3.2 - (a) Distribution des charges de tous les signaux S2. (b) Distribution de charge des électrons célibataires.

20 PE). Comme on peut le voir, comparées aux amplitudes des S2 pour l'ensemble des particules détectées, les signaux d'électrons célibataires ont une amplitude très faible. Avec les coïncidences accidentelles de un à quelques électrons, les signaux peuvent atteindre des charges de 150 PE (environ 7-8 électrons). D'ailleurs, la distribution n'est effectivement pas gaussienne, elle correspond à une somme de gaussiennes due à la contribution de chaque coïncidence. Ceci est expliqué plus en détail en section 3.2.2.

Le pic visible pour de très faibles charges (<10 PE) correspond à du bruit de PMT (voir section 2.3.5.3).

Les électrons célibataires sont des électrons isolés dérivant dans la TPC jusqu'au xénon gazeux, pour y produire des signaux S2 secondaires de faibles amplitudes. Quelques électrons célibataires peuvent atteindre la phase gazeuse en coïncidence accidentelle. Ils sont alors détectés comme un seul signal de plus haute charge, typiquement jusqu'à des amplitudes de 150 PE.

3.1.2 Électrons produits par effet photoélectrique

3.1.2.1 Définition

Les électrons célibataires se caractérisent par des signaux S2 secondaires de faibles amplitudes. Ils sont principalement observés après le signal S2 primaire, mais peuvent également être présents après le signal S1. La figure 3.3 montre un exemple d'acquisition simple. De faibles signaux (S2') sont observés après le signal S2. Il s'agit de signaux d'électrons célibataires. Les fluctuations visibles autour du S1 ne sont pas des électrons célibataires, mais des fluctuations de la ligne de base.

La section 2.2.2 a présenté la production des signaux S1 et S2. Les photons émis lors de l'excitation forment le signal S1. Les photons produits dans le gaz par les électrons d'ionisation correspondent au signal S2. Ces deux populations de photons ont une longueur d'onde de 178 nm, soit une énergie de \sim 7 eV. A cette énergie ils ne peuvent ni ioniser, ni exciter les atomes du xénon¹. Néanmoins, une partie de ces photons peut produire un effet photoélectrique sur les impuretés du xénon liquide ou les composants de la TPC. Ainsi, chaque photon de S1 ou de S2 peut libérer un électron. Une fois arrachés, ces derniers subissent l'effet du champ électrique et dérivent vers le xénon gazeux. Ces électrons célibataires produisent alors un signal S2 secondaire, noté S2'. La figure 3.4 illustre ce processus de production.

L'énergie des photons dans le xénon est la même pour les signaux S1 et S2, donc l'effet photoélectrique est identique quel que soit le signal d'origine du photon qui interagit. Cependant, le signal S1 est produit dans le xénon liquide alors que le signal S2 est produit dans le gaz. Un photon du signal S1 est donc plus susceptible de rencontrer une cible pour l'effet photoélectrique qu'un photon du signal S2, et ce, via trois effets : l'angle solide des photons du signal S1, dirigé vers la TPC, est plus grand que celui du signal S2, l'interface liquide-gaz réfléchit une partie des photons du signal S1 en direction du xénon liquide et la grille située sous l'interface ne laisse passer que la moitié des photons du signal S2 [67].

^{1.} Énergie d'ionisation moyenne du xénon : 15.6 eV (c.f section 2.2.1)



FIGURE 3.3 – Illustration de signaux d'électrons célibataires après un signal S2 pour un événement acquis [80]. L'ordonnée correspond à la tension des signaux et l'abscisse au temps de détection dans l'évènement. L'acquisition de l'événement est représentée en totalité en haut avec le S1 à gauche et le S2 à droite. Ils sont séparés par le temps de dérive. Dans le cadre en bas à droite, les petits signaux S2', qui suivent le S2, sont les signaux d'électrons célibataires. Le marqueur identifie un seul signal d'électrons célibataires mais plusieurs sont visibles. La dérive des électrons célibataires, après leur production, est représentée par la flèche (voir texte). Le deuxième zoom sur ces signaux montrent qu'ils ont une amplitude très faible.

La particule incidente n'a aucune influence sur l'énergie des photons composant le S1 et le S2. Le processus photoélectrique est donc indépendant de cette dernière. Les électrons célibataires représentent donc une sonde particulièrement intéressante puisqu'elle n'est fonction que des conditions expérimentales et non des processus qui leur donnent naissance.



FIGURE 3.4 – Illustration du processus de production des électrons célibataires par effet photoélectrique. Ce schéma représente l'effet photoélectrique d'un photon du S2 sur une impureté du xénon liquide. L'électron libéré, dérive ensuite vers le gaz où il y produit un signal d'ionisation secondaire S2'. Due à sa faible énergie de liaison, la molécule d' $O_2^$ représente, parmi les impuretés du xénon liquide, la cible favorite de l'effet photoélectrique.

3.1.2.2 Proportionnalité du taux d'électrons célibataires

Les électrons célibataires sont produits par effet photoélectrique implique la production d'un électron célibataire par un photon sur un atome cible. Ainsi, le nombre d'électrons produits doit être proportionnel au nombre de photons générant l'effet photoélectrique, et à la quantité d'atomes cibles dans le milieu. L'objectif est donc de valider ce scénario de production en retrouvant ces deux relations de proportionnalité. Pour cela, le taux d'électrons célibataires est étudié en fonction du taux d'impuretés dans le xénon liquide et de l'amplitude du S2 (voir figures 3.5a et 3.5b, respectivement).

Le taux d'électrons célibataires représenté sur les figures est exprimé en nombre d'électrons par événement. Il est important pour la suite de cette thèse de rappeler ici la définition d'un événement. Comme expliqué en section 2.3.4, un événement est défini comme l'acquisition des 200 μs qui précèdent et qui succèdent le signal déclencheur, généré par l'interaction d'une particule. En général, les événements sont constitués d'un S1, d'un S2 et d'électrons célibataires, comme représenté sur la figure 3.10.



FIGURE 3.5 – (a) Taux de signaux d'électrons célibataires par événement en fonction de la concentration d'impuretés en O_2 équivalent dans le xénon liquide.

(b) Taux de signaux d'électrons célibataires par événement en fonction de la charge du signal S2. Dans les deux cas, pour que l'événement soit sélectionné, le S2 doit être le seul signal avec une charge supérieure à 150 PE dans tout l'événement. Cette sélection assure une production d'électrons liés uniquement à ces S2. Les deux figures proviennent de précédentes études [81].

Les molécules d' O_2 représentent la majorité des impuretés du xénon liquide. C'est pourquoi le taux d'impuretés dans XENON100 est exprimé en O_2 équivalent dans la figure 3.5a. De plus, les ions O_2^- sont la cible favorite de l'effet photoélectrique du fait de sa faible énergie de liaison (0.4 eV). La figure 3.5a montre une linéarité entre le taux d'électrons célibataires et les impuretés du xénon. Cette linéarité conforte le scénario de production des électrons avec les impuretés par effet photoélectrique.

La figure 3.5b montre que le taux d'électrons célibataires est également proportionnel à l'amplitude du S2. La droite est obtenue pour des données de même pureté. Les photons de S2 sont donc les photons produisant l'effet photoélectrique. La pente de l'ajustement linéaire est de 4.3×10^{-4} signaux d'électrons célibataires par photo-électron. L'ordonnée à l'origine est de 0.3 signaux d'électrons par événement. Cette ordonnée non nulle indique la présence d'électrons célibataires qui ne sont pas liés au S2, ils sont appelés électrons résiduels.

En conclusion, cette section démontre la production d'électrons célibataires par l'effet photoélectrique des photons de S2 sur les impuretés du xénon liquide. De plus, elle met en évidence la présence d'électrons résiduels, non corrélés au S2. Pour expliquer leur présence et déterminer leur impact sur l'expérience, il est nécessaire d'étudier le comportement de ces électrons dans le détecteur. Cette étude est présentée section 3.3.

3.1.2.3 Distribution temporelle des électrons célibataires

Un modèle théorique décrivant l'évolution temporelle des coïncidences accidentelles d'électrons célibataires produits par l'effet photoélectrique du S2 dans le xénon liquide a été développé par la collaboration XENON100 [81]. L'objectif de cette section est de présenter ce modèle et de le comparer aux données expérimentales pour valider le scénario des coïncidences accidentelles.

Les électrons célibataires produits par l'effet photoélectrique des photons de S1 et S2 dérivent sous l'influence du champ électrique vers le xénon gazeux. Lors de la traversée des électrons dans le xénon liquide, présentée section 2.2.3, une partie des électrons peut être capturée par les impuretés du xénon. Dans cette section, la figure 2.5 montre que l'évolution du taux d'électrons en fonction de la distance de liquide parcourue, et donc du temps de dérive, suit une décroissance exponentielle :

$$R(t) = R(0)e^{-\frac{t}{\tau}}$$

Avec, R(0) le nombre d'électrons produits à l'instant t = 0, et τ le temps de vie des électrons.

Ainsi, cette relation traduit la probabilité de détecter un électron à l'instant t. Soit Δt la fenêtre temporelle pour détecter un deuxième électron en coïncidence, alors la probabilité de les détecter ensemble s'exprime par :

$$R_2(t) = R_1(t) \int_t^{t+\Delta t} R_1(t) dt$$

En poursuivant le calcul, on obtient :

$$R_2(t) = R_1(t) \int_t^{t+\Delta t} R_1(0) e^{-\frac{t}{\tau}} dt$$
$$R_2(t) = -\tau R_1(t) R_1(0) \left(e^{-\frac{t+\Delta t}{\tau}} - e^{-\frac{t}{\tau}}\right)$$

$$R_2(t) = \tau R_1(t) R_1(0) e^{-\frac{t}{\tau}} (1 - e^{-\frac{\Delta t}{\tau}})$$

La deuxième exponentielle peut être développée en série entière.

$$e^{-\frac{\Delta t}{\tau}} = 1 - \frac{\Delta t}{\tau} + \frac{(\Delta t)^2}{2\tau^2} + \dots$$

Ce développement est utilisé au premier ordre, puisque le rapport $\frac{\Delta_t}{\tau}$ est très inférieur à 1. La démonstration est faite un peu plus tard dans cette section.

Ainsi, le taux d'événements à deux électrons en coïncidence devient :

$$R_{2}(t) = \tau R_{1}(t) R_{1}(0) e^{-\frac{t}{\tau}} \frac{\Delta t}{\tau}$$

On obtient donc,

$$R_2(t) = R_1^2(t)\Delta t$$

En appliquant le même raisonnement pour trois électrons, le taux de triplet d'électrons en coïncidence Δt est :

$$R_3(t) = R_2(t) \int_t^{t+\Delta t} R(0) e^{-\frac{t}{\tau}} dt = R_1^3(t) (\Delta t)^2$$

En continuant ainsi pour n électrons en coïncidence, le taux devient :

$$R_n(t) = R_1^n(t)(\Delta t)^{n-1}$$

Il peut également être exprimé par :

$$R_n(t) = R_n(0)e^{-\frac{t}{\tau_n}}$$

Avec

$$R_n(0) = R_1^n(0)(\Delta t)^{n-1} \tag{3.1}$$

 et

$$\tau_n = \frac{\tau_1}{n} \tag{3.2}$$

Les constantes de temps τ_i (avec i=1,2,3,...,n) étant plus accessibles, c'est la relation 3.2 qui est utilisée pour vérifier l'accord du modèle avec les données.

Dans cette optique, la figure 3.6 montre l'évolution du taux de signaux formés par un, deux et trois électrons célibataires, en fonction de la différence de temps entre leur détection et le signal S2 qui les a produits.



FIGURE 3.6 – Taux de signaux d'électrons célibataires en fonction de la différence de temps entre leur détection et le signal S2 qui les a produits [81]. L'évolution du taux des signaux à un électron et des signaux composés de deux et de trois électrons en coïncidence sont représentés en bleu, rouge et vert, respectivement. Les coupures en charge, pour les sélections, sont basées sur des intervalles obtenus à partir de la figure 3.7 (voir section 3.2.2) de manière à minimiser les contributions des autres coïncidences.

Chaque évolution est ajustée par une exponentielle décroissante de paramètres libres. Ces fonctions sont en accord avec les données. Les constantes de temps obtenues sont :

$$\tau_1 = (245.7 \pm 2.5)\mu s$$

 $\tau_2 = (122.1 \pm 1.4)\mu s$
 $\tau_3 = (82.0 \pm 1.3)\mu s$

Pour valider l'accord du modèle avec les données expérimentales, le rapport des taux est calculé :

$$\frac{\tau_1}{\tau_2} = 2.01 \pm 0.04$$
$$\frac{\tau_1}{\tau_3} = 3.00 \pm 0.08$$

La relation entre les constantes de temps est confirmée, les données expérimentales sont en accord avec le modèle des coïncidences accidentelles d'électrons célibataires produits par l'effet photoélectrique du S2.

La constante de temps des signaux pour un seul électron est de 245 μs . La fenêtre de coïncidence est définie par la largeur temporelle d'un signal S2². La valeur de cette fenêtre est donnée section 2.3.4 : $\Delta t \sim 1 \ \mu s$. On obtient $\frac{\Delta t}{\tau_1} = 0.004 \ll 1$, c'est pourquoi le premier ordre du développement de l'exponentielle est suffisant.

Le taux d'électrons célibataires chute brutalement pour une différence de temps de 176 μ s. C'est le temps mis par un électron extrait en bas de la TPC pour remonter les 30 cm qui le séparent de la phase gazeuse, sous un champ électrique de 0.53 kV.cm⁻¹. Cette caractéristique confirme le signal S2 comme source de production des électrons célibataires.

Lors de leur dérive dans le xénon liquide, les électrons célibataires peuvent être capturés par les impuretés. Leur taux en fonction du temps de dérive suit une décroissance exponentielle. Le taux de coïncidences accidentelles suit le même schéma. Leurs constantes de temps sont liées à celle d'un électron par la relation suivante : $\tau_n = \frac{\tau_1}{n}$ où n correspond au nombre d'électrons en coïncidence. Cette relation est vérifiée pour des coïncidences de deux et de trois électrons, comme le montrent les valeurs de τ_i figure 3.6. Le modèle théorique correspond aux données, le scénario des coïncidences accidentelles d'électrons célibataires libérés par l'effet photoélectrique du S2 est confirmé.

Les électrons célibataires sont des électrons de dérive isolés qui produisent des signaux d'ionisation secondaire en atteignant la phase gazeuse. Quelques électrons peuvent atteindre la phase gazeuse en coïncidence. Ils sont alors détectés comme un signal de plus haute charge, typiquement jusqu'à 150 PE. Une partie de ces électrons célibataires est produite par l'effet photoélectrique des signaux de S1 et de S2 sur les impuretés du xénon liquide ou les composants de la TPC. Un photon du signal S1 est plus susceptible de rencontrer une cible pour l'effet photoélectrique que le signal S2, dû aux effets d'angle solide, de réflectivité de l'interface liquide-gaz et de la semi-transparence optique de la grille.

^{2.} Le nuage électronique formant le S2 entraîne un délai entre la détection des photons générés par le premier électron du nuage et ceux produits par le dernier électron du nuage. Ce délai correspond à la largeur temporelle du signal S2.

L'effet photoélectrique est néanmoins indépendant de la particule incidente. La production des électrons célibataires est proportionnelle à la charge de leur signal source (S1 ou S2) et au taux d'impuretés du xénon. Ils sont ainsi observées après le S1 et après le S2 avec un temps caractéristique maximal de 176 μs , correspondant au temps nécessaire pour qu'ils traversent la TPC. Une deuxième population d'électrons, non produits par effet photoélectrique est observée. Ces électrons sont encore méconnus, les étudier nous permet d'en apprendre davantage sur le comportement du détecteur à basse énergie (voir section 3.3).

3.2 Le gain de scintillation secondaire

Pour un fonctionnement optimal, le détecteur doit être opérationnel pour de longues prises de données. Pour cela, il doit être contrôlé en permanence. La partie précédente montre que les électrons célibataires sont sensibles aux conditions expérimentales et ne nécessitent pas de temps de prise de données dédié. Ils représentent ainsi une sonde idéale pour contrôler l'état du détecteur. Dans cette optique, le gain de scintillation secondaire est un paramètre adéquat. Il est mesurable par les électrons célibataires, c'est une des grandeurs caractéristiques du détecteur et il ne dépend que des conditions expérimentales. L'objectif de cette partie est de montrer comment le gain de scintillation secondaire permet d'étudier la stabilité du détecteur.

