

Université de Montréal

**Production de plasmons et degré d'ionisation pour des
reculs nucléaires dans les détecteurs de matière sombre
au silicium de SuperCDMS.**

par

Émile Michaud

Département de physique
Faculté des arts et des sciences

Mémoire présenté en vue de l'obtention du grade de
Maître ès sciences (M.Sc.)
en Physique

31 août 2020

Université de Montréal

Faculté des arts et des sciences

Ce mémoire intitulé

**Production de plasmons et degré d'ionisation
pour des reculs nucléaires dans les détecteurs
de matière sombre au silicium de SuperCDMS.**

présenté par

Émile Michaud

a été évalué par un jury composé des personnes suivantes :

Richard MacKenzie

(président-rapporteur)

Alan Robinson

(directeur de recherche)

Claude Leroy

(membre du jury)

Résumé

SuperCDMS (Super Cryogenic Dark Matter Search) est une expérience de détection directe de la matière sombre qui utilise des détecteurs cryogéniques au silicium et au germanium capables de mesurer des dépôts d'énergie aussi petits que quelques eV. L'un des défis les plus importants de la recherche de la matière sombre est de réussir à bloquer les nombreux bruits de fond. Une de ces sources de bruit de fond est la production de plasmons par la diffusion Compton, un phénomène ne déposant généralement qu'une dizaine d'eV et affectant surtout les détecteurs à semi-conducteurs. Dans cet ouvrage, nous allons estimer le taux de production de ces plasmons et démontrer qu'il est primordial de tenir compte de ce bruit de fond avant de pouvoir affirmer avoir trouvé la matière sombre.

Un autre enjeu majeur de SuperCDMS est l'étalonnage de ses détecteurs à très faible énergie. En effet, la matière sombre est supposée interagir avec le noyau des atomes. Toutefois, il n'existe présentement aucune donnée sur le degré d'ionisation pour des reculs nucléaires de moins de 0,7 keV_{nr} dans le silicium, où keV_{nr} représente l'énergie déposée en keV lors d'une collision nucléaire (nr). Dans la deuxième partie de cet ouvrage, nous allons montrer comment l'expérience IMPACT (Ionization Yield Measurement with Phonons At Cryogenic Temperature), une sous-expérience de SuperCDMS composée de membres de SuperCDMS, compte mesurer ce degré d'ionisation pour des reculs nucléaires entre 0,1 et 4 keV_{nr} dans le silicium. Connaître ce degré d'ionisation est d'une grande importance pour SuperCDMS car il permet de reconstruire l'énergie déposée par une particule de matière sombre lorsqu'elle effectue une collision nucléaire dans ses détecteurs de matière sombre.

Mots-clés: matière sombre, détection directe, SuperCDMS, plasmons, degré d'ionisation pour des reculs nucléaires, effet Neganov-Trofimov-Luke, scintillateurs liquides

Abstract

SuperCDMS (Super Cryogenic Dark Matter Search) is an experiment for the direct detection of dark matter that uses cryogenic silicon and germanium detectors which can measure energy deposition as low as a few eV.

One of the biggest challenges in the search for dark matter is to block the various background events. One of those background source is the excitation of plasmons by Compton scattering, a phenomenon that generally deposits about ten eV and which affects mainly semiconductor detectors. In this work, we will estimate the production rate of plasmons and argue that we must understand this background in order to claim evidence of dark matter.

One of SuperCDMS's other challenges is the calibration of its detectors at very low energy. Indeed, dark matter is known to interact with the atom's nucleus, but unfortunately, there is no data at the moment about the ionization yield of nuclear recoils below 0,7 keVnr in silicon, where keVnr is the energy deposited in keV in a nuclear recoil (nr). In the second part of this work, we will show how the IMPACT experiment (Ionization yield Measurement with Phonons At Cryogenic Temperature), a sub-experiment of SuperCDMS composed of members of SuperCDMS, aims to measure the ionization yield for nuclear recoils between 0,1 and 4 keVnr in silicon. It is important for SuperCDMS to know this ionization yield to reconstruct the energy deposited in their detectors by a nuclear recoil from a dark matter particle.

Keywords: dark matter, direct detection, SuperCDMS, plasmons, ionization yield for nuclear recoils, Neganov-Trofimov-Luke effect, liquid scintillators

Table des matières

Résumé	v
Abstract	vii
Liste des tableaux	xi
Liste des figures	xiii
Liste des sigles et des abréviations	xv
Remerciements	xix
Introduction	xxi
Chapitre 1. Excitations de plasmons dans les détecteurs de matière sombre de SuperCDMS	3
1.1. Description générale des plasmons	3
1.2. Diffusion inélastique de rayons X	5
1.2.1. Approximation TDLDA de la fonction diélectrique	7
1.3. Taux d'excitations des plasmons	8
1.3.1. Résultats	9
Chapitre 2. IMPACT	11
2.1. Historique	13
2.2. Montage	14
2.2.1. Faisceau de protons	17
2.2.2. Faisceau de neutrons	20
2.2.3. Détecteur HVeV	22
2.2.4. Scintillateurs liquides et détecteurs PMTs	26
2.2.5. Alignement	30
2.2.5.1. Alignement HVeV	30

2.2.5.2.	Alignement PMTs	30
2.3.	Étalonnage et analyse HVeV	30
2.3.1.	Étalonnage	31
2.3.2.	Coupures	32
2.4.	Étalonnage et analyse PMT	32
2.4.1.	Étalonnage	34
2.4.1.1.	Échelle d'énergie	36
2.4.1.2.	Seuils des PMTs	38
2.4.1.3.	Taux de déclenchement	39
2.4.2.	Coupures	40
2.4.2.1.	Événements saturés	41
2.4.2.2.	Baseline	42
2.4.2.3.	Temps de déclenchement des pulsations, bd0 et bd02 (coupure stricte)	44
2.4.2.4.	Temps de déclenchement des pulsations bd0 et bd02 (coupure relâchée)	46
2.4.2.5.	PeakHighValue et intégrale longue	48
2.4.2.6.	PeakHighValue et intégrale courte 2	51
2.4.2.7.	Résumé des coupures	56
2.5.	Algorithme de coïncidence	57
2.6.	Résultats préliminaires à 0V	58
2.6.1.	Coupures supplémentaires	58
2.6.1.1.	Coupure sur l'énergie déposée dans les PMTs	58
2.6.1.2.	Coupure sur dt	59
2.6.1.3.	Coupure sur le temps de vol	59
2.6.2.	Résultats	60
Conclusion		65
Références bibliographiques		67

Liste des tableaux

2.1	Énergie de recul déposée par les neutrons en fonction de l'angle des PMTs.....	28
-----	--	----

Liste des figures

0.1	Distribution de l'énergie des phonons des données de calibration	xxiii
1.1	Schéma des fluctuations de la densité moyenne des électrons (plasmon)	4
1.2	Schéma d'une diffusion inélastique d'un rayon X	6
1.3	Différentes corrections statiques du champ local $G(q)$ pour $r_s = 2$	8
1.4	$S(\omega)$ pour le silicium pour les différentes approximations TDLDA de la fonction de structure dynamique.	10
2.1	Degré d'ionisation pour des reculs nucléaires dans le silicium.	12
2.2	Schéma et photo du montage de l'expérience IMPACT à TUNL.	15
2.3	Schéma des paquets de ns du faisceau de protons.	18
2.4	Exemple de calcul d'un temps de vol et distribution du temps de vol pour une heure de données du canal 19.	19
2.5	Sections efficaces de l'interaction neutron et Si-28	20
2.6	Schéma du collimateur vu de côté.	21
2.7	Schéma de la création de phonons dans le détecteur HVeV lors d'une collision.	22
2.8	Schéma de fonctionnement du QET	24
2.9	Schéma des deux QETs	24
2.10	Photos du détecteur HVeV	25
2.11	Photos des PMTs et de leur arrangement.	27
2.12	Schéma de montage et des énergies de recul mesurées à chaque position des PMTs.	29
2.13	Schéma des distances entre les détecteurs et la cible de LiF.	31
2.14	Exemple d'une trace du PMT avec les différentes quantités réduites mises en évidence.	35
2.15	Exemple d'un spectre d'énergie du ^{137}Cs et de son bord du fond Compton.	36
2.16	L'ensemble des facteurs d'échelle des 29 PMTs pour chaque journée de prise de données.	37

2.17	Exemple d'un calcul du seuil d'un PMT.....	38
2.18	L'ensemble des énergies de seuil des 29 PMTs pour chaque journée de prise de données.....	39
2.19	Taux de déclenchement des 29 PMTs à chaque jour	40
2.20	Exemple de la trace d'un neutron (a et b) et d'un photon (c et d).....	41
2.21	Exemple d'un événement saturé.	42
2.22	Les quantités réduites baseline et baseline2 pour les PMTs 1 et 27.....	43
2.23	La quantité bd0 en fonction de bd02.....	45
2.24	Exemples de traces avec plus d'un pic et un bon événement à l'échantillon 120 ..	46
2.25	La quantité bd02 en fonction de l'intégrale courte.	47
2.26	Moyenne des échantillons 60 à 110 en fonction de leur écart-type.	49
2.27	La quantité bd02 en fonction de l'intégrale courte avec la coupure stdbaselinemid < 60.	50
2.28	Spectre d'énergie (intégrale longue) d'une heure de données pour deux canaux...	51
2.29	Exemple d'événement dans la deuxième bosse de la figure 2.28(b).	52
2.30	Hauteur maximum du pic en fonction de l'intégrale longue.....	53
2.31	Distribution de l'intégrale longue avant et après la coupure diagonale.....	54
2.32	La quantité PeakHighValue en fonction de l'intégrale courte 2.	55
2.33	Différence de temps entre le signal du TES et du PMT.....	57
2.34	Coupures autour de la moyenne de la quantité dt.....	60
2.35	Distribution et coupure sur le temps de vol (TDV).	61
2.36	Spectre d'énergie du TES après toutes les coupures appliquées (sur les données du HVeV, des PMTs et sur la coïncidence).....	62
2.37	Spectre d'énergie du TES après toutes les coupures appliquées (sur les données du HVeV, des PMTs et sur la coïncidence).....	63

Liste des sigles et des abréviations

ADC	Convertisseur d'analogique à numérique, de l'anglais <i>Analog to Digital Converter</i>
ADR	Réfrigérateur à désaimantation adiabatique, de l'anglais <i>Adiabatic Demagnetization Refrigerator</i>
bd0(2)	Temps de déclenchement de l'impulsion. Bd0(2) utilise la discrimination à fraction constante pour trouver le temps de déclenchement du premier pic qu'il rencontre dans la trace en partant de l'échantillon 100 (0 pour bd02) jusqu'à l'échantillon 220.
BPM	Moniteur à faisceau, de l'anglais <i>Beam-Pickup Monitor</i>
DFC	Discriminateur à fraction constante
DAQ	Système d'acquisition de données de l'anglais <i>Data Acquisition system</i>
EELS	Spectroscopie de la perte d'énergie d'électrons, de l'anglais <i>Electron Energy Loss Spectroscopy</i>

IXS	Diffusion inélastique de rayons-X, de l'anglais <i>Inelastic X-rays scatterubg</i>
IMPACT	Mesure du degré d'ionisation avec des phonons à température cryogénique , de l'anglais <i>Ionization Measurement with Phonons At Cryogenic Temperatures</i>
LG(2)	Intégrale longue (2). Somme de 175 échantillons en partant de 5 échantillons avant bd0(2) (temps de déclenchement de la pulsation)
LiF-sur-Ta	Fluorure de Lithium sur Tantale
LS	Loups solitaires
TDLDA	Approximation de la densité locale dépendante du temps, de l'anglais <i>Time-dependent local-density approximation</i>
NTL	Neganov Tofimov Luke
PMT	Tubes photomultiplicateurs, de l'anglais <i>Photomultiplier tubes</i>
q_c	quantité de mouvement limite, de l'anglais <i>cutoff vector</i>
QET	de l'anglais <i>Quasiparticle-trap-assisted Electrothermal-feedback Transition-edge sensors</i>

RPA	Approximation de la phase aléatoire, de l'anglais <i>Random Phase Approximation</i>
SG(2)	Intégrale courte (2). Somme de 12 échantillons en partant de 5 échantillons avant $\text{bd0}(2)$ (temps de déclenchement de la pulsation)
SQUID	de l'anglais <i>Superconducting Quantum Interference Devices</i>
TDV	Temps de vol
TES	de l'anglais <i>Transition Edge Sensor</i>
TUNL	Triangle Universities Nuclear Laboratory

Remerciements

J'aimerais tout d'abord remercier mon directeur de recherche Alan Robinson pour son enthousiasme contagieux pour la physique, pour sa patience et pour ses précieux conseils et sans qui je n'aurais pas été capable de finir ma maîtrise.

Je voudrais aussi remercier mes collègues de SuperCDMS. En particulier, je voudrais dire merci à : Ziqing, Valentina, Tom, Tyler, Corey, Harrison, Tarek, Tali et Noah pour leur aide et pour toutes les discussions que nous avons eues.

Merci également aux gens du «bunker», notamment à : François, Simon, Mathieu, Deepak, Jérémy, Arthur, Hantz et Chih-Pan pour les bons moments passés ensemble. Merci aussi à Louis pour son aide avec l'accélérateur de particules.

Merci à ma maman pour ton amour inconditionnel et tes encouragements. Merci de m'avoir transmis ce que je considère être les trois qualités les plus importantes de tout physicien : être travaillant, curieux et persévérant. Merci de m'avoir soutenu dans mes études pendant toutes ces années et de m'avoir encouragé à me dépasser constamment. Merci d'avoir fait le travail surhumain de deux parents. Sans toi, je ne serais pas en train d'écrire ces lignes.

Merci à mon frère de m'avoir fait découvrir la musique punk et pour tous les spectacles de musique que nous sommes allés voir ensemble. J'ai passé tellement d'heures à écouter cette musique pendant que je faisais mes devoirs au secondaire, au Cégep, au baccalauréat et maintenant à la maîtrise. J'écris d'ailleurs ces lignes en écoutant l'album «Suffer» de Bad Religion.

Merci également à tous mes amis pour les excellents moments passés en votre compagnie. Merci en particulier à : Alexandre, Benjamin, Bogdan, Charles-Antoine, Dominic, Étienne, Frédérick, Geordi, Guillaume, Ian, Isaac, Jean-François, Jean-Marc, Jérémi, Jérémy, Karim, Kevin, Léa, Léo, Marie-Ève, Mathieu, Mathieu, Nathan, Nicolas, Philippe, Thomas, Tristan et Xavier pour votre sens de l'humour, votre joie de vivre et votre générosité. Vous êtes vraiment les meilleurs amis que l'on puisse avoir.

Je voudrais également exprimer à quel point je suis reconnaissant de pouvoir participer à la recherche fondamentale en physique. C'est un immense privilège que de pouvoir chercher des choses qui ne «servent» à rien, mais qui valent quand même la peine d'être cherchées

au même titre que l'architecture, les arts et la musique ne «servent» à rien, mais méritent quand même d'être exprimés, vus et entendus.

Introduction

La matière sombre reste, encore à ce jour, l'un des plus grands mystères de la physique moderne. Plus de 80 ans après sa théorisation, les efforts pour détecter la ou les particules à l'origine de la matière sombre continuent. En effet, même si plusieurs phénomènes astrophysiques tel que l'amas du boulet ou la vitesse de rotation des galaxies laissent présager l'existence de la matière sombre, la ou les particules la composant n'ont encore jamais été formellement détectées. Les expériences de détection de la matière sombre se sont multipliées au fil des dernières décennies, chacune espérant être la première à pouvoir revendiquer sa détection.

Parmi celles-ci, on retrouve notamment l'expérience de détection directe SuperCDMS (Super Cryogenic Dark Matter Search) qui utilise des détecteurs cryogéniques au silicium et au germanium pour tenter de découvrir cette ou ces fameuses particules. La section 2.2.3 décrit le mode de fonctionnement en détail de ces détecteurs et comment le modèle HVeV (High Voltage eV resolution) en particulier permet d'atteindre une sensibilité de quelques paires électron-trou (ce qui correspond à un dépôt d'énergie d'environ quelques eV). Le nom du modèle HVeV n'est pas anodin car il permet, comme son nom l'indique, de mesurer des dépôts d'énergie de quelques eV en appliquant une grande tension sur le détecteur.

En bref, les détecteurs de SuperCDMS fonctionnent de la manière suivante : ils sont refroidis à la limite de la température de transition vers l'état supraconducteur de sorte qu'un petit dépôt d'énergie par une particule incidente fait sortir le détecteur de l'état supra-conducteur. Il en résulte une grande variation dans la résistance qu'on peut facilement mesurer et ainsi déterminer l'énergie déposée. Plus précisément, lorsqu'une particule, comme par exemple la matière sombre, frappe le détecteur, elle excite un certain nombre de paires électron-trou ainsi que des phonons (oscillations des atomes du détecteur) dont l'énergie totale est égale à l'énergie de recul s'il s'agit d'une collision nucléaire. En mettant sous haute tension le détecteur, les charges à la dérive produisent d'autres phonons, qu'on appelle phonons de Luke-Neganov-Trofimov (NTL) [39, 42], dont l'énergie est proportionnelle au voltage et au nombre de paires électron-trou. Les phonons brisent ensuite des paires de Cooper dans une mince couche d'aluminium déposée sur le dessus du substrat de silicium. Ces paires de Cooper dérivent ensuite elles aussi pour finalement déposer leur énergie sous

forme de chaleur dans le capteur en tungstène, ce qui fait sortir ce dernier de la phase supraconductrice permettant ainsi de mesurer l'énergie déposée par la particule incidente. Bref, le fait de mettre sous tension le détecteur force les charges à exciter d'autres phonons amplifiant ainsi l'énergie totale des phonons et permettant de mesurer des petits dépôts d'énergie. Ce que mesure ainsi SuperCDMS est l'énergie de phonons qu'on peut associer à un nombre de paires électron-trou et donc à une énergie de collision sachant l'énergie moyenne pour produire une paire électron-trou .

citeexemple

Depuis 2017, SuperCDMS est capable d'atteindre une résolution d'une seule paire électron-trou [49, 4], une paire res3 comme on peut le voir à la figure 0.1. Dans ce graphique, un phonon de 160 eVt (les unités eVt représentent l'énergie totale des phonons soit l'énergie de recul nucléaire (nulle pour les photons) plus l'énergie des phonons de NTL.) correspond au signal d'un seul électron pour une tension de 160 V et pas d'énergie de recul.

La possibilité de mesurer des dépôts d'énergie aussi petits que quelques eV amènent son lot de défis. Entre autres, deux nouveaux problèmes indépendants l'un de l'autres surgissent pour l'expérience SuperCDMS.

L'un de ceux-ci est l'apparition d'un nouveau pic de résonance dans le bruit de fond de la diffusion Compton. En effet, il faut maintenant tenir compte de la production de plasmons (oscillations collectives des électrons) par une diffusion Compton. Cette excitation, expliquée dans la section 1.1, dépose généralement une énergie d'une dizaine d'eV et survient dans les métaux ou les semi-conducteurs. Jusqu'à tout récemment, ni SuperCDMS ni aucun autre détecteur de rayonnement ne pouvait mesurer d'aussi petits dépôts d'énergie. Toutefois, depuis quelques années, SuperCDMS et SENSEI sont devenues les seules expériences à avoir un détecteur assez massif pour être sensible aux diffusions Compton tout en étant capable de détecter une seule paire électron-trou. Ceci les rend donc sensibles à cette nouvelle source de bruit de fond. Il est primordiale pour SuperCDMS et toutes autres expériences de détection directe de la matière sombre de bien connaître les différentes sources de bruits de fond si elles veulent pouvoir affirmer avoir trouvé la matière sombre. En effet, ces expériences essayent de réduire le plus possible ces bruits de fond environnants en plaçant, par exemple, leurs détecteurs à plusieurs centaines de mètres sous terre (pour bloquer les rayons cosmiques entre autres) ou derrière des murs de plomb et d'eau (pour bloquer les photons et les neutrons ambiants respectivement). Toutefois, il est impossible de bloquer complètement tous les bruits de fond. C'est pourquoi ces expériences essaient aussi de comprendre le signal du bruit de fond qu'elles devraient normalement observer même après en avoir bloqué une grande partie. Celles-ci peuvent ensuite comparer le signal attendu à celui qu'elles observent et si un excès significatif du nombre d'événements est observé et ne peut être expliqué par les bruits de fond connus, ces expériences peuvent en conclure que c'est peut-être causé par un bruit de fond inconnu ou encore par une ou des nouvelles particules, comme la matière

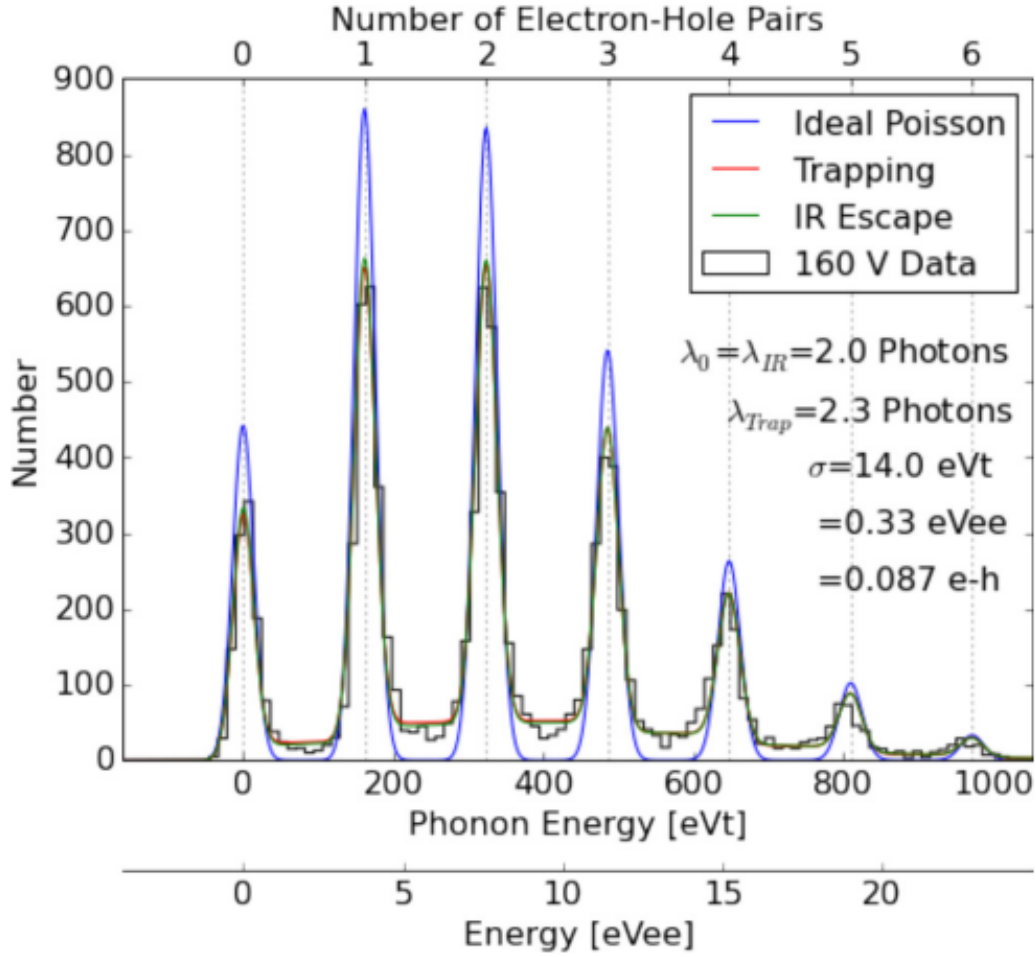


Fig. 0.1. Distribution de l'énergie des phonons des données de calibration prises avec un laser monochromatique pulsé de 650 nm (1,91 eV). Tiré de [49]. Les unités eVee représentent l'énergie déposée lors d'une collision électronique (comme dans le cas des photons utilisés ici).

sombre. On comprend alors toute l'importance de bien connaître les bruits de fond, comme la production de plasmons, avant de s'avancer sur la découverte de la ou les particules derrière la matière sombre.

Le chapitre 1 présentera d'abord une description générale des plasmons suivie de la théorie décrivant leurs excitations par des photons soit la diffusion inélastique de rayons X. Finalement, une approximation du taux d'excitation des plasmons par diffusion Compton sera calculée afin de montrer l'importance de ce phénomène dans le spectre de bruit de fond.

Dans un autre ordre d'idée, l'autre nouveau défi auquel fait face l'expérience SuperCDMS est la reconstitution des très faibles énergies déposées par les particules incidentes. En effet, en bas de 0,7 keVnr, il n'existe présentement aucune mesure du degré d'ionisation pour des reculs nucléaires dans le silicium. Ce degré est primordial pour reconstruire l'énergie déposée

par les particules incidentes, surtout la matière sombre, car elle interagit avec le noyau des atomes du détecteur et peut déposer une énergie plus basse que 0,7 keVnr. Ceci n'était pas un problème avant, car les détecteurs SuperCDMS n'avaient pas encore la capacité de mesurer d'aussi petits dépôts d'énergie.

Le chapitre 2 présentera ainsi comment l'expérience IMPACT (Ionization Measurement with Phonons At Cryogenic Temperatures), une sous-expérience SuperCDMS, composée de membres de SuperCDMS, s'est prise pour mesurer le degré d'ionisation pour des reculs nucléaires entre 0,1 keVnr et 4 keVnr dans le silicium. La collaboration entière de SuperCDMS s'intéresse à ces résultats car ils permettront d'augmenter la sensibilité des détecteurs aux très faibles énergies. On y verra premièrement l'historique des mesures prises au fil des décennies de ce degré d'ionisation pour le silicium. Par la suite, nous présenterons le montage de l'expérience. Ensuite, nous verrons brièvement l'étalonnage et les coupures sur les données du détecteur HVeV suivi de l'étalonnage et des coupures sur les données des scintillateurs liquides utilisés lors de cette expérience. Puis, nous passerons rapidement à l'algorithme de coïncidence permettant de reconstruire la trajectoire d'une particule de sa collision avec le détecteur au silicium jusqu'à sa collision avec un scintillateur liquide. Enfin, nous présenterons quelques résultats préliminaires à 0V.

Chapitre 1

Excitations de plasmons dans les détecteurs de matière sombre de SuperCDMS

Les plasmons sont des oscillations collectives d'électrons qui peuvent survenir quand un électron ou un photon frappe un métal ou un semi-conducteur et y dépose une énergie proche de la fréquence plasma (autour de 10 eV) tout en ne transférant qu'une petite quantité de mouvement ($q <$ quantité de mouvement limite q_c). Deux expériences de détection directe de la matière sombre, soit SuperCDMS et SENSEI, utilisent des détecteurs à semi-conducteurs avec une résolution d'une seule paire électron-trou et devraient donc être sensibles à la production de plasmons, ces derniers ne produisant que quelques paires électron-trou lorsqu'ils sont excités. Entre autres, on peut utiliser l'approximation de la densité locale dépendante du temps (TDLDA) du facteur de structure dynamique $S(\mathbf{q}, \omega)$ pour calculer l'effet des plasmons sur le spectre de diffusion Compton, un bruit de fond nécessaire à comprendre avant de pouvoir affirmer avoir trouvé la matière sombre. Dans ce chapitre, nous allons premièrement définir ce qu'est un plasmon et ses propriétés générales. Puis, nous allons voir la théorie derrière les diffusions inélastiques de rayons X. Finalement, nous calculerons la probabilité d'exciter un plasmon lorsqu'un photon est diffusé sur les électrons de valence de notre détecteur au silicium. Nous en arriverons à la conclusion que cette probabilité d'excitation n'est pas négligeable et qu'on doit donc tenir compte de l'excitation plasmonique dans les bruits de fond de la diffusion Compton si l'on veut pouvoir affirmer avoir trouvé la matière sombre.

1.1. Description générale des plasmons

De manière générale, lorsque les électrons et les photons passent au travers de la matière, ils perdent de l'énergie principalement de deux manières. La première est la perte d'énergie par excitation, c'est-à-dire qu'ils font passer les électrons des atomes d'une couche moins énergétique à une couche plus énergétique. La deuxième perte d'énergie probable est l'ionisation, c'est-à-dire d'éjecter l'électron hors de l'atome. Parmi les pertes d'énergie par

excitation, on retrouve l'excitation plasmonique. Ce processus ne peut que survenir dans les métaux ou les semi-conducteurs où le nombre d'électrons faiblement liés est assez grand. [47, 54, 31]¹. Dans les métaux, les électrons faiblement liés sont les électrons dans la bande de conduction alors que dans les semi-conducteurs, ce sont plutôt les électrons dans la bande de valence. Si l'électron ou le photon incident dépose une énergie proche de la fréquence plasma (de l'ordre de 10 eV) dans le cristal en plus de transférer une petite quantité de mouvement ($q < q_c$), il aura alors une certaine probabilité de produire une oscillation collective des électrons qu'on appelle aussi plasmons. Plus précisément, un plasmon est une oscillation à la fréquence plasma de la fluctuation de la densité moyenne des électrons [46, 8]. La figure 1.1 montre de manière schématique ces fluctuations pour des électrons liés.

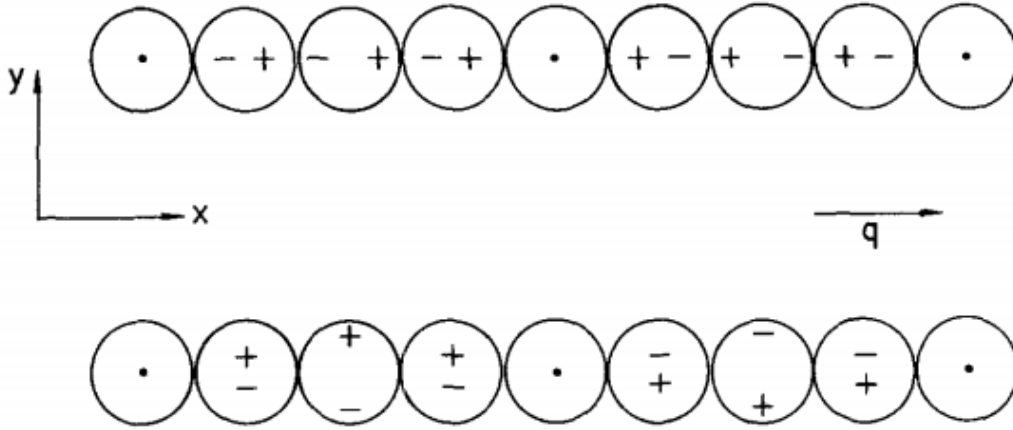


Fig. 1.1. Schéma des fluctuations de la densité moyenne des électrons (plasmon) pour une onde longitudinale (en haut) et pour une onde transverse (en bas). L'onde transverse nécessite la présence d'une fonction diélectrique non homogène et est associée aux plasmons de surface. Tiré de [47].

Si cette excitation se produit à la surface du cristal (ce qui arrive quand le champ et le déplacement électriques sont continus, mais non nuls loin de la surface), on lui donne le nom de plasmon de surface alors que si cela arrive à l'intérieur du volume du cristal, on appelle plutôt cela un plasmon de volume. Ces deux types de plasmons ne requièrent pas la même énergie pour être créés (les plasmons de surface ont besoin de moins d'énergie) et leur probabilité et leurs moyens d'excitation ne sont pas les mêmes non plus [47, 40]. Dans cet ouvrage, nous allons nous concentrer uniquement sur les plasmons de volume, que nous appellerons simplement plasmon à partir de maintenant par souci de concision, car c'est ce type d'événements qui est plus susceptible d'affecter le bruit de fond de SuperCDMS.

¹On considère comme faiblement liés les électrons qui ont une fréquence plasma $\hbar\omega_p = \hbar\sqrt{\frac{ne^2}{m\epsilon_0}}$ significativement plus grande que leur énergie de liaison.

Dans le cas où $q > q_c$ les photons et les électrons incidents vont plutôt exciter une paire électron-trou. Dans l'éventualité où un plasmon serait quand même créé avec $q > q_c$, ce dernier serait très fortement atténué et se désintégrerait assez rapidement en une paire électron-trou [47, 54].

Jusqu'à présent, les plasmons n'ont été observés que dans les expériences de spectroscopie de perte d'énergie des électrons (EELS) et de diffusions inélastiques de rayons X (IXS) où l'on mesure la différence d'énergie entre l'électron (ou le photon) incident et l'électron diffusé afin de savoir quelle énergie a été déposée dans la cible. Comme les plasmons ne nécessitent qu'un dépôt d'énergie d'environ 10 à 20 eV (dépendamment du type de matériau) et qu'aucun calorimètre ne possédait la résolution nécessaire pour détecter de si petites quantités d'énergie jusqu'à tout récemment, les expériences de EELS et de IXS sont les seules à avoir détecté des plasmons. Toutefois, depuis quelques années, deux expériences de détection directe de la matière sombre, soit SuperCDMS et SENSEI, possèdent des détecteurs capables d'atteindre une résolution d'une seule paire électron-trou et sont donc sensibles à des dépôts d'énergie de quelques eV seulement. La plupart des détecteurs utilisés par ces expériences sont faits de silicium, un élément ayant une énergie de plasmon de 16,9 eV [47, et les références qui s'y trouvent]. Comme il faut, en moyenne, 3,6 eV pour créer une paire électron-trou dans le silicium [4, 50, 11, 17, 53, 33, 45, 38, 43], on devrait s'attendre à la création de quelques paires électron-trou dans ces détecteurs lorsqu'un plasmon est excité.

