

Spectrométrie de neutrons rapides par bolomètres à cible lithium pour la réduction du fond des expériences de détection directe de matière noire

Johann Gironnet

▶ **To cite this version:**

Johann Gironnet. Spectrométrie de neutrons rapides par bolomètres à cible lithium pour la réduction du fond des expériences de détection directe de matière noire. Astrophysique [astro-ph]. Université Paris Sud II, 2010. Français. NNT : . tel-00633437

HAL Id: tel-00633437

https://theses.hal.science/tel-00633437

Submitted on 18 Oct 2011

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

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

Thèse

présentée devant

l'Université Paris Sud II
UFR Scientifique d'Orsay

École Doctorale de l'Ile de France : Astronomie-Astrophysique

pour l'obtention du

DIPLÔME de DOCTORAT
Spécialité : Astrophysique

(arrêté du 7 août 2006)

par

Johann GIRONNET

Spectrométrie de neutrons rapides par bolomètres à cible lithium pour la réduction du fond des expériences de détection directe de matière noire

Soutenue le 30 septembre 2010
devant la Commission d'Examen

Jury :	M.	Alain Abergel	Président du jury
	M.	François-Xavier Desert	Examinateur
	M.	Jules Gascon	Rapporteur
	M.	Vincent Gressier	Rapporteur
	M.	Andrea Giuliani	Examinateur
	M.	Pierre de Marcillac	Directeur de thèse

Ecole Doctorale de l'Ile de France : Astronomie-Astrophysique

THESE

présentée

devant l'UNIVERSITÉ PARIS SUD II
U.F.R SCIENTIQUE D'ORSAY

pour l'obtention

du DIPLOME DE DOCTORAT

Spécialité : Astrophysique

par

Johann GIRONNET

Spectrométrie de neutrons rapides par bolomètres à cible lithium pour la réduction du fond des expériences de détection directe de matière noire.

Soutenue le 30 septembre 2010 devant la Commission d'Examen :

Alain ABERGEL	Président du jury
François-Xavier DESERT	Examinateur
Jules GASCON	Rapporteur
Vincent GRESSIER	Rapporteur
Andrea GIULIANI	Examinateur
Pierre de MARCILLAC	Directeur

Institut d'Astrophysique Spatiale d'Orsay (IAS), CNRS/UMR8617, Orsay, France.
Institut Paul Scherrer (PSI), Villigen, Suisse.

Remerciements

Mes remerciements s'adressent avant tout à Pierre de Marcillac qui a dirigé ce travail. Je voudrais le remercier pour le temps qu'il m'a consacré et la patience avec laquelle il a accompagné mon travail tout au long de cette thèse.

Je remercie messieurs les rapporteurs Vincent Gressier et Jules Gascon pour la diligence et l'attention avec lesquelles ils ont lu mon manuscrit et l'intérêt qu'ils ont accordé à mon travail. Mes remerciements vont aussi aux autres membres du jury qui ont accepté de juger ce travail, messieurs Alain Abergel, mon président de jury, Andrea Giuliani et François Xavier Désert.

Ce travail de thèse est avant tout un travail de collaboration. Je tiens à remercier tout d'abord tous les membres de l'équipe de spectroscopie de l'IAS avec qui j'ai eu beaucoup de plaisir à travailler et à côtoyer. Je voudrais particulièrement remercier Noël Coron pour son aide et ses conseils prodigués, Thierry Redon, Lidia Torres, Maria Martinez et Jacques Le Blanc.

Au sein de PSI, je voudrais témoigner de ma gratitude auprès de Kurt Clausen pour m'avoir accueilli dans le Département de Physique de la Matière Condensée. Je ne saurais être également que trop reconnaissant auprès de Ben van den Brandt, pour m'avoir accueilli, écouté, conseillé et encouragé pendant mon séjour à PSI. "Van harte bedankt". Je ne serai pas le premier à faire des louanges de nos pauses café qui furent à certains moments très précieuses. Merci également à Patrick Hautle et Ton Konter, pour leurs conseils et leurs soutiens. Je souhaiterai adresser un merci chaleureux à Uwe Filges du groupe LDM pour m'avoir aidé et guidé tout au long nos mesures. J'aimerais remercier particulièrement Florian Piegsa, the best office mate of the world, pour avoir supporté mon humour et mes humeurs pendant tout ce temps et Paul Schurter, the best technician of the world, pour avoir été le meilleur compagnon de travail. J'associe à mes remerciements Thomas Gahl, pour son travail précieux et enfin à Philippe Lerch pour nos "business lunches". Je ne peux qu'exprimer aussi ma gratitude à Sabine Mayer et Ulrich Wyser du service de radioprotection pour l'aide consentie pendant toutes nos mesures au bâtiment Eichstelle.

Je voudrais exprimer ma reconnaissance à tous les services administratifs de l'IAS et du PSI sans qui ce travail n'aurait pu se faire.

Je tiens à remercier toute l'équipe de IRSN de Cadarache pour son accueil et son aide durant notre campagne de calibrage sur l'installation AMANDE.

Je ne manquerais pas de remercier Eduardo Garcia du laboratoire de Physique Nucléaire et d'Astrophysique de l'Université de Saragosse et Ysrael Ortigoza pour nos bons moments passés ensemble. Mes remerciements s'adressent également à l'équipe de Hans Kraus du département de Physique de l'Université d'Oxford.