3.2.1 Définition du gain de scintillation secondaire

Lorsqu'une particule interagit avec le détecteur, elle excite et ionise les atomes de xénon. Ensuite, les électrons d'ionisation traversent la TPC pour atteindre l'interface liquidegaz, sous l'effet du champ électrique de dérive. Le deuxième champ électrique extrait les électrons de l'interface et force une deuxième dérive, dans le gaz. Cette dernière engendre la scintillation du xénon gazeux. Ces photons de scintillation sont alors détectés par les PMT et forment le signal S2³.

Le gain de scintillation secondaire est défini comme le nombre de photons produits par la dérive d'un électron dans le gaz. C'est une des grandeurs qui caractérise le signal S2. Elle permet de remonter à l'énergie déposée par la particule incidente. Les deux méthodes utilisées par la collaboration pour mesurer le gain de scintillation sont :

- Le pic photoélectrique du césium.
- Les électrons célibataires.

^{3.} La traversée des électrons depuis l'ionisation jusqu'à la production du signal de lumière S2 est présentée plus en détail en section 2.2.3.

Pour les deux méthodes, il est nécessaire de connaitre le nombre de photons produits dans le xénon gazeux. Ce dernier est proportionnel au nombre de photo-électron détectés, c'est-à-dire à l'amplitude du S2. C'est pourquoi le gain est usuellement exprimé en photoélectrons.

Pour déterminer le gain par calibration, il est nécessaire de connaitre le dépôt d'énergie de la particule incidente. C'est pourquoi la mesure se fait avec le pic photoélectrique du césium. La section 2.2.3, détaillant la traversée des électrons dans la TPC, montre qu'il est possible de déterminer le nombre d'électrons dans le gaz en connaissant l'énergie déposée par la particule incidente. C'est pourquoi, le gain mesuré par le pic photoélectrique du césium est habituellement redéfini comme le nombre de photo-électrons détectés par unité d'énergie déposée par la particule incidente. On parle alors de rendement de charge et il s'exprime en PE/keV. L'avantage de cette méthode est de pouvoir relier directement la réponse du détecteur à l'énergie déposée par la particule incidente, l'inconvénient est qu'elle n'est utilisable qu'avec une source d'énergie connue (césium notamment) et nécessite donc des prises de données spécifiques.

Les signaux d'électrons célibataires sont par définition des signaux composés de un à quelques électrons en coïncidence. Ainsi, pour déterminer le gain, il suffit de relier l'amplitude du signal au nombre d'électrons qui le composent. La méthode utilisée pour cela est présentée dans la section suivante 3.2.2. Les électrons célibataires sont majoritairement composés d'électrons produits par l'effet photoélectrique des photons de S1 et de S2. Ils sont toujours présents dans le détecteur. L'avantage des électrons célibataires est donc de pouvoir mesurer le gain de scintillation secondaire à tout moment et pendant l'activité du détecteur, sans temps de calibration dédié, comme montré en section 3.2.3.

Les deux méthodes de mesure sont complémentaires. Les deux mesures peuvent également être combinées pour déterminer certains paramètres caractérisant la traversée des électrons dans le détecteur, détaillée section 2.2.3, comme l'efficacité d'extraction ou le nombre d'électrons produits par keV lors de l'ionisation.

Pour résumer, le gain de scintillation secondaire caractérise la réponse du détecteur vis-à-vis du signal S2. Il permet de relier l'amplitude du S2 au dépôt d'énergie. Cette mesure peut être faite directement à partir du pic photoélectrique du Césium, exprimé alors en PE/keV. Il peut également être mesuré par les électrons célibataires. Dans ce cas, il correspond aux nombre de PE détectés par électron dans le gaz. Ces deux méthodes de mesures sont complémentaires. Dans ce travail, on s'intéresse à la mesure du gain via les électrons célibataires, présentée dans la prochaine section.

3.2.2 Mesure du gain de scintillation secondaire

L'objectif de cette section est d'utiliser les électrons célibataires pour mesurer le gain de scintillation secondaire. Les signaux d'électrons célibataires sont composés de un à quelques électrons en coïncidence. Un modèle théorique, basé sur la distribution des signaux générée par chaque coïncidence, a été développé par la collaboration XENON100 [81].

Au cours de sa dérive dans le gaz, l'électron célibataire interagit avec les atomes de xénon pour former un signal S2. Le nombre de photons générés par cet électron correspond au nombre d'interactions qu'il subit. Ce dernier fluctue aléatoirement autour d'une valeur moyenne, imposée par la distance parcourue par l'électron et par le champ électrique. Si cette valeur moyenne est faible, le nombre de photons produits suit une loi de Poisson, si la valeur moyenne est grande, la distribution du nombre de photons suit une gaussienne.

La distribution en amplitude des signaux d'électrons célibataires, présentée sur la figure 3.2b, montre un maximum à environ 20 PE. En première approximation, on considère qu'il s'agit du nombre moyen de photons détectés. L'efficacité quantique des PMT est d'environ 30%. Le nombre moyen de photons produits est donc d'environ 60, et leur distribution suit une loi de Gauss.

Les signaux de coïncidences accidentelles de plusieurs électrons correspondent à la superposition des signaux de chaque électron. Donc, leur distribution est une gaussienne, correspondant au produit de convolution de plusieurs gaussiennes de même moyenne et de même écart-type. La distribution de charge des électrons célibataires correspond ainsi à la somme des distributions produites par toutes les coïncidences accidentelles. Pour identifier et caractériser chacune de ces contributions, elle est donc ajustée par une somme de gaussiennes.

Chaque gaussienne traduit un nombre d'électrons en coïncidence : la première gaussienne représente la distribution des signaux à un électron, la deuxième pour deux électrons en coïncidence, etc...

Les paramètres de la gaussienne i sont donc définis par :

$$\mu_i = i \times \mu_1$$

$$\sigma_i = \sqrt{i} \times \sigma_1$$

avec i = 1, 2, 3, ..., n.

L'efficacité de détection des signaux ayant de très faibles amplitudes n'est pas de 100%. Cette baisse d'efficacité provient de l'algorithme d'identification des pics, défini en section 2.3.4. Il dépend de la charge du signal et n'est pas conçu pour être efficace à de si faibles charges. Pour prendre cet effet en compte, la somme des gaussiennes est convoluée par une fonction seuil, basée sur une distribution de Fermi-Dirac.

Ainsi, la fonction finalement utilisée pour ajuster la distribution de charge des électrons célibataires présentée figure 3.7 est :

$$f(S2) = \frac{1}{e^{\frac{-(S2-S2_t)}{\Delta S2_t}} + 1} \sum_{i=1}^n \alpha_i e^{\frac{-(S2-i\mu_1)^2}{2i\sigma_1^2}}$$
(3.3)

Avec n le nombre de gaussiennes dans la fonction et S2 l'amplitude des signaux d'électrons célibataires.

Cette fonction a donc n + 4 paramètres libres :

- 3 paramètres décrivant la première gaussienne : son amplitude α_1 , sa valeur moyenne μ_1 et sa déviation standard σ_1 .
- n-1 paramètres pour les amplitudes des n-gaussiennes : α_i avec $i \in [2, ..., n]$.
- 2 paramètres pour décrire la fonction seuil : l'amplitude correspondant à la moitié de l'efficacité $S2_t$ et la pente de la fonction $\Delta S2_t$.



FIGURE 3.7 – Illustration de la distribution de charges des électrons célibataires ajustée (courbe noire épaisse) par une somme de 5 gaussiennes, multipliée par une fonction de seuil basée sur une distribution de Fermi-Dirac.

La fonction est en accord avec les données expérimentales ($\chi^2/NDF=1.31$), la distribution est composée de signaux de un à quelques électrons célibataires en coïncidence accidentelle. Les données permettent de vérifier l'approche théorique. En utilisant le raisonnement inverse, la fonction 3.3 permet de valider que les données expérimentales sont composées de signaux produits par un à quelques électrons.

La distribution de charge des signaux produits par un électron correspond à la première gaussienne (en pointillés rouge sur la figure 3.7). Le gain de scintillation secondaire est donc la valeur moyenne de la première gaussienne. Pour valider notre mesure, le gain est ensuite comparé à une valeur de référence [81] : $\mu_{1_{ref}} = 19.67 \pm 0.03$ PE. Cette dernière est réalisée pour la deuxième session de prise de données. Pour se placer dans les mêmes conditions, des données de la même session sont utilisées. On obtient ainsi $\mu_1 = 19.83 \pm 0.20$ PE. Les deux valeurs sont compatibles. Dans ce travail, le gain est mesuré en utilisant quelques jours de données, tandis que la valeur de référence $\mu_{1_{ref}}$ est mesurée avec plusieurs mois de données, d'où son incertitude plus faible.

Le nombre de photons produits par électron dans le gaz suit une distribution gaussienne. Les coïncidences accidentelles génèrent donc également des distributions gaussiennes. L'efficacité du détecteur à basse énergie n'est pas de 100 % et évolue avec la charge.

La distribution de charge des électrons célibataires est ajustée sur la fonction définie équation 3.3. Le gain de scintillation secondaire est quant à lui la moyenne de la première gaussienne.

L'accord entre la fonction théorique et les données expérimentales confirme le scénario des coïncidences accidentelles. Cet accord peut ainsi être utilisé pour tester les sélections d'électrons célibataires.

3.2.3 Indépendance du gain de scintillation secondaire en fonction de différentes sources de calibration

Pour la recherche de matière noire, de longues périodes de prise de données sont nécessaires. Vérifier le bon fonctionnement du détecteur au cours du temps est alors indispensable. Les sections précédentes présentent le gain de scintillation secondaire et l'utilisation des électrons célibataires pour le mesurer. Le gain est la grandeur caractérisant le signal S2. Il peut donc être utilisé pour contrôler la stabilité du détecteur.

Lors des sessions de prises de données, plusieurs sources de calibrations sont utilisées. L'avantage des électrons célibataires est qu'ils sont produits pour toutes les sources de calibration. Cette présence constante permet ainsi de mesurer le gain de manière continue. Il est cependant nécessaire de vérifier qu'il est indépendant de la source de calibration utilisée.

Pour cela, il est mesuré pour quatre sources de calibration différentes :⁶⁰Co, YBe, ¹³⁷Cs et AmBe, présentées dans les figures 3.8a, 3.8b,3.8c et 3.8d, respectivement. Les données
avec les sources sont prises lors de la quatrième session de prise de données, avec des conditions expérimentales identiques.

Les figures 3.8 confirment que les électrons célibataires permettent de mesurer le gain pour toutes les sources de calibration. Le tableau 3.1 présente les résultats des fonctions d'ajustement avec les erreurs statistiques associées. On peut voir que les χ^2 réduits montrent des ajustements en accord avec les distributions. De plus, les gains mesurés sont tous compatibles entre eux, validant l'indépendance de la source.

Les gains mesurés ici sont inférieurs à celui de la section 3.2.2. Pour cette dernière, les données présentées proviennent de la deuxième session de prises de données afin se placer dans les mêmes conditions expérimentales que celles de la publication [81]. Les données du tableau 3.1 provenant de la quatrième session, avec des conditions expérimentales différentes. Ceci explique les changements des valeurs de gain mesurées.



FIGURE 3.8 – Mesures du gain de scintillation secondaire pour des données de 60 Co (a), YBe (b), 137 Cs (c) et de AmBe (d) de la quatrième session de prise de données.

Paramètres	60 Co	YBe	$^{137}\mathbf{Cs}$	AmBe
Gain de	18.76 ± 1.06	17.69 ± 0.53	17.76 ± 0.58	18.50 ± 1.04
$\operatorname{scintillation}$				
[PE]				
χ^2/NDF	119.76/101	142.41/101	80.81/99	117.37/100

TABLE 3.1 – Résumé des mesures du gain de scintillation secondaire.

L'indépendance de la source de calibration sur la mesure du gain a déjà été démontrée lors de la deuxième session de prise de données [16]. C'est pourquoi, bien qu'avec une statistique plus faible et des erreurs associées plus élevées, les mesures présentées tableau 3.1 sont suffisantes pour vérifier cette indépendance pour la quatrième session

L'indépendance du gain de scintillation secondaire en fonction de la source de calibration est vérifiée. La stabilité du gain peut être étudiée tout au long de la prise de donnée pour différentes sources.

3.2.4 Stabilité du gain de scintillation secondaire en fonction du temps

L'objectif de cette section est d'étudier la stabilité du gain au cours du temps. Un gain constant signifie un détecteur stable.

La figure 3.9 présente les mesures du gain de scintillation secondaire pour un mois de prise de données de la quatrième session. Chaque mesure correspond à un fichier de données de quelques heures en moyenne. Cependant, en fonction des sources de calibration et de leur activité, les fichiers ont des statistiques différentes. Or, la mesure du gain nécessite au moins 1000 électrons célibataires pour que l'ajustement converge correctement. Lorsque la statistique d'un fichier est insuffisante pour mesurer le gain, il est regroupé avec le fichier suivant (et avec celui d'après si nécessaire). La mesure du gain se fait alors sur plusieurs fichiers. C'est pourquoi certains points ont une plage de temps plus large sur la figure 3.9.

Cette figure montre que le gain fluctue autour d'une valeur moyenne. Pour caractériser la distribution des mesures au cours du temps et vérifier la stabilité du gain, deux valeurs sont nécessaires : la moyenne et la déviation standard de toutes les mesures, pondérées par leurs erreurs statistiques.



FIGURE 3.9 – Évolution temporelle du gain de scintillation secondaire durant la quatrième session de prises de données. Les codes couleurs représentent les différentes sources de calibrations utilisées. La ligne solide noire correspond à la valeur moyenne. Ses erreurs statistiques sont représentées en pointillés noirs. Les lignes pointillées vertes et violettes illustrent la déviation standard $\pm 1\sigma$ et $\pm 2\sigma$, respectivement.

La moyenne < G > peut être calculée par l'équation 3.4 et la déviation standard σ par l'équation 3.5 :

$$< G > = rac{\sum\limits_{i=0}^{n} rac{G_i}{\sigma_{G,i}^2}}{\sum\limits_{i=0}^{n} rac{1}{\sigma_{G,i}^2}}$$
 (3.4)

$$\sigma = \sqrt{\frac{\sum_{i=0}^{n} \frac{(G_i - \langle G \rangle)^2}{\sigma_{G,i}^2}}{\sum_{i=0}^{n} \frac{1}{\sigma_{G,i}^2}}}$$
(3.5)

Avec n le nombre de mesures, G_i le i^{eme} gain mesuré et $\sigma_{G,i}$ l'erreur statistique du gain G_i .

La fonction d'ajustement de la mesure du gain peut engendrer des erreurs systématiques (nombre de gaussiennes dans la fonction, l'intervalle d'ajustement sur l'amplitude,...). Ces erreurs sont estimées à 0.40 PE pour la quatrième session de prise de données. Elles sont comparables aux erreurs calculées pour les précédentes sessions [16].

On obtient ainsi $\langle G \rangle = (18.52 \pm 0.03_{stat} \pm 0.40_{syst})$ PE pour la moyenne et $\sigma = 0.82$ PE pour la déviation standard.

comprises dans un intervalle de $\pm 1 \sigma$ autour de la moyenne et 95% dans un intervalle de $\pm 2 \sigma$. Avec la déviation standard, calculée précédemment, on obtient 85.12 % et 97.02%, respectivement. Les mesures du gain de scintillation secondaire sont stables au cours du mois de prises de données étudié. Le détecteur fonctionne correctement.

La distribution de charge des électrons célibataires est ajustée par une somme de gaussienne multipliée par une fonction de seuil, basée sur une Fermi-Dirac. La moyenne de la première gaussienne correspond au gain de scintillation secondaire. Le gain est indépendant de la source de calibration utilisée. Ainsi, il est mesurable tout au long d'une session de prise de données. La stabilité du gain en fonction du temps traduit le bon fonctionnement du détecteur. Durant le mois étudié, le gain est stable, le détecteur se comporte correctement. Lors de la quatrième session de prise de données, le gain est en moyenne de $(18.52 \pm 0.03_{stat} \pm 0.40_{syst})$ PE.

3.3 Études des électrons résiduels

L'étude présentée section 3.1.2.2, démontre que l'effet photoélectrique est le processus dominant pour expliquer la présence des signaux d'électrons célibataires dans la TPC de XENON100. Cependant, une mesure attire l'attention : lorsque l'amplitude du signal S2 tend vers 0, des électrons célibataires subsistent. Ils sont appelés électrons résiduels; leur étude fait l'objet de cette partie.