1.2. Diffusion inélastique de rayons X

Dans une expérience de diffusion inélastique de rayons X, des photons d'énergie $\hbar\omega_1$, de vecteur d'onde \mathbf{K}_1 et de polarisation \mathbf{e}_1 sont diffusés d'un angle θ en des photons d'énergie $\hbar\omega_2$, de vecteur d'onde \mathbf{K}_2 et de polarisation \mathbf{e}_2 . L'énergie transférée par les photons incidents à l'échantillon est donc simplement : $\hbar\omega_1 - \hbar\omega_2 = \hbar\omega$. La quantité de mouvement transférée est calculée de la même manière : $\mathbf{q} = \mathbf{K}_1 - \mathbf{K}_2$. La figure 1.2 illustre de manière schématique une diffusion inélastique d'un rayon X. Le nombre de photons diffusé dans un angle solide $[\Omega, \Omega + d\Omega]$ et ayant transféré une énergie entre $[\omega, \omega + d\omega]$ sur le nombre total de photons incidents nous donne la section efficace doublement différentielle suivante [54, 59, 60]:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega d\omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Th}} S(\mathbf{q}, \omega) \quad (1.2.1)$$

où $S(\mathbf{q}, \omega)$ est le facteur de structure dynamique et Th est l'abréviation pour diffusion Thomson. Comme on peut apercevoir à la figure 1.1, ce n'est que la composante radiale ou perpendiculaire du photon qui peut exciter les plasmons de volume, de sorte qu'on peut écrire la diffusion Thomson comme suit :

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Th}} = r_0^2 \left(\frac{\omega_2}{\omega_1}\right) |\mathbf{e}_1 \cdot \mathbf{e}_2^*|^2 = r_0^2 \left(\frac{\omega_2}{\omega_1}\right) |\cos\theta|^2 \quad (1.2.2)$$

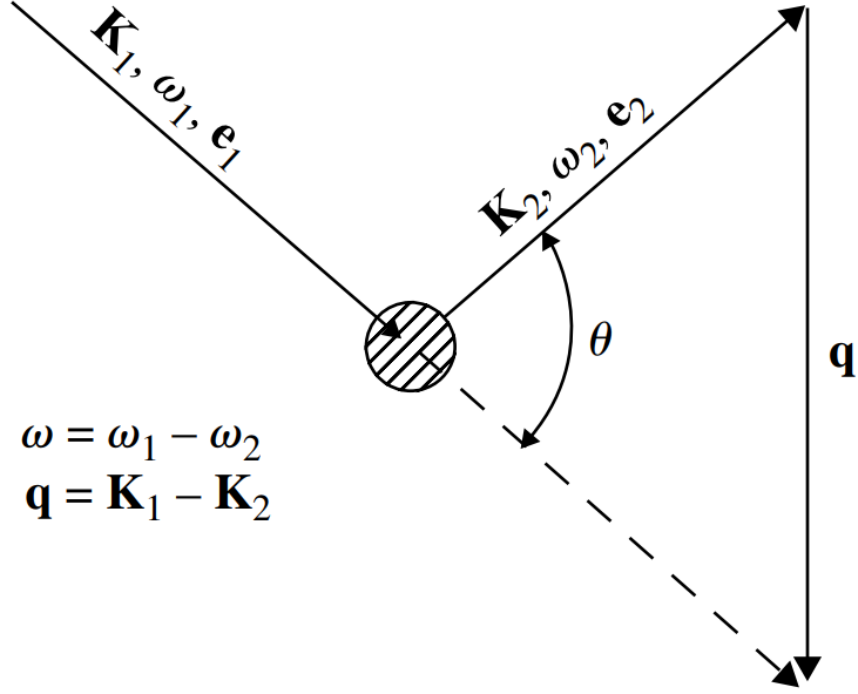


Fig. 1.2. Schéma d'une diffusion inélastique d'un rayon X. Tiré de [55]

où r_0 est le rayon classique de l'électron $r_0 = e^2/4\pi\epsilon_0 mc^2$. Le facteur de structure dynamique est simplement la transformée de Fourier sur le temps et l'espace de la fonction de corrélation de paires dépendante du temps de Van Hove [59]:

$$S(\mathbf{q}, \omega) = \frac{1}{2\pi\hbar} \int_{-\infty}^{+\infty} dt \exp(-i\omega t) \int d^3r \exp(i\mathbf{q} \cdot \mathbf{r}) G_c(\mathbf{r}, t) \quad (1.2.3)$$

Le facteur de structure dynamique peut également être exprimé en fonction de la partie imaginaire de la fonction de polarisation χ à l'aide du théorème de fluctuation-dissipation. Cette fonction de polarisation est, à son tour, liée à la fonction diélectrique (qui peut être séparée en une partie réelle et une partie imaginaire : $\epsilon(q, \omega) = \epsilon^{(1)}(q, \omega) + i\epsilon^{(2)}(q, \omega)$), de sorte qu'on peut écrire le facteur de structure dynamique comme suit [54] :

$$S(\mathbf{q}, \omega) = \left(\frac{q^2}{4\pi^2 e^2} \right) \text{Im} \left[\frac{-1}{\epsilon(\mathbf{q}, \omega)} \right] \quad (1.2.4)$$

On retrouve dans la littérature plusieurs expériences qui ont mesuré la fonction diélectrique du silicium, mais celles-ci se limitent généralement au cas $\omega \rightarrow 0$ [44] ou à seulement quelques valeurs de q [55, 60]. Comme nous nous intéressons à la fonction diélectrique du silicium pour un large éventail de valeurs de q (entre 0 et q_c) et de ω (entre 5 eV et 40 eV), nous devons nous rabattre vers une approche plus théorique.

1.2.1. Approximation TDLDA de la fonction diélectrique

Il existe plusieurs approximations de la fonction diélectrique dans la littérature scientifique. Une des plus importantes est l'approximation de la densité locale dépendante du temps (TDLDA) [54, 47] :

$$\epsilon^{TDLDA}(\mathbf{q},\omega) = \frac{1 - v(\mathbf{q})(1 - \tilde{G}(\mathbf{q},\omega))\chi_0(\mathbf{q},\omega)}{1 + \tilde{G}(\mathbf{q},\omega)v(\mathbf{q})\chi_0(\mathbf{q},\omega)} \quad (1.2.5)$$

où $v(\mathbf{q}) = \frac{4\pi e^2}{q^2}$ est la transformée de Fourier du potentiel coulombien et χ_0 est la fonction de polarisation de Lindhard [35]. $\tilde{G}(\mathbf{q},\omega)$ représente les corrections du champ local, qui tiennent en compte des interactions électron-électron. Il existe plusieurs approximations de ces corrections du champ local dans la littérature. La plus simple est sans aucun doute l'approximation de la phase aléatoire (RPA) et est tout simplement $\tilde{G}(\mathbf{q},\omega) = 0$ [28, 54]. Les articles de Hubbard [26], Toigo et Woodruff [57], Utsumi et Ichimaru [58] et Farid [21] discutent d'autres approximations. On remarque que chacune d'elles est dans la limite $\tilde{G}(\mathbf{q},\omega) = \tilde{G}(\mathbf{q},0)$ aussi connue sous le nom de corrections statiques du champ local (par opposition à correction dynamique). Malgré tout, l'utilisation d'approximations statiques peut se justifier pour deux raisons. La première est que la dépendance de $\tilde{G}(\mathbf{q},\omega)$ en ω est vraiment faible [54]. La deuxième est qu'on ne retrouve que très peu de corrections dynamiques du champ local dans la littérature, notamment parce que c'est plus complexe à calculer. De plus, parmi les quelques approximations dynamiques qui existent, soit qu'elles ne sont valides que pour de petites valeurs de q [30], soit qu'elles ont des singularités [25, 5, 15]. Pour toutes ces raisons, nous nous limiterons donc aux 5 corrections statiques du champ local suivantes dans ce mémoire : RPA, Hubbard [26], Toigo et Woodruff [57] Utsumi et Ichimaru [58] et Farid [21]. Ces corrections ont été tracées en fonction de q/k_f où k_f est le vecteur d'onde de Fermi à la figure 1.3.

Ces corrections sont souvent données en fonction du paramètre (sans dimension) r_s :

$$r_s = \left(\frac{3}{4\pi n a_0^3} \right)^{1/3} \quad (1.2.6)$$

où n est la densité d'électrons de valence et a_0 le rayon de Bohr. Le paramètre r_s est donc une mesure de la distance entre les électrons en unités de a_0 . Dans le silicium, $r_s \approx 2$ ce qui est la valeur que nous avons utilisée à la figure 1.3 et que nous utiliserons pour le reste de nos calculs plus loin dans cet ouvrage. À faible q , les corrections ont toutes une dépendance en q^2 .

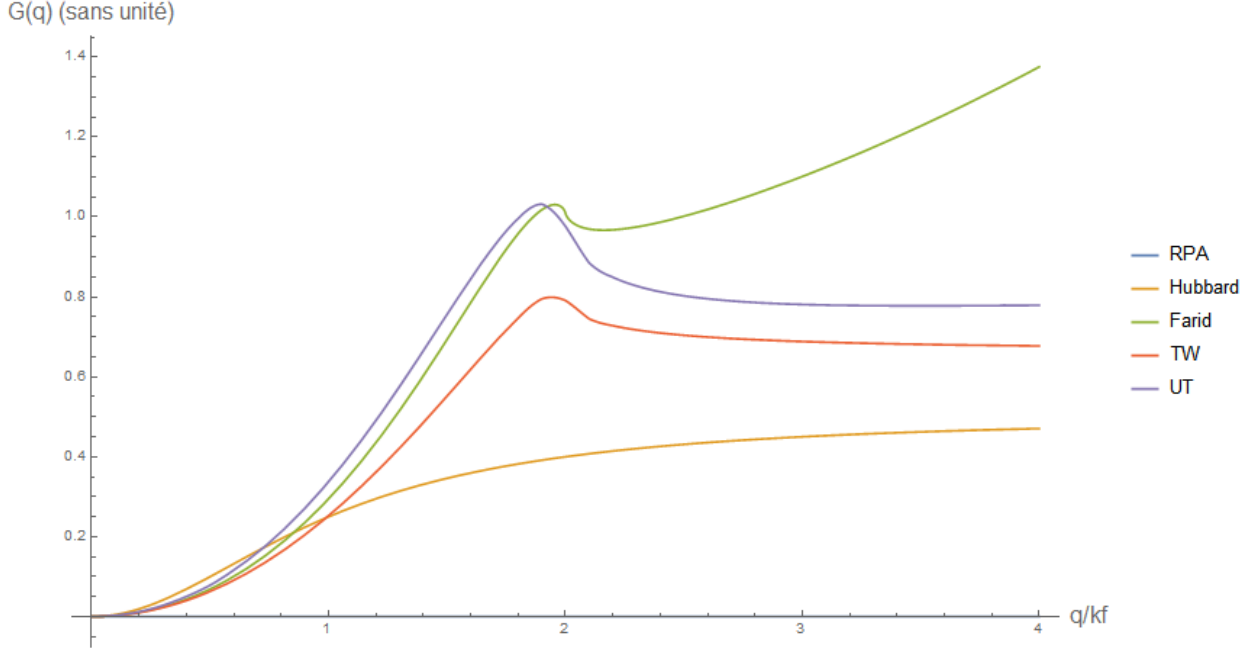


Fig. 1.3. Différentes corrections statiques du champ local $G(q)$ pour $r_s = 2$. Ces corrections sont, dans l'ordre : RPA (random phase approximation), Hubbard [26], Toigo et Woodruff (TW) [57] Utsumi et Ichimaru (UT) [58] et Farid [21].

1.3. Taux d'excitations des plasmons

On peut remplacer la dérivée par rapport à Ω dans l'équation 1.2.1 par une dérivée par rapport à q . En effet, sachant que $\omega \ll \omega_1$, on peut alors réécrire q de la manière suivante :

$$q = (\omega_1^2 + \omega^2 - 2\omega_1\omega_2 \cos \theta)^{1/2}/c \approx 2K_1 \sin(\theta/2) \quad (1.3.1)$$

où K_1 est la quantité de mouvement du photon incident. En appliquant la règle de la dérivation en chaîne et en intégrant par rapport à ϕ de 0 à 2π l'équation 1.2.1, on obtient le résultat suivant :

$$\int_0^{2\pi} \frac{\omega_1^2}{c^2 q} \frac{d^2 \sigma}{d\phi dq d\omega} d\phi = \int_0^{2\pi} \frac{\omega_1^2}{c^2 q} \left(\frac{d\sigma}{d\phi dq} \right)_{\text{Th}} S(\mathbf{q}, \omega) d\phi \quad (1.3.2)$$

On annule ensuite les constantes $\frac{2\pi\omega_1^2}{c^2 q}$ de chaque côté de l'équation. Puis, on intègre par rapport à q de 0 à q_c , soit la région pour laquelle les plasmons sont bien définis et dominent la fonction de structure dynamique. Toutefois, comme la fonction $S(q, \omega)$ est d'environ 0 pour $q > q_c$ aux faibles valeurs d'énergie qui nous intéressent (entre 0 et 30 eV), on peut approximer l'intégrale comme si elle allait de 0 à ∞ .

$$\int_0^\infty \frac{d^2 \sigma}{dq d\omega} dq = \int_0^\infty \left(\frac{d\sigma}{dq} \right)_{\text{Th}} S(q, \omega) dq \quad (1.3.3)$$

Par le théorème fondamental du calcul différentiel et intégral, cela revient donc à «annuler» la dérivée par rapport à q du côté gauche de l'équation.

$$\frac{d\sigma}{d\omega} = \int_0^\infty \left(\frac{d\sigma}{dq} \right)_{\text{Th}} S(q,\omega) dq \quad (1.3.4)$$

Finalement, on divise chaque côté par la section efficace différentielle par rapport à l'énergie de la diffusion Thomson. On utilise pour cela la règle de la dérivation en chaîne et le fait que $\omega = \frac{\hbar q^2}{2m}$ pour convertir la dérivée par rapport à Ω de l'équation 1.2.2 en une dérivée par rapport à ω .

$$\begin{aligned} \frac{\frac{d\sigma}{d\omega}}{\left(\frac{d\sigma}{d\omega} \right)_{\text{Th}}} &= \frac{\int_0^\infty \left(\frac{d\sigma}{dq} \right)_{\text{Th}} S(q,\omega) dq}{\left(\frac{d\sigma}{d\omega} \right)_{\text{Th}}} \\ &= \frac{\int_0^\infty \frac{2\pi c^2 q}{\omega_1^2} r_0^2 \left(\frac{\omega_2}{\omega_1} \right) \left(1 - \frac{q^2 c^2}{2\omega_1^2} \right)^2 S(q,\omega) dq}{\frac{2\pi m c^2}{\hbar \omega_1^2} r_0^2 \left(\frac{\omega_2}{\omega_1} \right) \left(1 - \frac{m \omega c^2}{\hbar \omega_1^2} \right)^2} \\ &\approx \int_0^{q_c} \frac{\hbar q}{m} \left(1 - \frac{\hbar q^2}{2m\omega_1} \right) \left(1 - \frac{q^2 c^2}{2\omega_1^2} \right)^2 S(q,\omega) dq \\ &= S(\omega) \end{aligned} \quad (1.3.5)$$

Par conséquent, on se retrouve avec le ratio de la section efficace différentielle de la diffusion Thomson sur les électrons de valence d'un atome sur la même section efficace, mais pour les électrons libres. Dans la section suivante, nous allons calculer ce ratio $S(\omega)$ pour les différentes approximations de la fonction de structure dynamique que nous avons abordées plus tôt.

1.3.1. Résultats

Premièrement, on remarque à la figure 1.4 qu'il y a un pic de résonance proche de la fréquence plasma. En effet, $S(\omega)$ atteint son maximum autour de 25 eV pour l'approximation RPA et autour de 21 eV pour toutes les autres approximations. Nous avons mentionné précédemment que l'énergie de plasmon dans le silicium est autour de 16,9 eV alors que le maximum des différentes approximations se trouve un peu plus haut. Cet effet est dû à la structure de bande qui provoque une certaine dispersion dans l'énergie du plasmon [20, 19, 24]. En effet, l'énergie du plasmon augmente avec q . Le maximum atteint est $\max(S(\omega)) \approx 0.17$, soit le ratio entre les diffusions collectives contre les électrons de valences et les diffusions incohérentes (Compton) sur les électrons complètement libres.

On remarque également que toutes les courbes, à l'exception de RPA, sont très similaires. On peut facilement expliquer ceci par le fait que l'intégrale sur q de l'équation 1.3.5 va de 0 à q_c où $q_c < 1.5k_f$. Entre 0 et $1,5 k_f$, la correction due aux champs locaux est très similaire pour toutes les approximations, elles ont toutes un comportement en q^2 comme on peut

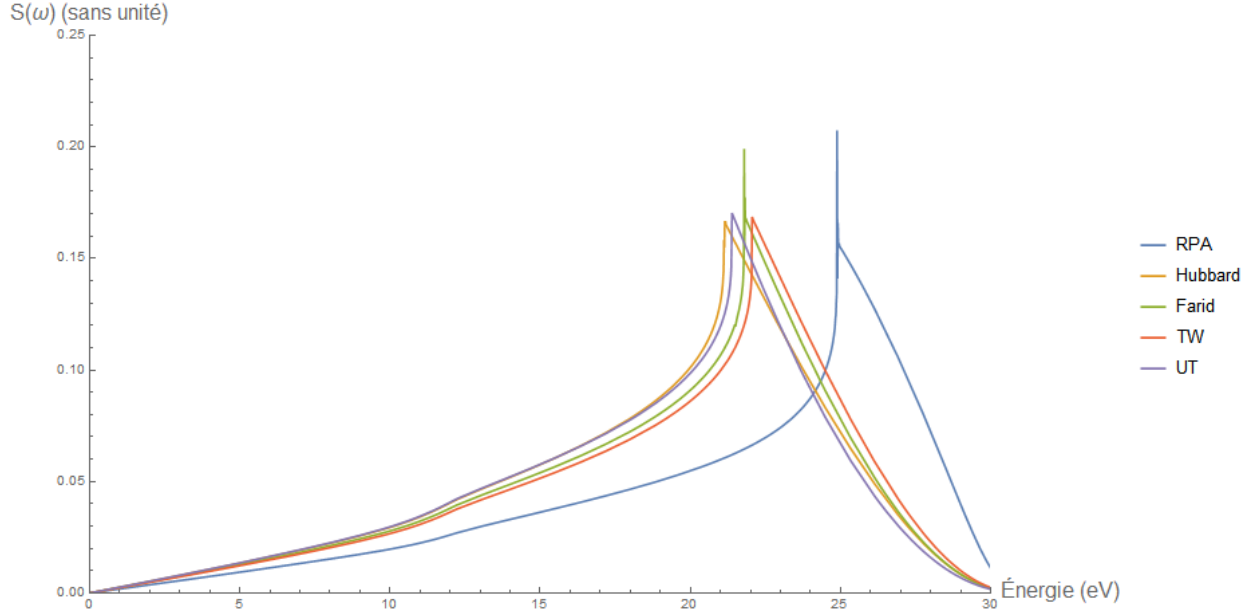


Fig. 1.4. $S(\omega)$ pour le silicium pour les différentes approximations TDLDA de la fonction de structure dynamique.

le voir à la figure 1.3 et c'est donc pourquoi la fonction diélectrique, et par conséquent la fonction de structure dynamique, est très similaire pour les différentes approximations.

On en conclut donc que le spectre de diffusion Compton du silicium a une résonance à la fréquence plasma causée par des excitations collectives des électrons de valence qu'on appelle aussi plasmons. L'expérience SuperCDMS, qui utilise des détecteurs au silicium capable de mesurer des dépôts d'énergie de quelques eV, est donc sensible à cet effet. Elle devra ainsi tenir compte de cet effet collectif dans sa modélisation des bruits de fond et du spectre de diffusion Compton si elle veut pouvoir prétendre à la découverte de la matière sombre. En effet, rappelons-nous que la procédure de SuperCDMS pour détecter la matière sombre est de placer ses détecteurs à plusieurs centaines de mètres sous terre et derrière des murs de plomb et d'eau ou de polyéthylène pour bloquer les particules incidents ambiantes le plus possible et ainsi réduire le bruit de fond au maximum. Toutefois, comme il est impossible de bloquer complètement ces bruits de fond, celle-ci estime le signal attendu produit par ces sources et le compara au signal mesuré. Si des déviations entre le signal attendu et le signal mesuré surviennent, généralement sous forme d'excès d'événements mesurés, ce peut-être en raison d'une nouvelle particule, comme la matière sombre, ou encore d'un bruit de fond inconnu ou non pris en compte dans la modélisation du signal. Ainsi, en incluant les plasmons dans notre modèle de bruit fond, nous limitons la possibilité, si nous mesurons un excès d'événements produisant 4-5 paires électron-trou (≈ 20 eV) dans nos détecteurs, que ce soit causé par une particule de matière sombre.

Chapitre 2

IMPACT

Le degré d'ionisation pour des reculs nucléaires ou "ionization yield for nuclear recoils" en anglais est le ratio du nombre de paires électron-trou excitées par une particule interagissant avec le noyau d'un atome sur le nombre de paires produites par une particule déposant la même énergie, mais interagissant avec les électrons. En effet, pour la même énergie déposée, une particule interagissant avec les électrons va produire plus de paires électron-trou qu'une particule interagissant avec le noyau :

$$Y = \frac{Q_{nr}}{Q_{er}} \quad (2.0.1)$$

où Y est le degré d'ionisation, Q_{nr} le nombre de charges produites pour une collision nucléaire et Q_{er} le nombre de charges produites pour une collision électronique de même énergie. La figure 2.1 montre quelques valeurs du degré d'ionisation pour des énergies de recul entre 0,7 keVnr et 28 keVnr où keVnr est le dépôt d'énergie en keV pour une collision nucléaire (nr). Dans le cas où il s'agirait d'une collision électronique (ee), le symbole serait alors keVee.

L'axe des ordonnées est le degré d'ionisation. Le graphique se lit donc de la manière suivante : une particule interagissant avec le noyau et déposant 5 keVnr a un degré d'ionisation de 0,25 ce qui revient à dire qu'elle produira 4 fois moins de paires électron-trou qu'une collision de même énergie avec les électrons. À ce jour, il n'existe pas de données pour des reculs nucléaires plus bas que 0,7 keVnr pour le silicium.

L'expérience IMPACT (Ionization Measurements with Phonons at Cryogenic Temperature) a pour but de mesurer le degré d'ionisation pour des reculs nucléaires dans le silicium allant de 0,1 keVnr à 4 keVnr. Cette mesure est importante pour deux raisons.

Premièrement, on remarque que les données expérimentales sont en accord avec le modèle théorique de Lindhard pour $E_{NR} > 4$ keVnr. En mesurant le degré d'ionisation dans l'intervalle 0,1 à 4 keVnr, il nous sera donc possible de confirmer si le modèle théorique de Lindhard ne tient plus à ces basses énergies, ce qui semble être déjà le cas si on se fie aux données actuelles. Du point de vue de la physique fondamentale, cette mesure est donc très

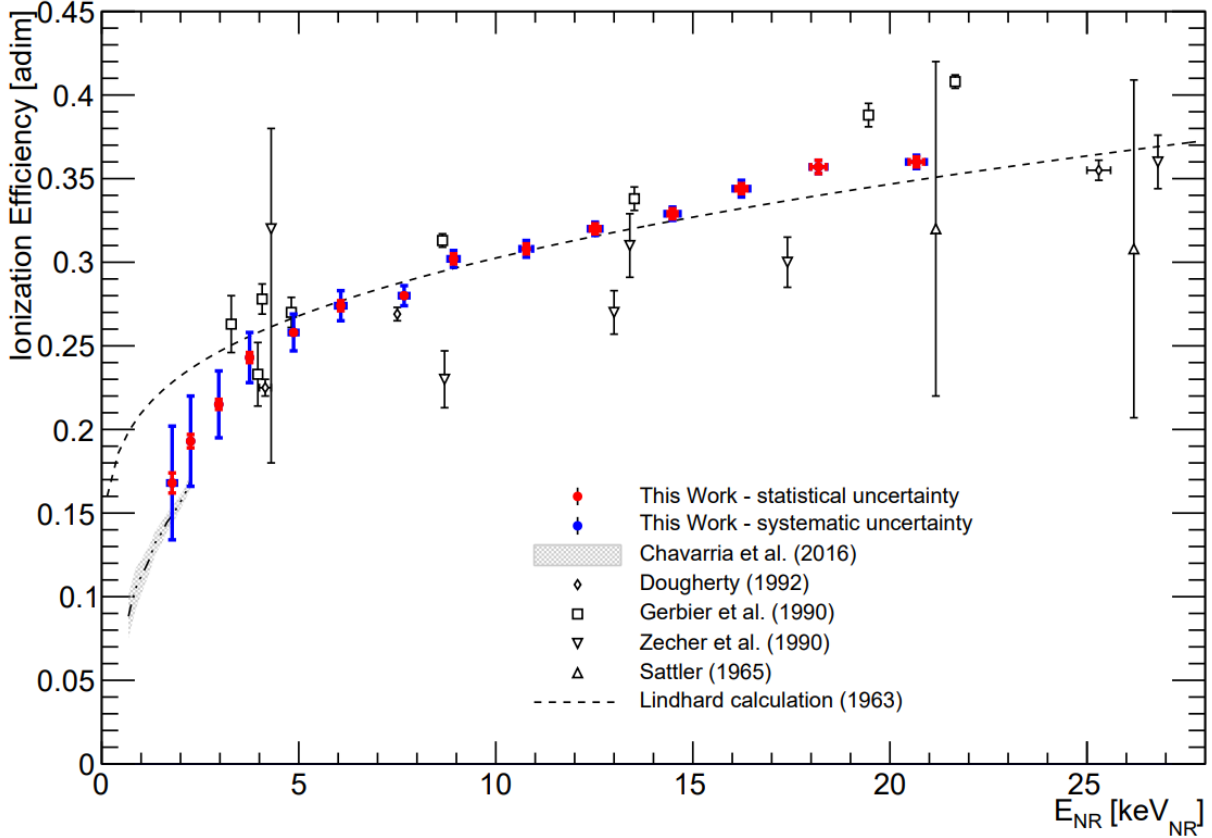


Fig. 2.1. Degré d'ionisation pour des reculs nucléaires dans le silicium. Ce graphique est tiré de F. Izraelevitch et al. [27]

importante, car elle nous indique les limites de notre compréhension de la physique des très basses énergies.

Deuxièmement, cette mesure a aussi des applications pratiques. Par exemple, les détecteurs de matière sombre de SuperCDMS fonctionnent au silicium et la matière sombre est supposé interagir avec les noyaux des atomes. Ainsi, les détecteurs cryogéniques de SuperCDMS ont absolument besoin de connaître ce degré d'ionisation pour reconstituer l'énergie déposée par les particules de matière sombre frappant le détecteur. En effet, ces détecteurs mesurent l'énergie de phonons. Il est ensuite possible de d'extraire le nombre de paires électron-trou créées lors de la collision à partir du degré d'ionisation. Ce nombre de paires nous permet finalement de connaître l'énergie déposée sachant l'énergie moyenne qu'il faut pour exciter une paire électron-trou dans le silicium. De plus, comme les particules de matières sombres peuvent déposer une énergie inférieure à 0,7 keV_{nr} dans les détecteurs, il est nécessaire de connaître le degré d'ionisation à ces énergies si on veut pouvoir mesurer ces dépôts. Mesurer le degré d'ionisation à des valeurs plus hautes que 0,7 keV_{nr} nous permet plutôt de comparer et de valider nos résultats avec les données actuelles.

Dans les sections qui suivent, nous allons d’abord résumer l’historique de toutes les mesures du degré d’ionisation dans le silicium. Ensuite, nous allons décrire le montage de l’expérience IMPACT. Puis, nous allons aborder brièvement l’étalonnage et les coupures sur les données du détecteur cryogénique HVeV de SuperCDMS. Par la suite, nous allons discuter de l’étalonnage et des coupures sur les données des PMTs, soit ma contribution principale à cette expérience. Par après, nous allons expliquer brièvement le fonctionnement de l’algorithme de coïncidence. Finalement, nous allons présenter quelques résultats préliminaires.

2.1. Historique

En 1963, un premier modèle théorique permettant de prédire le nombre moyen d’ionisations produites (et son écart-type) en fonction de l’énergie cinétique transférée au noyau fut développé par Lindhard, Nielsen et Scharff [37, 36].

Deux ans plus tard, en 1965, une première mesure du degré d’ionisation pour des reculs nucléaires dans le silicium fut effectuée par Sattler [52]. Ce dernier mesura le degré d’ionisation du silicium pour des reculs nucléaires allant de 21,2 keVnr à 3,14 MeVnr. Pour ce faire, il utilisa des neutrons monoénergétiques ayant une énergie entre 159 keV et 23,6 MeV ainsi qu’un détecteur au silicium capable de mesurer l’énergie déposée par ces neutrons interagissant avec les noyaux du détecteur. Il se servit également du fait que l’énergie de recul maximum qu’un neutron peut déposer dans le ^{28}Si est environ $\frac{1}{7,5}$ fois son énergie cinétique [52]. Il compara ensuite l’énergie maximum déposée dans ses détecteurs, qui correspond au «bord» dans un spectre d’énergie, à celle théorique de $\frac{E_{\text{cinétique}}}{7,5}$ pour inférer le degré d’ionisation. Il trouva des valeurs en bon accord avec le modèle théorique de Lindhard.

Par la suite, en 1990, Gerbier et al. [22] mesurèrent aussi le degré d’ionisation, mais d’une manière légèrement différente et pour des énergies de recul allant de 3,2 keVnr à 21 keVnr. Ils utilisèrent également des neutrons, mais à une énergie de 200 keV. Ils envoyèrent ces derniers sur un détecteur au silicium où ils entraient en collision avec les noyaux de silicium, déposaient de l’énergie et étaient diffusés avec un certain angle. Gerbier et al. placèrent également des compteurs à scintillation à des angles bien précis pour évaluer la véritable énergie déposée par les neutrons à partir de leur angle de diffusion. Finalement, ils comparèrent l’énergie véritablement déposée par les neutrons à celle mesurée par les détecteurs au silicium pour extraire le degré d’ionisation. Ils trouvèrent eux aussi des résultats en accord avec le modèle de Lindhard.

La même année, Zecher et al. [61] mesurèrent également le degré d’ionisation pour des reculs nucléaires compris entre 4 et 54 keVnr. Ils utilisèrent une méthode très similaire à celle de Gerbier et al., mais avec des neutrons variant de 1 MeV à 4 MeV et placèrent leurs scintillateurs liquides (reliés à des tubes photomultiplicateurs ou PMTs) à des angles

différents. Ceux-ci trouvèrent également des valeurs en relativement bon accord avec le modèle de Lindard.

Puis, en 1992, Dougherty [18] mesura ce degré d'ionisation d'une manière se rapprochant de celle de Sattler soit en exploitant l'énergie maximum pouvant être déposée par un recul nucléaire. En utilisant des neutrons de 56, 189, 566 et 815 keV, il obtint des résultats pour des reculs nucléaires compris entre 4 et 100 keVnr. Comme ses prédécesseurs, il trouva des valeurs en accord avec le modèle de Lindhard.

Plus récemment, en 2015, Chavarria et al. [12] mesurèrent le degré d'ionisation pour des dépôts d'énergie encore plus petits. Dans cette expérience, ils analysèrent le spectre d'ionisation mesuré par leur détecteur CCD, notamment au moyen d'ajustement de courbe, pour extraire des valeurs de degré d'ionisation près de l'énergie maximum. Avec des neutrons de 24 keV, ils obtinrent des résultats pour des reculs nucléaires entre 0,68 et 2,28 keVnr. À ces énergies, les valeurs trouvées sont en désaccord avec les prédictions de Lindhard.

En 2017, Izraelevitch et al. [27] mesurèrent le degré d'ionisation avec une méthode semblable à celle de Gerbier et al. et Zecher et al., c'est-à-dire qu'ils utilisèrent eux aussi un détecteur au silicium et des scintillateurs liquides pour mesurer l'angle de diffusion des neutrons. Ils générèrent des neutrons d'énergie entre 0 et 600 keV ce qui leur permirent d'extraire le degré d'ionisation pour des reculs nucléaires allant de 1,79 keVnr à 20,67 keVnr. Ils trouvèrent des données en accord avec Lindhard sauf aux énergies plus basses que 4 keVnr.