3.3.1 Méthode

Lorsqu'une particule interagit avec le détecteur, elle excite et ionise les atomes de xénon. Les photons libérés lors de la désexcitation forment le signal S1. Les électrons d'ionisation dérivent ensuite jusqu'à la phase gazeuse pour produire le signal S2. Une partie des photons de S1 et de S2 produit un effet photoélectrique, libérant ainsi des électrons célibataires. De la même manière, ces électrons vont dériver jusqu'au xénon gazeux pour produire des signaux S2 secondaires. Le temps de dérive des électrons est limité par la hauteur de la TPC. Les électrons célibataires sont donc détectés durant les 176 μs suivant le signal qui les produit, comme illustré par la figure 3.10. Cette figure permet également d'illustrer le type d'événements étudié dans cette thèse. On s'intéresse exclusivement aux événements dont la particule incidente n'interagit qu'une seule fois dans le détecteur, pour identifier la source de l'effet photoélectrique. Ces événements sont discutés plus en détails dans la suite de cette thèse en section 3.3.2.1. Afin d'augmenter la statistique, cette étude est



FIGURE 3.10 – Illustration de la décomposition de l'acquisition d'un événement en trois régions : après S2, après S1 et avant S1. Pour plus d'informations, voir le texte.

réalisée avec une source de ${}^{60}Co$, positionnée à mi-hauteur, à l'extérieur du détecteur (voir section 2.3.6).

Les électrons résiduels sont masqués par les électrons produits par effet photoélectrique. En diminuant l'amplitude des signaux principaux, on réduit la production des électrons produits par effet photoélectrique pour révéler les électrons résiduels. C'est le principe de la méthode utilisée pour étudier les électrons résiduels dans ce chapitre. En pratique, la proportionnalité de l'effet photoélectrique est réalisée entre les électrons célibataires et le signal qui les génère. La distinction des électrons célibataires produits par le S1 et le S2 est alors nécessaire.

On identifie donc plusieurs régions dans l'acquisition d'un événement :

- Après le S2 :

La région après S2 est la première région à être étudiée. C'est la région où les électrons résiduels sont mis en évidence [81]. En se plaçant dans les mêmes conditions, reproduire ces résultats assure la validité de nos mesures. L'avantage de la grande amplitude des S2 ($\sim 10 - 100 \text{ kPE}$) est d'améliorer la visibilité des électrons produits par effet photoélectrique (gain : $\sim 20 \text{ PE}$). Elle permet de définir la méthode de mesure des électrons résiduels. Cependant, la figure 3.10 montre qu'une partie des électrons produits par le S1 peut atteindre la phase gazeuse après le S2. Nous verrons par la suite comment réduire cette contamination.

- Après le S1 (et avant le S2) :

Le signal S1 a une charge environ 200 fois inférieure à celle du S2, cette région permet donc d'étendre l'étude vers de plus basses amplitudes. De plus, le S1 est le seul signal enregistré pouvant produire des électrons célibataires dans cette région, donc aucun autre électron n'est attendu. Les résultats obtenus dans cette région peuvent ensuite être confrontés à ceux de la région précédente (après S2) pour vérifier la compatibilité des mesures.

- Avant le S1 :

Aucun signal de haute amplitude n'est enregistré dans la région avant S1. Ainsi, si des électrons célibataires sont présents dans cette région, il ne peut s'agir que d'électrons résiduels. Cette zone présente néanmoins une difficulté d'étude : aucune information n'est accessible juste avant le début de l'enregistrement. Il n'est donc pas possible d'affirmer avec certitude l'absence de signal pouvant contaminer la région avant S1.

Les électrons résiduels sont des électrons mis en évidence après le signal S2, dont l'origine est inconnue. Le but de cette étude est d'en apprendre d'avantages sur ces électrons. Pour cela, les événements sont divisés en trois intervalles temporels : après S2, entre S1 et S2 et avant S1. De cette façon, les amplitudes des signaux principaux sont diminuées, en passant d'un intervalle à l'autre, afin de réduire la contamination due à l'effet photoélectrique. Chacune de ces régions temporelles est étudiée individuellement.

3.3.2 Les électrons célibataires après S2

L'étude [81] présentée en section 3.1.2.2, montre la proportionnalité du taux d'électrons célibataires produits par l'effet photoélectrique du signal S2 avec l'amplitude de ce dernier. Les électrons résiduels sont mis en évidence pour des amplitudes nulles. L'objectif de cette section est de reprendre ces résultats et de définir la méthode de mesure des électrons résiduels utilisée dans la suite de cette thèse. Dans un premier temps il est nécessaire de sélectionner les électrons célibataires dans la région après S2. Caractériser et valider cette sélection est l'objectif de la deuxième partie. Ensuite, il est nécessaire de reproduire l'étude de la proportionnalité des signaux d'électrons célibataires par événement, afin de maîtriser et de valider la méthode.

3.3.2.1 Sélections des électrons célibataires

Dans le but d'étudier les électrons célibataires, plusieurs étapes sont nécessaires :

- Caractériser l'interaction principale.
- Sélectionner les événements où seul le signal S2 produit un effet photoélectrique.
- Sélectionner les signaux d'électrons célibataires.

1. Caractéristique de l'interaction principale

L'interaction d'une particule avec le détecteur génère deux signaux, S1 et S2. Cependant, il est possible qu'une particule interagisse plusieurs fois dans le détecteur (effet Compton par exemple). Dans ce cas, plusieurs S1 et plusieurs S2 sont produits. Ces derniers vont également libérer des électrons célibataires par effet photoélectrique. Il devient alors très compliqué de discriminer les électrons produits par les différents signaux. L'objectif est donc de ne conserver que les événements avec une seule interaction (un S1 et un S2) produisant un effet photoélectrique. Pour une meilleure compréhension, l'interaction qu'on souhaite conserver est appelée interaction principale dont les signaux sont notés S1 et S2. Les signaux des autres interactions sont notés S1s et S2s, où le "s" fait référence à la pluralité des signaux.

Le spectre en énergie des S2, présenté figure 3.2b de la section 3.1.1, montre que les électrons célibataires sont majoritairement responsables des signaux jusqu'à 150 PE. Au delà, les signaux physiques dus aux interactions de particules sont observés. De la même manière, les interactions de particules produisent principalement des S1 supérieurs à 10 PE. Ainsi, l'interaction d'une particule dans XENON100 se caractérise par un S1 d'amplitude supérieure à 10 PE et un S2 d'amplitude supérieure à 150 PE (voir section 2.3.4).

2. Réduction de l'effet photoélectrique des interactions multiples

Ensuite, il faut s'assurer que les autres interactions ne produisent pas d'effet photoélectrique. On cherche donc à diminuer l'amplitude des signaux S1s et S2s. Un premier seuil d'analyse peut être imposé : les amplitudes des signaux S1s et S2s doivent être inférieures à celles des signaux principaux S1 et S2. Cependant, ce n'est pas suffisant pour affirmer que les interactions multiples ne produisent pas d'effet photoélectrique. L'amplitude des signaux S1s et S2s doit encore être réduite. Or, la section 3.2.2 montre que les signaux S2 d'amplitude inférieure à 150 PE sont principalement dus aux électrons célibataires. Donc, si l'amplitude des S2s est sous le seuil des 150 PE, on commence à couper des signaux d'électrons célibataires, ce qui n'est pas ce qu'on souhaite. De plus, au vu de la proportionnalité de l'effet photoélectrique, présentée en section 3.1.2.2, la probabilité de produire des électrons célibataires avec des signaux inférieurs à 150 PE est très faible. Ainsi, les amplitudes des signaux S1s et S2s sont limitées à 150 PE.

3. Sélection des événements où seul le signal S2 produit un effet photoélectrique.

L'étude de la région après S2 demande un critère supplémentaire. La figure 3.10, présentée en section 3.3.1, montre que les électrons produits par le S1 principal peuvent contaminer la région après S2. Il est expliqué précédemment que les signaux des interactions multiples sont limités à 150 PE pour réduire leur effet photoélectrique. Donc, pour réduire la production d'électrons par le S1 principal, la même limite est appliquée.

4. Sélection des signaux d'électrons célibataires.

La section 3.1.1 définit les signaux d'électrons célibataires. Les signaux sélectionnés sont donc de type S2, d'amplitude inférieure à 150 PE et détectés après le S2. A ces énergies, les électrons célibataires sont sensibles à deux contaminations : le bruit des PMT et une mauvaise identification de S1. La section 2.3.5.3 discute de ces deux contaminations et montre qu'elles peuvent être réduites via l'asymétrie des signaux. L'asymétrie est définie comme le rapport entre la partie du signal détectée par les PMT du haut de la TPC et celle détectée par les PMT du bas de la TPC. Les signaux correspondant aux électrons célibataires ont une asymétrie comprise entre -0.4 et 0.8.

5. Résumé des sélections.

Les événements et les signaux finalement sélectionnés ont les caractéristiques suivantes :

- Événement avec un signal S1 d'amplitude comprise entre 10 et 150 PE.
- Événement avec un signal S2 d'amplitude supérieure à 150 PE.
- Événement avec des signaux S1s et S2s d'amplitudes inférieures à 150 PE et inférieurs aux signaux principaux S1 et S2.
- Signaux de type S2, d'amplitude inférieure à 150 PE, avec une asymétrie comprise entre -0.4 et 0.8.
- Signaux détectés après le signal S2.

3.3.2.2 Caractérisation de la sélection des électrons célibataires

L'objectif de cette partie est de caractériser et valider la sélection des électrons célibataires dans la région après S2, définie dans la section précédente.

La section 3.2.2 montre que le gain de scintillation secondaire caractérise la distribution de charge des électrons célibataires. Il peut donc être utilisé pour vérifier la validité de la sélection. Pour cela, le gain est comparé à une valeur de référence [81]. Les données utilisées sont prises dans des conditions expérimentales similaires à celles de cette publication [81].

La distribution de charge obtenue avec la sélection précédemment définie est ajustée par la fonction de gain en figure 3.11. Cette figure montre que la fonction s'ajuste bien aux données. Le gain mesuré ici est de 19.41 ± 0.18 PE. Le gain publié [81] est de 19.67 ± 0.03 PE. Les erreurs systématiques sur la mesure du gain, dans ces conditions, sont estimées à 0.2 PE [16]. En considérant ces erreurs, le gain mesuré dans cette étude est compatible avec celui de la publication.



FIGURE 3.11 – Mesure du gain de scintillation secondaire de la région après S2.

3.3.2.3 Reproduction de l'étude de proportionnalité des signaux d'électrons célibataires

L'objectif de cette section est de reproduire l'étude de la proportionnalité afin de l'adapter à l'étude des électrons résiduels.

La proportionnalité de l'effet photoélectrique, présentée en section 3.1.2.2, est réalisée entre le taux de signaux d'électrons célibataires par événement⁴, noté τ_{SE}^{Evt} (SE : Signaux d'Électrons, Evt : Événement), et l'amplitude du S2. Pour la suite de l'étude, il est nécessaire de s'arrêter sur la définition du taux utilisé dans cette analyse. Il est défini comme le nombre moyen de signaux d'électrons célibataires $\langle N_{SE} \rangle$ observés après un signal S2.

Il s'exprime par l'équation 3.6 :

$$\tau_{SE}^{Evt} = \langle N_{SE} \rangle = \frac{\sum_{i=0}^{N} N_{SE}^{i}}{N}$$
(3.6)

Avec N_{SE}^i le nombre de signaux d'électrons détectés dans l'événement i et N le nombre total d'événements étudiés.

^{4.} Ici, l'événement fait référence aux événements sélectionnés dans la partie 3.3.2.1. Il s'agit donc de l'enregistrement d'une interaction unique composée d'un S1, d'un S2 et d'électrons célibataires.

La figure 3.12 présente l'évolution du taux τ_{SE}^{Evt} , défini équation 3.6, en fonction de l'amplitude du S2. La droite théorique reproduit bien les données à partir de 7000 PE. En dessous de cette valeur, le nombre de signaux détectés est supérieur au nombre de signaux prédit. Cette différence s'explique par les coïncidences accidentelles des électrons célibataires.

La section 3.2.2, montre que les signaux d'électrons célibataires peuvent être composés de un à quelques électrons en coïncidence. Le nombre de coïncidences accidentelles augmente avec le nombre d'électrons célibataires produits, donc avec l'amplitude du S2. Pour de grandes amplitudes du S2, le nombre de coïncidences accidentelles est donc plus grand que pour de faibles amplitudes. De plus, la droite théorique illustrée sur la figure 3.12 représente la proportionnalité de l'effet photoélectrique pour des S2 de grandes amplitudes. C'est pourquoi le nombre de signaux détectés est supérieur aux prédictions de la droite pour de faibles amplitudes.



FIGURE 3.12 – Distribution du taux τ_{SE}^{Evt} de signaux d'électrons célibataires par événement en fonction de la charge du signal S2.

La linéarité de l'effet photoélectrique entre les signaux d'électrons et les S2 de grandes amplitudes est mesurée par la pente de la droite : $(4.13 \pm 1.24) \times 10^{-4}$ signaux d'électrons par événement et par PE. Le taux résiduel mesuré est de 0.37 ± 0.11 signaux d'électrons par événement. Ces résultats sont compatibles avec ceux présentés section $3.1.2.2 : 4.3 \times 10^{-4}$ pour la pente et 0.3 pour le taux résiduel [81].

La proportionnalité de l'effet photoélectrique du S2, obtenue dans ce travail, est compatible avec celle présentée en section 3.1.2.2 [81].

3.3.2.4 Redéfinition du taux de signaux d'électrons par événement en taux d'électrons par unité de temps

Dans l'étude de la proportionnalité de l'effet photoélectrique [81], le taux utilisé, τ_{SE}^{Evt} , correspond au nombre moyen de signaux d'électrons détectés par événement. Dans l'étude des électrons résiduels, deux effets peuvent parasiter les mesures.

Dans un premier temps, il a été montré en section 3.3.2.3 que les coïncidences accidentelles peuvent perturber la proportionnalité de l'effet photoélectrique. Il est donc préférable d'étudier le taux d'électrons célibataires, plutôt que le taux de signaux d'électrons célibataires. Il faut bien noter que les coïncidences accidentelles des électrons célibataires impliquent que les signaux peuvent être composés de plusieurs électrons. Ainsi le nombre d'électrons célibataires est différent du nombre de signaux associés à ces électrons.

Le deuxième effet est la variation du temps d'observation d'un événement à l'autre. Le temps d'observation correspond à la largeur temporelle de la région considérée. Ici, c'est le temps qui sépare le S2 de la fin de l'événement. Le nombre d'électrons observés dépend directement de ce temps. La mesure des électrons résiduels peut donc en être impactée.

Pour prendre ces effets en compte il est nécessaire de privilégier le taux d'électrons par unité de temps τ_{elec}^t (*elec* pour électron et t pour temps) plutôt que le taux de signaux d'électrons par événement τ_{SE}^{Evt} .

Pour cela, deux changements sont à réaliser :

- Remplacer le nombre de signaux d'électrons par le nombre d'électrons.
- Prendre en compte le temps d'observation.

1 - Remplacer le nombre de signaux d'électrons par le nombre d'électrons

La section 3.1.2.2 montre que les signaux de coïncidences accidentelles suivent des distributions de charge gaussiennes dont la moyenne est liée à la distribution des signaux composés d'un électron, par : $\mu_j = \mu_1 \times j$, où j est le nombre d'électrons en coïncidence. Ainsi, pour l'événement i, le passage du nombre de signaux d'électrons N_{SE}^i , au nombre d'électrons N_{elec}^i , peut se faire aisément en divisant l'amplitude de chaque signal d'électron célibataire $A_{SE,n}^i$ par le gain G ($G = \mu_1$), présenté en section 3.3.2.2 :

$$N_e^i = \sum_{n=0}^{N_{SE}^i} \frac{A_{SE,n}^i}{G}$$

Où n correspond au $n^{\text{ième}}$ signal d'électron célibataire observé dans l'événement i.