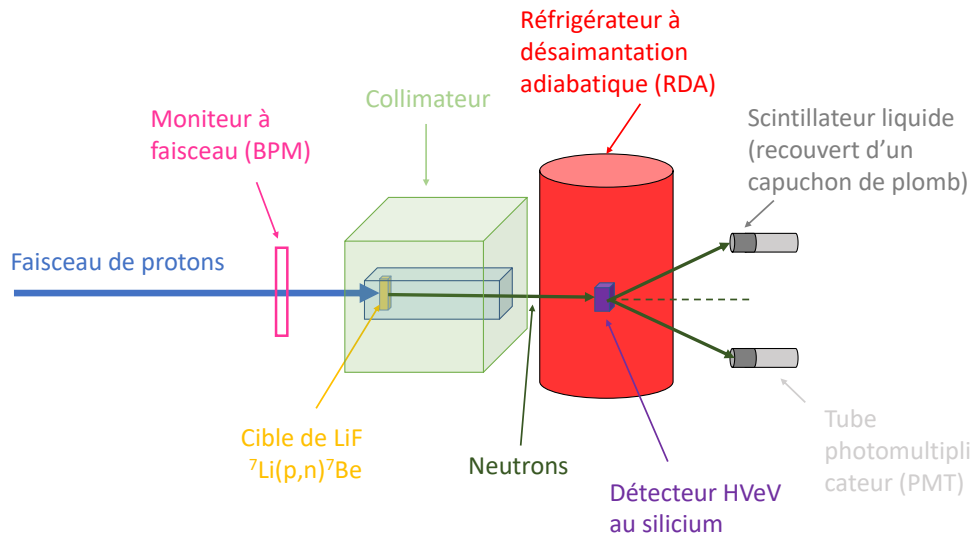
En 2018, l'expérience SuperCDMS publia un article dans lequel elle fit une révision de vieilles données prise entre 2007 et 2008 à Soudan Underground Laboratory pour extraire le degré d'ionisation pour des reculs nucléaires entre 6 et 100 keV. Une source de ^{252}Cf fut utilisée pour produire les neutrons. SuperCDMS trouva des résultats en accord avec Lindhard entre 6 et 20 keV. Au-dessus de 20 keV, les valeurs trouvées étaient légèrement plus basses que les valeurs attendues de Lindhard, notamment en raison des charges piégées.

L'ensemble des résultats des expériences décrites plus haut, à l'exception de ceux de SuperCDMS, est regroupé en un seul graphique à la figure 2.1.

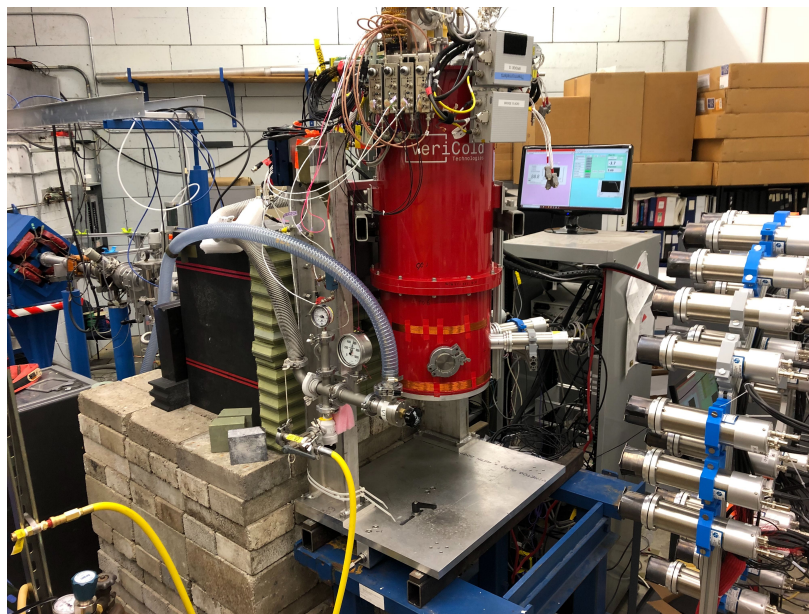
2.2. Montage

Dans ses grandes lignes, la prise de données réalisée par IMPACT peut se résumer ainsi: tout d'abord, nous avons envoyé un faisceau de protons de 1,889 MeV (accéléré par un tandem) sur une cible de LiF. Cela produisait un faisceau de neutrons de 56 keV que nous dirigeons ensuite sur notre détecteur cryogénique au silicium HVeV. Les neutrons entraînent en collision avec les noyaux de silicium du détecteur, transférant ainsi une partie de leur énergie et de leur quantité de mouvement et déviaient de leur trajectoire d'un certain angle. Les neutrons étaient ensuite capturés par des scintillateurs liquides placés à plusieurs angles

différents par rapport au faisceau. On associait ensuite les collisions survenues dans le détecteur HVeV à celles provenant du même neutron survenues dans un des scintillateurs liquides, notamment en calculant le temps de vol entre ces deux détecteurs. Il était alors possible de comparer l'énergie déposée dans le détecteur au silicium à celle déposée véritablement (déterminée par l'angle de diffusion associé aux scintillateurs liquides) et ainsi extraire le degré d'ionisation.



(a) Schéma du montage



(b) Photo du montage

Fig. 2.2. Photo et schéma du montage de l'expérience IMPACT à TUNL.

Plus précisément, IMPACT s'est rendu à Triangle Universities Nuclear Laboratory (TUNL) (Durham, Caroline du Nord) de la période du 22 juin 2019 au 22 juillet 2019 pour y utiliser un accélérateur Tandem Van de Graaff FN capable de produire des protons de 1,889 MeV. L'expérience IMPACT TUNL car il possède des dizaines de détecteurs à scintillateur liquide. Les protons, après avoir été collimatés par des aimants, étaient diffusés sur une cible de fluorure de lithium sur tantale (LiF-Ta) ce qui produisait des neutrons selon la réaction ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ [9]. Il est à noter que des photons d'énergie allant de 110 keV jusqu'à 7115 keV étaient également produits selon la réaction ${}^{19}\text{F}(p,p\gamma){}^{19}\text{F}$ [7] et ${}^{19}\text{F}(p,\alpha\gamma){}^{16}\text{O}$ [10]. Un moniteur de faisceau était également placé juste avant la cible de LiF pour numériser le signal du faisceau de protons. L'énergie dans le référentiel du laboratoire des neutrons qui furent ainsi produits est donnée par l'équation suivante [23] :

$$E_n = E_p \frac{m_p m_n}{(m_n + m_A)^2} \left[2 \cos^2 \theta + \frac{m_A(m_n + m_A)}{m_p m_n} \left(\frac{Q}{E_p} + \left(1 - \frac{m_p}{m_A} \right) \right) \pm 2 \cos \theta \left(\cos^2 \theta + \frac{m_A(m_n + m_A)}{m_p m_n} \left(\frac{Q}{E_p} + \left(1 - \frac{m_p}{m_A} \right) \right) \right)^{1/2} \right] \quad (2.2.1)$$

où E_n est l'énergie du neutron, E_p l'énergie du proton, m_p la masse du proton, m_n la masse du neutron, m_A la masse du produit (Be dans ce cas-ci), Q l'énergie de seuil de la réaction ($Q = -1.644$ MeV) et θ l'angle de diffusion entre le neutron et le faisceau de protons incidents. Les neutrons étaient ensuite eux aussi collimatés en un faisceau d'angle de diffusion $\theta = 0$ à l'aide d'un collimateur composé de plomb et de polyéthylène de haute densité (HDPE). Cela permettait d'obtenir des neutrons duoénergétiques de 11 et 56 keV [23, 34] comme le montre l'équation 2.2.1 qui, de par son signe \pm , donne deux valeurs possibles pour l'énergie du neutron. Le faisceau de neutrons collimaté était orienté vers le détecteur au silicium HVeV, qui avait été préalablement refroidi dans un réfrigérateur à désaimantation adiabatique (ADR). Les neutrons, en interagissant avec les noyaux de silicium du détecteur, déposaient de l'énergie par recul nucléaire selon l'équation suivante :

$$E_R = 2E_n \frac{m_n^2}{(m_n + m_c)^2} \left(\frac{m_c}{m_n} + \sin^2 \alpha - (\cos \alpha) \sqrt{\left(\frac{m_c}{m_n} \right)^2 - \sin^2 \alpha} \right), \quad (2.2.2)$$

où m_c est la masse de la cible (silicium dans ce cas-ci) et α est l'angle entre le faisceau incident de neutrons et le neutron diffusé. Enfin, des assemblages de scintillateurs liquides et de tubes photomultiplicateurs (PMT) étaient placés à des angles spécifiques pour récolter le reste de l'énergie des neutrons. En choisissant l'angle auquel on plaçait les PMTs, on choisissait également l'énergie qu'avaient déposée les neutrons dans le détecteur HVeV juste avant. Les scintillateurs liquides étaient également recouverts d'un capuchon de plomb pour bloquer les photons produits par les réactions ${}^{19}\text{F}(p,p\gamma)$, ${}^{19}\text{F}(p,\alpha\gamma){}^{16}\text{O}$ et ceux venant de la

capture de neutrons telle que ${}^1\text{H}(n,\gamma){}^2\text{H}$ [41]. On retrouve un schéma ainsi qu’une photo du montage de l’expérience IMPACT à la figure 2.2.

Finalement, par une analyse de coïncidence entre le détecteur HVeV, qui mesure l’énergie déposée par les neutrons dans le détecteur au silicium, et les PMTs, qui mesure la véritable énergie de recul déposée par les neutrons à l’aide de la formule (2.2.2), on peut extraire le degré d’ionisation.

Dans cette section traitant du montage, nous allons tout d’abord décrire les propriétés du faisceau de protons et de neutrons. Puis, nous allons expliquer le fonctionnement du détecteur HVeV suivi de celui des PMTs. Finalement, nous allons expliquer comment nous avons aligné les diverses composantes de l’expérience.

2.2.1. Faisceau de protons

Rappelons-nous que les neutrons furent produits à partir d’un faisceau de protons selon la réaction ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$. Il est donc tout naturel de commencer par parler du faisceau de protons avant de parler de celui de neutrons.

Nous nous sommes servis du Tandem à TUNL pour créer un faisceau de protons pulsé à une fréquence de 2,5 MHz (un paquet de protons de 2 ns de largeur à mi-hauteur (FWHM) était formé toutes les 400 ns) et d’énergie entre 1,888 et 1,889 MeV. Nous avons opté pour la fréquence maximum pouvant être produite soit 2,5 MHz afin d’augmenter le plus possible la luminosité et ainsi avoir un plus grand échantillon statistique. Pour sélectionner cette plage d’énergie, nous avons tout d’abord accéléré les protons en plaçant sous tension le terminal du tandem (généralement autour de 940 kV). Puis nous avons choisi l’énergie voulue en faisant dévier les protons ayant la bonne énergie à l’aide d’aimants (le champ magnétique était généralement autour de 198 mT). Pour créer un faisceau pulsé, nous avons commencé par envoyer un faisceau continu. Puis, un hacheur coupait 90% du faisceau toutes les 400 ns ne laissant que 10% ou 40 ns. Enfin, le faisceau de 40 ns restant était compressé en un paquet de largeurs à mi-hauteur de 2 ns. Un schéma du faisceau séparé en paquet de 2 ns se trouve à la figure 2.3.

Le courant du faisceau était également maximisé tous les matins notamment en ajustant le courant et le voltage des aimants et des éléments de déviations («steerers») du tandem. Le courant du faisceau de protons variait entre 400 nA et 600 nA la plupart des jours sauf pour les deux derniers où il tournait plutôt autour de 900 nA.

Finalement, un moniteur à faisceau (ou BPM) était placé juste devant la cible de LiF et numérisait le signal du faisceau de protons (courant à l’intérieur de la chambre à vide) à une fréquence d’échantillonnage de 250 MHz (4 ns par échantillon). Le numériseur utilisé est le même que celui utilisé pour enregistrer le signal des PMTs soit un SIS 3316 Digitizer avec 32 ports. Cela nous a permis de connaître le temps de vol (TOF) des particules soit

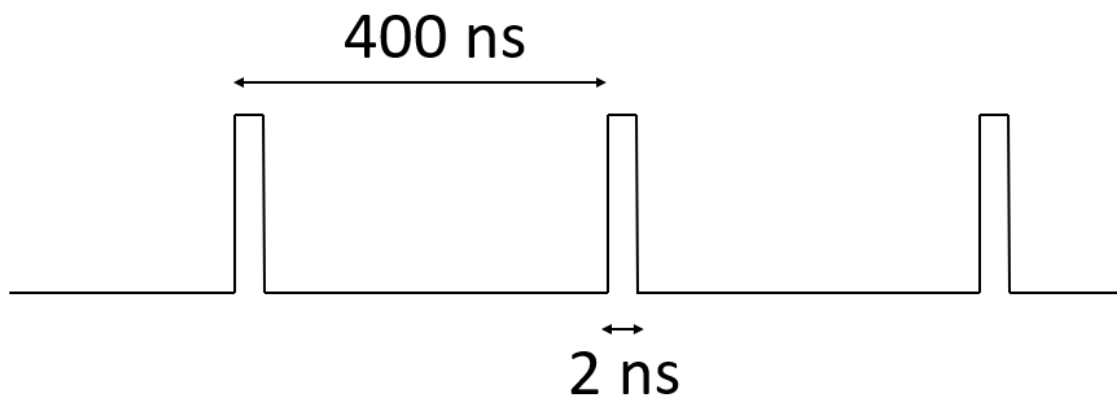
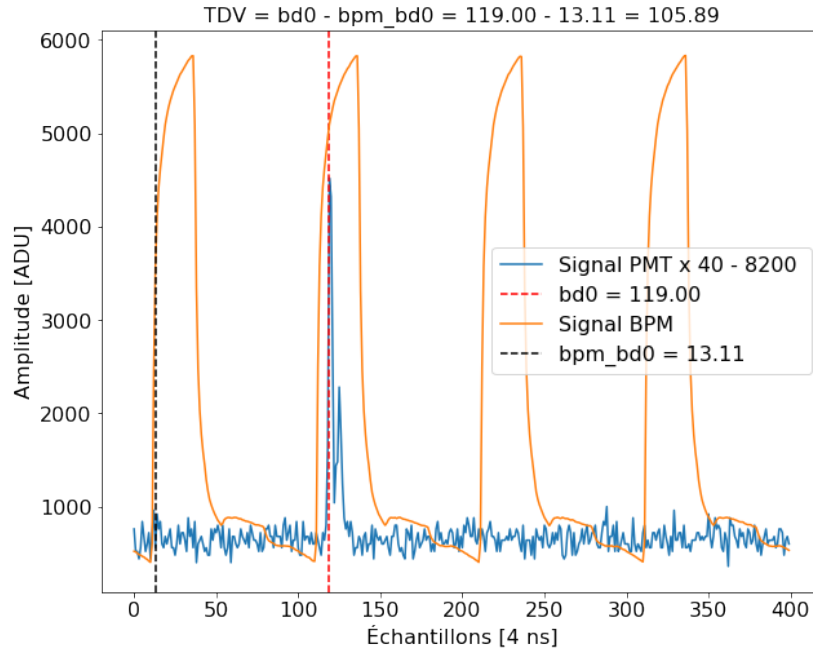


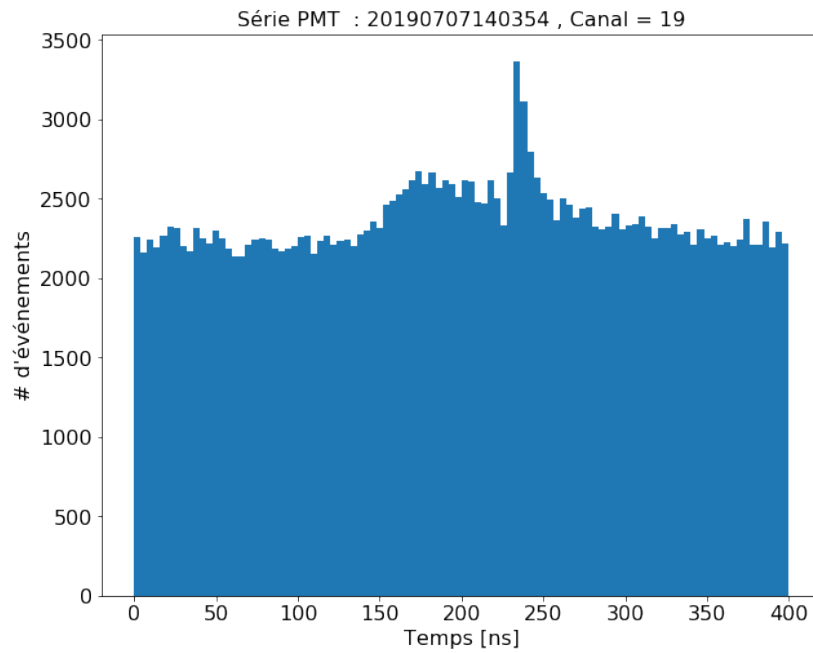
Fig. 2.3. Schéma des paquets de 2 ns du faisceau de protons. Un hacheur coupe 90% du faisceau toutes les 400 ns et compresse le 40 ns restant en un paquet de largeur à mi-hauteur de 2 ns.

le temps entre la détection d'un paquet de protons de 2 ns au BPM et la détection d'un neutron/photon dans un des PMTs. À la figure 2.2(a), cela correspondrait au temps pour passer du BPM (identifié en rose) aux PMTs (identifiés en gris). À l'aide du TOF, il est possible de discriminer les neutrons des photons dont le temps de vol est différent (les photons voyagent à la vitesse de la lumière alors que les neutrons ont une vitesse environ 100 fois plus petite). La figure 2.4(a) montre un exemple de calcul du TOF. On y retrouve le signal du faisceau de protons (signal BPM) de même que le temps auquel à été détecté le paquet de 2 ns (`bpm_bd0`) ainsi que le signal d'un des PMTs (signal PMT) et le temps auquel la particule (un neutron dans ce cas-ci) à été détectée dans le PMT (`bd0`). Les quantités `bpm_bd0` et `bd0` seront également définies en de plus amples détails dans la section 2.4. Il est aussi à noter que nous appliquons l'opération modulo 400 ns à tous nos calculs de TOF pour trouver le paquet de 2 ns le plus près de notre signal PMT. Nous pouvons faire cette opération car le signal du faisceau de protons est périodique et se répète toutes les 400 ns.

La figure 2.4(b) montre une distribution du temps de vol pour une heure de données du PMT 19. On remarque deux pics distincts, l'un à 180 ns causé par les neutrons et l'autre par les gammas à 250 ns. On remarque également un bruit de fond constant causé par des associations aléatoires et non reliées entre un signal du moniteur à faisceau et un signal des PMTs. On pourrait croire que les neutrons ont un temps de vol plus petit que les photons, mais si le pic de neutron est devant celui des photons, c'est à cause du modulo 400 dans le calcul du TOF.



(a) Exemple de calcul d'un temps de vol



(b) Distribution du TDV pour une heure de donnée

Fig. 2.4. En a), exemple de calcul d'un temps de vol avec la trace du moniteur à faisceau et d'un événement dans un PMT. Les valeurs bpm_bd0 et bd0 indiquent le temps de détection des signaux du faisceau et du PMT respectivement. En b), distribution du temps de vol pour une heure de données du canal 19.

2.2.2. Faisceau de neutrons

L'énergie des protons choisie n'est pas anodine. En utilisant des protons de 1,889 MeV, on produisait des neutrons de 56 keV et 11 keV à $\theta = 0$. Si on regarde la section efficace totale d'une interaction neutron-silicium 28, il se trouve qu'il y a une résonance à 55,7 keV [56] (voir la figure 2.5). En choisissant cette énergie, on augmentait donc le nombre de collisions entre les neutrons et les noyaux de silicium et, par extension, notre échantillon statistique. Les neutrons de 11 keV, quant à eux, ne déposaient pas assez d'énergie dans les PMTs pour être détectés de sorte qu'on peut les négliger.

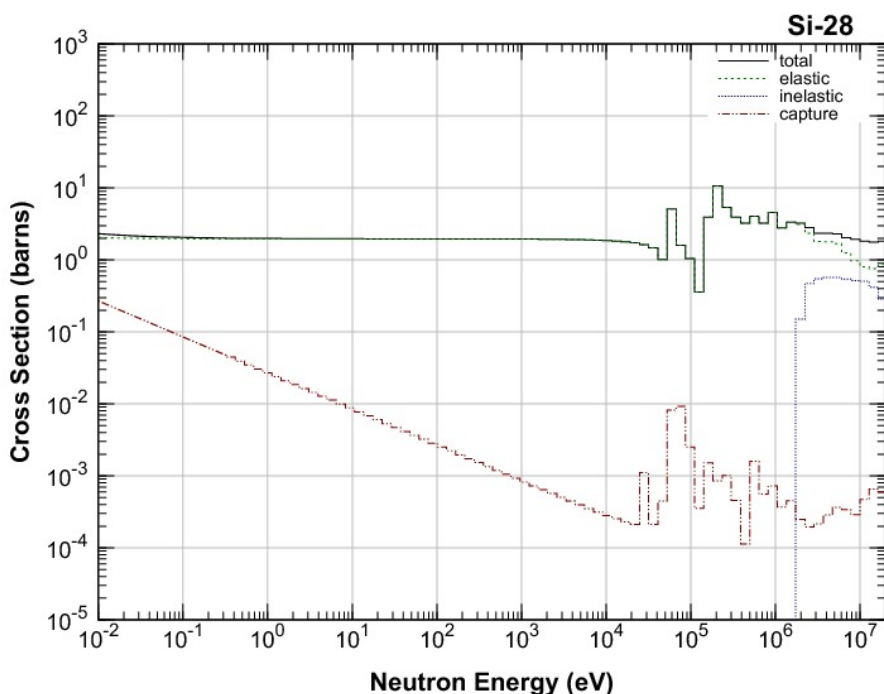


Fig. 2.5. Sections efficaces de l'interaction neutron et Si-28. Les valeurs sont moyennées en 70 intervalles d'énergie. Le graphique est tiré de Shibata et al. [56]

L'épaisseur de la cible de LiF fut également un autre point d'importance pour la création du faisceau de neutrons. D'une part, plus une cible de LiF est mince, moins elle produit de gammas, notre source principale de bruits de fond. D'autre part, une cible très mince veut aussi dire que les neutrons résultants sont monoénergétiques de sorte que si le faisceau de protons n'est pas exactement à la bonne énergie, la cible produit des neutrons à une énergie autre que 56 keV et donc en dehors de la résonance. Au contraire, si la cible a une certaine épaisseur, les protons perdent un peu d'énergie en la traversant [29, 63] et les neutrons résultants n'ont pas tous la même énergie. Ceux produits au début de la cible sont plus énergétiques que ceux produits à la fin. Cette répartition dans l'énergie des neutrons nous

assure qu'au moins une fraction des neutrons aura l'énergie de résonance de 55,7 keV. Nous avons donc fait un compromis et tranché pour une cible de LiF épaisse de 100 nm. Le taux de production de neutrons pour une cible de cette épaisseur avec un courant de 400 nA est de 23 neutrons/cm²/s à 70 cm de la cible [9]. Le détecteur au silicium se trouvait à 92 cm de la cible de LiF.

Pour finir, le faisceau de neutrons était collimaté à un angle de diffusion $\alpha = 0$ degré et dirigé vers le détecteur HVeV. Le collimateur consistait en un assemblage de polyéthylène de haute densité (HDPE) et de polyéthylène au bore pour bloquer les neutrons et d'un mur de plomb pour bloquer les photons. Le collimateur avait une hauteur de 71,12 cm et une longueur (le long de l'axe du faisceau) de 65,56 cm. Le BPE et le plomb avaient une épaisseur de 10,16 cm chacun (le long de l'axe du faisceau). Une ouverture carrée de 2,54 cm focalisait les neutrons vers le détecteur HVeV. Ce trou donnait lieu à une ouverture angulaire de $\pm 4^\circ$.

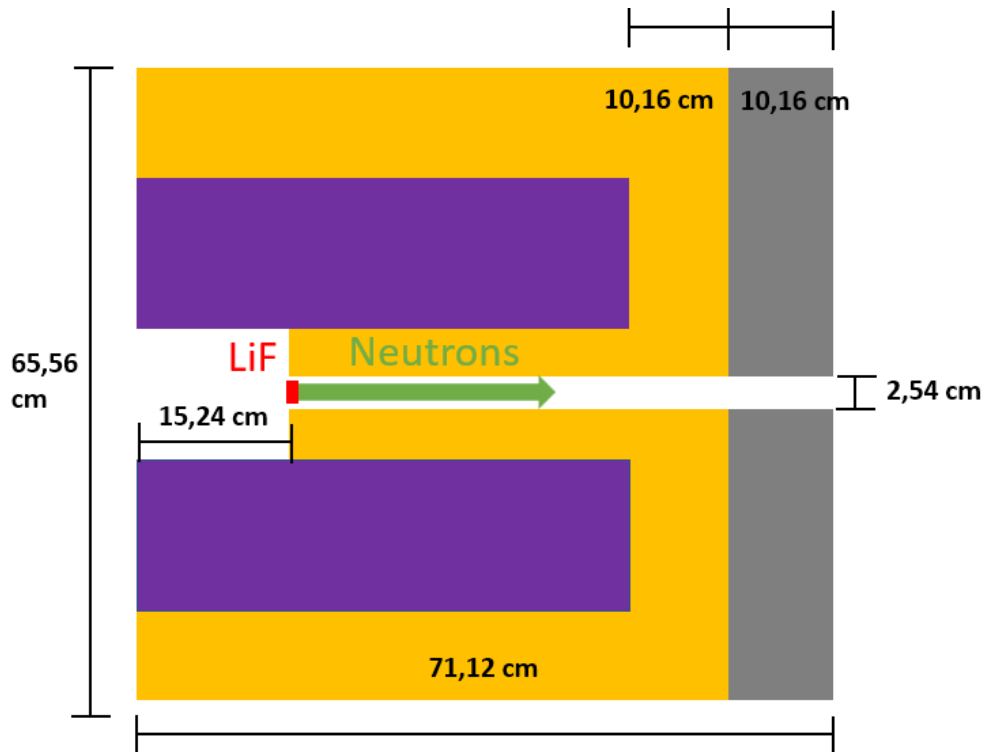


Fig. 2.6. Schéma du collimateur vu de côté. La partie en jaune correspond au polyéthylène au bore, la partie en mauve au polyéthylène de haute densité (HDPE) et celle en gris au plomb. La cible de LiF est en rouge et le faisceau de neutrons en vert.

2.2.3. Détecteur HVeV

Le détecteur HVeV est un détecteur cryogénique au silicium de 0,93 gramme et ayant les dimensions suivantes : (1 X 1 X 0.4) cm³. Ce dernier est placé entre deux circuits électriques imprimés sur un support en cuivre comme on peut le voir à la figure 2.10

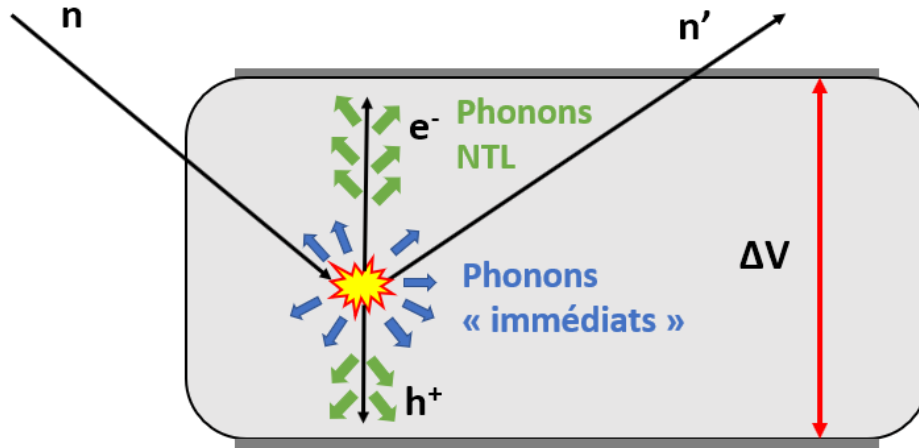


Fig. 2.7. Schéma de la création de phonons dans le détecteur HVeV lors d'une collision.

Son fonctionnement général est le suivant : lorsqu'un neutron interagit avec le détecteur, celui-ci le fait en entrant en collision avec les noyaux de silicium et transfère une partie de son énergie. La valeur de cette énergie de recul est déterminée par l'équation 2.2.2. Ceci a pour effet de produire un grand nombre de phonons, que nous appellerons phonons «immédiats», et d'exciter un certain nombre de paires électron-trou. Ces paires dérivent ensuite vers les extrémités des faces du détecteur en raison de la différence de potentiel appliquée au détecteur. Les électrons dérivent vers la face positive et les trous vers la face négative. Pendant leur dérive, les charges produisent d'autres phonons athermiques qu'on appelle phonons de Neganov-Trofimov-Luke (NTL) [39, 42]. Par conservation de l'énergie, ces phonons NTL ont nécessairement une énergie totale égale à l'énergie potentielle due à la différence de potentiel, soit la charge totale multipliée par le potentiel électrique (nombre de paires électron-trou $\cdot e \cdot V$). Ainsi, l'énergie totale des phonons produits par la collision du neutron est :

$$E_{ph} = E_r + n_{eh} \cdot e \cdot V \quad (2.2.3)$$

où E_r est l'énergie de recul déposée par le neutron, n_{eh} le nombre de paires électrons-trous, e la charge de l'électron et V la tension appliquée au détecteur. De plus, le nombre de paires

électron-trou produites est donné par :

$$n_{eh} = Y \frac{E_r}{\epsilon_{eh}} \quad (2.2.4)$$

où Y est le degré d'ionisation pour des collisions nucléaires, soit le ratio du nombre de paires électron-trou produites par une collision nucléaire sur une collision électronique de même énergie. ϵ_{eh} est l'énergie moyenne requise pour exciter une paire électron-trou soit 3,7 eV pour le silicium ¹ [4, 50, 11, 17, 53, 33, 45, 38]. Le degré d'ionisation est de 1 pour les collisions électroniques et entre 0 et 1 pour les collisions nucléaires (le type de collisions qu'effectuent les neutrons et la matière sombre). Rappelons-nous que le but d'IMPACT est de mesurer la valeur de ce degré d'ionisation pour un dépôt d'énergie entre 0,1 keV et 4 keV dans le silicium. Enfin, on peut réécrire l'équation 2.2.3 comme :

$$E_{ph} = E_r \left(1 + \frac{Y eV}{\epsilon_{eh}} \right) \quad (2.2.5)$$

En appliquant un haut voltage, on peut donc amplifier l'énergie des phonons produits et ainsi mesurer un très petit nombre de paires électron-trou. Un calorimètre mesurant plutôt le courant des charges produites par un rayonnement ionisant ne peut généralement pas mesurer d'aussi petit dépôt d'énergie, car le courant généré par les charges produites est généralement trop faible pour être détecté [39]. Le détecteur HVeV (High Voltage eV resolution) tient donc son nom du fait qu'en appliquant une grande tension (high voltage), on peut obtenir une résolution de quelques eV (eV resolution). Il est possible d'isoler le degré d'ionisation Y :

$$Y = \frac{\epsilon_{eh}}{e \cdot V} \left(\frac{E_{phonon}}{E_R} - 1 \right), \quad (2.2.6)$$

Par la suite, l'énergie des phonons est récoltée par un capteur s'appelant «Quasiparticle-assisted Electrothermal-feedback Transition Edge Sensors» (QETs). On retrouve un schéma du QET à la figure 2.8.

Le mode de fonctionnement du QET est le suivant : une mince couche d'aluminium est placée sur le substrat de silicium et est refroidie, comme l'ensemble du détecteur, à une température de 50 mK grâce à un réfrigérateur ADR. Comme la température critique de l'aluminium est de 1,2 K [13], ce dernier est à la phase supraconductrice et possède donc des paires de Cooper. Les phonons, produits plus tôt par les collisions des particules incidentes avec le détecteur, se déplacent vers la couche d'aluminium où ils sont absorbés et brisent des paires de Cooper. Ces dernières dérivent ensuite vers le tungstène. Comme l'énergie de gap du tungstène est encore plus petite que celle de l'aluminium [48] et qu'une région de chevauchement existe à l'extrémité des deux métaux, les paires de Cooper perdent peu à peu leur énergie jusqu'à ne plus avoir assez d'énergie pour retourner dans l'aluminium.

¹Les détecteurs SuperCDMS opèrent à des température de quelques dizaines de mK où l'énergie moyenne pour créer une paire électron-trou dans le silicium est environ 3,7 eV contrairement à 3,62 eV à 300 K

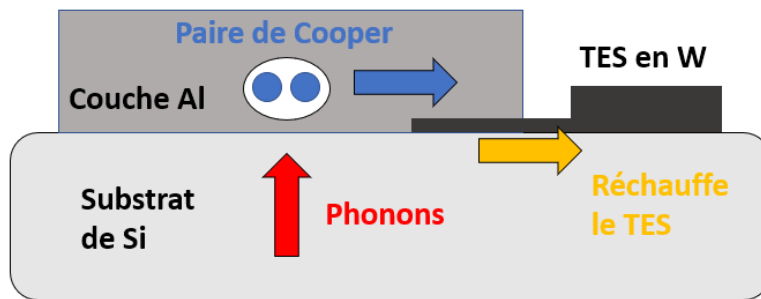


Fig. 2.8. Schéma de fonctionnement du QET qui collecte (sous forme de chaleur) l'énergie des phonons excités par les interactions des particules avec le détecteur.

Elles sont alors piégées dans le tungstène et finissent par déposer leur énergie sous forme de chaleur [32]. Ces dépôts d'énergie sont très petits; c'est pourquoi on utilise un TES (Transition Edge Sensor) pour les mesurer. Le TES est refroidi et maintenu à la limite de sa température critique soit 65 mK grâce à un très faible courant électrique, de sorte qu'un tout petit dépôt de chaleur de la part des phonons réchauffe suffisamment le tungstène pour le faire sortir de l'état supraconducteur. Il en résulte alors une grande variation dans la résistance électrique qu'on peut facilement mesurer et ainsi déterminer l'énergie déposée par les phonons.

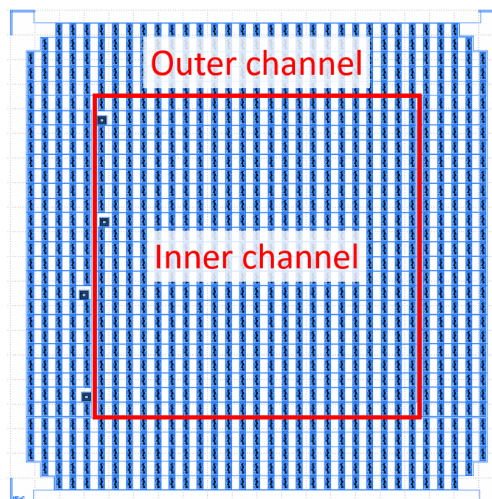
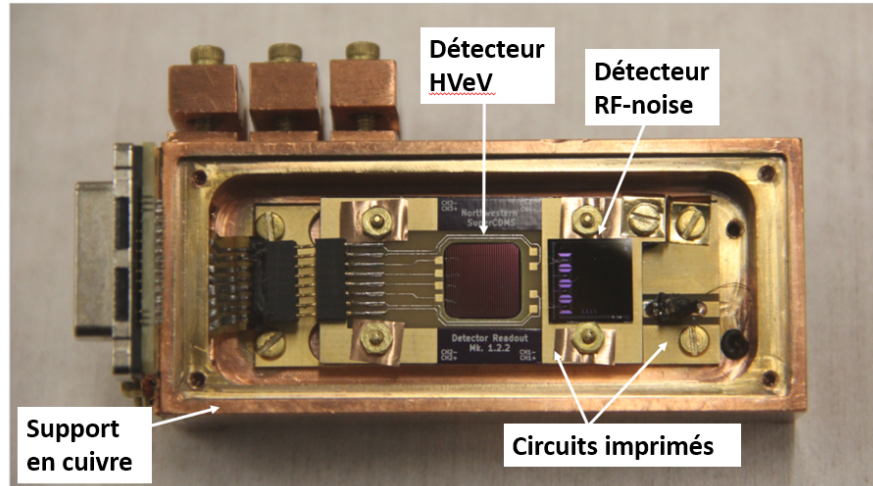


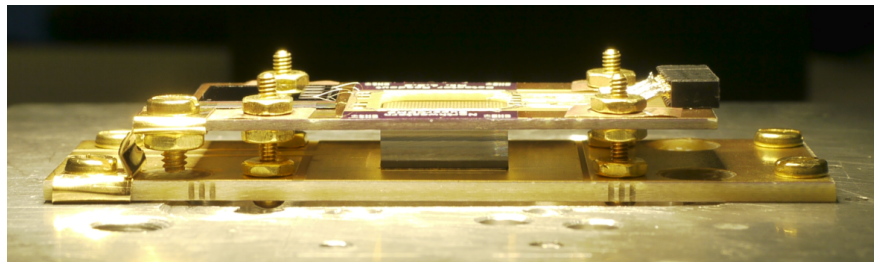
Fig. 2.9. Schéma des deux QETs soit le «outer channel» en forme de cadre et le «inner channel» en forme de carré. Les deux QETs ont la même aire et sont placés sur le dessus du détecteur HVeV.

Le détecteur HVeV est en fait recouvert de deux QETs de même aire soit un en forme de carré qu'on appelle «inner channel» et un autre en forme de cadre qu'on appelle «outer channel». Ces deux QETs sont placés sur le dessus du détecteur HVeV tel qu'on peut

l'apercevoir à la figure 2.10. La différence de potentiel est appliquée de sorte que les QETs soient à $V=0$ et que le dessous du détecteur, une grille d'aluminium de 30 nm d'épaisseur, soit à la tension électrique désirée. Au cours de cette expérience, nous avons appliqué des tensions de 0, 20 V, 100 V et 180 V pour mesurer le degré d'ionisation. Un schéma des deux QETs se trouve à la figure 2.9. L'utilisation de deux QETs permet de savoir sur laquelle des deux régions la particule a interagi et donc de mieux situer la collision.



(a) Vue du dessus du détecteur.



(b) Vue de côté du détecteur avant qu'il ne soit déposé sur le support de cuivre.

Fig. 2.10. En a), photo du détecteur HVeV monté sur un support de cuivre et entre deux circuits imprimés. En b), avant qu'il ne soit monté sur le support en cuivre.

Le réfrigérateur de type ADR utilisé pour refroidir le détecteur HVeV à 52 mK utilise deux sels de même que de l'hélium liquide sous vide (2,2K) pour atteindre d'aussi petites températures. Entre autres, ce dernier aligne le spin des électrons du sel au moyen d'un électroaimant. On peut contrôler la force de l'aimant en ajustant le courant électrique circulant dans l'électroaimant. L'alignement des spins a pour effet de réchauffer le sel. On refroidit ensuite ce sel avec l'hélium liquide à 2,2 K. Une fois l'équilibre thermique atteint, on diminue peu à peu le champ magnétique en abaissant le courant, ce qui a pour effet de désaligner les

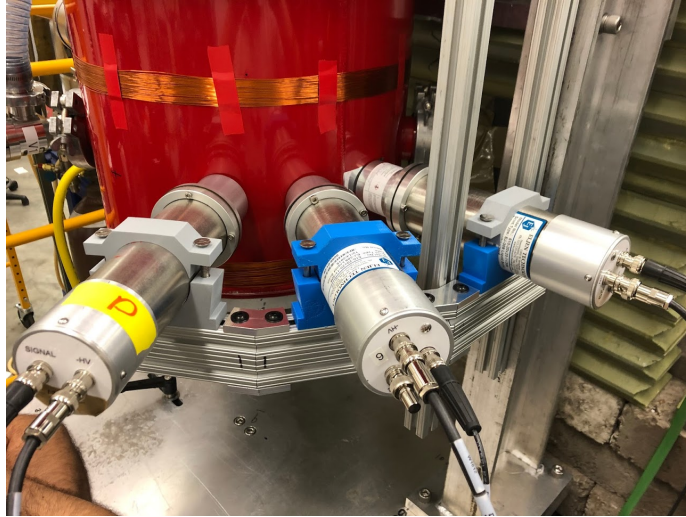
spins des électrons et de refroidir encore plus le sel. On atteint ainsi une température de 52 mK qu'on peut facilement contrôler en ajustant le courant de l'électroaimant.

Afin d'être certains de l'efficacité de nos algorithmes et aussi pour pouvoir réanalyser nos données dans le futur si nécessaire, nous avons décidé d'enregistrer les données du détecteur HveV sans système de déclenchement. Le signal du HveV était numérisé à l'aide d'un PCIe-6374 ADC National Instrument, card à une fréquence de 1,51 MHz ou 660 ns par échantillon. Le numériseur enregistrait le courant du SQUID, un élément du détecteur qui permet d'amplifier de manière linéaire le courant dans le TES. Il numérisait ce courant sur un disque dur à coup de fichiers de 1 seconde de données jusqu'à atteindre 3600 fichiers ou 1 heure de données (qu'on appelle une série). Sans entrer dans les détails, chaque trace de 1 seconde était ensuite brièvement analysée pour trouver le temps de déclenchement des signaux. Pour chaque signal trouvé, on enregistrait les 1024 échantillons avant le temps de déclenchement et les 3072 échantillons suivants pour un total de 4096 échantillons ou 2,7 ms. Chacune de ces traces de 2,7 ms correspondait à un événement. Finalement, chacun de ces événements était traité afin d'y extraire les informations utiles pour l'analyse telles que l'énergie déposée par l'événement, le niveau plancher de la trace ou «baseline», la température du détecteur, etc. Ces informations, qu'on appelle quantités réduites, étaient ensuite enregistrées.

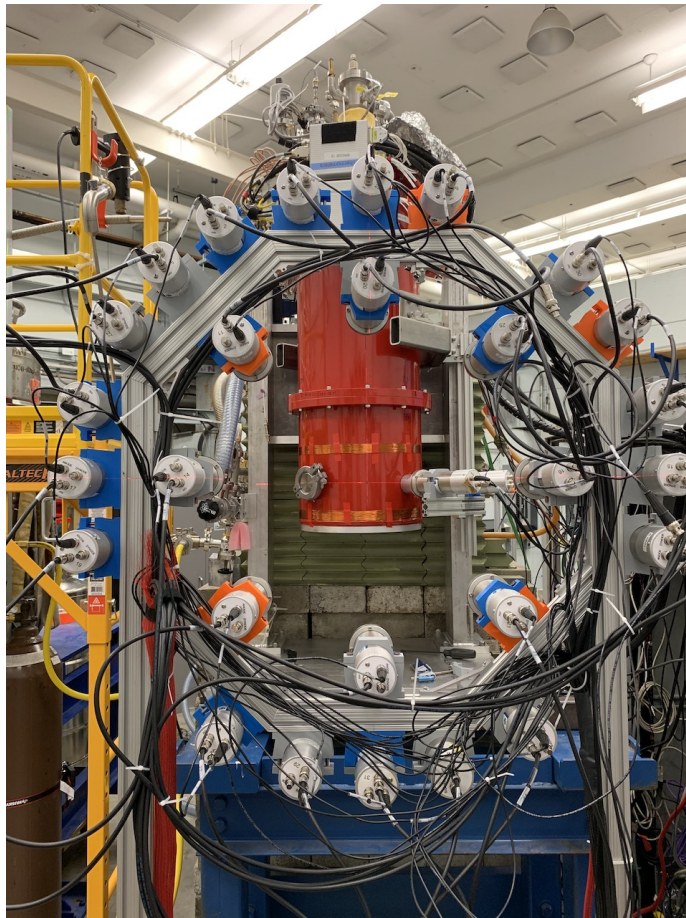
2.2.4. Scintillateurs liquides et détecteurs PMTs

Par souci de concision, nous avons appelé, jusqu'à présent, PMT l'assemblage de scintillateur liquide et de tube photomultiplicateur que nous avons utilisé à TUNL pour l'expérience IMPACT. En tout, nous avons utilisé 29 PMTs dont 3 du modèle EJ-301 (fournis par Fermilab) et 26 du modèle EJ-309 (fournis par TUNL). Ces deux modèles font référence au scintillateur liquide utilisé soient le EJ309 et le EJ301, tous deux produits par Eljen [3]. La compagnie assemble ensuite elle-même le scintillateur liquide et le tube photomultiplicateur [2]. Elle utilise, pour cela, des tubes photomultiplicateurs R7724 de Hamamatsu [1]. Le scintillateur liquide tient dans un volume cylindrique de 5,08 cm de diamètre et de 5,08 cm de hauteur. La figure 2.11 montre deux photos des PMTs.

Avec un «quenching factor» de 10% [6], les neutrons de 56 keV pouvaient déposer, au maximum, 5 keV d'énergie dans les PMTs. L'énergie de seuil des PMTs était d'environ 2,5-3 keV comme nous le verrons plus tard à la section 2.4. Cela est assez haut pour éviter que le bruit de fond ne déclenche constamment les PMTs tout en étant assez bas pour détecter 90% des neutrons incidents sur eux, comme nous le verrons également à la section 2.4. Toutefois, la résolution des PMTs à ces énergies est très faible de sorte que l'intervalle d'énergie pouvant être «déposée» par les neutrons n'est pas exactement de 2,5 keV à 5 keV. Nous avons aussi mis un seuil maximum autour de 40 keV pour éviter que les photons de hautes énergies ne déclenchent inutilement les PMTs. De plus, comme 5 keV se rapproche de l'énergie minimum



(a) Photo des trois loups solitaires. De gauche à droite : canal 19 (35.8°), canal 18 (60.6°) et canal 20 (90°)



(b) Photo de l' «inner» et du «outer ring».

Fig. 2.11. Photos des PMTs et de leur arrangement.

pouvant être lue par les PMTs, nous avons appliqué une très grande tension électrique sur nos tubes photomultiplicateurs pour amplifier le signal des neutrons quitte à produire beaucoup de courant sombre en même temps. Techniquement, ces scintillateurs liquides furent construits de manière à pouvoir distinguer la forme des signaux des photons de ceux des neutrons, mais comme nous mesurons des dépôts d'énergie très proche du seuil, il est presque impossible d'utiliser la forme des signaux pour discriminer les neutrons des photons. Le courant sombre est d'environ 11,3 kHz d'après les spécifications du fabricant. Les scintillateurs liquides étaient également recouverts d'un capuchon de plomb épais de 1 mm pour bloquer les photons produits par la cible de LiF.

Les détecteurs étaient répartis en trois groupes :

- Loups solitaires ou «Lone wolves»: Ces trois PMTs étaient placés à 20,3 cm du détecteur HVeV et pointaient en direction de celui-ci. Ils étaient accrochés à un support permettant d'être à la même hauteur que le détecteur HVeV et de manière à être à trois angles différents avec le faisceau de neutrons. Ces angles sont spécifiés au tableau 2.1 On retrouve une photo de ces loups solitaires à la figure 11(a).
- Anneau intérieur ou «Inner ring»: 8 des PMTs étaient répartis uniformément sur un cercle de 29,4 cm de rayon sur une structure mobile. La structure était placée à 83,6 cm de la paroi extérieure du réfrigérateur du 3 au 10 juillet et à 131 cm du 11 au 22 juillet. Les PMTs étaient orientés parallèlement au faisceau de neutrons, le scintillateur liquide faisant face à ce dernier.
- Anneau extérieur ou «Outer ring»: Les 18 PMTs restants étaient orientés de la même manière que le «inner ring» et sur la même structure, mais sur un cercle de 45,2 cm de rayon. Cela permettait d'avoir 4 angles de diffusion en tout soit 2 par rayon de cercle et 2 par position de la structure. Une photo de ces deux cercles est montrée à la figure 11(b).

Le tableau 2.1 montre les positions, les angles par rapport au faisceau et les énergies de recul des neutrons de chacun des PMTs :

Détecteurs		Angle ($\pm 1^\circ$)	Énergie de recul (keV)
LS 1 (CH19)		35,8 °	3,9
LS 2 (CH18)		60,6 °	2,0
LS 3 (CH20)		90,0 °	0,75
83,6 cm	inner ring	19,0 °	0,22
	outer ring	27,8 °	0,46
131 cm	inner ring	12,6 °	0,1
	outer ring	19,0 °	0,22

Tableau 2.1. Énergie de recul déposée par les neutrons en fonction de l'angle des PMTs.

La figure 2.12 montre plutôt de manière schématique les énergies de recul comptabilisées plus haut. Il est à noter que les angles entre le détecteur HVeV et les scintillateurs liquides se calculent à partir du milieu du scintillateur liquide. On remarque également que deux des positions ont la même énergie de recul soit 0,22 keV. Cela nous permettra de comparer le degré d'ionisation de ces deux positions et d'ainsi confirmer nos résultats.

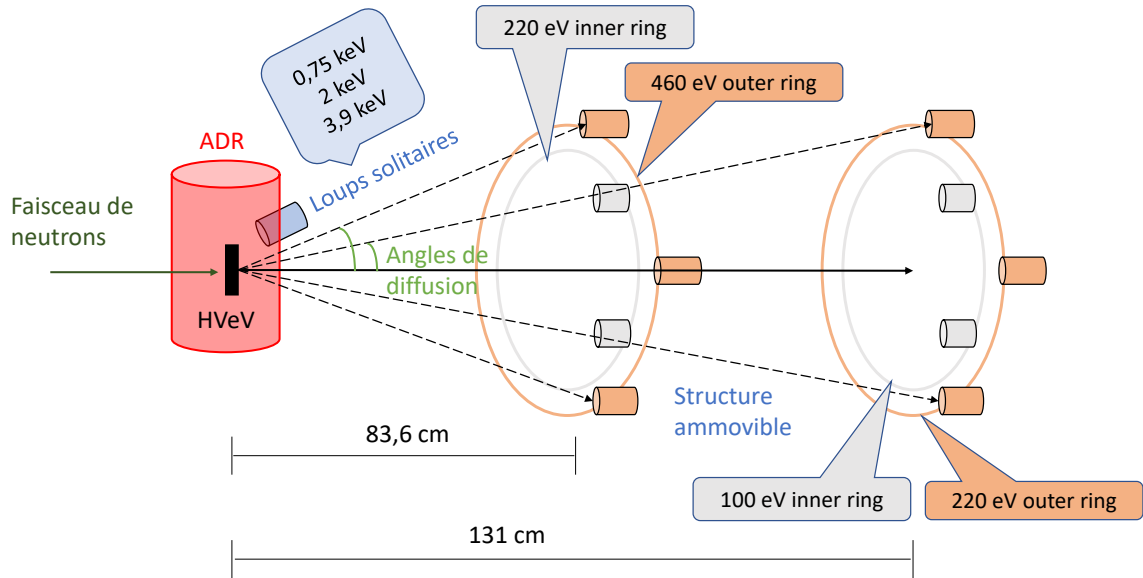


Fig. 2.12. Schéma de montage et des énergies de recul mesurées à chaque position des PMTs.

Le signal des PMTs était enregistré à l'aide d'un numériseur à une fréquence d'échantillonnage de 250 MHz ou 4 ns par échantillons. Ce numériseur est le même que celui utilisé pour le faisceau de protons et permet, tel qu'expliqué précédemment, de calculer le temps de vol entre le proton qui frappe la cible de LiF et la nouvelle particule (neutron ou photon) qui frappe le PMT. Les PMTs se déclenchaient de la manière suivante : un filtre trapézoïdal permettait de détecter lorsqu'un événement déposait une énergie comprise entre le seuil minimum de ~ 3 keV et le seuil maximum de ~ 40 keV dans un PMT (ces valeurs variaient légèrement d'un canal à l'autre). On enregistrait ensuite le signal des 120 échantillons précédents et des 280 suivants (pour un total de 400 échantillons) de tous les canaux. Ainsi, le pic principal de nos signaux devrait se trouver près de l'échantillon 120, le temps de déclenchement déterminé par le DAQ. Les traces de 400 échantillons étaient ensuite traitées pour en extraire les informations importantes telles que le temps de déclenchement exact des signaux (déterminé par un discriminateur à fraction constante), l'énergie déposée, le bruit plancher, etc.

2.2.5. Alignement

Finalement, l'alignement des détecteurs avec le faisceau de neutrons était d'une grande importance. Premièrement, parce que la surface du détecteur HVeV n'est que de 1 cm^2 et que l'on devait s'assurer que le faisceau de neutrons frappait bien notre détecteur. Deuxièmement, parce que la position, et donc l'angle des PMTs par rapport au détecteur HVeV, déterminait l'énergie de recul véritablement déposée par les neutrons dans les collisions nucléaires avec les noyaux de silicium, valeur indispensable pour extraire le degré d'ionisation.

2.2.5.1. Alignement HVeV. Le détecteur HVeV était placé à l'intérieur du réfrigérateur ADR qui était lui-même suspendu devant le faisceau de neutrons par un support en aluminium et en acier inoxydable. Le support ajustable permettait de mouvoir le réfrigérateur de haut en bas et de gauche à droite pour aligner le faisceau de neutrons avec le détecteur qui se trouvait à l'intérieur du réfrigérateur. Nous avons trouvé la position exacte du détecteur HVeV à l'intérieur du réfrigérateur à l'aide d'une source de ^{57}Co ($\approx 10 \text{ mCi}$) qui émettait des photons de $6,4 \text{ keV}$. Nous avons placé la source de ^{57}Co près de la paroi extérieure du réfrigérateur ADR et nous l'avons déplacée de gauche à droite et de haut en bas le long du plan perpendiculaire au faisceau. Nous avons ensuite comparé le taux de déclenchement du détecteur TES pour chaque position ce qui nous a permis de trouver la position pour laquelle le taux est maximum. Cette technique nous permet de connaître la position du détecteur HVeV à l'intérieur du réfrigérateur avec une incertitude de $\pm 1 \text{ cm}$.

2.2.5.2. Alignement PMTs. L'alignement des PMTs se fit en deux étapes. La première fut d'aligner perpendiculairement le centre de la structure mobile avec le faisceau de neutrons. Pour cela, on se servit d'un fil à plomb et de marques au sol tracées perpendiculairement au faisceau. La deuxième fut de mesurer la distance entre les PMTs et le détecteur au silicium. On utilisa, pour cela, un laser pouvant mesurer la distance entre la structure amovible et la paroi extérieure du réfrigérateur ADR. On répéta les mêmes étapes après que nous ayons déplacé la structure plus loin le 10 juillet pour obtenir d'autres énergies de recul. Les mesures prises sont compilées à la figure 2.13. Celles-ci ont une incertitude $\pm 0,3 \text{ cm}$.

2.3. Étalonnage et analyse HVeV

Cette section n'aborde que très brièvement l'étalonnage et les coupures du détecteur HVeV, car entrer davantage dans les détails dépasserait largement le cadre de ce travail d'autant plus que c'est une partie de l'expérience à laquelle je n'ai pas contribué personnellement. C'est surtout Ziqing Hong, Valentina Novati, Runze Ren (Tom), Corey Bathurst, Tyler Reynolds et Harrison Coombes qui ont travaillé sur cette partie de l'expérience.

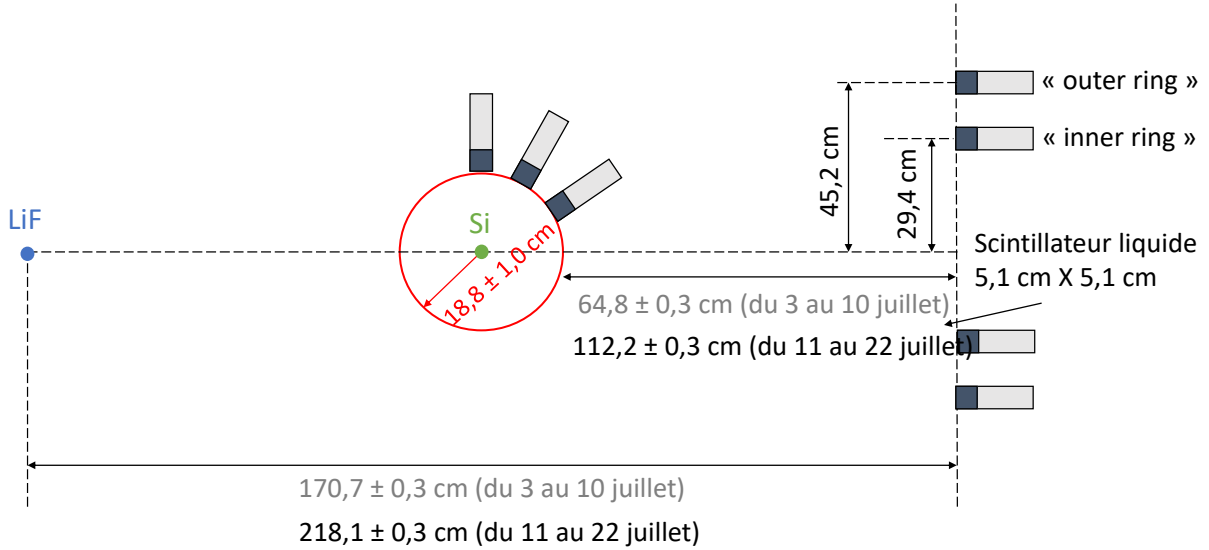


Fig. 2.13. Schéma des distances entre les détecteurs et la cible de LiF.

2.3.1. Étalonnage

Le détecteur HVeV devait être étalonné de manière à mesurer des énergies de phonons allant de 100 eV jusqu'à 109 keV. En effet, la plus petite énergie de phonons produite durant cette expérience survenait lorsqu'on opérait le détecteur à 0 V et que les neutrons déposaient une énergie de recul de 100 eV. Cela produisait des phonons ayant une énergie de 100 eV selon la formule 2.2.3. À l'autre extrême, lorsqu'on opérait le détecteur à la tension électrique maximum de 180 V et que les neutrons déposaient l'énergie maximum pouvant être déposée dans le détecteur soit ≈ 7 keVnr, on produisait des phonons de ≈ 109 keV. Afin d'obtenir un étalonnage pour une étendue aussi large d'énergie, plusieurs sources de radiations différentes furent utilisées. Notamment, nous avons utilisé un laser peu puissant et avons opéré le détecteur HVeV à 100 V pour couvrir la plage d'énergie allant de 0 à 600 eV. Nous avons aussi employé un laser à haute puissance et avons opéré le détecteur à 250 V pour la plage allant de 250 eV à 7 keV et une source de ^{55}Fe à 70 V pour la région allant de 6 à 120 keV. Les données d'étalonnage furent ensuite nettoyées au moyen de coupures telles que sur la température du réfrigérateur ou sur le niveau plancher des signaux (baseline). Nous avons ensuite trouvé l'énergie des différentes données d'étalonnage en prenant l'intégrale sous la courbe des signaux. Finalement, nous avons combiné le tout en une courbe d'étalonnage pour la plage d'énergie allant de 100 eV à 120 keV.

2.3.2. Coupures

Nous avons opté pour trois coupures sur les données du détecteur HVeV. La première est sur le niveau plancher (baseline) des signaux qui doit être compris entre deux valeurs. Cela permet de rejeter les événements qui se produisent sur la queue d'un signal étant survenu juste avant (généralement des événements de haute énergie telle que des gammas, des muons ou issus de la radioactivité naturelle ambiante). La deuxième coupure élimine les traces avec plus d'un événement. Lors du traitement des données, un algorithme identifiait combien d'événements étaient présents dans la trace. Il devenait alors facile de ne garder que celles avec un seul événement. La dernière coupure regarde la différence entre le signal observé et un signal «théorique» de même énergie. Plus précisément, on calcule le χ^2 entre le vrai signal et le gabarit «théorique» pour la variable du temps. On rejette ensuite les événements ayant une valeur de χ^2 à l'extérieur d'un certain intervalle de, ces événements ayant un signal trop différent de celui attendu.

2.4. Étalonnage et analyse PMT

Cette section traite de ma contribution principale à l'expérience IMPACT, c'est-à-dire l'étalonnage et l'analyse des détecteurs PMTs. Plus précisément, nous verrons d'abord comment les PMTs ont été étalonnés. Ensuite, nous aborderons comment nous avons pu identifier les détecteurs fonctionnant moins bien en estimant l'énergie de seuil de déclenchement des PMTs ainsi que leur taux de déclenchement. Finalement, nous ferons un survol des différentes coupures qui nous ont permis de sélectionner les neutrons parmi nos données et de rejeter les autres types d'événements tels que les photons et le courant sombre.

Une photo des PMTs et des scintillateurs liquides se trouve à la figure 2.11. Rappelons-nous que la fréquence d'échantillonnage des PMT est de 2,5 MHz ou encore 4 ns par échantillons. Rappelons-nous également de la manière dont les données étaient enregistrées. Pendant que les PMTs fonctionnaient, un filtre trapézoïdal était appliqué sur leur trace brute. Lorsqu'un événement déposait une énergie entre le seuil inférieur (autour de 2,5-3 keV) et supérieur (autour de 40 keV) dans un des PMTs, on enregistrait les 120 derniers échantillons et les 280 suivants de tous les PMTs. Ainsi, on se retrouvait avec une trace d'une longueur de 400 échantillons pour chacun des 29 PMT. Généralement, l'une de ces traces contenait un pic principal autour de l'échantillon 120. Ces traces étaient ensuite traitées pour en extraire les informations pertinentes telles que l'énergie déposée, le niveau plancher (baseline), etc. L'ensemble de ces informations extraites porte le nom de quantités réduites ou QRs. Puis, après avoir observé attentivement les différentes QRs de nos événements, nous avons opté pour différentes coupures sur nos données, coupures qui seront présentées plus loin dans cette section. Résumons les QRs plus importantes ici:

- (1) baseline (baseline2) : Moyenne des 50 premiers (derniers) échantillons de la trace. Initialement, le nombre 50 a été choisi arbitrairement afin de réduire les fluctuations aléatoires survenant dans notre baseline, mais comme nous le verrons plus tard, 50 s'est avéré être un bon choix. Ce nombre a aussi été utilisé par les autres expériences de mesure du degré d'ionisation avant nous à TUNL.
- (2) bd0(bd02) : Temps auquel le PMT a été déclenché. bd0(2) utilise la méthode du discriminateur à fraction constante (DFC) pour trouver le temps de déclenchement du premier pic qu'il rencontre dans la trace. bd0 cherche un pic à partir de l'échantillon 100 alors que bd02 commence à 0. Les deux arrêtent de chercher s'ils n'ont trouvé aucun pic à l'échantillon 220 et retournent alors une valeur négative de -1000 ou -2000.
- (3) PeakHighValue : La valeur maximum en ADU (Analog-to-digital units) de la trace.
- (4) baselinemid : la moyenne des échantillons 60 à 110. Cette plage n'a pas été choisie arbitrairement. Comme nous allons le voir plus loin, l'échantillon 60 correspond au temps où la queue des photons de haute énergie arrête de déclencher les PMTs à l'échantillon 120 tandis que 110 est tout près du pic principal tout en étant assez loin pour ne pas intégrer de l'énergie venant de la partie ascendante de celui-ci.
- (5) stdbaselinemid : l'écart-type des échantillons 60 à 110. Cette plage a été choisie pour les mêmes raisons que baselinemid.

Nous avons aussi fait appel à deux méthodes pour calculer l'énergie (l'aire sous la courbe) des impulsions du PMT :

- La première méthode, appelée «short integral» ou intégrale courte, additionne la hauteur en ADU des 12 échantillons allant de 5 échantillons avant bd0 (temps de déclenchement du signal) jusqu'à 7 échantillons après bd0. On soustrait ensuite la baseline 12 fois.
- La deuxième méthode, appelée «long integral» ou intégrale longue procède de la même manière que l'intégrale courte sauf qu'elle va de 5 échantillons avant bd0 jusqu'à 170 échantillons après bd0 (au lieu de 7).

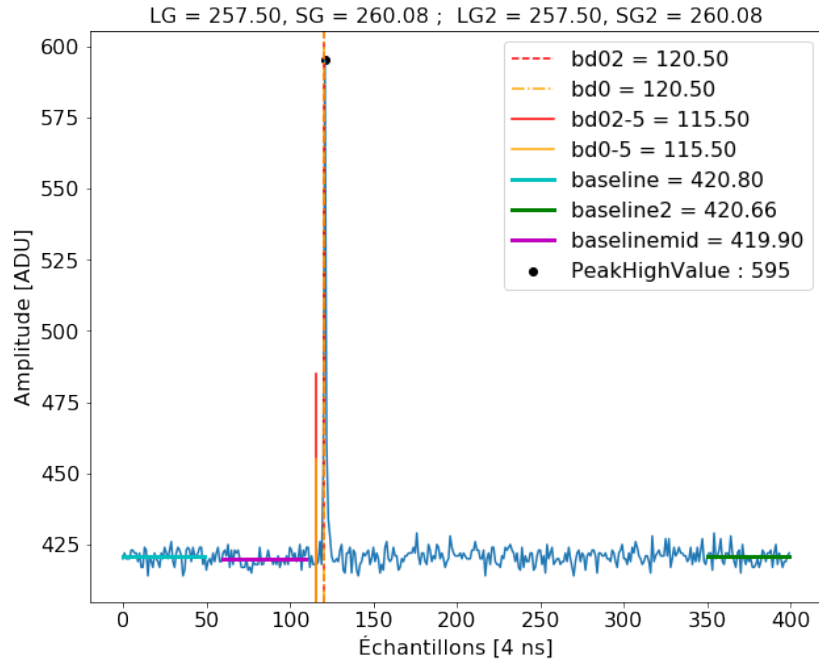
Les temps de montée des pulsations des PMT sont généralement très courts (autour de 2 échantillons ou 8 ns) à l'échelle d'énergie qui nous intéresse (environ 5 keV). Ainsi, en commençant les intégrales 5 échantillons avant le temps de déclenchement de la pulsation, nous sommes certains de récolter toute l'énergie déposée durant la montée du pic. Également, nous avons remarqué que la plupart des événements déposent toute leur énergie en un temps moindre que 12 échantillons. Toutefois, à cause de la scintillation lente, certains événements déposent de l'énergie au-delà des 12 échantillons. En effet, les constantes de désintégrations du EJ-301 et du EJ-309 (les scintillateurs liquides utilisés dans nos PMTs) sont de $t_1 = 3$ ns (ce qui correspond à environ 1 échantillon), $t_2 = 32$ ns (8 échantillons) et $t_3 = 270$ ns

(68 échantillons) [3] de telle sorte que si on utilise l'intégrale courte (12 échantillons), nous récoltons la scintillation venant des deux premières constantes de désintégration, mais pas nécessairement de la troisième. Avec l'intégrale longue (175 échantillons), nous sommes sûrs de récolter toute la scintillation. Par contre, il est important de rappeler qu'aux énergies qui nous intéressent (environ 5 keV), nous n'excitons que peu d'états. Cela veut dire que la scintillation se produit généralement sur quelques échantillons seulement, de sorte que l'utilisation de l'intégrale courte ne manque que très peu d'énergie. Également, en choisissant l'intégrale longue, on a beaucoup plus de chance d'intégrer des pulsations qui ne proviennent pas de l'événement principal et qui sont réparties de manière aléatoire tout le long de la trace. Ces pics aléatoires sont souvent causés par le courant sombre ou encore par des événements venant de la radioactivité et faussent donc l'énergie mesurée par l'intégrale longue. Aussi, comme nous devons soustraire le niveau plancher 175 fois lors du calcul de l'intégrale longue, une petite fluctuation de ce niveau plancher provoque une grande fluctuation dans la valeur de l'intégrale longue. Par exemple, une déviation de 1 ADU dans la baseline donne une déviation de 175 ADU dans l'intégrale longue ou encore environ 2,5 keV avec notre étalonnage (que nous allons voir un peu plus loin). De l'autre côté, on aurait plutôt une déviation de 12 ADU dans l'intégrale courte ou encore 0,2 keV, ce qui est nettement avantageux surtout si on veut mesurer des dépôts d'énergie de l'ordre de quelques keV. Pour toutes ces raisons, nous avons donc décidé d'utiliser l'intégrale courte pour calculer l'énergie déposée par les particules dans le PMT. Toutefois, nous utiliserons les deux types d'intégrales dans les sections qui suivent pour justifier nos coupures notamment parce que certaines caractéristiques de nos données sont mieux mises en valeur par l'une des deux méthodes. Afin de mieux comprendre les différentes quantités réduites, voici, à la figure 2.14, un exemple de pulsation qu'on retrouve dans nos PMTs avec chacune des QRs énumérées plus haut mises en évidence.