2 - Prise en compte du temps d'observation

Le nombre d'électrons détectés varie en fonction du temps d'observation. Ce temps d'observation correspond à la durée de la région considérée. La figure 3.10 montre que la position du S2 dans l'acquisition influence la durée de la région après S2. Cette position est soumise à deux effets. Tout d'abord, le signal déclenchant l'acquisition de l'événement est positionné au milieu de la fenêtre d'acquisition, soit à 200 μs , comme expliqué en section 2.3.4. Le signal déclencheur peut être soit le S1, soit le S2, en fonction de leur amplitude. Ensuite, la profondeur de l'interaction donne le temps de dérive entre le S1 et le S2. Plus l'interaction est proche de la phase gazeuse, plus le temps séparant le S1 et le S2 est court, donc plus le temps après S2 est long, et inversement. Ces deux effets varient d'un événement à l'autre. Le temps d'observation peut perturber la mesure du taux d'électrons résiduel, il est donc nécessaire de le prendre en compte dans cette étude.

Pour cela, le nombre d'électrons moyen par événement $\langle N_{elec} \rangle$, est divisé par le temps d'observation moyen $\langle T_{obs} \rangle$:

$$< N_{elec} > = \frac{\sum_{i=0}^{N} N_{elec}^{i}}{N}$$
$$< T_{obs} > = \frac{\sum_{i=0}^{N} T_{obs}^{i}}{N}$$

Où N est le nombre d'événements étudiés et N_{elec}^i le nombre d'électrons célibataires détectés, durant le temps d'observation T_{obs}^i , dans l'événement i.

Le taux d'électrons par unité de temps s'exprime donc par :

$$\tau_{elec}^{t} = \frac{\sum_{i=0}^{N} N_{elec}^{i}}{\sum_{i=0}^{N} T_{obs}^{i}}$$
(3.7)

Pour résumer, le nombre d'électrons observés est maintenant étudié de préférence au nombre de signaux d'électrons. Le temps d'observation est mieux pris en compte, afin de mieux considérer son impact sur le nombre d'électrons célibataires détectés. Le taux d'électrons par unité de temps τ_{elec}^t traduit ces évolutions et permet ainsi d'obtenir une mesure du taux d'électrons résiduels plus adaptée à l'étude.

3.3.2.5 Mesure du taux d'électrons résiduels par unité de temps

La figure 3.13a présente le taux définit équation 3.7, τ_{elec}^t , en fonction de l'amplitude du signal S2.



FIGURE 3.13 – (a) Taux d'électrons célibataires par μs en fonction de la charge du signal S2. (b) Zoom du taux d'électrons célibataires par μs en fonction de la charge du signal S2, pour de faibles amplitudes.

La fonction d'ajustement est en accord avec les données expérimentales : $\chi^2/NDF = 1.17$. La figure 3.13a montre un meilleur ajustement que dans le cas du taux de signaux d'électrons célibataires τ_{SE}^{Evt} , de la figure 3.12 (section 3.3.2.3). L'amélioration aux faibles amplitudes du S2 est visible sur la figure 3.13b.

La pente mesurée, p, vaut p=(4.19 ± 0.07) × 10⁻⁶ électrons/PE/ μs et le taux d'électrons résiduels, τ_{er} (er : électrons résiduels), est (1.78 ± 0.11) × 10⁻² électrons/ μs . La présence des électrons résiduels après S2 est confirmée.

En première approximation, on peut retrouver le taux de signaux d'électrons par événement, τ_{SE}^{Evt} , en multipliant le taux d'électrons par μs , τ_{elec}^t , par le temps d'observation moyen de la région après S2 (~ 100 μs).

En effet, l'acquisition des événements des données étudiées se déclenche principalement sur le S1. Dans ce cas, la section 2.3.4 explique que le S1 est alors situé au milieu de l'événement et les 200 μs qui le précèdent et qui lui succèdent sont enregistrées. Cela donne des acquisitions de 400 μs . De plus, les données étudiées sont des données prises avec une source de calibration. Dans XENON100, les sources de calibration sont positionnées à mihauteur de la TPC, comme présenté en section 2.3.6. La section 3.1.2.3 rappelle que le temps pris par les électrons pour traverser toute la TPC est de 176 μs . Donc, le S2 est détecté en moyenne 100 μs après le S1. Ainsi, pour des événements de 400 μs , la durée moyenne de la région après S2 est de 100 μs . On retrouve le même facteur entre de la pente de l'ajustement présenté sur la figure 3.12 et la pente, p, présentée ici.

3.3.2.6 Conclusion

L'objectif de la région après S2 est dans un premier temps de reproduire l'étude de la proportionnalité de l'effet photoélectrique du S2 [81]. Cet objectif est réalisé avec succès via la sélection des électrons célibataires.

Les événements sélectionnés ne possèdent que le S2 comme signal d'amplitude supérieure à 150 PE, de manière à réduire la contamination d'électrons produits par l'effet photoélectrique d'autres signaux. Les signaux d'électrons célibataires doivent également respecter les autres critères présentés en section 3.3.2.1. La sélection ainsi obtenue est validée par la mesure du gain de scintillation secondaire.

Le deuxième objectif de cette section est d'adapter l'étude de la proportionnalité pour la mesure des électrons résiduels. Une redéfinition du taux est alors nécessaire pour étudier le nombre d'électrons et pour mieux prendre en compte le temps d'observation. Ces évolutions donnent lieu au taux d'électrons célibataires par unité de temps τ_{elec}^t , exprimé en fonction de l'amplitude du signal S2. Le taux d'électrons résiduels par μs est ainsi mesuré : $\tau_{er} = (1.78 \pm 0.11) \times 10^{-2}$ électrons/ μs .

Les électrons célibataires produits par effet photoélectrique sont la contamination prédominante dans l'étude des électrons résiduels. Pour réduire cette contamination, il est nécessaire de diminuer l'amplitude du signal responsable de l'effet photoélectrique. L'étude a débuté aux grandes amplitudes avec la région après S2. L'amplitude du S1 est 200 fois inférieure à celle du S2. La région après S1 permet ainsi de poursuivre l'étude vers les faibles amplitudes.

3.3.3 Les électrons célibataires entre S1 et S2

La méthode développée pour étudier les électrons résiduels dans la région située après le S2 est appliquée à la région après S1 : dans un premier temps, les électrons célibataires sont identifiés, puis la sélection est validée. Ensuite, la mesure du taux d'électrons résiduels est comparée à celle de la région après S2 pour vérifier la continuité entre les deux régions.

3.3.3.1 Sélection des électrons célibataires

L'objectif de l'étude de la région après S1 est de mesurer le taux d'électrons résiduels avec la méthode développée dans la région après S2 (section 3.3.2). Pour cela, il est nécessaire que le S1 produise des électrons célibataires par effet photoélectrique de manière significative. Son amplitude doit donc être supérieure à 150 PE. Les signaux d'électrons célibataires suivent les mêmes critères que précédemment, excepté que les électrons sont désormais détectés entre le S1 et le S2.

Ainsi, les critères de sélection sont :

- Les signaux principaux S1 et S2 ont une amplitude supérieure à 150 PE.
- Les signaux d'interactions multiples, S1s et S2s, ont des amplitudes inférieures à 150
 PE et donc inférieures aux signaux principaux S1 et S2.
- Les signaux d'électrons célibataires sont de type S2, d'amplitude inférieure à 150 PE, avec une asymétrie comprise entre -0.4 et 0.8.
- Les signaux d'électrons célibataires sont détectés après le S1 et avant le S2.

3.3.3.2 Caractérisation de la sélection des électrons célibataires

Pour contrôler la sélection des électrons célibataires dans la région après S1, le gain de scintillation secondaire est mesuré et comparé à celui de la région après S2, utilisé ici comme référence. Les conditions expérimentales étant identiques, le gain doit être indépendant de la région considérée.

La figure 3.14 montre l'accord de la fonction avec les données : $\chi^2/NDF = 1.09$. Le gain mesuré est de 19.39 \pm 0.06 PE. Il est compatible avec celui de la région après S2 : 19.41 \pm 0.18 PE. La sélection des électrons célibataires dans la région après S2 est plus stricte, du fait de la contamination des électrons produits par le S1 (voir section 3.3.2.1). La statistique dans cette région est donc inférieure à celle de la région après S1, d'où les erreurs statistique plus importantes dans la région après S2.

Le gain de scintillation secondaire est compatible entre les régions après S1 et après S2, la sélection des électrons célibataires est donc validée.

3.3.3.3 Mesure du taux d'électrons résiduels

L'objectif de cette section est de présenter la mesure du taux d'électrons résiduels via la proportionnalité de l'effet photoélectrique. Pour cela, le taux d'électrons célibataires par



FIGURE 3.14 – Mesure du gain de scintillation secondaire par les signaux d'électrons célibataires produits par le S1.

 $\mu s,\,\tau^t_{elec},$ en fonction de la charge du S1, est ajusté par une droite sur la figure 3.15.



FIGURE 3.15 – Distribution du taux d'électrons célibataires par μs en fonction de la charge du signal S1.

L'ajustement linéaire est en accord avec les données. Le taux à l'origine mesuré est non nul, les électrons résiduels sont également observés entre S1 et S2 : $\tau_{er} = (8.10 \pm 0.45) \times 10^{-3}$ électrons/ μs . Les électrons résiduels ne sont pas dus à l'effet photoélectrique du S1. La pente de la droite vaut p= $(1.23 \pm 0.08) \times 10^{-5}$ électrons/ μs /PE. Ces valeurs diffèrent de celles obtenues dans la région après S2. Premièrement, le taux d'électrons résiduels est plus élevé dans la région après S2 que celui de la région après S1. Cette différence provient d'une contamination connue : les électrons célibataires produits par le S1 peuvent être détectés dans la région après S2, comme illustré par la figure 3.10, présentée en section 3.3.1.

Ensuite, la pente de la droite de la région après S2 est plus faible que celle de la région après S1. Cependant, il a été mentionné en section 3.1.2.1, que les photons des signaux S1 sont plus susceptibles de rencontrer une cible pour l'effet photoélectrique que les signaux S2, du fait de sa production dans le liquide. Cet effet se traduit par un plus grand nombre d'électron produit par PE pour les signaux S1, d'où une pente plus importante.

La région après S1 présente quelques avantages comparée à la région après S2. Premièrement, elle est plus propre. La région après S2 peut être contaminée par les électrons produits par le S1. Aucun signal de haute amplitude, pouvant produire des électrons, ne précède la région après S1, elle n'est donc pas sujette à ce type de contamination. De plus, le principe de l'étude est de diminuer l'amplitude des signaux principaux afin de révéler les électrons résiduels. Dans cette optique, l'effet photoélectrique du S1, qui a une amplitude 200 fois plus faible que celle du S2, est plus judicieux à étudier (région après S1).

Les différences observées entre les paramètres de l'ajustement linéaire de la région après S1 et après S2 sont compatibles avec des effets connus, la continuité des résultats entre ces deux régions est satisfaisante.

La mesure d'un taux non nul d'électrons résiduels dans la région après le signal S1 montre qu'ils ne sont pas dus à l'effet photoélectrique de ce dernier. L'étude se poursuit lorsqu'aucun signal principal n'est détecté : dans la région avant S1.

3.3.4 Les électrons célibataires avant S1

Aucun signal principal⁵ n'est détecté dans la région avant S1, donc aucun électron ne doit être produit par effet photoélectrique. Ainsi, dans le cas où des électrons célibataires sont observés dans cette région, il doit s'agir d'électrons résiduels. Dans un premier temps, il est donc nécessaire de mettre en évidence la présence d'électrons célibataires dans cette région. Pour cela, des critères de sélections sont appliqués dans la région avant S1. Ensuite, la sélection est validée par le gain de scintillation secondaire. Une fois mis en évidence, le taux des électrons résiduels peut être étudié et comparé à la région après S1 pour vérifier la continuité entre ces deux régions.

^{5.} Un signal principal est défini comme un signal S1 ou S2, produit par l'interaction d'une particule. Il doit respecter certains critères d'amplitude, décrits en section 3.3.2.1

3.3.4.1 Sélection des électrons célibataires

La section 3.3.2.1.5 présente la sélection des électrons célibataires dans la région après S2. Les signaux d'électrons célibataires suivent les mêmes critères que précédemment, excepté que les électrons sont désormais détectés avant le S1. Les critères pour sélectionner les événements dans les précédentes régions reposent sur l'identification d'une interaction unique et sur la production d'effet photoélectrique. Comme la production d'effet photoélectrique par les photons du signal S1 n'importe pas dans la région qui le précède, les critères de sélections sont adaptés pour améliorer l'identification de l'interaction unique. Pour cela, le seuil en amplitude du S1 est fixé à 150 PE (comme en section 3.3.3.1). Si le S1 est de plus grande amplitude, le S2 l'est aussi, ce qui permet de mieux identifier l'interaction. De plus, un S1 de plus grande amplitude augmente la probabilité qu'il déclenche l'événement. Dans ce cas, il est positionné à 200 μs après le début de l'enregistrement, ce qui permet d'augmenter le temps d'observation. Le seuil sur l'amplitude du S1 ne peut néanmoins pas être trop augmenté, sans quoi la statistique devient insuffisante.

Ainsi, les critères de sélection des électrons célibataires de la région avant S1 sont les suivants :

- Les signaux principaux S1 et S2 ont une amplitude supérieure à 150 PE.
- Les signaux d'interactions multiples, S1s et S2s, ont des amplitudes inférieures à 150
 PE et donc inférieures aux signaux principaux S1 et S2.
- Les signaux d'électrons célibataires sont de type S2, d'amplitude inférieure à 150 PE, avec une asymétrie comprise entre -0.4 et 0.8.
- Les signaux d'électrons célibataires sont détectés avant le S1.

3.3.4.2 Présence d'électrons célibataires avant S1

Les électrons célibataires sont caractérisés par le gain de scintillation secondaire (section 3.2.2). Le gain correspond au nombre de photons produits par électron dans la phase gazeuse. L'origine de ces électrons n'influence pas la mesure du gain. Ce dernier est également indépendant de la région considérée. Donc, la présence des électrons résiduels avant S1 est vérifiée si le gain mesuré pour cette région, présenté sur la figure 3.16, est compatible avec ceux des régions précédentes.

La fonction est en accord avec la distribution $(\chi^2/NDF=1.63)$. Le gain obtenu de 19.17 \pm 0.04 est légèrement plus faible que celui des deux autres régions : 19.41 \pm 0.18 pour la région après le S2 et 19.39 \pm 0.06 PE pour la région après S1. Cette différence s'explique par la diminution des coïncidences accidentelles. La quantité d'électrons dans la région avant S1 étant très faible, la probabilité de produire des coïncidences accidentelles est



FIGURE 3.16 – Mesure du gain de scintillation secondaire avant le signal S1.

également très faible. Cet effet est visible par la diminution de l'amplitude des gaussiennes correspondant aux coïncidences, notamment celle à deux électrons. Ainsi, dans la région avant S1, la mesure du gain est plus sensible à l'efficacité de détection (modélisée par la fonction de seuil). C'est pourquoi le gain mesuré dans la région avant S1 est plus faible. Cet effet se reflète également par un ajustement de la fonction moins bon que pour les autres régions, comme illustré par le χ^2 réduit un peu plus éloigné de 1 (alors que $\chi^2/NDF=1.09$ pour la région après S1).

La méthode de mesure du gain possède des erreurs systématiques, liées au nombre de gaussiennes dans la fonction ou à l'intervalle d'ajustement par exemple. Pour les données étudiées, elles sont estimées à 0.2 PE [16]. Ces erreurs systématiques permettent de quantifier les limites de la méthode de mesure, incluant celles décrites précédemment. En prenant en compte ces erreurs, le gain de la région avant S1 est compatible avec celui des deux autres régions. Les électrons résiduels sont présents dans la région avant S1.

3.3.4.3 Étude du taux d'électrons résiduel en fonction de l'écart de temps entre les événements.

L'étude des précédentes régions, présentée aux sections 3.3.2 et 3.3.3, montre que le taux d'électrons résiduels semblent indépendant du S1 et du S2. Cette tendance suggère la présence constante de ces derniers. Pour tester cette hypothèse, l'indépendance du taux d'électrons résiduels par rapport à l'événement précédent doit être vérifiée. Pour cela, l'observable à disposition est l'écart de temps entre les événements. L'objectif de cette section

est donc de présenter cette observable dans un premier temps, et d'étudier l'indépendance du taux d'électrons résiduels par rapport à l'événement précédent dans un deuxième.