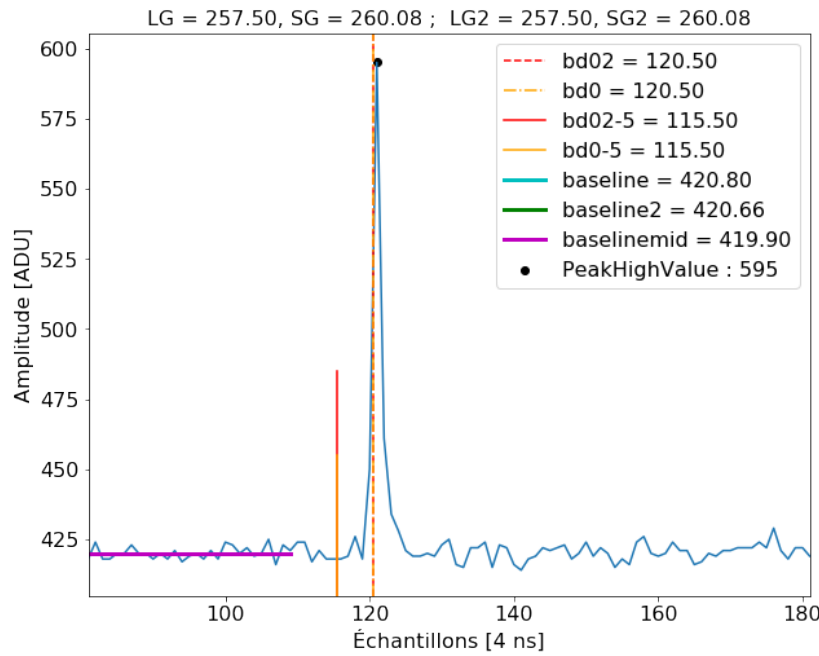
Dans un signal idéal, on devrait trouver un seul pic à l'échantillon 120, comme c'est le cas à la figure 2.14. Un seul pic veut aussi dire que bd0 et bd02 ont la même valeur puisqu'ils trouvent le même pic et donc le même temps de déclenchement. On remarque également que bd0-5 et bd02-5 commencent bien avant la partie ascendante du pic et que donc on récolte bien toute l'énergie déposée dans cette région. Finalement, les 3 baselines ont sensiblement la même valeur ici puisqu'il n'y a pas vraiment de bruit dans la trace. Cette absence de bruit fait aussi en sorte que l'intégrale longue et courte a presque la même valeur.

2.4.1. Étalonnage

L'étalonnage des PMTs se sépare en trois étapes. Dans un premier temps, nous avons trouvé l'échelle d'énergie des PMTs au moyen d'un rayonnement gamma ayant une énergie bien connue. Cette échelle d'énergie nous permet de convertir une valeur d'intégrale en énergie. Ensuite, nous avons trouvé le seuil de nos PMTs afin de nous assurer que ces seuils



(a) La trace au complet



(b) Échantillons 80 à 180

Fig. 2.14. Exemple d'une trace avec les différentes quantités réduites mises en évidence. LG, LG2, SG et SG2 correspondent à intégrale longue, intégrale longue 2 , intégrale courte et intégrale courte 2.

étaient suffisamment bas pour que les PMTs détectent les neutrons, mais assez hauts pour ne pas laisser les bruits de fond déclencher constamment les PMTs. Pour finir, nous avons

calculé le taux de déclenchement de nos PMTs pour identifier ceux qui étaient potentiellement problématiques.

2.4.1.1. Échelle d'énergie. Trouver l'échelle d'énergie des PMTs s'est fait au moyen d'une source de ^{137}Cs dont la principale désintégration est un rayon gamma de 662 keV. Chaque matin, on plaçait la source près des PMTs pendant 2 minutes et on récoltait un spectre d'énergie. On ajustait ensuite une courbe autour du bord du fond Compton (477 keV pour le ^{137}Cs) de nos spectres d'énergie.

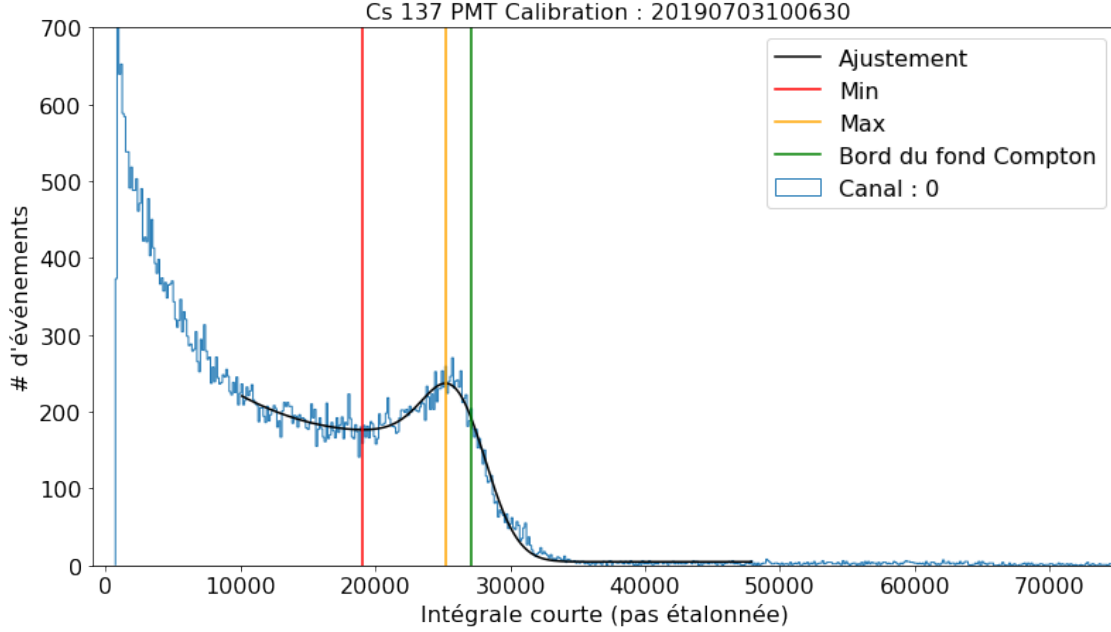


Fig. 2.15. Exemple d'un spectre d'énergie du ^{137}Cs et de son bord du fond Compton.

Le bord du fond Compton réel est décrit comme étant le produit de convolution d'un bord du fond Compton idéal et d'une gaussienne [51] :

$$R(E) = \alpha_1 \cdot \text{erfc} \left(\frac{E - E_c}{\sqrt{2}\sigma} \right) + \beta_1 \cdot \exp \left(-\frac{(E - E_c)^2}{2\sigma^2} \right) \quad (2.4.1)$$

où E_c est l'énergie Compton soit l'énergie maximum que peut transférer un photon par diffusion Compton. $\text{erfc}(E)$ est la fonction d'erreur complémentaire et α_1 et β_1 sont définis de la manière suivante :

$$\alpha_1(E) = \frac{1}{2} \left[a \cdot (E^2 + \sigma^2) + b \cdot E + c \right], \quad (2.4.2)$$

$$\beta_1(E) = \frac{-\sigma}{\sqrt{2\pi}} \cdot a \cdot (E + E_c) + b, \quad (2.4.3)$$

où a , b , c et σ sont des paramètres à ajuster. On trouve ensuite le maximum local du Compton Edge et l'on prend 80% [62] de cette valeur comme étant notre vrai bord du fond Compton (représenté par une ligne verte à la figure 2.15).

De manière plus précise, nous avons d'abord identifié le minimum local (illustré par une ligne rouge à la figure 2.15) entre 10000 et 25000. Ensuite, nous avons tout simplement pris la valeur maximum (illustrée par une ligne jaune) de notre fonction ajustée à la droite de ce minimum local. Puis, nous avons pris 80% de ce maximum comme étant notre bord du fond Compton (représenté par une ligne verte). Nous aurions pu prendre E_c comme valeur de bord du fond Compton, mais comme ce dernier fluctuait trop chaque jour, nous avons préféré opter pour l'autre méthode décrite plus haut et qui donne des valeurs plus stables. Finalement, on divise 477 keV par la valeur de l'intégrale courte du bord du fond Compton pour trouver notre échelle d'énergie. La figure 2.16 contient l'ensemble des facteurs d'échelle pour tous les PMTs de tous les jours où nous avons pris des données. Nous avons ensuite calculé la moyenne des facteurs d'échelle pour chacun des PMT. C'est ce facteur moyen, propre à chaque PMT, que nous avons utilisé pour le reste de l'analyse.

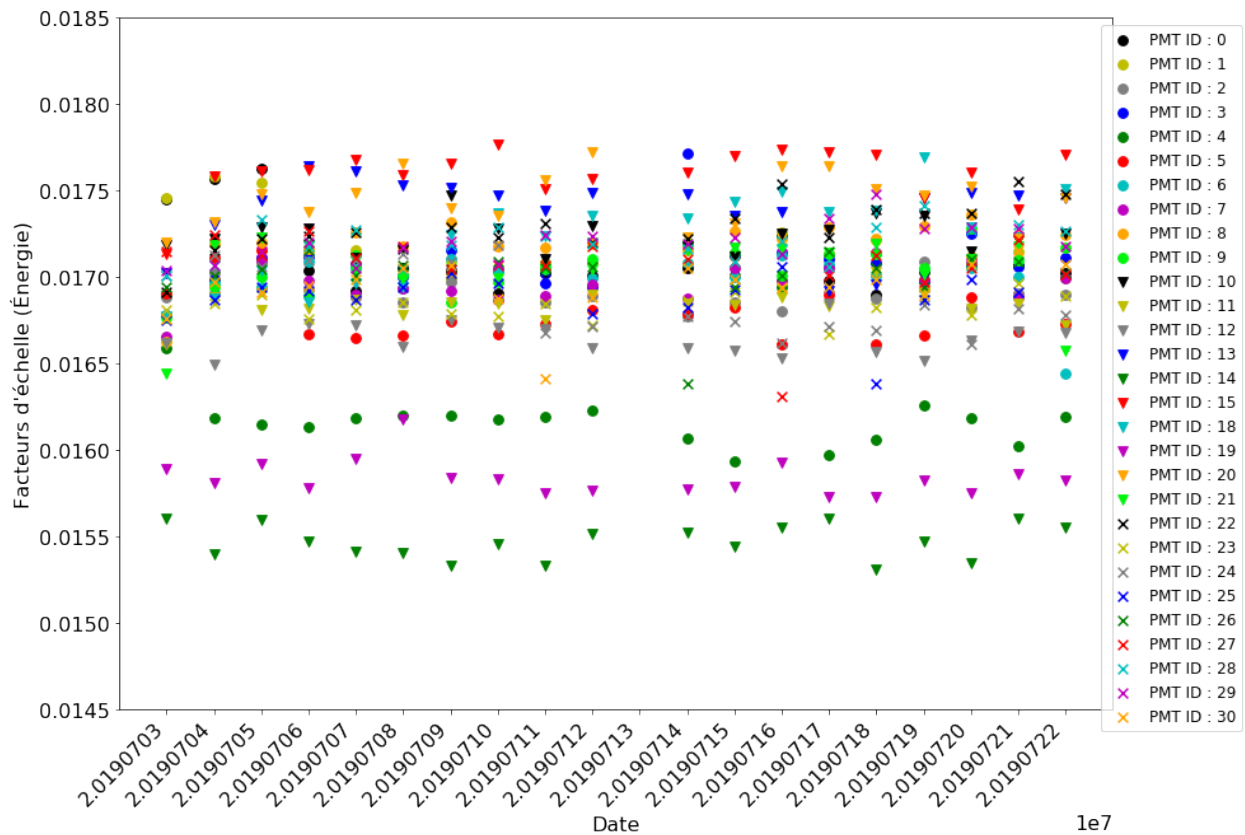


Fig. 2.16. L'ensemble des facteurs d'échelle des 29 PMTs pour chaque journée de prise de données. Ces facteurs sont pour l'intégrale courte.

Cet étalonnage a, par contre, une très grande incertitude aux petites énergies qui nous intéresse. En effet, l'incertitude en énergie à 5 keV est d'environ 80% et de 100% à 3 keV. De manière approximative, on trouve ces résolutions en partant du paramètre σ de la formule 2.4.2 ce qui nous donne la résolution des PMTs à 478 keV soit environ 8%. Puis, on

estime la résolution au moyen de la formule suivante : [16].

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{\alpha}{\sqrt{E}} \oplus \beta \oplus \frac{\gamma}{E} \quad (2.4.4)$$

où α , β et γ sont des constantes à déterminer et le symbole \oplus représente une addition en quadrature. On peut ensuite assumer que le terme $\frac{\alpha}{\sqrt{E}}$, qui représente l'aspect stochastique du PMT (production et atténuation de la lumière, efficacité quantique et amplification du signal d'électrons aux dynodes), domine et ainsi négliger les deux autres termes. Ceux-ci représentent respectivement la non-uniformité du détecteur (β) et le bruit électronique ($\frac{\gamma}{E}$).

2.4.1.2. Seuils des PMTs. Dans un deuxième temps, nous avons également approximé le seuil minimum de déclenchement de nos PMTs en ajustant une gaussienne autour du maximum du pic principal et avons pris 80% de ce maximum comme étant notre valeur de seuil. Un exemple de cette technique est montré à la figure 2.17. Nous avons répété cette étape sur la première série de chaque journée pour tous les PMTs.

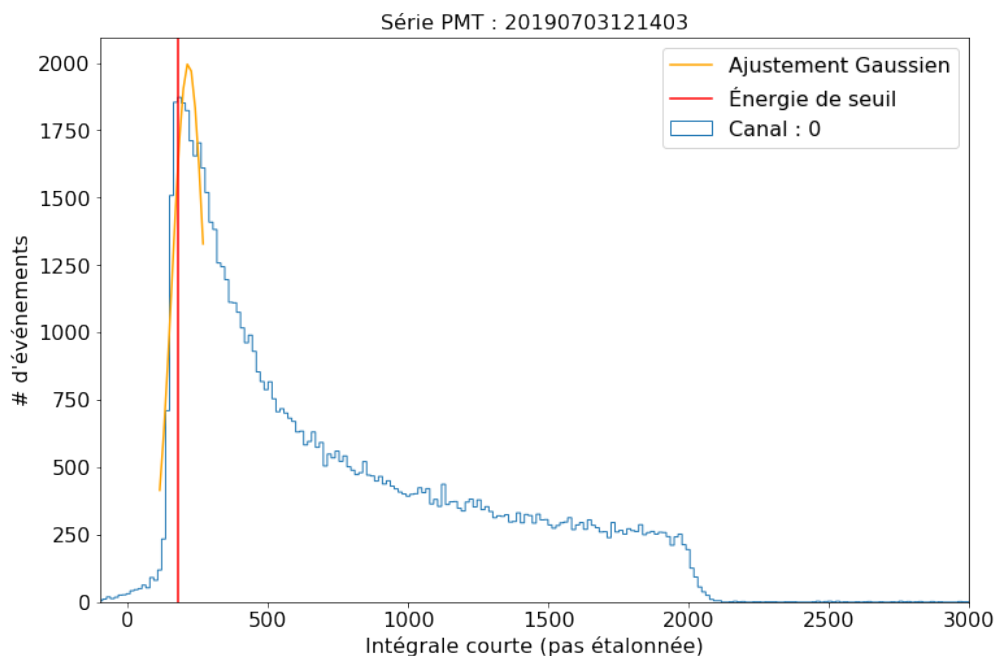


Fig. 2.17. Exemple d'un calcul du seuil d'un PMT. La ligne rouge 80% de la valeur maximum du pic et permet d'estimer l'énergie de seuil.

L'ajustement gaussien n'a pas besoin d'être très précis. En effet, les valeurs de seuil servent surtout à identifier les PMT qui ne fonctionnaient pas bien. Notamment, ils permettent de savoir si le seuil était assez haut pour ne pas laisser passer trop de bruit de fond tout en n'étant pas trop haut pour conserver le plus de neutrons possible. Par exemple, nous avons trouvé, comme on peut le voir à la figure 2.18, que le PMT 14 avait un seuil trop bas et enregistrait énormément d'événements de basse énergie (fort probablement du bruit de fond).

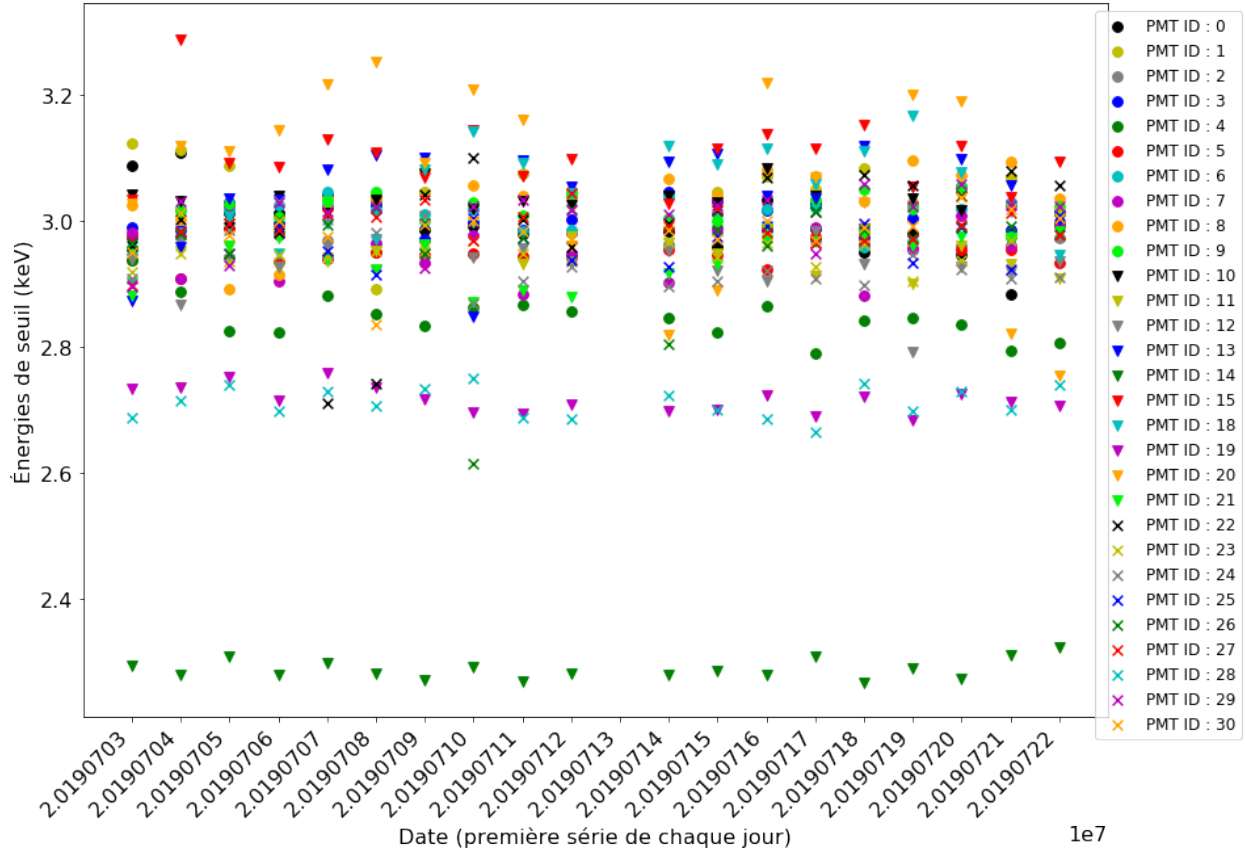


Fig. 2.18. L'ensemble des énergies de seuil des 29 PMTs pour chaque journée de prise de données. Les seuils furent calculés à partir de la première heure de données de chaque journée.

Nous avons estimé, avant d'aller à TUNL, qu'une énergie de seuil d'environ 2,5-3 keV était optimal. En effet, nous avons réalisé une simulation du scintillateur liquide utilisé à TUNL sur lequel nous avons envoyé 1 million de neutrons de 55.7 keV et avons trouvé qu'autour de 2,5 keV-3 keV, on détectait environ 90% des neutrons.

2.4.1.3. Taux de déclenchement. Dans un dernier temps, nous avons calculé le taux de déclenchement de chacun de nos PMTs chaque jour. Pour y arriver, nous avons pris la première série de chaque journée et avons divisé le nombre d'événements dans un canal par la durée de la série (habituellement 1 heure). De cette manière, on pouvait savoir quel(s) PMT(s) avai(en)t un taux trop élevé et apporter les ajustements nécessaires lors de l'analyse. Par exemple, nous avons trouvé que les PMTs 14 et 18 avaient un taux anormalement élevé comme on peut le voir à la figure 2.19.

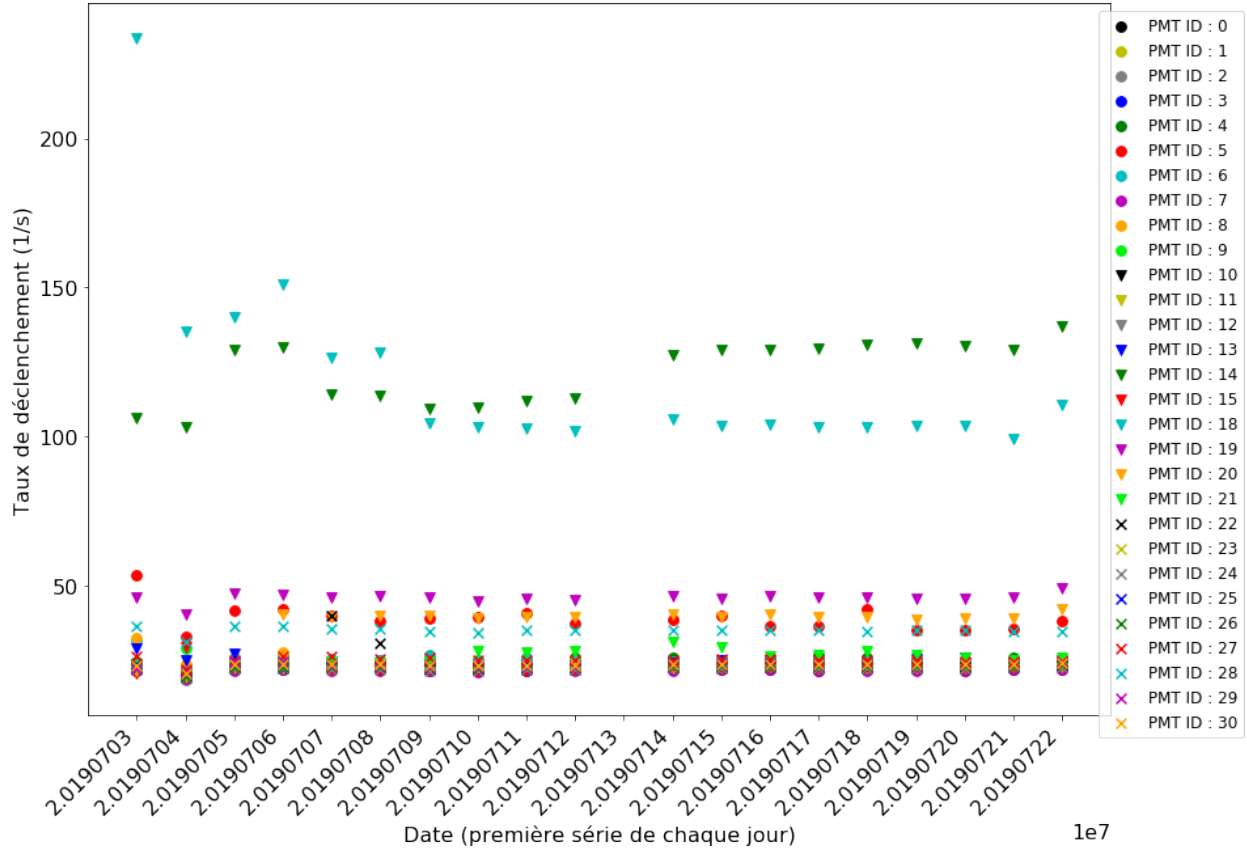


Fig. 2.19. Taux de déclenchement des 29 PMTs à chaque jour. Ces taux furent calculés à partir de la première série de données de chaque journée.

2.4.2. Coupures

Le but des coupures est de sélectionner, parmi nos données, les neutrons et de rejeter les autres types d'événements comme les photons, le courant sombre, la radioactivité, etc. Avant d'entrer plus en détail dans chacune de ces coupures, il serait judicieux de regarder un exemple d'un bon événement (neutron) et d'un mauvais événement (photon).

Dans un signal idéal, comme c'est le cas à la figure 2.20(a) et (b), on retrouve un seul pic près de l'échantillon 120. L'énergie déposée par cette pulsation est d'environ 4,4 keV selon l'étalonnage obtenu à la section précédente, ce qui est de l'ordre de ce à quoi on s'attend pour un neutron. Également, la forme de la pulsation est une exponentielle décroissante qui a lieu sur quelques échantillons comme c'est le cas pour un événement provenant de la scintillation. Un événement venant plutôt du courant sombre (et donc pas de la scintillation), par exemple, aura tendance à déposer son énergie sur un seul, parfois 2 échantillons et n'aura pas de forme exponentielle. Pour ce qui est du photon à la figure 20(c) et (d), on remarque rapidement que bd_0 et bd_{02} n'ont pas la même valeur. En effet, comme bd_{02} cherche un pic en allant de l'échantillon 0 à 200, il rencontre la pulsation à l'échantillon 93 en premier

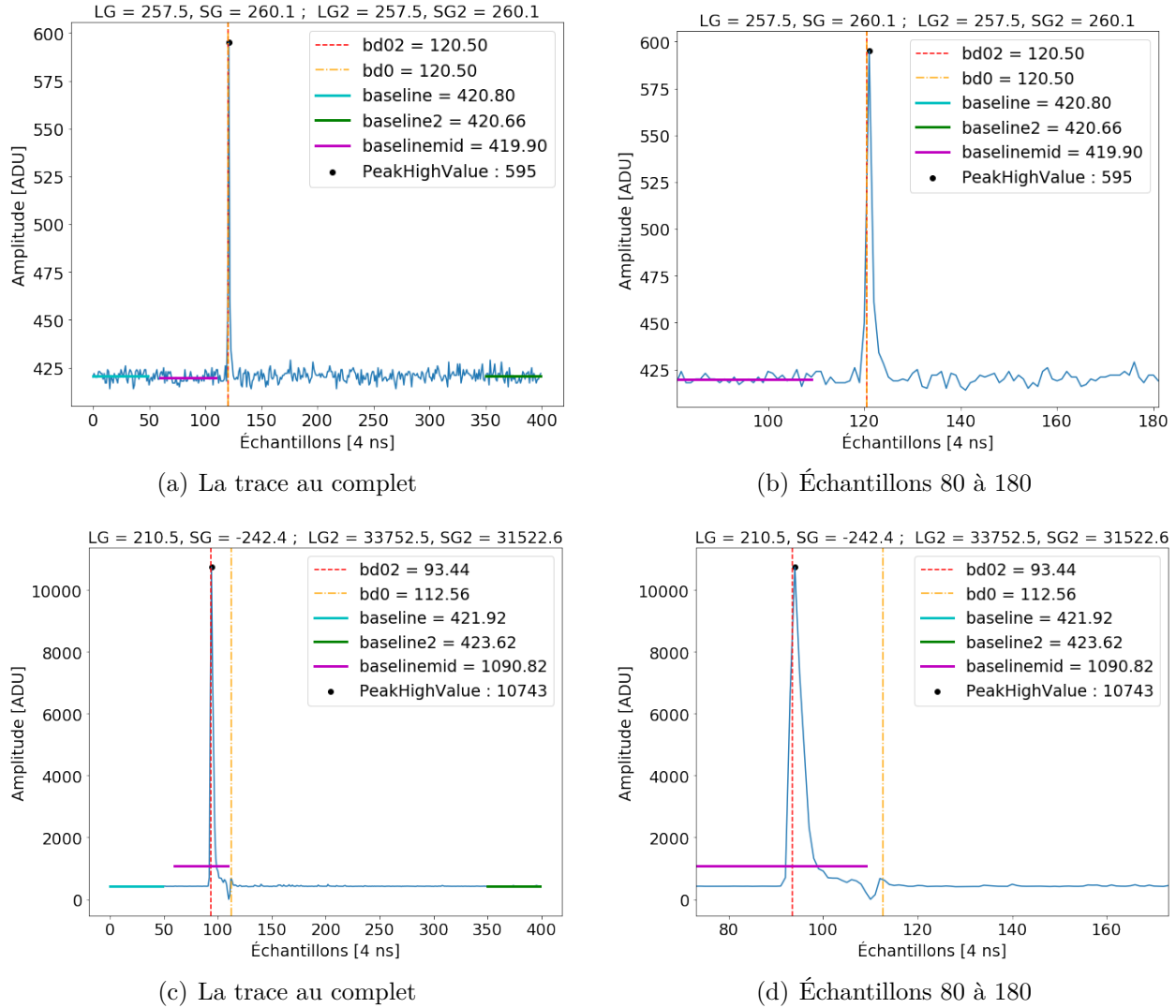


Fig. 2.20. Exemple de la trace d'un neutron (a et b) et d'un photon (c et d).

alors que $bd0$, qui cherche de l'échantillon 100 à 220, ne voit pas ce pic, mais plutôt celui à 112 en premier. On remarque aussi que ce deuxième pic à l'échantillon 112 n'est pas un événement physique, mais plutôt causé par la queue du photon de haute énergie. Ce genre d'événements arrive très souvent dans nos détecteurs et constitue l'un des bruits de fond les plus importants. Nous allons donc nous servir du fait que les valeurs de $bd0$ et $bd02$ de ce type d'événements sont différentes et du fait que leur QR $baselinemid$ est élevée pour mieux les retrancher.

2.4.2.1. Événements saturés. Une première coupure assez facile à réaliser concerne les événements saturés. Ceux-ci ont des pulsations ayant une hauteur dépassant 16383 ADC soit la valeur maximum pouvant être lue par les PMTs. Cela veut donc dire qu'on ne connaît pas la vraie valeur en ADC du pic, ce pourrait être aussi bas que 16384 (1 ADC de plus

que le maximum) ou, au contraire, de plusieurs dizaines de milliers. Bref, il est impossible de savoir la véritable énergie déposée par ces événements. De plus, ce sont généralement des photons de très hautes énergies (>1 MeV) qui causent ces événements saturés alors que nous sommes intéressés par les neutrons de basses énergies ne déposant que quelques keV. Les enlever est donc tout naturel.

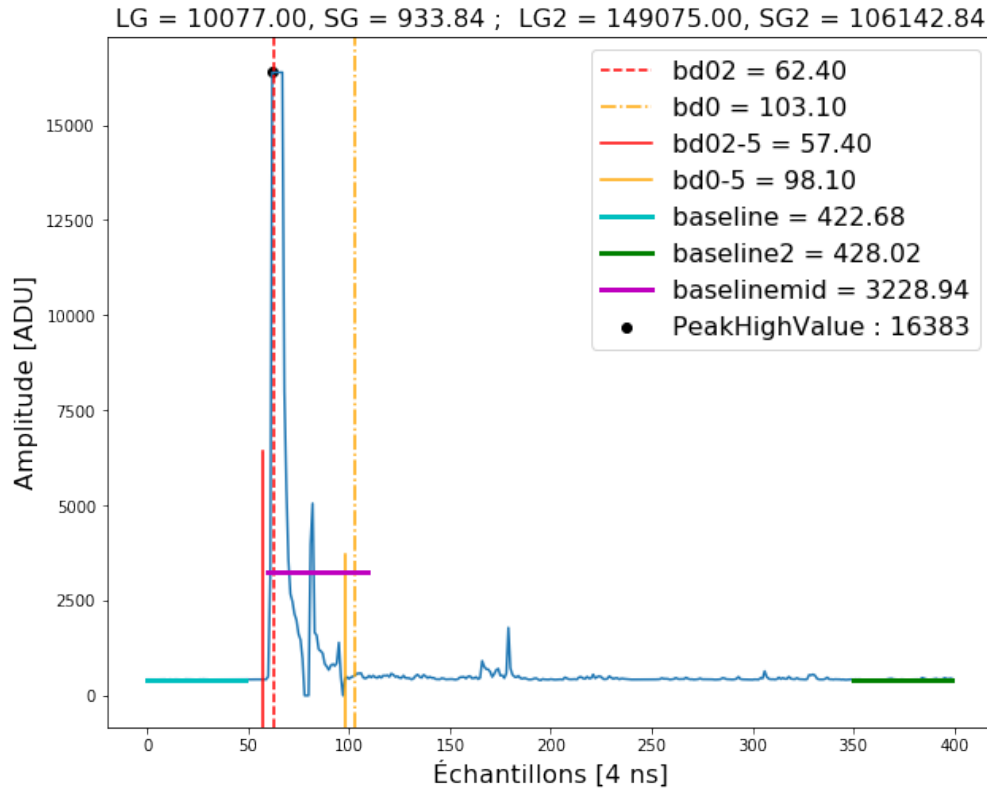


Fig. 2.21. Exemple d'un événement saturé.

À la figure 2.21, on voit très clairement que le haut de la pulsation est plat et fixé à 16383 parce que le DAQ du PMT ne peut pas enregistrer les valeurs au-delà de ce nombre.

2.4.2.2. Baseline. Parmi nos quantités réduites, on retrouve baseline qui est la moyenne des 50 premiers échantillons et baseline2 qui est la moyenne des 50 derniers. Le nombre 50 avait déjà été utilisé par les autres expériences qui nous ont précédés à TUNL et qui ont aussi mesuré le degré d'ionisation. Ce nombre servait surtout à éliminer les périodes de bruit électronique en moyennant le niveau plancher des traces des PMTs. Lorsqu'on calcule l'intégrale (longue ou courte) des pulsations dans nos détecteurs, on soustrait toujours la QR baseline 12 fois pour l'intégrale courte et 175 pour la longue. Il faut donc s'assurer de choisir la meilleure des deux baselines si on veut que la valeur d'intégrale soit la plus exacte possible. Nous avons remarqué que dans la quasi-majorité des cas c'est la baseline2 qui est la meilleure, car les 50 derniers échantillons sont généralement plus stables et comportent moins de bruit comme le montre la figure 2.22.

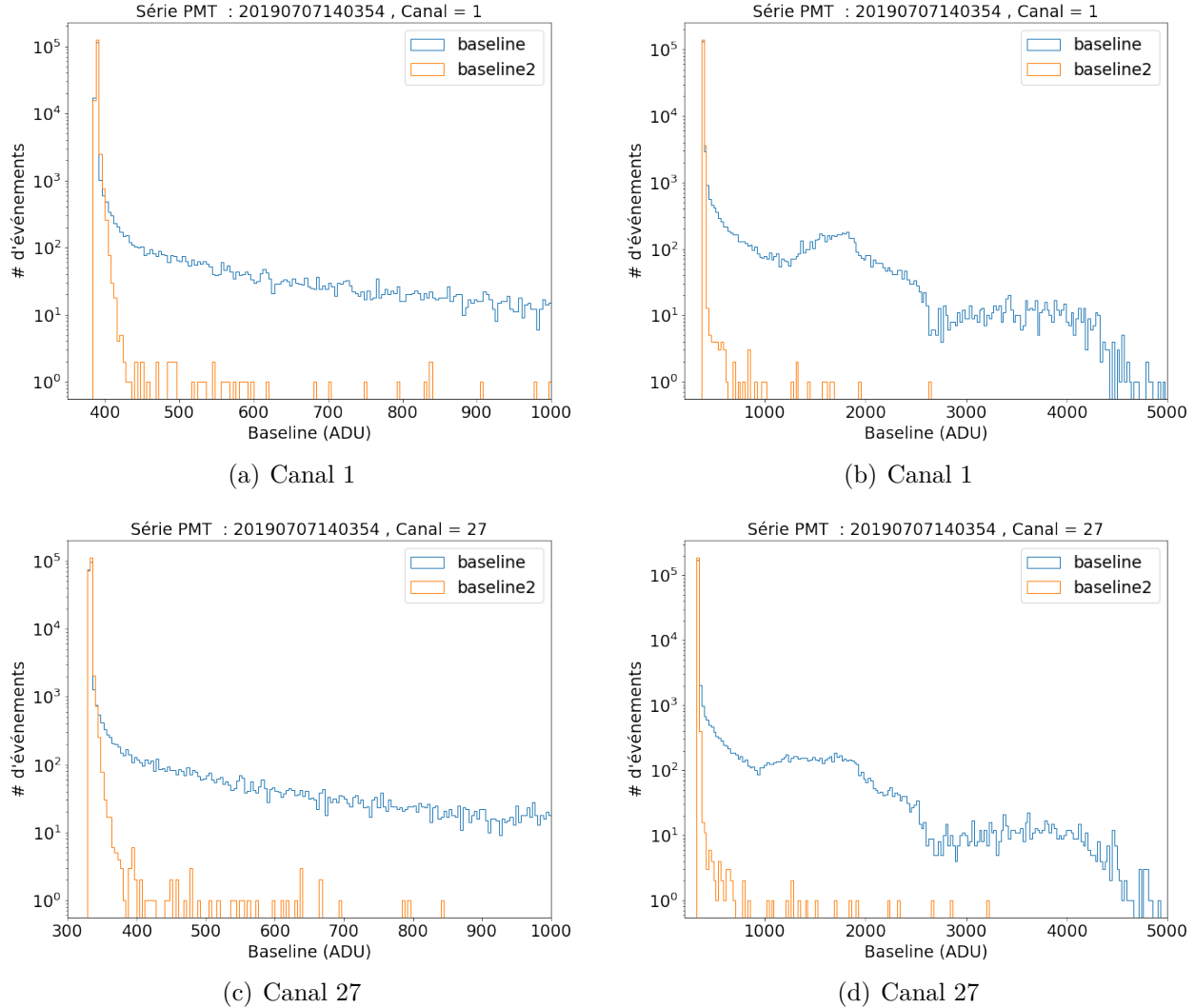


Fig. 2.22. Les quantités réduites baseline et baseline2 pour les PMTs 1 et 27

Les deux canaux ont été pris au hasard parmi nos 29 PMTs, mais ils illustrent des conclusions similaires aux 27 autres PMTs. La distribution de baseline2 est plus étroite que celle de baseline. Il y a aussi beaucoup plus d'événements avec une baseline très élevée, notamment à cause des photons de haute énergie très présents dans les 50 premiers échantillons. Ainsi, baseline2 est un meilleur choix et c'est pourquoi nous l'utiliserons pour tous nos calculs d'intégrale.

Une alternative possible serait de choisir la QR baseline avec le plus petit écart-type pour chaque événement. Toutefois, dans la quasi-totalité des cas, il s'agit de baseline2. Pour les rares fois où c'est baseline qui a le plus petit-écart-type, c'est généralement parce que baseline et baseline2 ont une valeur presque identique.

Nous avons mentionné plus haut qu'une des raisons pourquoi nous avons utilisé 50 échantillons pour estimer baseline et baseline2 est que ce nombre avait déjà été utilisé par les autres

expériences de mesure du degré d'ionisation à TUNL avant nous. Une autre des raisons qui justifient l'utilisation de ce nombre est qu'il permet de réduire l'effet des fluctuations aléatoires survenant dans notre baseline. Certains peuvent se demander si un nombre autre que 50 y parviendrait mieux. Toutefois, même si c'était le cas, notre résolution en énergie n'en serait que très peu affectée. En effet, l'écart-type sur la distribution des baseline2 est d'environ 2,5 ADU pour tous les canaux. Si l'on transpose ce chiffre en énergie, on aurait donc une fluctuation dans l'intégrale courte de $12 \text{ échantillons} \cdot 2,5 \text{ ADU/échantillons} = 30 \text{ échantillons}$ soit $\approx 0,5 \text{ keV}$ (si on prend un facteur d'échelle de $0,017 \text{ keV/ADC}$). Cette contribution à la résolution totale en énergie est assez négligeable puisque nous avons déjà une contribution de 3-4 keV qui nous vient de la stochastique. Pris en quadrature, 0,5 keV est encore plus petit devant 3-4 keV, de telle sorte que même si on trouve qu'un nombre autre que 50 nous permet d'avoir une meilleure résolution que 0,5 keV, on n'améliorerait que de très peu notre résolution totale. Pour toutes ces raisons, nous avons décidé d'utiliser 50 échantillons pour calculer baseline et baseline2.

2.4.2.3. Temps de déclenchement des pulsations, bd0 et bd02 (coupure stricte). Un des plus grands défis de cette expérience est de maximiser la taille de notre échantillon statistique, ce dernier étant déjà très petit, afin de minimiser l'incertitude sur nos mesures. Ainsi, nous voulons enlever la plupart des événements ayant plus qu'un pic dans leur trace tout en gardant les quelques bons événements qui ont plus d'un pic dans leur signal. Par bons événements, nous faisons référence à ceux dont le pic à l'échantillon 120 (qui a déclenché les PMTs) n'est pas causé par de la scintillation lente d'un gamma de haute énergie ayant frappé le détecteur plus tôt. Les quantités bd0 et bd02 utilisent la technique du discriminateur à fraction constante (DFC) pour trouver le temps de déclenchement des pics qu'ils rencontrent. Cette technique consiste à identifier le temps de déclenchement comme le moment où le signal atteint une certaine fraction de son maximum. La quantité bd02 balaye de l'échantillon 0 à l'échantillon 220 et arrête lorsqu'elle rencontre son premier pic alors que bd0 balaye plutôt de 100 à 220. On peut mettre en graphique ces deux quantités afin de mieux dégager certaines de leurs caractéristiques.

À la figure 23(a), la région entre les deux lignes rouges représente les événements où bd0 et bd02 ont la même valeur, c'est-à-dire des événements où il n'y a qu'un seul pic dans la trace (du moins entre l'échantillon 0 et bd0). Tous les événements à l'extérieur de ces lignes ont donc plus d'un pic dans leur trace, c'est pourquoi une première coupure très conservatrice, mais très facile, serait d'enlever tous les événements hors de ces lignes rouges. On veut aussi que bd0 et bd02 soient positifs, car une valeur négative veut dire que l'algorithme n'a pas réussi à identifier un pic dans la trace. De manière spécifique, on devrait demander que les événements respectent les deux conditions suivantes :

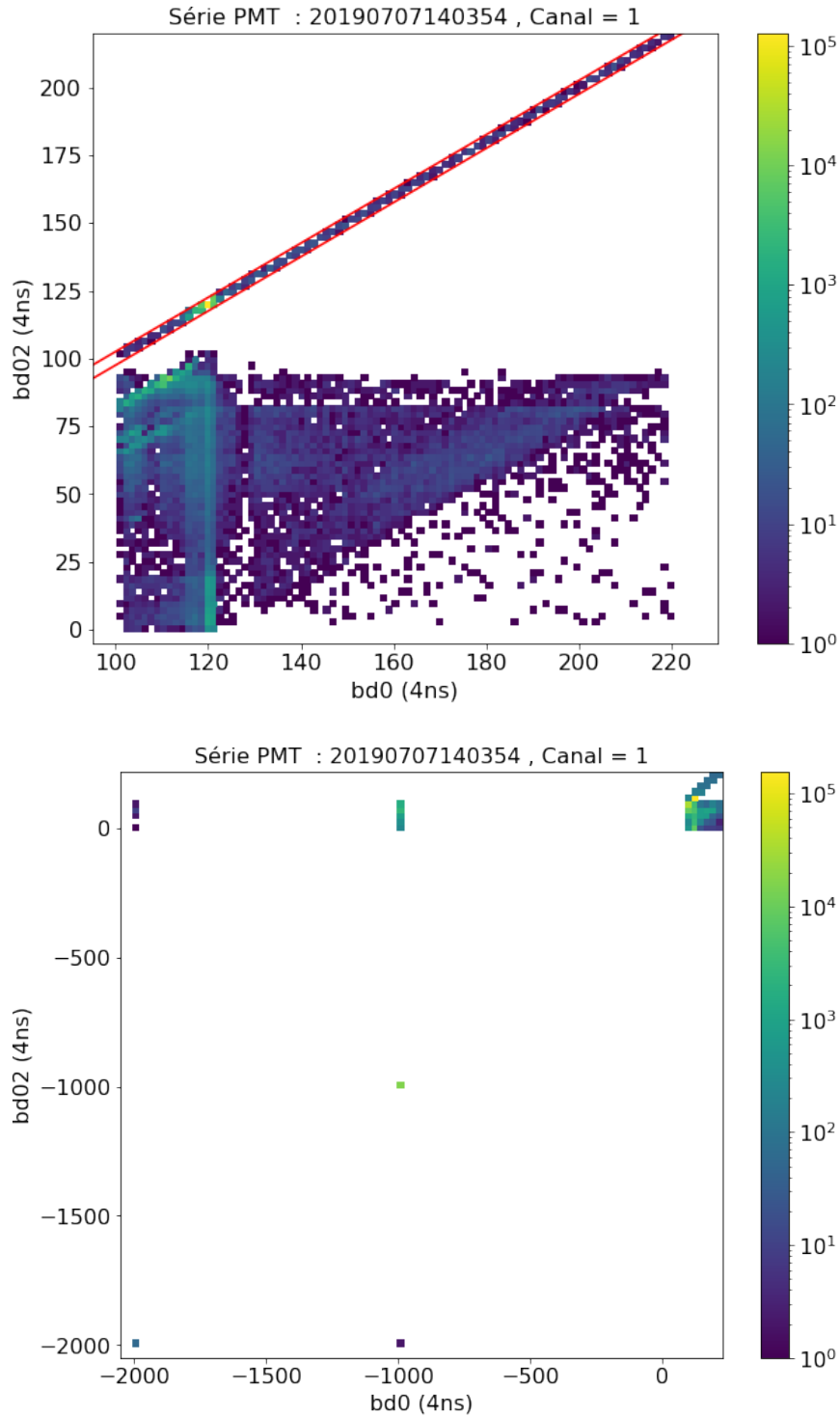


Fig. 2.23. La quantité $bd0$ en fonction de $bd02$. Les deux graphiques couvrent un intervalle de valeur différent.

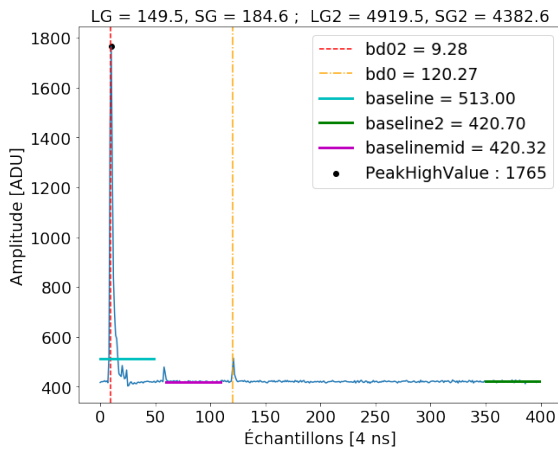
- (1) $\text{abs}(bd0 - bd02) < 2,5$: le nombre 2,5 est choisi de manière empirique et permet de garder les traces avec un seul pic. Cela ne veut pas nécessairement dire qu'il ne peut

y avoir de pic plus loin dans la trace après bd0, mais cela n'a pas d'importance, car on voulait seulement s'assurer qu'il n'y en a pas avant.

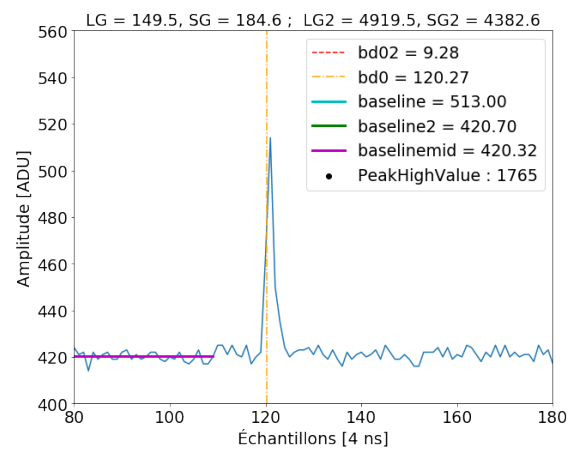
- (2) $bd0 > 0$ et $bd02 > 0$: Lorsque l'algorithme DFC ne trouve pas de pic, il assigne une valeur négative à bd0 ou bd02. En demandant que bd0 et bd02 soient positifs, on s'assure que l'algorithme a réussi à trouver au moins un pic.

La première coupure enlève environ 30% de tous les événements et la deuxième 20-25%. Ensemble, ils enlèvent environ 45% des événements totaux. Dans la prochaine section, nous allons essayer de trouver une approche alternative pour assouplir la première coupure.

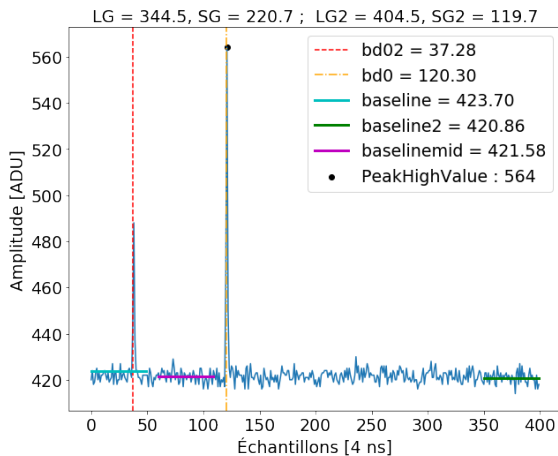
2.4.2.4. Temps de déclenchement des pulsations bd0 et bd02 (coupure relâchée). Il est évident que plusieurs des événements avec plus d'un pic dans leur trace sont quand même de bons événements. En voici deux exemples à la figure 2.24.



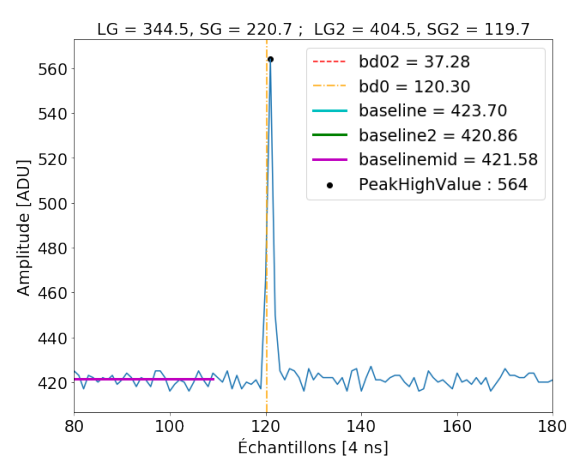
(a) La trace au complet



(b) Échantillon 80 à 180



(c) La trace au complet



(d) Échantillons 80 à 180

Fig. 2.24. Exemples de traces avec plus d'un pic et un bon événement à l'échantillon 120. Les figures a) et b) montrent le même événement et les figures c) et d) montrent un autre événement.

L'événement dans les figures 2.24(a) et (b) comporte un photon de haute énergie à l'échantillon 9 ainsi qu'un neutron à l'échantillon 120 de telle sorte que si nous appliquons la coupure $\text{abs}(\text{bd0}-\text{bd02}) < 2,5$ nous allons rejeter cet événement même s'il comporte un neutron. Les figures 2.24(c) et (d) ont eux aussi deux pics, l'un à l'échantillon 37 et l'autre à 120. Le premier pic indique une déposition d'une énergie d'environ 2 keV ce qui est trop bas pour déclencher les PMTs. Il est évident que c'est la pulsation à l'échantillon 120 qui l'a fait et encore une fois, il serait possible de sauver ce genre d'événement avec une coupure moins conservatrice sur bd0 et bd02. Nous voulons donc sélectionner les événements avec plus d'un pic où la pulsation à l'échantillon 120 n'est pas causée par de la scintillation d'un photon de haute énergie ayant frappé le détecteur immédiatement avant. Une manière de procéder est de regarder les quantités réduites bd02 et l'intégrale courte. Ces deux quantités sont mises en graphique à la figure 2.25.

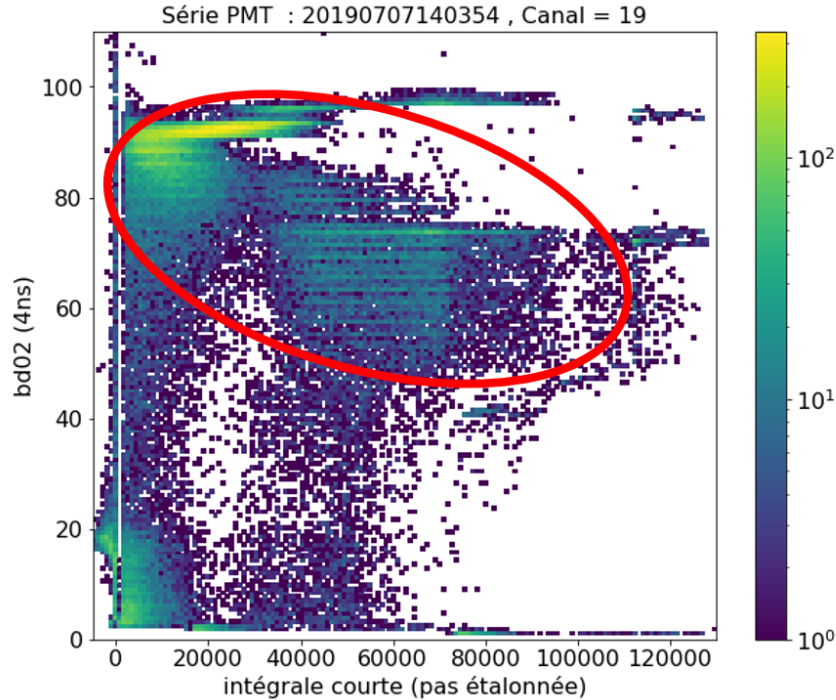


Fig. 2.25. La quantité bd02 en fonction de l'intégrale courte.

Les événements dans le cercle rouge sont principalement des photons de haute énergie dont la scintillation lente déclenche les PMTs autour de l'échantillon 120. On pourrait alors penser qu'une coupure sur bd02 telle que $\text{bd02} < 50$ permettrait d'enlever tous ces mauvais événements, mais encore une fois, on enlèverait trop d'événements surtout si notre but est d'assouplir les coupures de la section précédente. En effet, beaucoup d'événements, ont un pic à l'échantillon 120 et un pic de faible énergie après l'échantillon 50 et seraient donc rejetés par la coupure $\text{bd02} < 50$. Une meilleure approche serait de regarder l'écart-type et la

moyenne des échantillons précédents l'échantillon 120. En effet, un photon de haute énergie frappant le détecteur va produire de la scintillation sur quelques dizaines d'échantillons ce qui va créer une région avec une moyenne et un écart-type plus élevés que la valeur habituelle. Nous regarderons donc la région allant de l'échantillon 60 à 110. L'échantillon 60 est environ le temps auquel les queues des gammas très énergétiques ne déclenchent plus les PMTs autour de 120 et l'échantillon 110 est assez proche de la valeur attendue de 120 tout étant assez éloigné pour ne pas prendre en compte la montée du pic principal dans le calcul de la moyenne et de l'écart-type.

Nous proposons donc de garder les événements avec un écart-type en dessous de 60. Si nous reproduisons la figure 2.25 avec cette coupure, on obtient alors :

Effectivement, nous enlevons la quasi-totalité des événements du cercle rouge de la figure 2.25. On remarque également que plusieurs photons de haute énergie restent dans la figure, 2.27 mais ceux-ci arrivent assez tôt dans la trace pour que leur scintillation n'affecte pas ce qui se passe à l'échantillon 120. Finalement, comme nous pouvons avoir plus d'un pic dans notre trace, nous devons nous assurer de garder le bon, soit le neutron qui a déclenché les PMTs autour de l'échantillon 120. On s'assure de cela en imposant les deux coupures suivantes :

- (1) $\text{abs}(\text{bd0-120}) < 2,5$: le nombre 2,5 est choisi de manière empirique. On s'assure que la pulsation soit bien à l'échantillon attendue soit environ 120.
- (2) $\text{stdbaselinemid} < 60$: Ce nombre est aussi déterminé de manière empirique à l'aide des figures 26(a) et (b) entre autres. Cette coupure permet de rejeter les événements où des photons de haute énergie frappent le détecteur et dont la scintillation lente déclenche les PMTs autour de l'échantillon 120.

Ces deux coupures sont une alternative moins conservatrice à celles présentées dans la section précédente. Dans l'éventualité où, après avoir levé l'insu sur le reste des données, on se rend compte qu'on a coupé trop d'événements et qu'on veut alléger les coupures un peu, on pourra utiliser celles présentées dans cette section à la place de celles de la section précédente.

2.4.2.5. PeakHighValue et intégrale longue. En regardant nos données, nous avons trouvé que dans certains PMTs et certaines séries, on trouvait parfois une deuxième bosse dans le spectre d'énergie (calculé avec l'intégrale longue). Ce phénomène survient surtout dans les canaux 8, 13 et 24 et l'heure ou le jour de son apparition est aléatoire quoiqu'il s'étale généralement sur quelques heures consécutives. Un exemple de cette deuxième bosse est présenté à la figure 2.28(b).

Le nombre d'événements dans un histogramme typique de l'intégrale longue devrait être décroissant après le pic principal comme on le voit à la figure 2.28(a). En effet, les neutrons ne peuvent déposer plus de ~ 5 keV dans les PMTs, ce qui correspond environ à l'énergie du

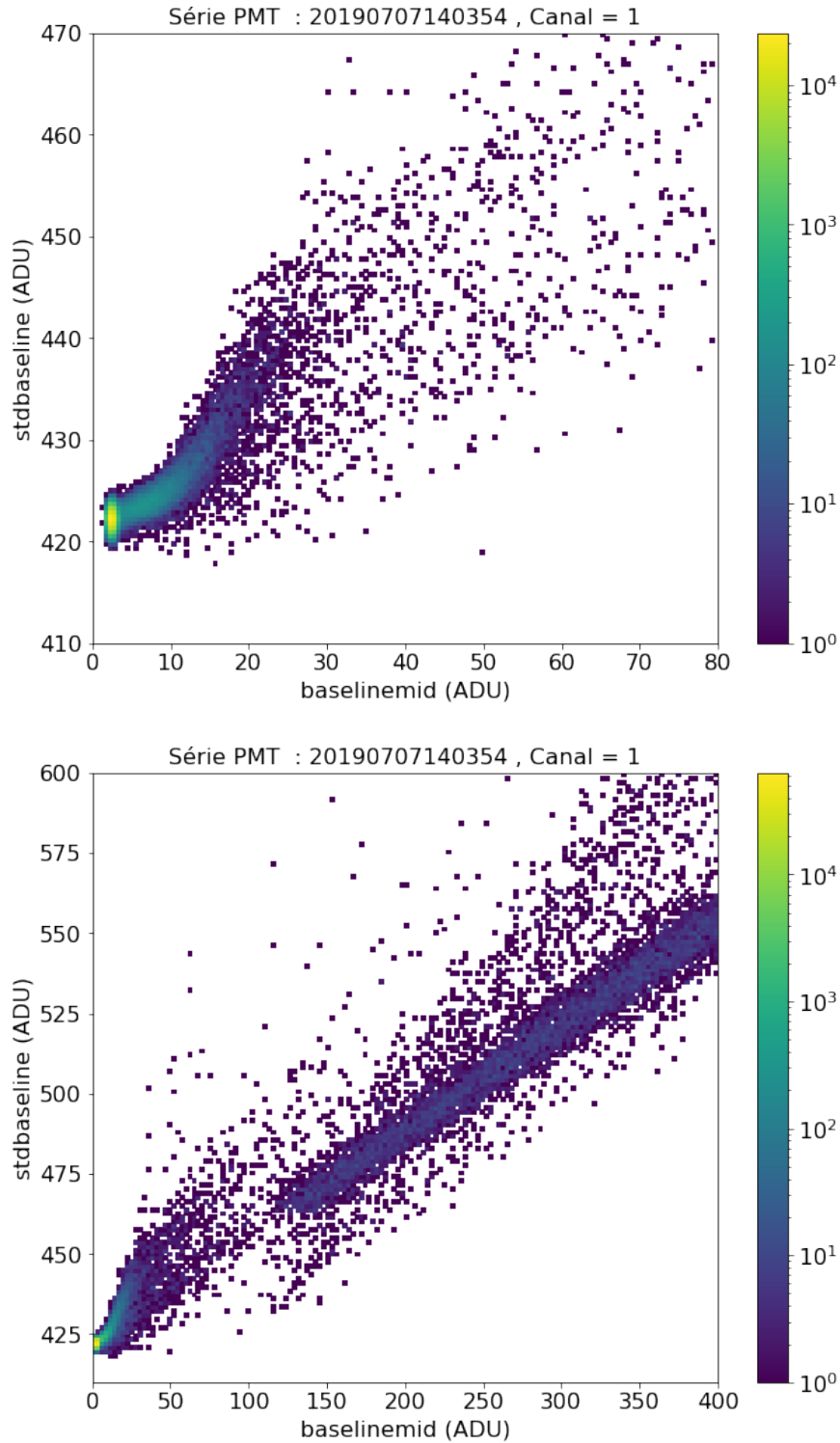


Fig. 2.26. Moyenne des échantillons 60 à 110 en fonction de leur écart-type.

pic maximum à la figure 2.28(a). De plus, le spectre devrait techniquement avoir d'autres pics causés par les photons, mais comme nous ne déclenchons pas les PMTs sur les dépôts

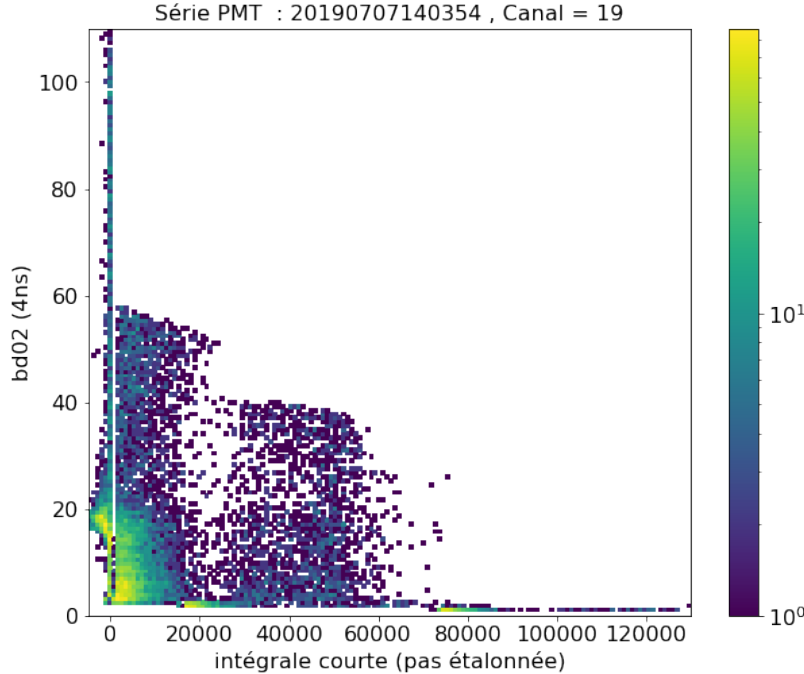


Fig. 2.27. La quantité bd02 en fonction de l'intégrale courte avec la coupure stdbaselinemid < 60.