1 - Définition du temps entre événements

Lorsqu'une particule interagit avec le détecteur, elle produit un signal S1 et un signal S2⁶. La détection d'un de ces deux signaux déclenche l'enregistrement de l'événement, noté n-1 sur la figure 3.17. Le système d'acquisition des données, présenté en section 2.3.4, prend au minimum 600 μs pour traiter et enregistrer cet événement. Durant ce temps mort, aucune information n'est accessible. De plus, dans le cas où l'événement contient beaucoup d'informations, ce temps mort peut être plus important.

Ensuite, le système d'acquisition passe en attente, le temps qu'une autre particule interagisse avec le détecteur. Cette nouvelle interaction génère à son tour l'enregistrement de l'événement, noté n sur la figure 3.17. C'est à partir de l'événement n que sont étudiés les électrons résiduels. Ainsi, deux événements successifs sont séparés d'un temps mort imposé par le système d'acquisition de données et d'un temps d'attente, comme représenté sur la figure 3.17. Lors de cette étude, la seule information à disposition est le temps entre deux événements consécutifs, les valeurs individuelles du temps mort et du temps d'attente ne sont pas accessibles. Ainsi, on considère que lorsque le temps entre événements est petit (proche de 600 μs), il correspond principalement au temps mort du système d'acquisition alors que s'il est très grand, le temps d'attente est majoritaire.



FIGURE 3.17 – Illustration de deux événements successifs.

2 - Étude du taux d'électron résiduel en fonction de l'événement précédent.

L'objectif de cette partie est d'étudier l'indépendance du taux d'électrons résiduels en fonction de l'événement précédent. Pour cela, ce taux est tracé en fonction du temps séparant les événements n et n - 1, sur la figure 3.18a.

^{6.} il est nécessaire que les signaux S1 et S2 issus de cette interaction passent les seuils de détection décrits en section 3.3.2.1



FIGURE 3.18 – (a) Distribution du taux de signaux d'électrons célibataires par μs en fonction du temps entre événements. (b) Zoom du taux de signaux d'électrons célibataires par μs en fonction du temps entre événements pour de faibles temps.

La figure 3.18a montre deux régimes dans l'évolution du taux d'électrons résiduels en fonction de l'écart de temps entre les événements. Le premier correspond à un taux qui décroit lorsque les deux événements sont séparés de moins de 20 ms. Pour une meilleure visibilité, la figure 3.18b présente un zoom entre 0 et 20 ms.

Cependant, comme expliqué précédemment, aucune information n'est accessible durant le temps mort imposé par le système d'acquisition. On ne peut donc pas affirmer que l'événement précédent cause la décroissance. Des interactions durant le temps mort peuvent également générer ce type d'évolution. La raison pour laquelle le taux s'arrête de décroitre à 20 ms n'est pas déterminée. Cette valeur peut correspondre au processus physique générant les électrons résiduels mais elle peut également être due au système d'acquisition de données.

Le deuxième régime observé sur la figure 3.18a est que le taux devient constant lorsque l'écart de temps entre les événements augmente. Cette observation montre la présence d'un fond continu d'électrons résiduels dans le détecteur. Ce fond est mesuré pour des temps supérieurs à 50 ms et vaut $\tau_{er} = (5.85 \pm 0.03) \times 10^{-3}$ électrons/ μs .

Ces résultats sont validés en étudiant la continuité entre les régions avant et après S1. La figure 3.18a montre que le taux d'électrons résiduels décroit lorsque les événements sont séparés de moins de 20 ms. Pour vérifier la continuité entre les régions, il est donc nécessaire de s'affranchir de l'effet de cette dépendance dans la région après S1. Les résultats de cette dernière, présentés sur la figure 3.15, sont donc reproduits en ajoutant un critère supplémentaire : l'événement étudié doit être enregistré plus de 50 ms après l'événement précédent. Le taux d'électrons résiduels ainsi mesuré est : $\tau_{er} = (5.28 \pm 0.14) \times 10^{-3}$ électrons/ μs , présenté figure 3.19.

Ce dernier est légèrement inférieur à celui mesuré dans la région avant S1 : $\tau_{er} = (5.85 \pm 0.03) \times 10^{-3}$ électrons/ μs . Cette différence peut s'expliquer par un mauvais ajustement dans la mesure du taux d'électrons résiduels dans la région après S1 avec la coupure à 50 ms, comme illustré par le χ^2 réduit légèrement élevé, sur la figure 3.19. En effet, la figure montre de légères oscillations du taux d'électrons autour de l'ajustement. L'origine de ces fluctuations reste encore à déterminer. Elles pourraient être causées par un effet purement statistique ou dues au type d'événements sélectionnés en imposant la coupure à 50 ms. Néanmoins, les variations de la mesure du taux d'électrons résiduels, causées par ces fluctuations, peuvent être quantifiées via les erreurs systématiques.



FIGURE 3.19 – Distribution du taux d'électrons célibataires par μs en fonction de la charge du signal S1, pour des événements détectés plus de 50 ms après l'événement précédent

Pour les déterminer, les mesures de la pente et du taux à l'origine ont été réalisées en prenant plusieurs intervalles d'ajustement : [150,500] PE ; [200,1000] PE ; [300,1500] PE et [150,1000] PE. Les erreurs systématiques sont ainsi calculées comme la déviation standard de ces mesures pondérées par leurs erreurs statistiques. De cette manière, les erreurs liées à la différence de nombres de points par intervalle et à leurs statistiques sont prises en compte. Pour le taux à l'origine, elles sont estimées à 0.9×10^{-3} électrons/ μs . En prenant en compte ces erreurs, les mesures du taux d'électrons résiduels pour les régions avant et après S1 sont compatibles, lorsque les événements sont séparés de plus de 50 ms.

Donc, on observe une corrélation des électrons résiduels avec l'événement précédent. De plus, on montre que les électrons résiduels constituent un fond continu dans le détecteur. Ce fond est quantifié, il correspond à un taux de $(5.85 \pm 0.03) \times 10^{-3}$ électron/µs. Cette valeur

est également retrouvée dans la région après S1. Cette étude permet de mettre en évidence la présence d'un fond continu d'électrons résiduels dans le détecteur. Il reste cependant encore beaucoup à découvrir sur le comportement de ces électrons. Afin de poursuivre cette étude avec XENON, dans de futures analyses, la section 3.5 propose différents axes de recherches à investiguer.

3.4 Conclusion

Les électrons célibataires sont des électrons isolés produisant des signaux de type S2 de faible amplitude dans la phase gazeuse. Plusieurs électrons peuvent être produits en coïncidence accidentelles. Ils sont alors détectés comme un seul signal de plus haute amplitude, typiquement jusqu'à 150 PE.

La distribution de charge des électrons célibataires est ajustée par la fonction définie équation 3.3 pour prendre en compte la contribution de ces coïncidences accidentelles. Le gain de scintillation secondaire correspond au nombre de photons produits par électron dans le gaz. Il est donc donné par la moyenne de la première gaussienne dans la fonction. Le gain permet de relier la réponse du détecteur à l'énergie déposée par la particule incidente. C'est la grandeur caractérisant les signaux S2. Il peut donc être utilisé pour contrôler le fonctionnement du détecteur en fonction du temps. De plus, il est indépendant de la source de calibration utilisée. Ainsi, il est mesurable tout au long d'une session de prises de données. Durant le mois étudié, lors de la quatrième session de prises de données, le gain est constant, avec une moyenne de $18.52 \pm 0.03 \pm 0.40$ PE. Le détecteur est donc stable.

Une partie de ces électrons est produite par l'effet photoélectrique provenant du S1 et du S2 sur les composants de la TPC ou sur les impuretés du xénon liquide. Ils sont observés jusqu'à 176 μs après le signal qui les produit. L'effet photoélectrique implique un taux d'électrons célibataires proportionnel au taux d'impuretés du xénon liquide et à la charge du signal les produisant. Cependant, même lorsque l'amplitude du S2 tend vers 0, des électrons célibataires subsistent. Ces électrons, appelés électrons résiduels, ne sont donc pas produits par l'effet photoélectrique du S2. Étudier ces électrons était un des objectifs de cette thèse.

Pour étudier le signal des électrons résiduels, l'effet photoélectrique constitue le bruit de fond principal. Le principe utilisé pour s'affranchir de cette contamination repose sur la proportionnalité de l'effet photoélectrique avec l'amplitude du signal le générant : réduire cette dernière permet de révéler les électrons résiduels. Dans les événements sélectionnés, les deux signaux S1 et S2 peuvent produire un effet photoélectrique. Pour une mesure propre et précise, il est nécessaire de distinguer les deux. C'est pourquoi, les événements sont divisés en trois régions d'étude : après S2, entre S1 et S2 et avant S1.

3.5. Perspectives

La région après S2 permet de commencer l'étude pour de hautes amplitudes. C'est la région étudiée dans la publication [81] utilisée comme base de travail. Cette région permet ainsi de confirmer la présence des électrons résiduels après S2 et de développer une méthode de mesure plus adaptée à l'étude de ces électrons. La région après S2 est ensuite utilisée comme référence pour les autres régions. L'étude se poursuit aux faibles énergies avec la région après S1. Le gain de scintillation secondaire et l'évolution du taux d'électrons en fonction de la charge sont compatibles avec les résultats obtenus pour la région après S2. Des électrons résiduels sont mis en évidence après le S1 avec un taux $\tau_{er} = (8.10 \pm 0.45) \times 10^{-3}$ électrons/ μs . Ils ne sont donc pas produits par l'effet photoélectrique de ce dernier.

La région avant S1 ne possède pas de signaux pouvant produire un effet photoélectrique, ce qui permet d'accéder directement aux électrons résiduels. Le gain de scintillation secondaire obtenu est compatible avec celui des deux autres régions, ce qui confirme l'hypothèse. Les électrons résiduels ne sont pas produits par l'effet photoélectrique du S1, ni par celui du S2, de l'événement considéré. Il reste à vérifier qu'ils ne sont pas liés à l'événement précédent, qui correspond au signal enregistré le plus proche précédant la région avant S1. Le taux d'électrons résiduels est donc étudié en fonction de l'écart de temps avec l'événement précédent. Une décroissance du taux est observée pour des événements séparés de moins de 20 ms. L'absence d'information durant le temps mort imposé par le système d'acquisition de données ne permet pas d'affirmer si l'événement précédent est la cause de cette décroissance. Pour de plus grands écarts de temps entre deux événements (>50 ms), le taux d'électrons résiduels devient constant. En prenant en compte la dépendance de ce taux en fonction du temps entre événements, la continuité entre les régions avant et après S1 est étudiée. Ces deux régions montrent des valeurs τ_{er} compatibles. Les électrons résiduels représentent donc un bruit de fond continu dans le détecteur, avec un taux qui vaut $\tau_{er} = (5.85 \pm 0.03) \times 10^{-3}$ électron/ μs .

3.5 Perspectives

L'objectif de cette section est de présenter les analyses et axes de recherche auxquels nous nous sommes intéressés pour poursuivre l'étude des électrons résiduels avec XENON.

Trois pistes sont développées.

 Dans un premier temps, nous avons commencé à étudier le comportement des électrons résiduels en fonction de la source de calibration utilisée et des conditions expérimentales.

- Une étude sur les électrons résiduels [82], publiée lorsque XENON100 prenait ses dernières données, montre des résultats compatibles avec les nôtres. Présenter cette étude est le deuxième point de cette section. Selon cette étude, les électrons résiduels sont composés de plusieurs populations. L'une d'entre elles provient de la dérive transverse d'électrons piégés à l'interface.
- Enfin, la dernière partie propose différents axes de recherches à investiguer pour continuer l'étude des électrons résiduels avec XENON.

3.5.1 Dépendance des électrons résiduels en fonction du type de données utilisées

L'objectif de cette section est d'étudier le comportement des électrons résiduels en fonction des données utilisées. Deux caractéristiques sont étudiées :

- Les conditions expérimentales.
- La source de calibration.

1 - Les conditions expérimentales

Les résultats présentés en section 3.3.4.3 sont obtenus avec une source de ${}^{60}Co$ lors de la quatrième session de prise de données. Pour étudier les conditions expérimentales, l'évolution du taux d'électrons résiduels en fonction du temps entre événements est reproduite, sur la figure 3.20, pour des données de cobalt de la deuxième session, durant lesquelles la pureté de xénon liquide était plus faible. Dans XENON100, la pureté du xénon liquide est directement liée au temps de vie des électrons (voir section 2.2.3.2). En première approximation, ce dernier peut ainsi être utilisé comme indicateur de pureté. Le temps de vie des électrons dans les données utilisées durant les travaux de thèse est d'environ 850 μs . Celui des données de Co de la deuxième session valait environ 500 μs .

La figure montre que la décroissance est similaire pour de faible temps entre événements mais la valeur du fond d'électrons diffère entre les deux prises données avec du cobalt. Le cobalt de la quatrième session montre un taux résiduel constant supérieur à celui de la deuxième session. Le taux d'électrons résiduels semblent donc augmenter avec la pureté du xénon liquide. Cependant, il faut encore vérifier que la pureté est bien la seule condition expérimentale qui diffère, entre ces deux sessions de calibration, pour s'assurer qu'elle est la cause de la dépendance.

2 - La source de calibration

Pour étudier l'effet du cobalt comme source de calibration, l'évolution du taux d'électrons résiduel en fonction du temps entre événements, est reproduite pour des données avec



FIGURE 3.20 – Distribution du taux de signaux d'électrons célibataires par μs en fonction du temps entre événements, pour différents types de données.

du ${}^{137}Cs$ et des données de recherche de matière noire, comme présenté sur la figure 3.20. Ces données sont prises dans des conditions expérimentales similaires à celles avec le cobalt (temps de vie des électrons comparables).

Comme pour les conditions expérimentales, la figure montre que la décroissance est similaire pour de faibles temps entre événements mais le fond d'électrons diffère entre les sources de calibration. Il semble que le fond d'électrons tend vers 0 pour les données de ^{137}Cs et de matière noire. Ce résultat est intéressant puisqu'il montre que l'impact des électrons résiduels sur la recherche de matière noire est négligeable.

Cependant, les données de césium et de cobalt sont prises dans les mêmes conditions expérimentales et ils émettent tous deux des photons. Ces deux sources possèdent tout de même quelques différences. Le cobalt produit des photons plus énergétiques que le césium, si bien qu'il vont interagir majoritairement par effet Compton, tandis que les photons du césium vont interagir par effet Compton et par effet photoélectrique (voir section 2.3.6). Bien que ces différences d'interaction produisent des spectres en amplitude de signaux S2 différents, comme le montrent les figures 3.21a et 3.21b, en première approximation, leur amplitude moyenne est néanmoins similaire. Un autre différence est que la source de cobalt possède une activité environ 50 fois plus importante que celle du césium. Il semble donc que le processus à l'origine des électrons résiduels dépend de l'activité de la source. Néanmoins, comparer uniquement deux sources de calibration n'est pas suffisant pour certifier l'impact de l'activité, une étude plus poussée est nécessaire. Les électrons résiduels n'impactent pas



FIGURE 3.21 – (a) Distribution de charge de tous les S2 de la source de cobalt de la quatrième session de prise de données. (b) Distribution de charge de tous les S2 de la source de césium de la quatrième session de prise de données.

la recherche de matière noire. Le processus physique qui les génère semble dépendre de la fréquence des interactions dans le détecteur et de la pureté du xénon liquide. Cependant, des études supplémentaires sont nécessaires pour confirmer les corrélations observées.

3.5.2 Dérive des électrons piégés à l'interface

L'objectif de cette section est de présenter l'étude de la dérive des électrons piégés à l'interface [82], puis de comparer brièvement les travaux de cette publication avec le cas de l'expérience XENON. Cette étude s'intéresse aux processus permettant aux électrons piégés à l'interface liquide-gaz de rejoindre la phase gazeuse, et d'y produire un signal de scintillation secondaire.

Avant de présenter cette étude, il est nécessaire d'expliquer dans un premier temps comment les électrons sont piégés à l'interface liquide-gaz [83]. Lorsqu'une particule intéragit dans le détecteur, elle ionise les atomes de xénon. Les électrons d'ionisation dérivent ensuite jusqu'à l'interface liquide-gaz. Cependant, au cours de leur trajet, ces électrons diffusent et perdent de l'énergie. Presque 100 % d'entre eux sont extraits dans la phase gazeuse pour produire le signal S2, mais une petite partie se thermalise avec le milieu : ils n'ont ainsi plus assez d'énergie pour traverser l'interface. Ils restent donc piégés dans un premier temps avant de pouvoir enfin passer dans la phase gazeuse selon un (des) procédé(s) encore en discussion [82, 84].