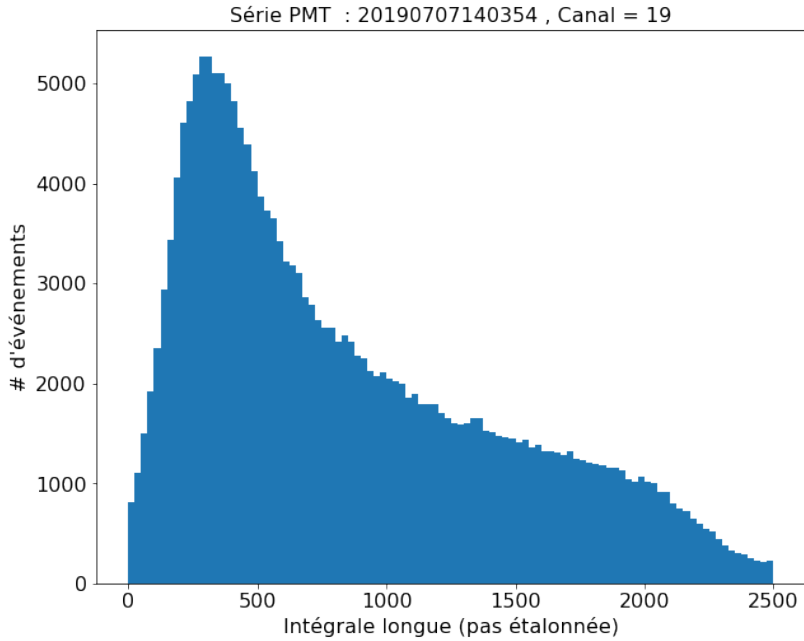
d'énergie de plus de 40 keV, on ne voit pas ces pics dans nos spectres d'énergie. Bref, nos spectres ne devraient pas avoir plus d'un pic principal causé par les neutrons.

Toutefois, il arrive quelques fois qu'on retrouve une deuxième bosse comme à la figure 2.28(b). La hauteur et la position de cette deuxième bosse varient d'un canal à l'autre, mais le genre d'événements qui la compose a les caractéristiques suivantes : la hauteur maximum de la pulsation est toujours basse malgré le fait que l'intégrale soit élevée. Par exemple, si on met en graphique les quantités peakHighValue et intégrale longue pour un bon canal et un avec une deuxième bosse, on obtient le résultat suivant (voir figure 2.30).

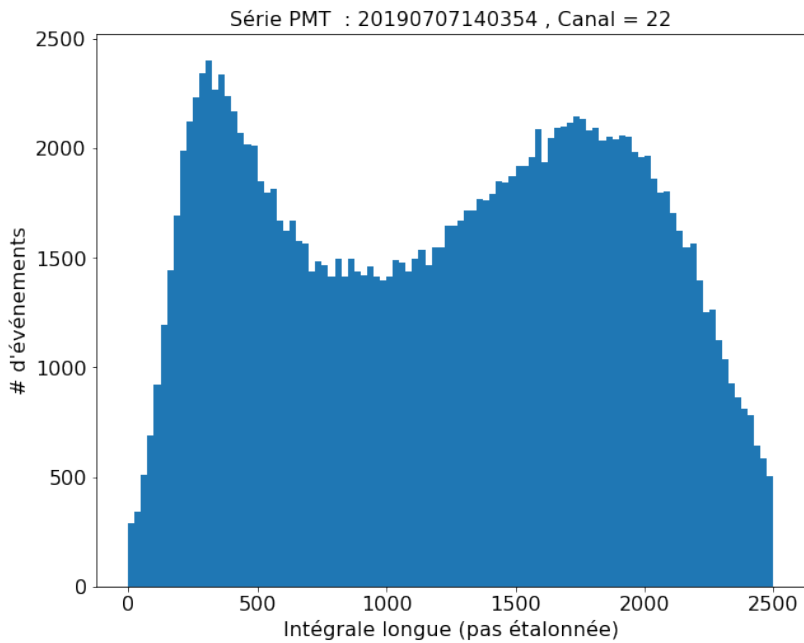
Dans le cas du graphique 2.30(b), on voit bel et bien une région à droite de la ligne rouge ayant une concentration anormale d'événements avec une petite valeur de peakHighValue et une grande valeur d'intégrale longue. Le type d'événement qui peuple cette région ressemble à celui présenté à figure 2.29 :

On ne connaît toujours pas l'origine de ce type d'événement, mais on est certain que ce ne sont pas des neutrons qui auraient pu les causer. On applique alors une coupure diagonale (illustrée par une ligne rouge à la figure 2.30(b)) et on conserve les événements à gauche de celle-ci. L'algorithme permettant de trouver les paramètres de la courbe rouge est discuté en plus amples détails dans le mémoire de François De Brienne [14]. À la figure 2.31, on reproduit le spectre d'énergie de la figure 2.28(b) avant et après avoir appliqué la coupure diagonale.

Effectivement, on enlève la deuxième bosse et le canal redevient utilisable pour l'analyse.



(a) Spectre sans deuxième bosse comme on devrait s'y attendre



(b) Spectre avec une deuxième bosse aux énergies plus hautes

Fig. 2.28. Spectre d'énergie (intégrale longue) d'une heure de données pour deux canaux.

2.4.2.6. PeakHighValue et intégrale courte 2. On peut également regarder la hauteur maximum du pic en fonction de l'intégrale courte 2 pour observer une autre classe d'événements.

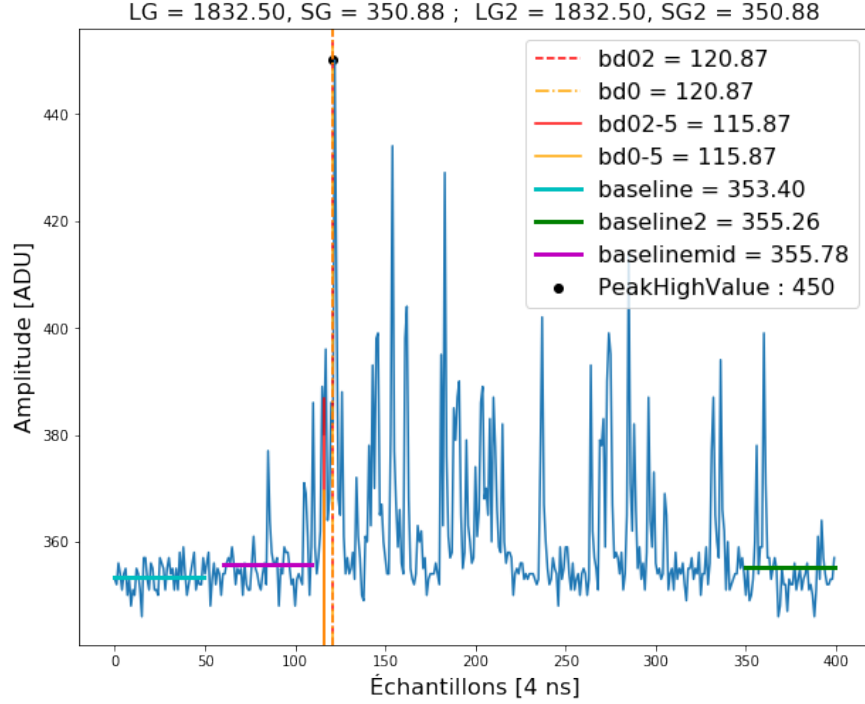


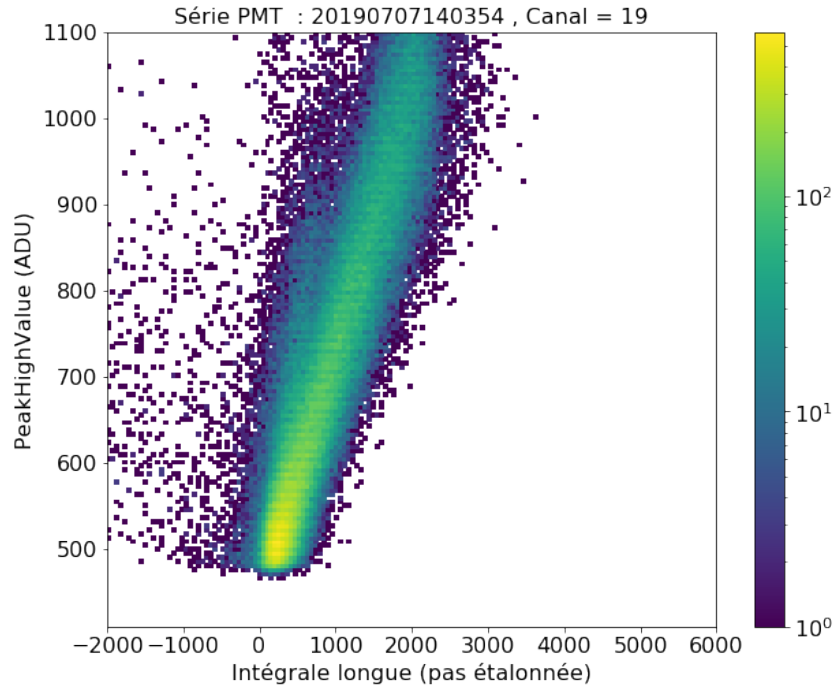
Fig. 2.29. Exemple d'événement dans la deuxième bosse de la figure 2.28(b).

On distingue très clairement deux queues de pentes différentes à la figure 2.32. La queue de gauche (pente plus élevée) correspond à des événements qui ont déposé leur énergie sur une très courte période de temps et ne sont généralement pas des événements physiques (par exemple, du courant sombre ou des événements causés par la radioactivité) [29]. Les neutrons et les photons, qui ont un signal qui décroît exponentiellement, déposent leur énergie sur plusieurs échantillons. Ainsi, un moyen de discriminer les événements physiques, comme les neutrons et les photons, des autres événements dans nos détecteurs est de couper cette queue gauche. Pour y arriver, on se sert du fait que ces événements ne venant pas de la scintillation déposent une grande fraction de leur énergie totale dans un seul échantillon.

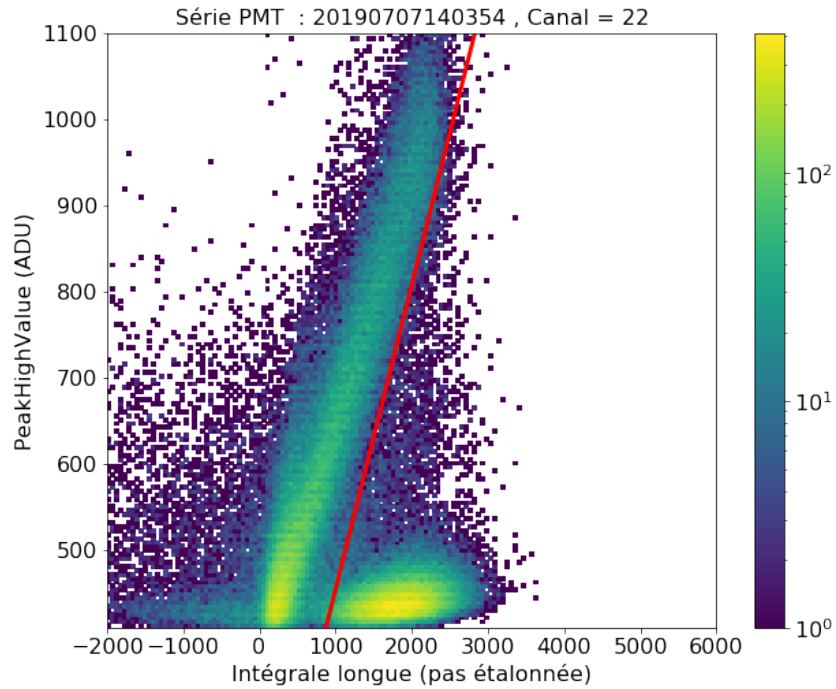
On appelle échantillon maximum l'échantillon contenant l'amplitude maximum de la trace (peakHighValue). On sélectionne ainsi les événements dont la fraction d'énergie déposée dans l'échantillon maximum est inférieure à une certaine valeur. Dans notre cas, on définit cette valeur comme la fraction moyenne d'énergie déposée dans l'échantillon maximum + 2 écarts-types.

Pour chaque événement, la fraction de l'énergie totale déposée dans l'échantillon maximum (f) se définit de la manière suivante :

$$f = \frac{\text{Énergie dans échantillon max}}{\text{Énergie totale}} = \frac{\text{peakHighValue} - \text{baseline}}{\text{intégrale courte} \cdot 2} \quad (2.4.5)$$



(a) Série et canal sans deuxième bosse



(b) Série et canal avec une deuxième bosse ainsi qu'une coupure indiquée par la ligne rouge

Fig. 2.30. Hauteur maximum du pic en fonction de l'intégrale longue.

On peut ensuite trouver la moyenne de f en calculant la pente de la queue droite (p) entre 1000 et 2000 au moyen d'une régression linéaire. Certains pourraient se demander pourquoi

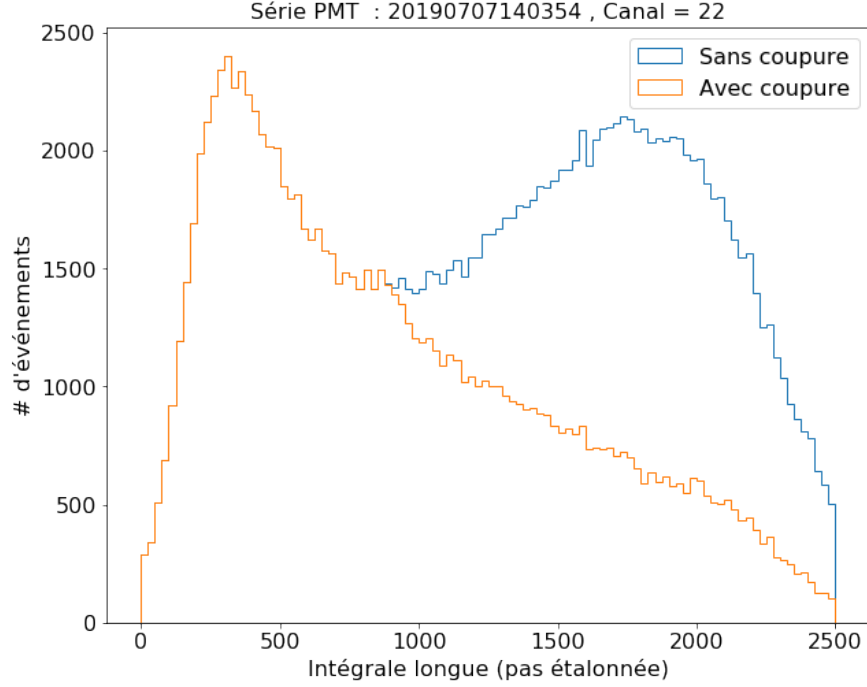


Fig. 2.31. Distribution de l'intégrale longue avant et après la coupure diagonale. Il s'agit de la même distribution que la figure 2.28(b)

ne pas calculer f pour tous les événements et en faire la moyenne. Toutefois, cette stratégie inclurait dans la moyenne tous les événements de la queue gauche, soient ceux qu'on essaie de couper. Cela augmenterait faussement la valeur moyenne de f .

Il faut ensuite calculer l'écart-type de la distribution de f . Une manière de procéder est de se rappeler que l'énergie déposée par une particule dans un PMT peut aussi se calculer en un nombre de photo-électrons. En effet, on peut définir e comme le nombre de photo-électrons produit par valeur d'intégrale (ou par énergie déposée). Sachant cela, chaque photo-électron a une certaine probabilité p de se retrouver dans l'échantillon maximum de la trace et une probabilité $q = 1 - p$ de ne pas s'y retrouver. En termes mathématiques, cela correspond à une loi binomiale de valeur p . Sachant qu'on ne garde que les événements ayant un nombre de photo-électrons dans l'échantillon maximum inférieur à la moyenne $+2\sigma$, on se retrouve avec l'expression suivante (où x est l'intégrale courte) :

$$\begin{aligned}
 \gamma e_{\text{échantillonmax}}^- &< \text{moy}(\gamma e_{\text{échantillonmax}}^-) + 2\sigma \\
 (\text{peakHighValue} - \text{baseline}) \cdot e &< p \cdot x \cdot e + 2\sqrt{p \cdot q \cdot x \cdot e} \\
 \text{peakHighValue} &< p \cdot x + 2\sqrt{p \cdot q \cdot \frac{x}{e}} + \text{baseline} \quad (2.4.6)
 \end{aligned}$$

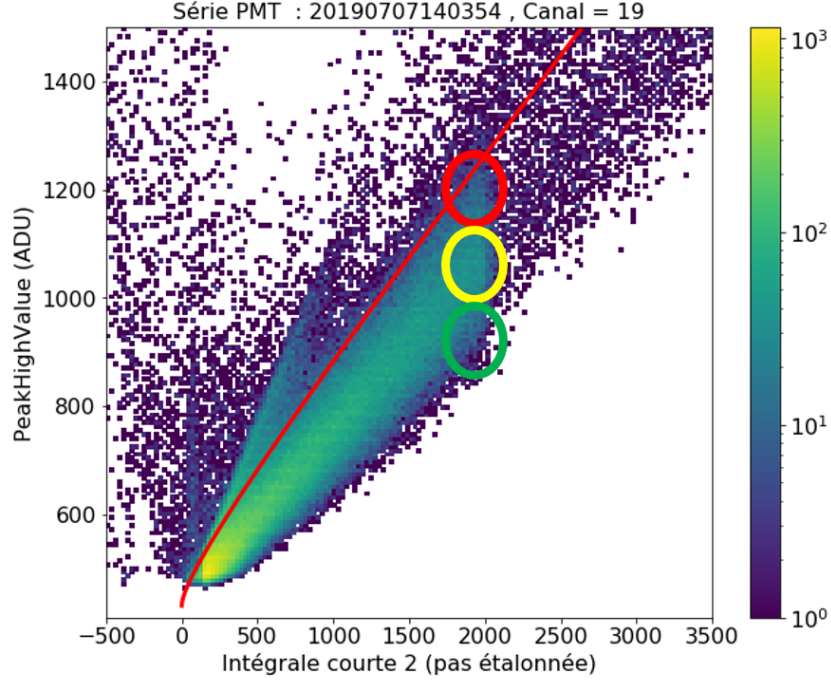


Fig. 2.32. La quantité PeakHighValue en fonction de l'intégrale courte 2. Les événements plus proches de la partie supérieure de la queue de droite tels que ceux dans le cercle rouge ont déposé une plus grande fraction de leur énergie totale dans l'échantillon maximum que la moyenne. Les événements dans le cercle vert ont déposé une plus petite fraction de leur énergie totale dans l'échantillon maximum que la moyenne et les événements dans le cercle jaune ont déposé une fraction de leur énergie totale dans l'échantillon maximum près de la moyenne. Les événements dans les trois zones (rouge, jaune et verte) ont pourtant tous déposé la même énergie, mais pas la même quantité dans l'échantillon maximum. La courbe rouge indique la coupure sur nos données.

Finalement, on peut définir une zone de $\pm 2\sigma$ autour de notre nombre moyen de photo-électrons dans l'échantillon maximum. Cette zone est délimitée supérieurement par l'équation 2.4.6 et inférieurement par la même équation, mais avec $>$ au lieu de $<$ et -2σ au lieu de $+2\sigma$. On fait ensuite varier la valeur de e jusqu'à ce que le nombre d'événements compris dans cette zone soit de 95 % ($\pm 2\sigma$). On trouve ainsi, de manière très approximative que le paramètre e est égal à :

$$e = 0,077 \frac{pe}{ADC} \cdot \frac{ADC}{0,017keVee} = 0,22 \frac{pe}{KeVee} \quad (2.4.7)$$

On produit donc un photo-électron par 0,22 keVee d'énergie déposée. Finalement, on applique la coupure de l'équation 2.4.6 à nos données. Un exemple de cette coupure se trouve à la figure 2.32

Cette coupure permet en effet de retrancher la queue de gauche. Cela permet ainsi de garder les bons événements à basses énergies de la queue de droite, ce qui aurait été plus dur

à faire avec une ligne droite comme coupure. Cette coupure a aussi l'avantage d'écartier les mauvais événements de la queue gauche du calcul de la moyenne et de l'écart-type. De plus, elle nous permet d'avoir une idée approximative de la valeur de e . On répète ce procédé pour les autres canaux/séries.

2.4.2.7. Résumé des coupures. En résumé, nous avons trouvé qu'il faut appliquer les coupures suivantes sur les données de nos PMTs (l'auteur principal de la coupure est entre parenthèses) :

- (1) Événements saturés (François De Brienne et Émile Michaud): On rejette les événements saturés, car ceux-ci déposent trop d'énergie (> 1 MeV) pour être des neutrons (qui peuvent déposer au maximum ~ 5 keVee).
- (2) Niveau plancher (baseline) (Émile Michaud) : Utiliser les 50 derniers échantillons comme niveau plancher afin de réduire le plus possible les fluctuations aléatoires survenant dans celui-ci.
- (3) Plus d'un pic dans la trace (conservateur) (Émile) : garder les événements avec les conditions suivantes :
 - $\text{abs}(\text{bd0}-\text{bd02}) < 2.5$: Les deux recherches du temps de déclenchement donnent le même résultat (un seul pic dans la trace)
 - $\text{bd0} > 0$ et $\text{bd02} > 0$: Une valeur négative de bd0 ou bd02 indique que la recherche pour trouver un pic a échoué.
- (4) Plus d'un pic dans la trace (relâché) (Émile Michaud) : Après avoir levé l'insu sur nos données, si on remarque que les coupures étaient trop sévères sur notre déjà faible échantillon statistique, on allégera la coupure précédente en la remplaçant par la suivante :
 - $\text{abs}(\text{bd0}-120) < 2,5$: permet de s'assurer que l'événement qui a déclenché les PMTs s'est bel et bien produit à l'échantillon attendu soit 120.
 - $\text{stdbaselinemid} < 60$: Enlève les photons de haute énergie qui ont frappé le détecteur juste avant l'échantillon 120 et dont leur scintillation lente a fausement déclenché les PMTs.
- (5) PeakHighValue en fonction l'intégrale longue (François De Brienne) : Finalement, une coupure diagonale sur PeakHighValue en fonction de l'intégrale longue est obligatoire si on veut enlever ces faux événements avec une valeur d'intégrale longue élevée, mais une valeur de peakHighValue basse.
- (6) Temps de déposition de l'énergie (Émile Michaud) : Afin d'enlever les événements ne venant pas de la scintillation tels que le courant sombre ou ceux dus à la radioactivité, on sélectionne seulement ceux qui ont déposé leur énergie sur une période de temps attendu pour un neutron (nombre de photo-électrons dans l'échantillon maximum à moins de 2 écarts-types de la moyenne).

2.5. Algorithme de coïncidence

Cette section n'aborde que brièvement l'algorithme de coïncidence, car entrer davantage dans les détails dépasserait le cadre de ce travail sans compter que je n'ai pas contribué personnellement à cette partie de l'expérience. C'est surtout François De Brienne qui a travaillé sur cette section.

Dans notre expérience, les neutrons frappent en premier le détecteur HVeV et ensuite un des PMTs, laissant un signal dans chacun des deux détecteurs. L'analyse de coïncidence permet d'associer ces deux signaux (ensemble) et d'ainsi s'assurer qu'ils soient causés par la même particule. Cette analyse de coïncidence est donc primordiale, notamment car sans elle il serait impossible d'extraire le degré d'ionisation. En effet, pour mesurer ce degré d'ionisation, il faut comparer l'énergie déposée par les neutrons dans le détecteur au silicium HVeV à celle véritablement déposée (déterminée par l'angle de diffusion mesuré par les PMTs). On calcule ensuite le ratio entre les deux énergies pour extraire le degré d'ionisation tel qu'on peut le voir à l'équation 2.2.6.

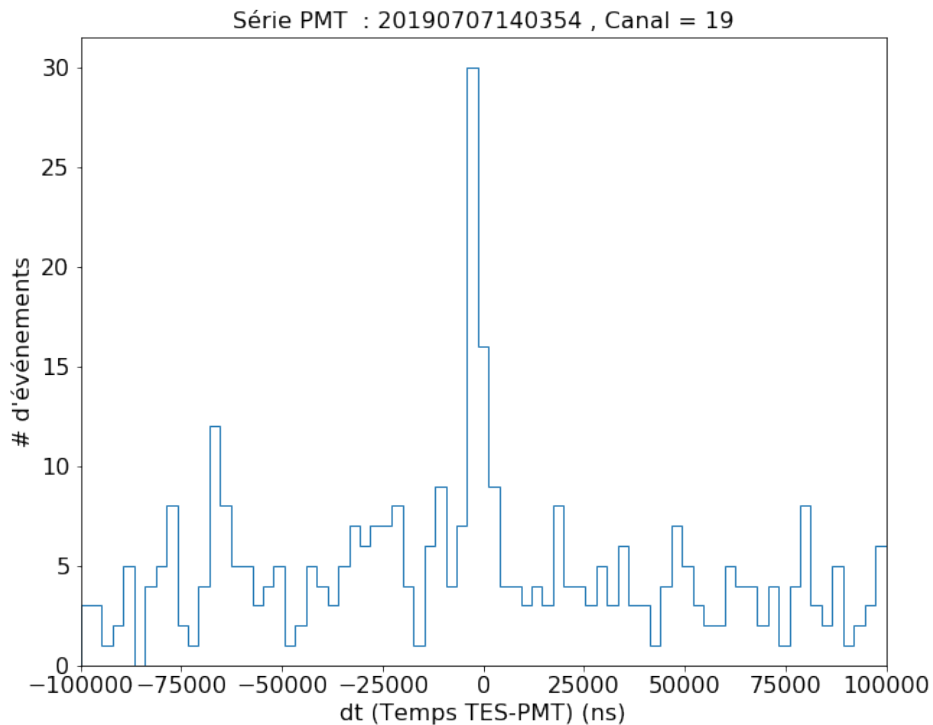


Fig. 2.33. Différence de temps entre le signal du TES et du PMT.

Dans ses grandes lignes, l'algorithme de coïncidence consiste tout d'abord à synchroniser les horloges du système d'acquisition de données (DAQ) du PMT et du TES. La fréquence d'échantillonnage du DAQ du TES est de 1,515 MHz ou 660 ns par échantillons alors que celle des PMTs est de 250 MHz ou 4 ns par échantillons. De plus, le temps de départ des

séries du TES et des PMTs est très rarement le même (souvent décalé de quelques secondes) sans oublier que les deux horloges n'ont pas exactement la même vitesse.

On envoie donc un signal de synchronisation chaque minute dans les deux DAQ afin de synchroniser les deux horloges. Entre autres, l'algorithme associe à chaque événement du TES un autre temps, calculé en nombre d'échantillons de PMT depuis le signal de synchronisation le plus près. L'algorithme corrige également la différence de vitesse entre les deux horloges en multipliant le temps du TES par le ratio de ces deux vitesses. Nous avons décidé d'exprimer le temps des signaux du TES en termes de l'horloge des PMTs, car celle-ci est plus précise.

Ensuite nous trouvons le temps de vol entre le TES et les PMTs et on ne garde que les événements à l'intérieur d'un certain intervalle dt . La figure 2.34 montre la distribution des dt pour le canal 19 pour une heure de données. On remarque un pic autour de 0 qui correspond aux événements coïncidents et un bruit de fond constant causé par de fausses coïncidences aléatoires (fortuites).

2.6. Résultats préliminaires à 0V

Cette section présente l'analyse préliminaire effectuée sur les données à 0 V. En tout, nous avons opéré le détecteur HVeV à 0 V seulement deux jours soit le 9 et le 14 juillet 2019. Les PMTs du «inner» et du «outer ring» étaient placés à 83,6 cm du réfrigérateur le 9 juillet et à 131 cm le 14 juillet. Outre les trois énergies accessibles grâce aux PMTs lous solitaires, soit 750 eV, 2 keV et 3,9 keV, ces deux positions du support mobile nous permettent également de mesurer les énergies de recul suivantes : 100 eV, 220 eV et 460 eV. La figure 2.12 montre un schéma du montage et des énergies de recul disponibles pour chaque position des PMTs.

Comme ces données sont à 0 V, il est impossible d'en extraire un degré d'ionisation (voir équation 2.2.6). Toutefois, analyser ces données nous permet de valider notre algorithme de coïncidence et de confirmer ou corriger, si c'est le cas, la position des PMTs avant de lever l'insu sur le reste de nos données.

2.6.1. Coupures supplémentaires

Dans cette section, outre les coupures présentées à la section 3 sur les données du détecteur HVeV et ceux présentées à la section 4 sur les données des PMTs, nous avons également appliqué trois autres coupures.

2.6.1.1. Coupure sur l'énergie déposée dans les PMTs. Cette coupure supplémentaire s'assure que l'énergie déposée par l'événement dans les PMTs soit comprise entre 1,5 et 10 keV. Comme expliqué plus haut, les neutrons de 56 keV ne peuvent pas déposer plus de ~ 5 keV dans les scintillateurs liquides [6] ni moins de $\sim 2,5$ keV (énergie de seuil pour déclencher

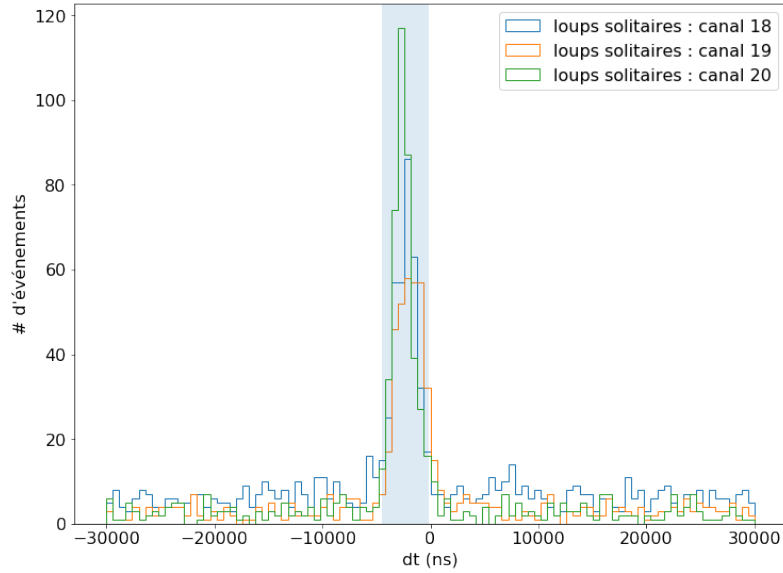
les PMTs). Toutefois, comme la résolution en énergie des PMTs est très mauvaise proche de leur seuil, nous avons opté pour une coupure plus large que 2,5 keV à 5 keV. De cette manière nous nous assurons de ne pas couper les neutrons, quitte à garder plus de photons et de bruits aléatoires de faible énergie. Dans le cas du PMT 14, nous avons défini la borne inférieure à 4 keV au lieu de 1,5 keV car son énergie de seuil était anormalement basse et donc enregistrait plus de bruits de faible énergie. Dans le futur, les bornes de cette coupure seront optimisées.

2.6.1.2. Coupure sur dt. Cette deuxième coupure supplémentaire concerne dt soit le temps qui s'est écoulé entre un événement survenu dans le TES et un survenue dans les PMTs. Elle permet d'identifier les événements coïncidents. Premièrement, on a regroupé les trois loups solitaires et les autres PMTs ensemble. Puis, on a appliqué une coupure de $\pm 2\sigma$ autour de la moyenne du pic des loups solitaires et une coupure de $\pm 4\sigma$ autour de la moyenne du pic des «inner» et «outer ring». Nous montrons cette coupure à la figure 2.34.

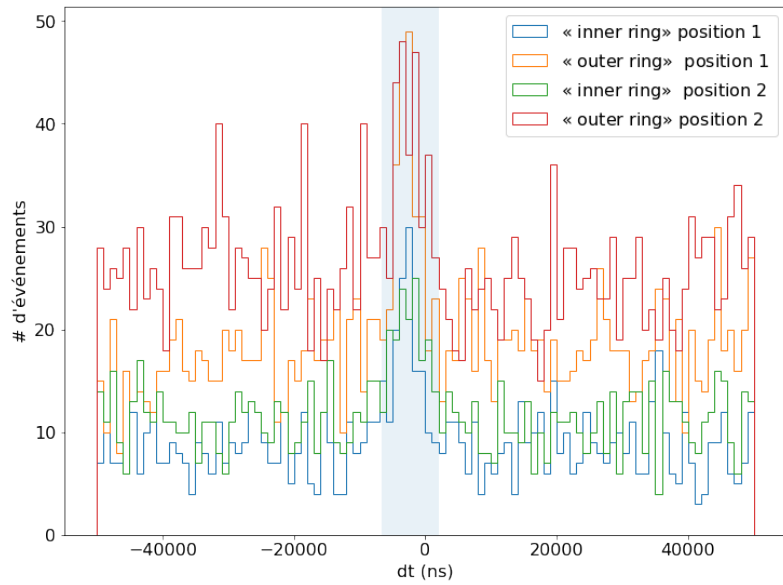
Dans le futur, nous allons bien évidemment améliorer cette coupure, notamment en essayant de l'appliquer à chacun des trois PMTs loups solitaires séparément et pour chaque position d'anneau («inner» et «outer ring» pour les deux positions du support mobile). Également, nous voulons optimiser la coupure de $\pm 2\sigma$ pour tenir compte de la dépendance de dt sur l'énergie de la particule (une particule plus énergétique voyage plus vite et a un dt plus petit).

2.6.1.3. Coupure sur le temps de vol. Cette coupure ne concerne que les données des PMTs. On se rappellera que le temps de vol est la différence entre le temps de déclenchement du BPM (quand un paquet de protons passe juste devant la cible de LiF) et du signal dans un des PMTs. Cette coupure permet de sélectionner les neutrons. En effet, ces derniers ont un temps de vol propre à eux et plus long que les photons qui voyagent à la vitesse de la lumière.

Le canal 19 a été utilisé ici, car c'est celui avec la distribution du TDV où l'on distingue le mieux le pic causé par les neutrons. En effet, le canal 19 reçoit beaucoup de neutrons et moins de bruits de fond que les autres loups solitaires. Les neutrons qui atteignent le PMT 19 ont tous déposé la même énergie dans le TES ($\sim 0,75$ keV_{nr}) et ont donc la même vitesse (on s'attend à de légères variations causées par l'énergie initiale du faisceau de neutrons et le volume du scintillateur liquide). Ils se rendaient donc de la cible de LiF au PMT 19 en un temps propre à leur vitesse. On peut oser une première coupure empirique préliminaire autour de ce pic de neutrons. Ensuite, comme le pic de neutrons des distributions des autres canaux n'est pas aussi clair, on peut extrapoler sa position à partir de la distance entre les autres PMTs et le canal 19. On trouve ainsi une coupure sur le TDV pour tous les autres canaux.



(a) PMTs lous solitaires



(b) PMTs de l'«inner» et «outer ring» pour les deux positions du support amovible.

Fig. 2.34. Coupure de $\pm 2\sigma$ en a) et de $\pm 4\sigma$ en b) autour de la moyenne de la quantité dt (en bleu). La position 1 est la position du support mobile avant le 11 juillet alors que la position 2 est celle à partir du 11 juillet. Les coupures des sections 2,3 et 2,4 et 2.6.1.1 ont été appliqués sur ces figures.

2.6.2. Résultats

On présente dans cette section l'énergie des phonons mesurée par le détecteur HVEV une fois que toutes les coupures, à la fois celles sur les données du TES, des PMTs, sur le

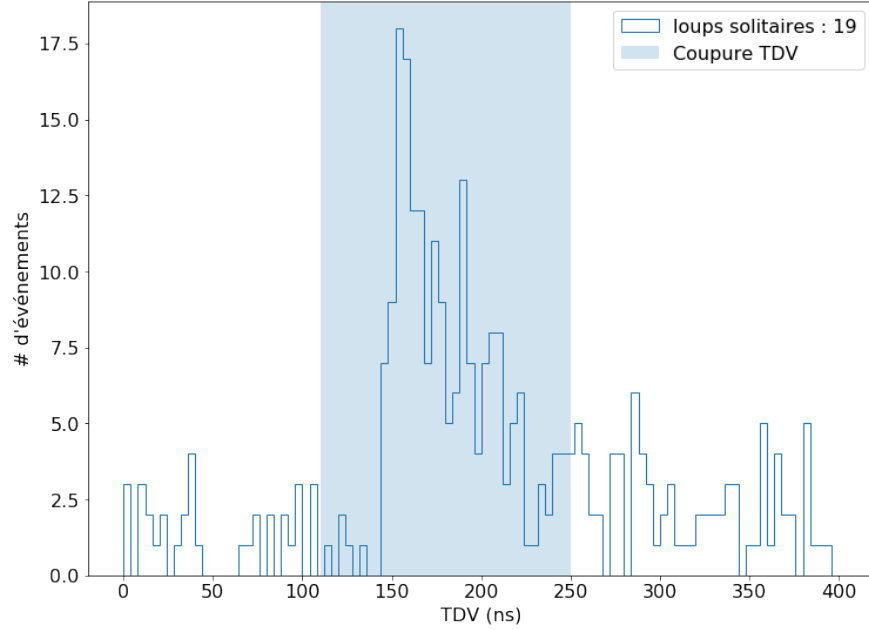
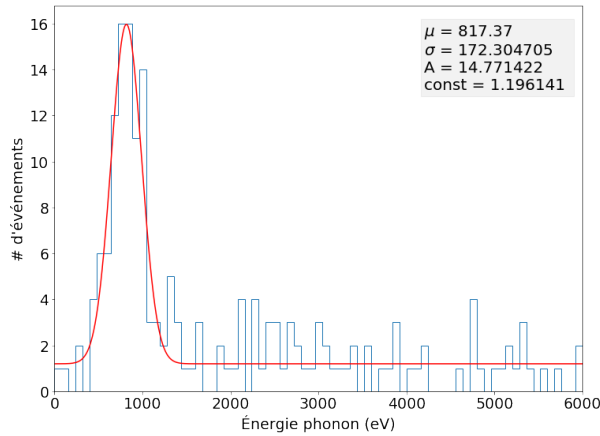


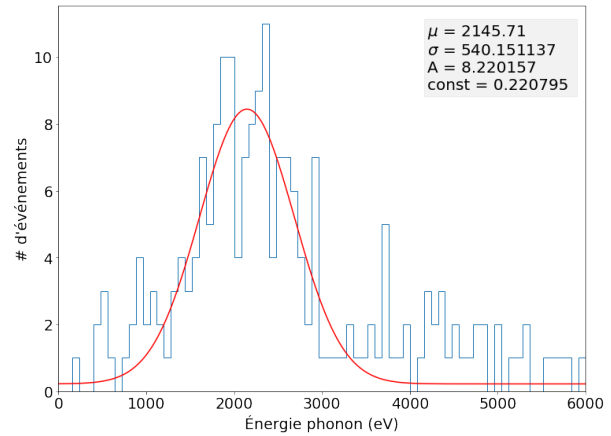
Fig. 2.35. Distribution du temps de vol (TDV). La région en bleue représente la coupure sur le TDV. Les coupures des sections 2.3, 2.4, 2.6.1.1 et 2.6.1.2 ont été appliquées sur cette figure.

temps de vol et sur dt , aient été appliquées. Comme il s'agit des données à 0 V, on devrait s'attendre à ce que l'énergie mesurée soit égale à l'énergie de recul. Cela veut aussi dire qu'il est impossible d'extraire le degré d'ionisation à partir de ces données. Toutefois, si on obtient un pic à l'énergie de recul attendu, cela viendra confirmer que l'algorithme de coïncidence fonctionne, que les coupures sélectionnent bel et bien les neutrons et que l'alignement des divers détecteurs était bon (dans le cas contraire, on obtiendrait une énergie un peu décalée et on pourrait ajuster la position de nos détecteurs en fonction de ce décalage).

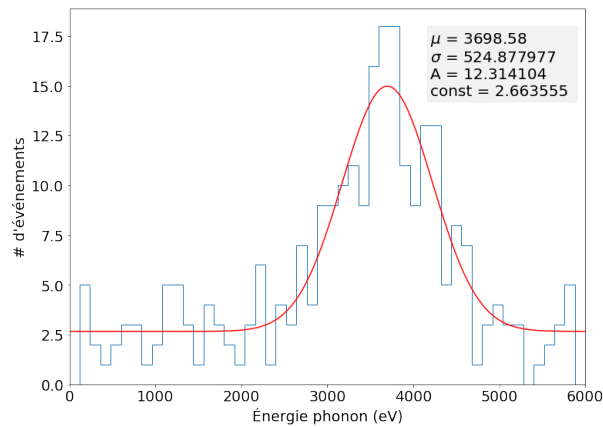
Premièrement, on remarque que la plupart des énergies moyennes des pics des figures 2.36 et 2.37 sont en accord avec les énergies de recul attendues. Toutefois, on remarque des écarts un peu plus grands pour certains PMTs notamment pour les figures 37(d) et 37(c). C'est probablement parce qu'on ne connaît pas parfaitement la position des PMTs par rapport au détecteur HVeV (la source de ^{57}Co nous permet seulement de connaître la position en x et y , mais pas en z (le long du faisceau) du détecteur HVeV). Deuxièmement, même si la position des pics est généralement la bonne, le nombre d'événements mesurés est très loin du nombre attendu. En effet, on a mesuré, en moyenne, trois fois moins d'événements que ce à quoi on s'attendait (et même jusqu'à 7 fois moins pour la figure 2.37(b)). Il est possible que ce soit parce que l'énergie du faisceau de neutrons n'était pas toujours sur la résonance. Une analyse plus approfondie nous permettra de le savoir. Bref, le faible nombre de statistiques peut aussi expliquer pourquoi nous avons des valeurs légèrement différentes de celles attendues pour certains des PMTs.



(a) Canal 19 (0,75 keV attendu)



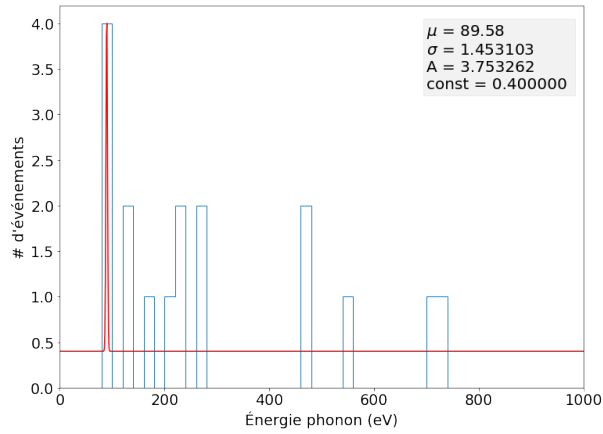
(b) Canal 18 (2 keV attendu)



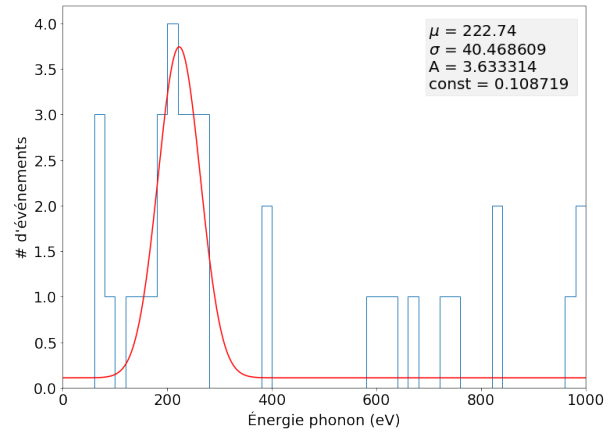
(c) Canal 20 (3,87 keV attendu)

Fig. 2.36. Spectre d'énergie du TES après toutes les coupures appliquées (sur les données du HVeV, des PMTs et sur la coïncidence).

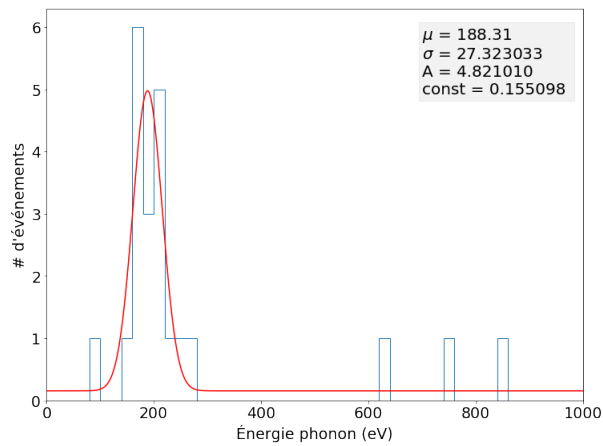
En résumé, on peut conclure que l'algorithme de coïncidence fonctionne bien et que les coupures semblent sélectionner les neutrons parmi nos données. La prochaine étape consistera donc à lever le masque sur le reste de nos données, à peaufiner les coupures et finalement à extraire le degré d'ionisation. Cela devrait se faire au cours des quelques mois suivants le dépôt de ce travail.



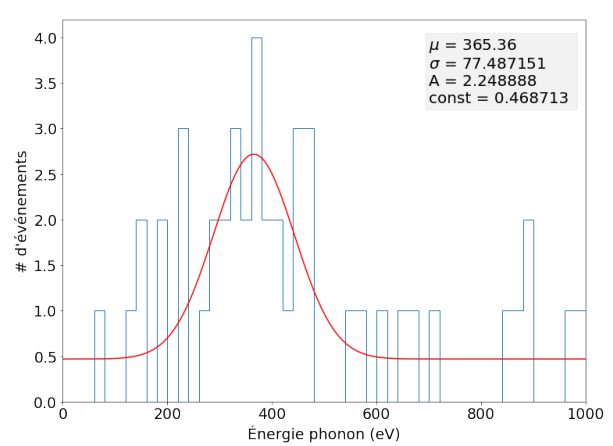
(a) «inner ring» le 14 juillet (100 eV attendu)



(b) «inner ring» le 9 juillet (220 eV attendu)



(c) «outer ring» le 14 juillet (220 eV attendu)



(d) «outer ring» le 9 juillet (460 eV attendu)

Fig. 2.37. Spectre d'énergie du TES après toutes les coupures appliquées (sur les données du HVeV, des PMTs et sur la coïncidence).

Conclusion

En résumé, nous avons d'abord mentionné que la découverte de la ou des particules à l'origine de la matière sombre reste l'un des enjeux les plus importants de la physique moderne. C'est d'ailleurs pourquoi plusieurs expériences essaient depuis des décennies de trouver la ou les particules de la matière sombre. Parmi celles-ci, on retrouve l'expérience de détection directe SuperCDMS (Super Cryogenic Dark Matter Search) qui utilise des détecteurs cryogéniques au silicium et au germanium capables de mesurer une seule paire électron-trou. Cette capacité à mesurer d'aussi petits dépôts d'énergie la rend sensible à la production de plasmons par la diffusion Compton qui constitue un bruit de fond qui mimique la matière sombre. Entre autres, nous avons vu que ce processus ne dépose généralement qu'environ 17 eV dans le silicium ce qui produit 4-5 paires électron-trou. Dans ce travail, nous avons estimé que le ratio entre la diffusion collective contre les électrons de valence d'un atome et la diffusion incohérente (Compton) est $S(\omega) \approx 0,2$ proche de la fréquence plasma. SuperCDMS devrait donc tenir compte de ce pic car il affecte le signal du bruit de fond. Notamment, il permet d'estimer le nombre d'événements déposant 20 eV ou 4-5 paires électron-trou que devraient mesurer les détecteurs de SuperCDMS. Comme nous avons expliqué précédemment, SuperCDMS se fie aux excès significatifs d'événements observés dans ses détecteurs et ne pouvant pas être expliqués par le signal du bruit de fond pour supposer que ces excès sont probablement causés par la ou les particules derrière la matière sombre. Ainsi, il est primordial de bien comprendre ce nouveau bruit pour ne pas faussement attribuer un excès d'événements autour de 20 eV (si SuperCDMS en mesure un) à la ou les particules de la matière sombre.

Dans un deuxième temps, nous avons aussi vu que pour reconstruire l'énergie déposée par les particules incidentes dans ses détecteurs, SuperCDMS doit connaître le degré d'ionisation pour des reculs nucléaires dans le silicium. Cette mesure n'existe pas encore pour des énergies de recul en dessous de 0,7 keVnr. Pour y remédier, SuperCDMS a mis sur pied une expérience appelée IMPACT (Ionization Measurement with Phonons At Cryogenic Temperature) dont le but est de mesurer le degré d'ionisation dans le silicium pour des reculs nucléaires entre 0,1 keVnr et 4 keVnr. Pour y arriver, IMPACT a construit une expérience de diffusion de neutrons de 56 keV. Elle s'est servie d'un détecteur au silicium pour mesurer l'énergie de

recoil déposée par les neutrons et de scintillateurs liquides pour mesurer l'angle de diffusion et donc connaître la véritable énergie de recul déposée. Au moment de la rédaction de ce travail, l'analyse des données d'IMPACT est encore en cours, mais des résultats devraient paraître dans les mois suivants le dépôt de ce mémoire. Nous aurons alors enfin une première mesure du degré d'ionisation dans le silicium pour des recoils nucléaires plus petits que 0,7 keVnr.

Par la suite, IMPACT compte remesurer le degré d'ionisation, mais en exploitant une autre méthode soit le bord des spectres d'énergie. Ce bord correspond à l'énergie de recul maximum que peut déposer un neutron dans le silicium 28 soit son énergie cinétique divisé par 7,5. Cette mesure nous servira de vérification pour les valeurs que nous avons trouvées à TUNL.

Références bibliographiques

- [1] *Hamamatsu Photomultiplier Tube R7723, R7724, R7725*, 2015. https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/etd/R7723_R7724_R7725_TPMH1315E.pdf.
- [2] *Liquid scintillator cells and detector assemblies*, 2016. <https://eljentechnology.com/products/liquid-scintillators/liquid-scintillator-cells>.
- [3] *Neutron/Gamma PSD EJ-301, EJ-309*, 2016. <https://eljentechnology.com/products/liquid-scintillators/ej-301-ej-309>.
- [4] R. AGNESE, T. ARALIS, T. ARAMAKI, I. J. ARNQUIST, E. AZADBAKHT, W. BAKER, S. BANIK, D. BARKER, D. A. BAUER, T. BINDER, M. A. BOWLES, P. L. BRINK, R. BUNKER, B. CABRERA, R. CALKINS, C. CARTARO, D. G. CERDEÑO, Y.-Y. CHANG, J. COOLEY, B. CORNELL, P. CUSHMAN, P. C. F. DI STEFANO, T. DOUGHTY, E. FASCIONE, E. FIGUEROA-FELICIANO, C. FINK, M. FRITTS, G. GERBIER, R. GERMOND, M. GHAITH, S. R. GOLWALA, H. R. HARRIS, Z. HONG, E. W. HOPPE, L. HSU, M. E. HUBER, V. IYER, D. JARDIN, C. JENA, M. H. KELSEY, A. KENNEDY, A. KUBIK, N. A. KURINSKY, R. E. LAWRENCE, J. V. LEYVA, B. LOER, E. LOPEZ ASAMAR, P. LUKENS, D. MACDONELL, R. MAHAPATRA, V. MANDIC, N. MAST, E. H. MILLER, N. MIRABOLFATHI, B. MOHANTY, J. D. MORALES MENDOZA, J. NELSON, J. L. ORRELL, S. M. OSER, W. A. PAGE, R. PARTRIDGE, M. PEPIN, A. PHIPPS, F. PONCE, S. POUDEL, M. PYLE, H. QIU, W. RAU, A. REISSETTER, T. REYNOLDS, A. ROBERTS, A. E. ROBINSON, H. E. ROGERS, R. K. ROMANI, T. SAAB, B. SADOULET, J. SANDER, A. SCARFF, R. W. SCHNEE, S. SCORZA, K. SENAPATI, B. SERFASS, J. SO, D. SPELLER, C. STANFORD, M. STEIN, J. STREET, H. A. TANAKA, D. TOBACK, R. UNDERWOOD, A. N. VILLANO, B. von KROSIGK, S. L. WATKINS, J. S. WILSON, M. J. WILSON, J. WINCHELL, D. H. WRIGHT, S. YELLIN, B. A. YOUNG, X. ZHANG et X. ZHAO : First dark matter constraints from a SuperCDMS single-charge sensitive detector. *Phys. Rev. Lett.*, 121:051301, Aug 2018.
- [5] P. K. ARAVIND, A. HOLAS et K. S. SINGWI : Dynamic correlations in an electron gas. ii. kinetic-equation approach. *Phys. Rev. B*, 25:561–578, Jan 1982.
- [6] C. AWE, P. S. BARBEAU, J. I. COLLAR, S. HEDGES et L. LI : Liquid scintillator response to proton recoils in the 10–100 keV range. *Physical Review C*, 98(4), Oct 2018.
- [7] D. BACHILLER PEREA, P. CORVISIERO, D. JIMÉNEZ REY, V. JOCO, A. MAIRA VIDAL, A. MUÑOZ MARTIN et A. ZUCCHIATTI : Measurement of gamma-ray production cross sections in Li and F induced by protons from 810 to 3700 keV. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 406:161 – 166, 2017. Proceedings of the 12th European Conference on Accelerators in Applied Research and Technology (ECAART12).
- [8] David BOHM et David PINES : A collective description of electron interactions: III. COULOMB interactions in a degenerate electron gas. *Phys. Rev.*, 92:609–625, Nov 1953.

- [9] C. A. BURKE, M. T. LUNNON et H. W. LEFEVRE : ${}^7\text{Li}(p,n_0){}^7\text{Be}$ angular distributions to $E_p = 3.8$ MeV. *Phys. Rev. C*, 10:1299–1308, Oct 1974.
- [10] P. CABANELAS, J. CRUZ, M. FONSECA, A. HENRIQUES, F. LOURENÇO, H. LUÍS, M. MACHADO, J. PIRES RIBEIRO, A. M. SÁNCHEZ-BENÍTEZ, P. TEUBIG, P. VELHO, M. ZARZA-MORENO, D. GALAVIZ et A. P. JESUS : Cross sections for proton induced high energy γ -ray emission (PIGE) in reaction $19\text{f}(p,){}^{16}\text{o}$ at incident proton energies between 1.5 and 4 MeV. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 381:110 – 113, 2016.
- [11] C. CANALI, M. MARTINI, G. OTTAVIANI et A. A. QUARANTA : Measurements of the average energy per electron-hole pair generation in silicon between 5-320 K. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 19(4):9–19, 1972.
- [12] A. E. CHAVARRIA, J. I. COLLAR, J. R. PEÑA, P. PRIVITERA, A. E. ROBINSON, B. SCHOLZ, C. SENGUL, J. ZHOU, J. ESTRADA, F. IZRAELEVITCH, J. TIFFENBERG, J. R. T. de MELLO NETO et D. TORRES MACHADO : Measurement of the ionization produced by sub-keV silicon nuclear recoils in a CCD dark matter detector. *Phys. Rev. D*, 94:082007, Oct 2016.
- [13] John F. COCHRAN et D. E. MAPOTHER : Superconducting transition in aluminum. *Phys. Rev.*, 111:132–142, Jul 1958.
- [14] François DE BRIENNE : Calibration d’un détecteur HVeV en utilisant des neutrons de 56 keV. Mémoire de D.E.A., Université de Montréal, 2020.
- [15] A. DELLAFIORRE et F. MATERA : Local-field correction in jellium. *Phys. Rev. B*, 37:8588–8593, May 1988.
- [16] G. DIETZE et H. KLEIN : Gamma-calibration of NE 213 scintillation counters. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, 193(3):549 – 556, 1982.
- [17] W. R. DODGE, S. R. DOMEN, T. F. LEEDY et D. M. SKOPIK : Measurement of the mean energy required to create an electron-hole pair in silicon between 6 and 77K. *Phys. Rev. Lett.*, 17:653–655, Sep 1966.
- [18] Brian L. DOUGHERTY : Measurements of ionization produced in silicon crystals by low-energy silicon atoms. *Phys. Rev. A*, 45:2104–2107, Feb 1992.
- [19] Adolfo G. EGUILUZ, Andrzej FLESZAR et Jorge A. GASPAR : On the ab initio evaluation of dynamical electronic response in metals and its comparison with experiment. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 96(3):550 – 564, 1995. The Interaction of Swift Particles and Electromagnetic Fields with Matter.
- [20] P. EISENBERGER, P. M. PLATZMAN et K. C. PANDY : Investigation of X-ray plasmon scattering in single-crystal beryllium. *Phys. Rev. Lett.*, 31:311–314, Jul 1973.
- [21] Behnam FARID, Volker HEINE, G. E. ENGEL et I. J. ROBERTSON : Extremal properties of the Harris-Foulkes functional and an improved screening calculation for the electron gas. *Phys. Rev. B*, 48:11602–11621, Oct 1993.
- [22] G. GERBIER, E. LESQUOY, J. RICH, M. SPIRO, C. TAO, D. YVON, S. ZYLBERAJCH, P. DELBOURGO, G. HAOUAT, C. HUMEAU, F. GOULDING, D. LANDIS, N. MADDEN, A. SMITH, J. WALTON, D. O. CALDWELL, B. MAGNUSSON, M. WITHERELL, B. SADOULET et A. DA SILVA : Measurement of the ionization of slow silicon nuclei in silicon for the calibration of a silicon dark-matter detector. *Phys. Rev. D*, 42:3211–3214, Nov 1990.
- [23] A. O. HANSON, R. F. TASCHEK et J. H. WILLIAMS : Monoergic neutrons from charged particle reactions. *Rev. Mod. Phys.*, 21:635–650, Oct 1949.
- [24] J. P. HILL, C.-C. KAO, W. A. C. CALIEBE, D. GIBBS et J. B. HASTINGS : Inelastic X-ray scattering study of solid and liquid Li and Na. *Phys. Rev. Lett.*, 77:3665–3668, Oct 1996.

- [25] A. HOLAS et Shafiqur RAHMAN : Dynamic local-field factor of an electron liquid in the quantum versions of the Singwi-Tosi-Land-Sjölander and Vashishta-Singwi theories. *Phys. Rev. B*, 35:2720–2731, Feb 1987.
- [26] J. HUBBARD : The description of collective motions in terms of many-body perturbation theory. II. the correlation energy of a free-electron gas. *Proc. R. Soc. Lond. A*, 243:336–352, Janvier 1958.
- [27] F. IZRAELEVITCH, D. AMIDEI, A. APRAHAMIAN, R. ARCOS-OLALLA, G. CANCELO, C. CASARELLA, A. E. CHAVARRIA, P. COLLON, J. ESTRADA, G. FERNÁNDEZ MORONI, Y. GUARDINCERRI, G. GUTÍERREZ, A. GYURJINYAN, A. KAVNER, B. KILMINSTER, J. LIAO, Q. LIU, M. LÓPEZ, J. MOLINA, P. PRIVITERA, M. A. REYES, V. SCARPINE, K. SIEGL, M. SMITH, S. STRAUSS, W. TAN, J. TIFFENBERG et L. VILLANUEVA : A measurement of the ionization efficiency of nuclear recoils in silicon. *Journal of Instrumentation*, 12(06):P06014–P06014, Jun 2017.
- [28] L.V KELDYSH, A. A. MARADUDIN et D.A. KIRZHINITZ : *The dielectric function of condensed systems*, 1989.
- [29] G. F. KNOLL : *Radiation Detection and Measurement*, 2010.
- [30] A. A. KUGLER : Theory of the local field correction in an electron gas. *Journal of Statistical Physics*, 12(1):35–87, Jan 1975.
- [31] M. K. KUNDMANN : *Study of semiconductor valence plasmon line shapes via electron energy-loss spectroscopy in the transmission electron microscope*. Thèse de doctorat, University of California, Lawrence Berkeley Laboratory.
- [32] N. KURINSKY : *The low-mass limit : dark matter detectors with eV-scale energy resolution*. Thèse de doctorat, Stanford University, 2018.
- [33] P. LECHNER, R. HARTMANN, H. SOLTAU et L. STRÜDER : Pair creation energy and fano factor of silicon in the energy range of soft X-rays. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 377(2):206 – 208, 1996. Proceedings of the Seventh European Symposium on Semiconductor.
- [34] C. L. LEE et X. L. ZHOU : Thick target neutron yields for the ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ reaction near threshold. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 152(1):1 – 11, 1999.
- [35] J. LINDHARD : On the properties of a gas of charged particles. *Kgl. Danske Videnskab. Selskab Mat.-fys. Medd.*
- [36] J. LINDHARD, V. NIELSEN, M. SCHARFF et P.V. THOMSEN : Integral equations governing radiation effects. (notes on atomic collisions, iii). *Kgl. Danske Videnskab., Selskab. Mat. Fys. Medd.*
- [37] J LINDHARD, M SCHARFF et H E SCHIOETT : Range concepts and heavy ion ranges (notes on atomic collisions, II). *Kgl. Danske Videnskab. Selskab. Mat. Fys. Medd.*
- [38] B. G. LOWE et R. A. SAREEN : A measurement of the electron–hole pair creation energy and the fano factor in silicon for 5.9keV x-rays and their temperature dependence in the range 80–270K. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 576(2):367 – 370, 2007.
- [39] P. N. LUKE : Voltage-assisted calorimetric ionization detector. *Journal of Applied Physics*, 64(12):6858–6860, 1988.
- [40] Stefan A. MAIER : *Plasmonics : Fundamentals and Applications*, 2007.
- [41] J.E. MONAHAN, S. RABOY et C.C. TRAIL : Measurement of the energy of the gamma radiation from neutron capture by hydrogen. *Nuclear Physics*, 24(3):400 – 411, 1961.
- [42] B.S. NEGANOV et V.N. TROFIMOV : Colorimetric method measuring ionizing radiation. *Otkryt. Izobret.*, 146:215, 1985.

- [43] Alan OWENS, G. W. FRASER et Kieran J. MCCARTHY : On the experimental determination of the Fano factor in Si at soft X-ray wavelengths. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 491(3):437 – 443, 2002.
- [44] E. D. PALIK : *Handbook of Optical Constants of Solids*, 1985.
- [45] R. H. PEHL, F. S. GOULDING, D. A. LANDIS et M. LENZLINGER : Accurate determination of the ionization energy in semiconductor detectors. *Nuclear Instruments and Methods*, 59(1):45 – 55, 1968.
- [46] David PINES et David BOHM : A collective description of electron interactions: II. collective vs individual particle aspects of the interactions. *Phys. Rev.*, 85:338–353, Jan 1952.
- [47] H. RAETHER : *Excitation of plasmons and interband transitions by electrons*, 2006.
- [48] J. W. ROHLF : *Modern Physics from α to Z^0* , 1994.
- [49] R. K. ROMANI, P. L. BRINK, B. CABRERA, M. CHERRY, T. HOWARTH, N. KURINSKY, R. A. MOFFATT, R. PARTRIDGE, F. PONCE, M. PYLE, A. TOMADA, S. YELLIN, J. J. YEN et B. A. YOUNG : Thermal detection of single e-h pairs in a biased silicon crystal detector. *Applied Physics Letters*, 112(4):043501, 2018.
- [50] R. D. RYAN : Precision measurements of the ionization energy and its temperature variation in high purity silicon radiation detectors. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 20(1):473–480, 1973.
- [51] M. J. SAFARI, F. Abbasi DAVANI et H. AFARIDEH : Differentiation method for localization of Compton edge in organic scintillation detectors, 2016.
- [52] A. R. SATTLER : Ionization produced by energetic silicon atoms within a silicon lattice. *Phys. Rev.*, 138:A1815–A1821, Jun 1965.
- [53] F. SCHOLZE, H. HENNEKEN, P. KUSCHNERUS, H. RABUS, M. RICHTER et G. ULM : Determination of the electron–hole pair creation energy for semiconductors from the spectral responsivity of photodiodes. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 439(2):208 – 215, 2000.
- [54] W. SCHULKE : *Electron Dynamics by Inelastic X-ray Scattering*, 2007.
- [55] W. SCHÜLKE, J. R. SCHMITZ, H. SCHULTE-SCHREPPING et A. KAPROLAT : Dynamic and static structure factor of electrons in Si: Inelastic X-ray scattering results. *Phys. Rev. B*, 52:11721–11732, Oct 1995.
- [56] Keiichi SHIBATA, Osamu IWAMOTO, Tsuneo NAKAGAWA, Nobuyuki IWAMOTO, Akira ICHIHARA, Satoshi KUNIEDA, Satoshi CHIBA, Kazuyoshi FURUTAKA, Naohiko OTUKA, Takaaki OHSAWA, Toru MURATA, Hiroyuki MATSUNOBU, Atsushi ZUKERAN, So KAMADA et Jun-ichi KATAKURA : Jendl-4.0: A new library for nuclear science and engineering. *Journal of Nuclear Science and Technology*, 48(1):1–30, 2011.
- [57] Flavio TOIGO et Truman O. WOODRUFF : Calculation of the dielectric function for a degenerate electron gas with interactions. I. Static limit. *Phys. Rev. B*, 2:3958–3966, Nov 1970.
- [58] Kenichi UTSUMI et Setsuo ICHIMARU : Dielectric formulation of strongly coupled electron liquid at metallic densities: Longitudinal response. *Phys. Rev. B*, 22:1522–1533, Aug 1980.
- [59] Léon VAN HOVE : Correlations in space and time and Born approximation scattering in systems of interacting particles. *Phys. Rev.*, 95:249–262, Jul 1954.
- [60] Hans-Christian WEISSKER, Jorge SERRANO, Simo HUOTARI, Eleonora LUPPI, Marco CAZZANIGA, Fabien BRUNEVAL, Francesco SOTTILE, Giulio MONACO, Valerio OLEVANO et Lucia REINING : Dynamic structure factor and dielectric function of silicon for finite momentum transfer: Inelastic x-ray scattering experiments and ab initio calculations. *Phys. Rev. B*, 81:085104, Feb 2010.

- [61] P. ZECHER, D. WANG, J. RAPAPORT, C. J. MARTOFF et B. A. YOUNG : Energy deposition of energetic silicon atoms within a silicon lattice. *Phys. Rev. A*, 41:4058–4061, Apr 1990.
- [62] Su-Ya-La-Tu ZHANG, Zhi-Qiang CHEN, Rui HAN, Xing-Quan LIU, R. WADA, Wei-Ping LIN, Zeng-Xue JIN, Yin-Yin XI, Jian-Li LIU et Fu-Dong SHI : Study on gamma response function of EJ301 organic liquid scintillator with GEANT4 and FLUKA. *Chinese Physics C*, 37(12):126003, dec 2013.
- [63] James F. ZIEGLER, M.D. ZIEGLER et J.P. BIRSACK : Srim – the stopping and range of ions in matter (2010). *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, 268(11):1818–1823, 2010. 19th International Conference on Ion Beam Analysis.