D. Yu. Akimov et al. [82] montrent que l'extraction retardée des électrons piégés à l'interface peut s'expliquer par leur dérive vers les bords de la TPC. Pour cela, les auteurs ont à disposition un détecteur adapté à l'étude des électrons résiduels. Il s'agit également

d'une TPC à double phase de xénon, mais avec une hauteur de 22 mm et un diamètre de 105 mm. Cette forme de galette permet d'avoir un temps de dérive maximal de l'ordre de 10 μs , contre 176 μs pour XENON100, pour une fenêtre d'acquisition des événements très longue : 260 ms. Ainsi, les électrons produits par l'effet photoélectrique du S2 sont rapidement détectés, ce qui permet de s'en affranchir et d'avoir un grand temps d'observation pour étudier les électrons résiduels. De cette manière, ils observent un signal, appelé S3, arrivant jusqu'à 190 μs après le signal S2. Dans leur travaux, ils montrent que ce signal correspond aux électrons piégés. Selon eux, la non uniformité du champ électrique sur les bords de la TPC entraîne une composante transverse non nulle. Ce champ transverse et une inclinaison de la TPC. Le champ électrique longitudinal, supposé plus important aux bords, permet d'extraire ces électrons dans la phase gazeuse et de générer le signal S3. Cette dérive est représentée sur la figure 3.22.



FIGURE 3.22 – Des signaux S3 sont observés avec un retard par rapport aux signaux S1 et S2, produits par l'interaction d'une particule dans le détecteur. La position reconstruite des signaux S3 (étoiles rouges) dans le plan des PMT du haut de la TPC, tend vers une position privilégiée, située sur le bord gauche de la TPC. Ces positions sont reliées à la position de l'interaction principale par les lignes continues. Les étoiles bleues et magenta indiquent, respectivement, lorsque c'est le S1 ou le S2 qui sert de référence pour la reconstruction de l'interaction. Figure extraite de [82].

Il est aussi montré dans cette publication [82], que des signaux d'électrons célibataires sont toujours présents après le signal S3. Leur origine est encore inconnue mais leur distribution temporelle, présentée sur la figure 3.23, est similaire à celle obtenue au cours de cette thèse pour la région avant S1 (figure 3.18a, section 3.3.4.3). Les auteurs suggèrent la possibilité que cette distribution soit composée de deux populations. La première population, correspondant à la décroissance observée pour de faible temps, est issue de la dérive d'ions électro-négatifs. Les ions, provenant des captures électroniques, peuvent dériver vers les bords de la TPC suivant le champ transverse. Les ions étant plus lourds que les électrons, leur temps de dérive est plus important. Le champ électrique, plus élevé aux bords, peut ensuite leur arracher des électrons, qui sont alors extrait dans le gaz, créant ces signaux d'électrons résiduels. La deuxième population constitue les électrons constamment présents dans le détecteur. les auteurs proposent comme hypothèse que cette population correspond à du bruit de PMT ou à de la scintillation dans le xénon de blindage (voir section 2.3).



FIGURE 3.23 – Distribution temporelle des électrons résiduels après le S2. Figure extraite de [82].

Dans leur étude, les électrons sont observés après le S2, lorsque tous les électrons produits par effet photoélectrique sont détectés. Dans XENON100, ce n'est pas possible car le temps de dérive maximal, ajouté au temps de détection du S2, coïncide avec la fin de l'acquisition de l'événement.

Pour comparer les résultats de [82] avec ceux de obtenus dans cette thèse, nous nous sommes placés dans la région avant S1. Le but est de vérifier si nous pouvons observer la dérive transverse des électrons piégés à l'interface avec XENON100. Pour cela, on s'attend à ce que les électrons résiduels aient une position privilégiée, correspondant à l'inclinaison de la TPC avec l'horizontale, et ce quelle que soit la position de la source de calibration. Aucune dérive transverse n'est observée. Néanmoins, ce résultat n'est pas suffisant pour exclure le scénario de la dérive transverse. Deux cas de figure peuvent expliquer qu'aucune dérive n'ait été observée dans la région après S1, même si elles se produisent réellement.

Premièrement, le temps mort minimum du système d'acquisition de données, entre deux événements, est de 600 μs . Il est donc possible que tous les électrons de dérive atteignent la phase gazeuse durant ce temps mort. La deuxième possibilité est que la dérive transverse des électrons piégés à l'interface soit plus courte que la dérive longitudinale des électrons produits par effet photoélectrique. Ces deux possibilités expliqueraient pourquoi aucune dérive n'a été observée dans la région après S2. La première explication peut être vérifiée en cherchant une dérive transverse dans la région après S2, si le temps d'acquisition est augmenté, comme expliqué en section 3.5.3. Dans le deuxième cas de figure, les deux populations d'électrons (électrons piégés à l'interface et électrons produits par effet photoélectrique) se confondent et la dérive transverse est masquée. Pour discriminer ces deux populations et tester le scénario de la dérive transverse, un détecteur en forme de galette est nécessaire afin de réduire la contamination des électrons produits par effet photoélectrique (comme dans la publication [82]).

La dérive d'ions est proposée pour expliquer la décroissance du taux d'électrons observée sur la figure 3.23. Bien que l'on observe une décroissance similaire dans nos résultats (voir figure 3.18a), nous n'observons aucune dérive transverse. Pour le fond d'électrons, D. Yu. Akimov et al. [82] suggèrent qu'il soit causé par du bruit de PMT, ou par de la scintillation dans le xénon de blindage. Or, la compatibilité du gain de scintillation secondaire de la région avant S1 avec les autres régions indique que les signaux détectés sont des signaux de un à quelques électrons en coïncidence. Les causes du fond d'électrons, proposées par les auteurs de [82], ne devraient pas produire de signaux compatibles avec ceux générés par la scintillation de un à quelques électrons dans le gaz.

En résumé, l'étude [82] propose que les électrons résiduels observés suivent un signal S2 et soient composés de trois populations différentes, avec chacune un temps caractéristique qui lui soit propre :

- 1. Les électrons de dérive : il s'agit des électrons piégés à l'interface qui vont dériver transversalement vers les bords de la TPC. Ils ont un temps caractéristique de l'ordre de $\sim 100 \ \mu s$.
- 2. Les électrons de décroissance : c'est la population d'électrons dont le taux décroit avec le temps, observée jusqu'à ~ 10 ms après le S2. L'origine de ces électrons n'est pas encore déterminée.
- 3. Le fond d'électrons : ce sont les électrons constamment présents dans le détecteur, mis en évidence lorsque le temps après le S2 est de l'ordre de quelques dizaines à quelques centaines de miliseconde. Leur provenance reste également à découvrir.

Cette numérotation est utilisée, en section suivante, pour les identifier.

3.5.3 Continuité de l'étude avec XENON

L'objectif de cette section est de proposer des axes de recherches pour poursuivre et valider les études présentées dans les sections précédentes. Dans les travaux de la publication [82], présentés en section précédente, les électrons résiduels sont étudiés après le signal S2. En plus des électrons célibataires produits par effet photoélectrique, trois populations d'électrons résiduels sont identifiées dans ces travaux, comme présenté sur la figure 3.24. Chaque population a un temps caractéristique propre. Les électrons produits par effet photoélectrique sont détectés dans les 10 μs suivant le S2. Ensuite les électrons de dérive sont détectés jusqu'à environ 200 μs , c'est la population (1) de la partie précédente. Puis les électrons de décroissance (2), ont un taux qui décroît jusqu'à quelques dizaines de microsecondes. Et enfin les électrons résiduels, ont une origine encore non avérée.



FIGURE 3.24 – Illustration des différentes populations d'électrons célibataires en fonction de leur caractéristique temporelle pour l'étude des électrons de dérive [82] (haut) et pour ce travail (bas).

Dans cette thèse, les électrons produits par effet photoélectrique masquent la région après S2. Il n'est donc pas possible d'étudier les électrons résiduels dans cette région. Les électrons présents dans la région avant S1 ont des évolutions temporelles (figure 3.18a) semblables à celle de la publication (figure 3.23). Le lien entre ces travaux et ceux de l'étude des électrons de dérive est illustrée par la figure 3.24. Il semble donc qu'il s'agisse des mêmes électrons. Cependant, dans ces travaux de thèse, aucune information n'est accessible entre deux événements. Donc pour confirmer que les électrons observés avant S1 sont les mêmes que ceux après S2, il est nécessaire de pouvoir étudier les électrons dans la région après S2.

3.5. Perspectives

Pour cela il faut agrandir le temps d'acquisition des événements de l'ordre de quelques centaines de miliseconde. C'est un minimum pour être sûr d'observer les trois comportements des électrons résiduels : dérive (1 ms), décroissance (quelques dizaines de miliseconde), constant (de l'ordre de la centaine de miliseconde). Malheureusement des temps d'acquisition très longs entraînent d'autres complications techniques à prendre en compte, telles que l'espace de stockage ou le temps d'analyse, qui n'ont pas été étudiés au cours de cette thèse.

En supposant que l'on puisse avoir des temps d'observation après le S2 de quelques centaines de miliseconde, plusieurs points sont à étudier. La distribution temporelle des électrons résiduels depuis le S2⁷ est le premier point à étudier, afin de bien discerner les temps caractéristiques des trois populations. XENON100 n'étant plus actif, les futurs études devront se faire avec XENON1T ou XENONnT. Les mêmes problématiques sont attendues mais les temps caractéristiques des différentes populations d'électrons peuvent peut-être changer, notamment pour les électrons de dérive. De plus, le processus de détection devient plus compliqué : plus de PMT, une dérive plus importante, un champ électrique moins homogène, ...

Si cette allongement des temps d'observation est possible, chaque population pourra être étudiée individuellement :

1 - Électrons de dérive

Les électrons de dérive correspondent aux électrons piégés à l'interface liquide-gaz, dérivant ensuite vers les bords de la TPC. C'est une fois aux bords qu'ils sont finalement extraits dans la phase gazeuse pour produire un signal S3. Pour vérifier ce scénario avec XENON1T, il est, dans un premier temps, nécessaire d'étudier deux contraintes possibles. Dans le cas où le temps de dérive transverse est inférieur à celui de dérive longitudinale, les électrons produits par effet photoélectrique peuvent masquer complètement les électrons piégés à l'interface. Dans ce cas, une étude plus poussée avec des coupures temporelles et l'extrapolation de l'effet photoélectrique pour des amplitudes nulles est nécessaire. La deuxième contrainte est l'amplitude du signal S3. Le signal S3 est dû à une petite portion d'électrons du S2 (< 1 %), piégés à l'interface. Donc plus le S2 est grand, plus le S3 est grand. Pour des S2 d'amplitude suffisamment grande, il est possible que le S3 soit supérieur à 150 PE. Dans ce cas, il faudra se restreindre à de faibles amplitudes du S2 ou redéfinir les critères de sélection des électrons célibataires.

En supposant que les électrons de dérive soient détectables facilement, ou que les contraintes aient pu être levées, deux études complémentaires peuvent être réalisées pour vérifier le scénario de la dérive transverse des électrons. Premièrement, celle de la position

^{7.} En commençant la détection des électrons résiduels après celle des électrons produits par effet photoélectrique.

des signaux S3 par rapport à celles des S2. La dérive transverse des électrons est imposée par le champ de dérive transverse et par l'inclinaison de la TPC avec l'horizontale. Ainsi, les signaux S3 doivent avoir une position privilégiée d'un côté de la TPC. Cela peut être testé avec une source de calibration placée à différentes positions autour de la TPC. Si dérive il y a, les S3 doivent être détectés à la même position, indépendamment de celle du S2. La deuxième étude est celle de l'amplitude du S3 en fonction de celle du S2. Cette étude peut permettre de déterminer le pourcentage d'électrons piégés à l'interface (< 1%). Cette valeur permettrait de déterminer l'efficacité d'extraction avec plus de précision. Faire l'étude avec des champs électriques différents pourrait apporter encore d'avantage d'informations.

2 - Électrons de décroissance

Les électrons de décroissance sont les électrons observés entre quelques milisecondes et quelques dizaines de milisecondes, comme présenté sur les figures 3.18a et 3.23, dont le taux décroit en fonction du temps. L'origine de ces électrons est encore inconnue. Seule une hypothèse a été formulée, présentée en section 3.5.2 : ces électrons seraient dus à la dérive transverse d'ions [82]. Dans ce scénario, les ions dérivent via le même phénomène que les électrons piégés à l'interface. Ainsi, ce scénario peut être testé de la même façon, avec l'étude des positions des signaux d'électrons célibataires par rapport à celle du S2. Cette étude a été réalisée avec les électrons détectés avant S1 et aucune dérive n'a été observée (voir section 3.5.2). Refaire cette étude dans la région après S2, avec des temps d'acquisition très longs, permettrait de s'affranchir du manque d'information entre les événements, et ainsi de confirmer ou infirmer la présence d'une dérive. Si aucune dérive n'est observée, l'étude du taux de ces électrons en fonction de l'amplitude du S2 permettrait d'en apprendre d'avantage sur leur provenance, notamment si le S2 est lié à leur processus de production.

3 - Fond d'électrons

Le fond d'électrons correspond à la population d'électrons constamment présente dans le détecteur, observée pour des temps de l'ordre de la centaine de millisecondes. Une hypothèse est proposée [82] : ils serait produits par du bruit de PMT ou de la scintillation dans le xénon de blindage. Le gain de scintillation secondaire mesuré dans la région avant S1 pendant cette thèse, et présenté figure 3.16, montre que les signaux détectés sont issus d'électrons dans le gaz. Cette observation est en contradiction avec l'hypothèse proposée. Reproduire la mesure du gain dans la région après S2, en sélectionnant les électrons détectés à plus d'une centaine de millisecondes après le S2, permettrait de confirmer cette observation. Cependant, un fond constant d'électrons suggère une origine liée aux matériaux de la TPC. Comparer la position des signaux d'électrons célibataires composant ce fond avec les positions des matériaux devrait permettre d'apporter davantage d'information sur cette possible corrélation.

3.5. Perspectives

De plus, il a été montré en section 3.5.1 que le fond d'électrons semble dépendre de l'activité de la source de calibration et de la pureté du xénon liquide. Il est néanmoins difficile de postuler sur le processus physique, produisant des électrons et lié aux matériaux de la TPC, qui peut montrer ces dépendances. Pour en apprendre davantage, il est nécessaire de vérifier ces dépendances. En ce qui concerne l'activité de la source, il est possible de mesurer le fond d'électrons pour plusieurs sources de calibration de même type (particule et énergie similaire) mais ayant des activités différentes. En ce qui concerne la pureté, mesurer le fond pour une même source de calibration mais en faisant varier le taux d'impuretés dans la TPC, devrait permettre de confirmer la dépendance. Cette étude peut être reproduite de manière plus générale en faisant varier d'autre conditions expérimentales. Ainsi, il sera possible de dresser une carte des paramètres qui font varier le fond d'électrons. Ce qui sera très utile pour déterminer l'origine de ces électrons.

Il serait également intéressant de vérifier que le fond d'électrons tend effectivement vers 0 lors de la recherche de matière noire, quelles que soient les conditions expérimentales. Cela permettrait de confirmer que ce fond d'électrons n'a aucun impact sur la recherche de matière noire.

L'étude des électrons résiduels est en plein essor. Les résultats présentés dans cette thèse sont comparables à ceux de l'étude publiée dans [82]. Pour aller encore plus loin, des axes de recherche prometteurs sont proposés.

Conclusion

Plusieurs phénomènes astrophysiques montrent des effets gravitationnels nécessitant des masses supérieures à celles mesurées par luminosité. Cette différence suggère la présence d'une masse non lumineuse, appelée matière noire, dont les propriétés peuvent être déduites des observations. La matière noire doit être non baryonique, non relativiste, neutre et doit interagir très faiblement avec la matière standard. Ces propriétés permettent de dresser une liste de candidats viables pour décrire la matière noire. Le candidat le plus étudié suit l'acronyme anglais Weakly Interacting Massive Particle (WIMP), soit particule massive interagissant faiblement. Le principe de la détection directe repose sur la mesure de l'énergie de recul, fournie par une particule incidente de matière noire lors de son interaction avec un atome du milieu de détection. Parmi les expériences utilisant cette technique, les détecteurs à gaz noble montrent les meilleures sensibilités dans la recherche de WIMP de haute masse, grâce à leur grand pouvoir d'arrêt. L'expérience XENON100 est l'une d'entre elles.

Le détecteur de XENON100 est une chambre à projection temporelle (TPC) cylindrique à deux phases de xénon : liquide et gazeux. Lorsqu'une particule interagit avec le détecteur, elle excite et ionise les atomes de xénon. Les photons de désexcitation sont alors détectés par les photomultiplicateurs (PMT) situés en haut et en bas de la TPC, créant ainsi le signal de scintillation S1. Une partie des électrons d'ionisation se recombine avec les ions de xénon pour former des atomes excités. Les photons libérés lors de leur relaxation participe au signal S1. Le reste des électrons dérive, sous l'effet d'un champ électrique, vers le xénon gazeux. Une fois à l'interface, ils sont extraits du liquide vers le gaz, où ils y produisent le signal de scintillation secondaire S2. Les PMT du haut de la TPC permettent de reconstruire la position (x,y) de l'interaction. La coordonnée z est donnée par le temps de dérive des électrons.

La matière noire interagit très peu avec la matière standard. Ainsi, pour identifier les signaux produits par les WIMP, une réduction poussée du bruit de fond et une parfaite connaissance de la réponse du détecteur sont primordiales. De plus, afin d'augmenter la probabilité de détection, de longues prises de données sont nécessaires. Dans ce contexte, les électrons célibataires représentent une sonde idéale pour caractériser le détecteur. Les électrons célibataires sont produits principalement par l'effet photoélectrique des photons des signaux S1 et S2 sur les impuretés du xénon liquide ou sur les composants de la TPC. Ainsi, ils ne dépendent pas de la particule incidente, produisant le S1 et le S2, et ne nécessitent pas de temps de calibration dédié. Ils sont également utilisés pour mesurer le gain de scintillation. C'est une des grandeurs caractéristiques du signal S2 et qui reflète le bon fonctionnement du détecteur. Il peut ainsi être utilisé pour vérifier la stabilité du détecteur sur de longues périodes de prises de données. Au cours de cette thèse, la stabilité du détecteur a été vérifiée sur un mois, lors de la quatrième session de prise
de données. Durant ce mois, la valeur moyenne du gain de scintillation secondaire valait $18.52 \pm 0.03 \pm 0.40$ PE.

De par leur processus de production, le taux d'électrons célibataires est proportionnel au signal générant l'effet photoélectrique. Cependant, lorsque ce dernier tend vers 0, des électrons subsistent. Ils sont appelés électrons résiduels et leur origine est étudiée. Afin de déterminer leur comportement dans le détecteur et leur impact sur les différentes analyses, une étude dédiée est développée dans ce travail de thèse. Dans ce contexte, les électrons produits par effet photoélectrique représentent la contamination principale. Une méthode basée sur l'extrapolation de l'effet photoélectrique est conçue afin de réduire cette contamination et de mesurer le taux d'électrons résiduels. Pour que cette méthode fonctionne, il est nécessaire de diviser les événements en trois régions temporelles : après S2, après S1 et avant S1. Cette étude met en évidence la présence d'un fond continu d'électrons dans le détecteur. Il est estimé à $(5.85 \pm 0.03) \times 10^{-3}$ électron/ μs pour des données de calibration de la quatrième session de prise de données, utilisant une source de ⁶⁰Co.

Une étude préliminaire montre une tendance du fond d'électrons à dépendre de l'activité de la source de calibration et de la pureté du xénon liquide. Cette étude indique que ce fond n'a pas d'impact sur les données de recherche de matière noire. Les résultats obtenus dans cette thèse semblent en accord avec une publication étudiant les électrons piégés à l'interface liquide-gaz. Plusieurs axes de recherche sont proposés pour continuer l'étude des électrons résiduels avec l'expérience XENON1T. Le premier et le plus important nécessite une prise de données dédiée, avec des acquisitions de l'ordre de la centaine de miliseconde.

La quête des électrons résiduels est en plein essor. Bien que difficile, elle montre déjà de grands progrès. Poursuivre l'étude présentée dans ce travail de thèse permettrait d'apporter des éléments de réponses, voire de mener cette quête à bien.

Table des figures

1.1	Courbes de rotation des vitesses de plusieurs galaxies	9
1.2	Courbe de rotation de la galaxie NGC 3198	10
1.3	Illustration du principe de lentille gravitationnelle	11
1.4	Illustration de l'analyse de l'amas de la Balle	12
1.5	Evolution de la distance lumineuse en fonction du redshift pour des super- novas de type Ia	21
1.6	Schéma des oscillations acoustiques de baryons.	22
1.7	Carte du ciel des anisotropies thermique de l'unviers	23
1.8	Densité de puissance spectrale du fond diffus cosmologique	25
1.9	Combinaison des paramètres comsologiques Ω_m et Ω_Λ mesurés par les différentes observables cosmologiques par les satellites Hubble et Planck	26
1.10	La densité relique thermique correspondante Ω_{χ} en fonction de l'âge de l'Univers et la masse du WIMP en fonction de sa contribution à la matière noire	31
1.11	Schéma d'interaction entre les WIMP et les particules du modèle standard	32
1.12	Illustration du LHC	32
1.13	Possible signatures d'annihilation de matière noire avec la détection indirecte	34
1.14	Illustration de la collision WIMP-noyau	35
1.15	Illustration de la modulation annuelle	36
1.16	Exclusion du signal positif de DAMA/LIBRA	37
1.17	Représentation des différents types de signaux utilisés par les principales expériences de recherche de matière noire	39
1.18	Illustration du principe de l'expérience EDELWEISS et des bandes de recul électronique et nucléaire de CDMS	40

1.19	Résultats de Edelweiss et CDMS	40
1.20	Schema d'un module de détection de l'expérience CRESST	41
1.21	Représentation du nouveau détecteur DEAP-3600	42
1.22	Résultats de l'expérience DEAP-3600	43
1.23	Évolution de la sensibilité des expériences de détection directe de matière noire en fonction du type de détecteur utilisé et en fonction du temps	44
1.24	Meilleurs limites de sensibilités des expériences de recherche directe de ma- tière noire	44
2.1	Présentation des différents instituts composant la collaboration XENON1T	49
2.2	Derniers et futurs résultats des principales expériences de la collaboration XENON	50
2.3	Illustration du détecteur XENON100 et de son processus d'interaction	53
2.4	Illustration des signaux S1 et S2 en fonction du type de recul	54
2.5	Evolution des signaux S2 en fonction du temp de dérive des électrons \ldots	58
2.6	Distribution de la contribution relative des processus d'interactions des pho- tons dans le xénon en fonction de leur énergie	61
2.7	Schéma des effets photoélectrique et Compton	61
2.8	Schéma du système cryogénique de XENON100	63
2.9	Schéma du système de recirculation du gaz de XENON100	64
2.10	Illustration détaillée de la TPC de XENON100	66
2.11	PMT du haut et du bas de la TPC	67
2.12	Illustration de la production des champs électriques dans la TPC	68
2.13	Illustration de l'acquisition d'un événement de XENON100	70
2.14	Illustration de l'identification d'un signal S2	71
2.15	Illustration de la réduction du flux de muons cosmiques en fonction de la profondeur des laboratoires souterrain.	75

2.16	Illustration du blindage passif du détecteur de l'expérience XENON100	75
2.17	Bandes électroniques et nucléaires de l'expérience XENON100	76
2.18	Distribution de l'asymétrie des signaux S2 de faibles amplitudes. Illustration d'un signal de PMT bruyant.	78
2.19	Exemple de deux signaux S1 détectés comme un seul	79
2.20	Distribution de l'asymétrie des signaux S1 en fonction de leur amplitude.	80
2.21	Illustration des positions utilisées pour placer les sources de calibration à l'extérieur du détecteur.	82
3.1	Illustration d'un signal composé de trois signaux d'électrons célibataires sur le plan des PMT du haut de la TPC	88
3.2	Distribution de charges des signaux S2	88
3.3	Illustration de signaux d'électrons célibataires dans un exemple d'un événe- ment d'acquisition	90
3.4	Illustration du processus de production des électrons célibataires par effet photoélectrique	91
3.5	Taux de signaux d'électrons célibataires en fonction de la charge du signal S2 et de la concentration en impuretés	92
3.6	Taux de signaux d'électrons célibataires en fonction de leur temps de dérive	95
3.7	Illustration de la distribution de charges des électrons célibataires ajustée par une somme de 5 gaussiennes et multipliée par une fonction de seuil	100
3.8	Mesures du gain de scintillation secondaire pour quatre sources de calibration	102
3.9	Évolution temporelle du gain de scintillation secondaire durant la quatrième session de prises de données	104
3.10	Illustration de la décomposition de l'acquisition d'un événement en trois régions	106
3.11	Mesure du gain de scintillation secondaire de la région après S2	110
3.12	Distribution du taux de signaux d'électrons célibataires après S2 en fonction de son amplitude	111

3.13	Taux d'électrons célibataires par μs en fonction de la charge du signal S2	114
3.14	Mesure du gain de scintillation secondaire de la région après S1 $\ldots\ldots\ldots$	117
3.15	Mesure du taux d'électrons résiduels après S1	117
3.16	Mesure du gain de scintillation secondaire avant le signal S1 $\ldots \ldots \ldots$	120
3.17	Illustration de deux événements successif	121
3.18	Distribution du taux de signaux d'électrons célibataires avant le S1 $\ .$	122
3.19	Mesure du taux d'électrons résiduels après S1 pour des événements détectés plus de 50 ms après l'événement précédent	123
3.20	Distribution du taux de signaux d'électrons célibataires avant le S1 pour différents type de données	127
3.21	Distribution de charge de tout les S2 pour une source de Cs et de Co	128
3.22	Reconstruction des positions des signaux S3 et du signal qui les précèdent .	129
3.23	Distribution temporelle des électrons résiduels	130
3.24	Illustration des différentes populations d'électrons célibataires en fonction de leur caractéristique temporelle	132

Liste des tableaux

1.1	Paramètres cosmologiques mesurés par le satellite Planck	25
2.1	Comparatif des principales caractéristiques de plusieurs gaz nobles	52
2.2	Résumé des taux de bruit de fond électronique attendus dans XENON100 .	77
2.3	Résumé des taux de bruit de fond nucléaire attendus dans XENON100	77
3.1	Résumé des mesures du gain de scintillation secondaire	103

Bibliographie

- E. HUBBLE et M. HUMASON, « The Velocity-Distance Relation among Extra-Galactic Nebulae », Astrophysical Journal 74, 43 (1931).
- [2] F. ZWICKY, « Die Rotverschiebung von Extragalaktischen Nebeln », Helvetica Physica Acta 6, 110 (1933).
- [3] S. SMITH, « The Mass of the Virgo Cluster », Astrophysical Journal 82, 23 (1936).
- [4] H. BABCOCK, « The Rotation of the Andromeda Nebula », Lick Observatory bulletin 498, 41 (1939).
- [5] V. RUBIN et W. FORD, « Rotation of the Andromeda Nebula from a Spectroscopic Survey Emission Regions », Astrophysical Journal 159, 379 (1970).
- [6] K. FREEMAN, « On the Disks of Spiral and SO Galaxies », Astrophysical Journal 160, 811 (1970).
- [7] M. ROBERTS et R. WHITEHURST, « High-Velocity Neutral Hydrogen in the Central Region of the Andromeda Galaxy », Astrophysical Journal **175**, 347 (1972).
- [8] V. RUBIN, W. FORD et N. THONNARD, « Extended Rotation Curves of High-Luminosity Spiral Galaxies. IV - Systematic Dynamical Properties, SA through SC », Astrophysical Journal 225, L107 (1978).
- [9] V. RUBIN, W. FORD et N. THONNARD, « Rotational Properties of 21 SC Galaxies with a Large Range of Luminosities and Radii, from NGC 4605 (R = 4kpc) to UGC 2885 (R = 122kpc) », Astrophysical Journal 238, 471 (1980).
- [10] A. BOSMA, «21-cm Line Studies of Spiral Galaxies. I Observations of the galaxies NGC 5033, 3198, 5055, 2841, and 7331. II - The Distribution and Kinematics of Neutral Hydrogen in Spiral Galaxies of Various Morphological Types », Astronomical Journal 86, 1791 (1981).
- [11] V. ALBADA et AL, « Distribution of dark matter in the spiral galaxy NGC 3198 », Astrophysical Journal 295, 305–313 (1985).
- [12] Wikipedia, https://fr.wikipedia.org/wiki/Lentille_gravitationnelle.
- [13] M. MARKEVITCH et AL, « Chandra observation of the most interesting cluster in the universe », ESA Special Publications 604, 723 (2006).
- [14] D. CLOWE et AL, « A direct empiric proof of the existence of dark matter », Astrophysical Journal 648, L109–L113 (2006).
- [15] NASA/CXC/SAO, http://chandra.harvard.edu/press/06_releases/ press_082106.html.

[16]	M. LE CALLOCH, « Study of the single electron charge signals in the XENON100
	direct dark matter search experiment », thèse de doct. (Université de Nantes, 2014).

- [17] J. MASBOU, Cours de Cosmologie Master 2 ARS, Université de Nantes Ecole des Mines de Nantes, 2015.
- [18] A. EINSTEIN, « Die Feldgleichungen der Gravitation », Sitzungsberichte der Preussischen Akademie der Wissenschaften zu Berlin, 844–847 (1915).
- [19] N. AGHANIM ET AL., « Planck Collaboration.CMB power spectra, likelihoods, and robustness of parameters », Astonomy and Astrophysics **594**, A11 (2016).
- [20] P. ADE et AL., « Planck Collaboration, Planck 2015 results. XIII. Cosmological Parameters », Astronomy and Astrophysics 593, A13 (2016).
- [21] N. SUZUKI et AL., « The Hubble Space Telescope Cluster Supernova Survey : V. Improving the Dark Energy Constraints Above Z > 1 and Building an Early-Type-Hosted Supernova Sample », Astrophysical Journal 746, 85 (2012).
- [22] L. ANDERSON et AL., « SSDS Collaboration, The clustering of galaxies in the SDSS-III Baryon Oscillation Spectroscopic Survey : Baryon Acoustic Oscillations in the Data RElease 10 and 11 Galaxy Samples », Monthly Notices of the Royal Astronomical Society 455(2), 1553–1573 (2016).
- [23] W. HU, « Concepts in CMB anisotropy formation », Lecture Notes in Physics 470, 207 (1996).
- [24] P. CALLIN, « How to calculate the CMB spectrum », ArXiv 0606683 (2006).
- [25] D.D.REID, D. KITTEL, E. ARSZNOV et G. THOMPSON, « The picture of our universe : A view from modern cosmology », ArXiv **0209504** (2002).
- [26] E. KOMATSU et AL, « Seven-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Cosmological Interpretation », Astrophysical Journal Supplement Series 192, 18 (2011).
- [27] J. FENG, « Dark Matter Candidates from Particle Physics and Methods of Detection », Annual Review of Astronomy and Astrophysics 48, 495–545 (2010).
- [28] Wikipedia, https://en.wikipedia.org/wiki/Sterile_neutrino.
- [29] S. DODELSON et L. WIDROW, « Sterile neutrinos as dark matter », Physical Review Letters 72, 17–20 (1994).
- [30] R. PECCEI et H. QUINN, « CP Conservation in the Presence of Pseudoparticles », Physical Review Letters **38(25)**, 1440–1443 (1997).
- [31] M. TAOSO, G. BERTONE et A. MASIERO, « Dark Matter Candidates : A Ten-Point Test », Journal of Cosmology and Astroparticle Physics **0803**, 022 (2008).

- [32] L. ROSZKOWSKI, E. MARIA SESSOLO AND S. TROJANOWSKI, «WIMP dark matter candidates and searches - current status and future prospects », Reports on Progress in Physics 81, 066201 (2018).
- [33] ATLAS COLLABORATION, ATLAS 13 TeV Results for 2016 Summer Conferences, https://tiwiki.cern.ch/tiwiki/bin/view/AtlasPublic/Summer2016-13TeV.
- [34] CMS COLLABORATION, CMS Supersymmetry Physics Results, https://tiwiki. cern.ch/tiwiki/bin/view/CMSPublic/PhysicsResultsSUS.
- [35] FERMI LAT COLLABORATION, https://www-glast.stanford.edu/cgibin/pubpub.
- [36] AMS COLLABORATION, https://www.ams02.org/press-room/press-releases/.
- [37] AMS COLLABORATION, https://www.ams02.org/2016/12/the-first-fiveyears-of-the-alpha-magnetic-spectrometer-on-the-international-spacestation/.
- [38] T. DAYLAN et AL, « The characterization of the gamma-ray signal from the central Milky Way : A case for annihilating dark matter », Physics of the Dark Universe 12, 1–23 (2016).
- [39] E. ARMENGAUD, « Gif Lectures on direct detection of Dark Matter », ArXiv 1003.2380, Conférence de l'Ecole de Gif 2009 (2010).
- [40] E. BROWN, *The latest from XENON*, 38th International Conference on High Energy Physics, 2016.
- [41] R. BERNABEI et AL, « Searching for WIMPs by the annual modulation signature », Physics Letters B **424**, 195 (1998).
- [42] R. BERNABEI et AL, « DAMA Collaboration. First results from DAMA/LIBRA and the combined results with DAMA/NaI », European Physical Journal C56, 333–335 (2008).
- [43] C. E. AALSETH et AL, « CoGeNT Collaboration. Search for an Annual Modulation in Three Years of CoGeNT Dark Matter Detector Data », ArXiV 1401.3295 (2014).
- [44] E. APRILE et AL, « XENON Collaboration. Search for Event Rate Modulation in XENON100 Electronic Recoil Data », Physic Review Letter **115**, 091302 (2015).
- [45] R. AGNESE et AL, « CDMS Collaboration. Silicon Detector Dark Matter Results from the Final Exposure of CDMS II », Physical Review Letters 111, 251301 (2013).
- [46] E. ARMENGAUD et AL, « EDELWEISS Collaboration. Final results of the EDELWEISS-II WIMP search using 4-kg array of cryogenic germanium detectors with interleaved electrodes », Physics Letters B702, 329–335 (2011).

- [47] M-A. VERDIER, « Cryogenic scintillators for rare events detection in EDELWEISS and EURECA experiments », thèse de doct. (Université Claude Bernard Lyon-I, 2011).
- [48] A.J. REISETTER, « Results from the two-tower run of the Cryogenic Dark Matter Search », thèse de doct. (Minnesota University, 2005).
- [49] K. EITEL, « EDELWEISS Collaboration. The EDELWEISS Dark Matter Search : Status and Perspectives », Physics Proceedia 61, 61–66 (2015).
- [50] G. ANGLOHER et AL, « CRESST Collaboration. Results from 730 kg days of the CRESST-II Dark Matter Search », European Physical Journal C72, 1971 (2012).
- [51] G. ANGLOHER et AL, « CRESST Collaboration. Results on low mass WIMPs using an upgraded CRESST-II detector », European Physical Journal C74, 12 (2014).
- [52] G. ANGLOHER et AL, « CRESST Collaboration. Results on light dark matter particles with a low-threshold CRESST-II detector », European Physical Journal C76, 25 (2016).
- [53] P.-A. AMAUDRUZ AND AL., « DEAP Collaboration. DEAP-3600 Dark Matter Search », Nuclear and Particle Physics Proceedings 273-275, 340–346 (2016).
- [54] U. UCHIDA et AL, « Search for inelastic WIMP nucleus scattering on 129Xe in data from the XMASS-I experiment, status and results », Progress of Theoretical and Experimental Physics 2014(6), 063C01 (2014).
- [55] P.-A. AMAUDRUZ AND AL., « DEAP-3600 Collaboration. First results from the DEAP-3600 dark matter search with argon at SNOLAB », ArXiv **1707.08042** (2017).
- [56] D. S. AKERIB et AL, « LUX Collaboration. Results from a search for dark matter in the complete LUX exposure », Physical Review Letters 118, 021303 (2017).
- [57] P. AGNES et AL, « DarkSide Collaboration. Results from the first use of low radioactivity argon in a dark matter search », Physical Review D **93**, 081101(R) (2016).
- [58] T. UNDAGOITIA et L. RAUCH, « Dark Matter direct-detection experiments », Journal of Physics G : Nuclear and Particle Physics 43, 013001 (2016).
- [59] E. APRILE et AL, « (XENON Collaboration) Dark Matter Search Results from a One Tonne x Year Exposure of XENON1T », ArXiv 1805.12562 (2018).
- [60] J. ANGLE et AL, « (XENON Collaboration) First Results from the XENON10 Dark Matter Experiment at the Gran Sasso National Laboratory », Physical Review Letters 100, 021303 (2008).
- [61] D. S. AKERIB et AL, « (LUX Collaboration) First Results from the LUX dark matter experiment at the Sanfor Underground Research Facility », Physical Review Letters 112, 091303 (2014).

- [62] E. APRILE et AL, « (XENON Collaboration) Dark Matter Results from 225 Live Days of XENON100 Data », Physical Review Letters 109, 181301 (2012).
- [63] E. APRILE et AL, « (XENON Collaboration) Physics reach of the XENON1T dark matter experiment », Journal of Cosmology and Astroparticle Physics **04**, 027 (2016).
- [64] L. GALLEGO, « Optimization of a Single-Phase Liquid Xenon Compton Camera for 3 gamma medical imaging », thèse de doct. (Université de Nantes, 2016).
- [65] A. MANZUR et AL, « Scintillation efficiency and ionization yield of liquid xenon for mono-energetic nuclear recoils down to 4 keV », Physical Review C81, 025808 (2010).
- [66] E. APRILE et AL, « Observation of Anti-correlation between Scintillation and Ionization for MeV Gamma-Rays in Liquid XENON », Physical Review B76, 014115 (2007).
- [67] E. APRILE et AL, « XENON100 Collaboration. The XENON100 Dark Matter Experiment », Astroparticle Physics 72, 573–590 (2012).
- [68] C. THERREAU, « Master thesis : Calibration of the XENON1T detector at low energy using 83mKr source », Subatech laboratory (2017).
- [69] T.OGER, « Experimental development of a liquid xenon compton telescope for funcitonal medical imaging », thèse de doct. (Ecole des Mines de Nantes, 2012).
- [70] National Institute of Standards and Technology. XCOM, https://physics.nist. gov/PhysRefData/Xcom/html/xcom1.html.
- [71] E. APRILE et AL, « XENON100 Collaboration. Materiel screening and selection for XENON100 », Astroparticle Physics 35, 43 (2011).
- [72] E. APRILE et AL, « Proportional light in dual-phase xenon chamber », IEEE Transactions on Nuclear Science 51, 1986 (2004).
- [73] G. PLANTE, « The XENON100 Dark Matter Experiment : Design, Construction, Calibration and Search Results with Improved Mesurement of the Scintillation Response of Liquid Xenon to Low-Energy Nuclear Recoils », thèse de doct. (Columbia University, 2012).
- [74] E. APRILE et AL, « XENON100 Collaboration. Study of the electromagnetic background in the XENON100 experiment », Physical Review D 83, 082001 (2011).
- [75] E. APRILE et AL, « XENON100 Collaboration. The neutron background of the XE-NON100 experiment », Journal of Physics G : Nuclear and Particle Physics 40 (2013).
- [76] M. AMBROSIO et AL, « Vertical muon intensity measured with MACRO at the Gran Sasso Laboratory », Physical Review D52, 3793–3802 (1995).
- [77] N. R. COUNCIL, Neutrinos and Beyond : New Windows on Nature (The National Academies Press, 2003).

- [78] E. APRILE et AL, « XENON100 Collaboration. Analysis of the XENON100 Dark Matter Search Data », Astroparticle Physics 54, 11–24 (2012).
- [79] K. MICHENEAU, « Master thesis : Study of multiple events through single electron signals in the XENON100 experiment », Subatech laboratory (2014).
- [80] M. LE CALLOCH, Single electron in the XENON100 direct dark matter search experiment, Journée de Rencontres des Jeunes Chercheurs, 2013.
- [81] E. APRILE et AL, « XENON100 Collaboration. Observation and applications of singleelectron charge signals in the XENON100 experiment », Journal of Physics G41, 035201 (2014).
- [82] D. YU. AKIMOV ET AL, « Observation of delayed electron emission in a two-phase liquid xenon detector », Journal of Instrumentation 11, 1748–0221 (2016).
- [83] A. I. BOLOZDYNYA, «Two-phase emission detectors and their applications », Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 422, 314–320 (1999).
- [84] P. SORENSEN, « Electron train background in liquid xenon dark matter search detectors are indeed due to thermalization and trapping », ArXiv **1702.04805** (2017).

Remerciements

Je vais commencer par remercier Julien pour ces années passées à m'encadrer, à m'apporter conseils et à me guider vers cette finalité qu'est la thèse. Ce fût un parcours difficile, nous n'étions pas toujours d'accord, mais nous avons finalement réussi. Donc merci pour ta disponibilité, tes conseils et de ne pas m'avoir lâché. J'aimerai également remercier Thierry pour avoir accepter de prendre la direction de ma thèse et d'avoir toujours répondu présent lorsque ses conseils étaient requis. Merci également à Dominique, de m'avoir accueilli au sein du groupe xénon pour y réaliser cette thèse. Je remercie également Jean-Pierre et Sarah, pour leurs conseils et leurs expertises, toujours présents quand j'ai eu besoin d'eux. Merci d'ailleurs à tout le groupe xénon : Éric, Jean-Sébastien, Patrick, Nicolas, Yajing, Yuwei, Lucia, Maxime, Loïck, Chloé,... qui m'ont accepté les bras grands ouverts. Merci également à Lucas, en plus de ton aide précieuse dans mes débuts à Subatech, c'est ta présentation du laboratoire et ta tutelle lors de mon stage de M1 qui m'ont guidé jusqu'ici, donc merci. Je souhaite également remercier le reste des membres du jury pour le temps et le travail qu'ils m'ont consacrés, donc merci Isabelle, Corinne et Jacob. Vos conseils et remarques ont été d'une aide précieuse pour améliorer la qualité de ce manuscrit et ce fût un réel plaisir de discuter avec vous durant la soutenance et en dehors. Je remercie encore Jacob pour m'avoir suivi tout au long de ma thèse en tant que membre de mon comité de suivi. J'en profite pour également remercier Guillaume, le deuxième membre de ce comité. Je remercie également toute la collaboration XENON, dont j'ai pu faire partie durant ces années de thèses, c'était un honneur.

J'aimerai en profiter pour remercier tout le reste du personnel de Subatech, en particulier Sandrine, Séverine, Stéphanie, Sophie et Tanja qui font un travail énorme, qui m'ont été d'une aide précieuse durant cette thèse. Merci également à Noël pour les cours qu'il m'a permis d'enseigner, Arnaud, pour sa bonne humeur habituelle et de la colle qu'il ma posé durant une présentation, elle m'a beaucoup servie. Merci aussi à Murielle, Amanda, Guy, Virginia et Vincent, qui m'ont enseigné durant mes années à la faculté et qui se sont toujours montrés très aimables et souriants durant ma thèse.

Je remercie également Véronique, Carole et Philippe de la cafétéria, pour votre gentillesse, qui m'a permis de suivre mon régime caféiné, ce qui m'a fait tenir tout au long de cette thèse.

Et bien sûr, je souhaite remercier tous les doctorants, une thèse sans eux serait impossible. Donc merci aux doctorants actuels et aux anciens : Florian, Charlotte, Maxime, Javier, Lucia, Dounia, Chloé (à toi de jouer maintenant), Martin, David, Flavien, Manu, Erwann, Audrey, Etienne, Gabriel, Florian, Yuwei et Yajing. Je remercie en particulier Anthony, David et Loic, ainsi que tous les réguliers du foot, actuels et passés : Laurent, Hervé, Nicolas.T, Nicolas.B, Arnaud, Dylan, Brice, Nacho, Axel, Stéphane, Gaëtan, ... Ce fût un vrai plaisir de taper le ballon avec vous, même si j'ai découvert assez tardivement cette activité, j'ai vraiment passé de bon moment (vive l'équipe du genou). Parmi les doctorants, j'aimerai remercier tout particulièrement Fanny, Alexandre. S, Alexandre. P, Grégoire, Benjamin, Loïck et Pierre. Merci de m'avoir permis de tenir, c'était un réel plaisir de partager ces années avec vous!

Je remercie également mes amis qui m'ont poussé jusqu'au bout, qui m'ont permis de m'aérer l'esprit quand j'en avais besoin. Merci de m'avoir ramener sur terre de temps en temps quand vous considériez que mon travail empiété trop sur ma vie privé. Donc merci à Thomas, Doudouce, Mathieu, Guillaume. V, Jérémy, Soufiane, Samuel, Madely, Guillaume.J, Gino, Clémentine et Chachou.

J'en profite pour dire un grand merci à ma famille, qui m'a soutenu, aidé et épaulé tout au long de ma vie et plus encore durant cette thèse. Donc merci Meidy, Fatima, Adrien, Anissa et Fethi. Je remercie également leurs enfants qui amènent toujours de la joie et du bonheur, donc merci Ibtissem, Waïl, Halim et Shayma.

Il y a une personne en particulier que j'aimerai remercier. C'est elle qui m'a poussé jusqu'au bout, qui m'a fait continuer, toujours présente dans les moments les plus difficiles et c'est elle qui m'a permis d'arriver ici aujourd'hui. Elle s'est occupée de tout pour que je puisse me consacrer entièrement à ma thèse. J'aimerai la remercier pour son amour, sa gentillesse et sa bienveillance. Merci Sarah, je n'aurai jamais réussi sans toi!

Pour finir, j'aimerai remercier Annie. C'est elle qui a fait de moi la personne que je suis aujourd'hui. C'est pour elle que j'ai obtenu cette thèse, c'est pour elle que je me suis démené jusqu'au bout, c'est pour elle que j'ai continué, même au bord du burn out. J'aurai aimé que tu sois là. Je t'aime Maman.





Thèse de Doctorat

Kévin MICHENEAU

Étude des électrons résiduels dans XENON100

Résumé

Plusieurs phénomènes gravitationnels indiquent la présence d'une matière non lumineuse, appelée matière noire. Cette dernière est responsable d'environ un quart du budget énergétique total de l'univers. L'un des candidats pressentis pour décrire la matière noire est le WIMP. Pour révéler cette particule par détection directe, la collaboration XENON a développé une chambre à projection temporelle (TPC) à deux phases de xénon : liquide et gazeux. Lorsqu'une particule interagit avec le détecteur XENON100, celle-ci va exciter et ioniser les atomes de xénon. Les photons libérés par la relaxation des atomes vont produire le signal de scintillation S1. Les électrons de l'ionisation dérivent ensuite vers le xénon gazeux pour y produire un second signal, appelé S2. Pour un fonctionnement optimal, le détecteur doit être opérationnel pendant de longues périodes, et contrôlé en permanence. Dans cette optique, les électrons célibataires représentent une sonde idéale car ils ne nécessitent pas de temps de calibration dédié. Ces électrons produisent des signaux de faibles charges, constitués d'un à quelques électrons en coïncidence. Ils sont issus de l'effet photoélectrique des photons des signaux S1 et S2 sur les impuretés électronégatives du xénon liquide ou sur les matériaux de la TPC. En utilisant les électrons célibataires, la stabilité du détecteur est contrôlée. Ces électrons secondaires ont également permis de mettre en évidence un fond continu d'électrons dans le détecteur. Ces derniers sont appelés électrons résiduels.

Mots clés

Matière noire, WIMP, détection directe, TPC à deux phases de xénon, XENON100, électrons célibataires, électrons résiduels.

Abstract

Several gravitational phenomena suggest the presence of a non-luminous matter, named dark matter, which is responsible for about a quarter of the total energetic budget of the Universe. One of the most compelling candidates to describe it are WIMPs (Weakly Interactive Massive Particles). In order to directly detect these particles, the XENON Collaboration has conceived and built dual phase (liquid/gas) time projection chambers (TPC) filled with xenon, among which the XENON100 detector. When a particle interacts with the detector target, it excites and ionizes xenon atoms. Photons from the atoms deexcitation generate a scintillation signal known as S1. The electrons from the ionization follow the applied electric field lines and drift towards the gas phase where they interact to generate a second signal, called S2. During long periods of data taking it is important to keep the detector operational and to continuously monitor its performance. Single electrons represent an ideal probe to achieve this goal as they do not need dedicated calibration time. These electrons produce small charge signals consisting of single to a few electrons in accidental coincidences. They are induced by the photoelectric effect of S1 and S2 photons on either xenon impurities or on the TPC detector's materials. The use of single electrons thus allows to properly control the detector stability. They can also be used to probe the presence of the residual electrons background present in the detector. **Key Words**

Dark matter, WIMP, direct detection, dual phase TPC using xenon, XENON100, single electrons, residual electrons.