Cette thèse n'aurait pas été exceptionnelle sans tous les membres du Rotaru Club de PSI à qui j'adresse un merci pour leur bonne humeur et tous nos bons moments passés ensemble. Je pense à Nikolay, Kruno, Ruggero, Gelu, Shuang, Gwendolyne, Loïc, Martin, Yasmine et Cécile. Au sein de l'IAS, mes pensées se tournent également vers Cydalise, Jean-Christophe, Mehdi, Antoine et aussi vers Frédéric, Sophie et Amandine, merci pour votre soutien chaleureux.

Cette thèse n'aurait pas pu se finaliser sans le support et l'aide des membres de l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon. Je voudrais exprimer ma reconnaissance tout particulièrement à Alexandre Juillard, Corinne Augier et Maryvonne de Jésus pour leur aide dans la dernière partie de cette thèse.

Je voudrais aussi dire un grand merci à mes compagnons de rédaction pour leur présence et leur soutien. Je pense à Marc-Antoine, Luca, Silvia, Cyril, Antoine, Benjamin, Fabrice et Laurie.

Merci à tous ceux que j'oublie !

Et finalement merci à mes parents, qui m'ont soutenu et encouragé durant toutes ces années et qui m'ont permis d'aller aussi loin dans mes études, à ma sœur, à mes frères, à Caroline, à Célia, à Fabien et Fanny et merci surtout à Sandra et Vincent.

Résumé

La spectrométrie des neutrons rapides est une technique essentielle dans plusieurs domaines notamment pour les expériences de détection d'évènements rares, telles que celles de détection directe de la matière noire, et pour les centres de recherches nucléaires. Dans le premier cas, ces neutrons constituent un des fonds ultimes de détection et dans le second, la connaissance des champs neutroniques apporte des informations importantes pour la radioprotection mais également pour l'imagerie neutronique et la métrologie des neutrons.

La détection des neutrons rapides se fait habituellement de manière indirecte. Les neutrons sont d'abord ralentis par des matériaux modérateurs pour être détectés ensuite dans une gamme d'énergie plus basse. Ces techniques de détection sont cependant complexes à mettre en place et sont limitées en résolution en énergie. Un nouveau type de spectrométrie de neutrons rapides a été développée à l'Institut d'Astrophysique Spatiale (IAS) dans le but d'avoir une meilleure connaissance des fonds de neutrons : il associe la technique bolométrique à des cristaux à base de lithium sensibles aux neutrons. Le lithium-6 est en effet un élément ayant une des plus grandes sections efficaces de capture neutronique avec la réaction $^{6}Li(n,\alpha)^{3}H$. La réaction libère 4.78 MeV signant ainsi énergétiquement chaque capture de neutron et lors de l'interaction avec un neutron rapide, l'énergie totale mesurée par le bolomètre devrait être la somme de cette énergie de réaction et de l'énergie cinétique du neutron rapide incident.

Afin de valider ce principe, un prototype de spectromètre à neutrons rapides, compact et semi portable, a été construit à l'IAS. Ce détecteur cryogénique, fonctionnant entre 300 et 400 mK, consiste en un cristal de 0.5 g de ^{6}LiF enrichi à 95%, associé un thermomètre en Ge-NTD.

Cette thèse a porté sur l'étude des caractéristiques de ce spectromètre, des premières mesures à l'IAS, aux mesures dans le centre de recherche de l'Institut Paul Scherrer (PSI), jusqu'à l'étalonnage final sur l'installation Amande de l'Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire (IRSN). L'objectif de mon travail a été de valider le principe de spectrométrie de ce bolomètre en ^{6}LiF, de définir ses spécificités et d'établir les développements futurs d'un tel spectromètre à neutrons rapides en vue d'utilisations dans différents champs neutroniques.

Abstract

Fast neutron spectrometry is a common interest for both direct dark matter detection and for nuclear research centres. In the first case, these neutrons are one of the ultimate detection backgrounds and in the second they are the residual flux to be estimated by radiation protection because of the intensity increasing of neutron beams.

Fast neutrons are usually detected indirectly. Neutrons are first slowed down by moderating materials for being detected in low energy range. Nevertheless, these detection techniques are and are limited in energy resolution. A new kind of fast neutron spectroscopy has been developed at the Institut d'Astrophysique Spaciale (IAS) in the aim of having a better knowledge of neutron backgrounds by the association of the bolometric technique with neutron sensitive crystals containing Li. Lithium-6 is indeed an element which has one the highest cross section for neutron capture with the $^{6}Li(n,\alpha)^{3}H$ reaction. This reaction releases 4,78 MeV tagging energetically each neutron capture. In particular for fast neutrons, the total energy measured by the bolometer would be the sum of this energy reaction and of the incoming fast neutron energy.

To validate this principle, a spectrometer for fast neutrons, compact and semi-transportable, was built in IAS. This cryogenic detector, operated at 300 - 400 mK, consists of a 0.5 g LiF 95% 6Li enriched crystal read out by a NTD-Ge sensor.

This PhD thesis was on the study of the spectrometer characteristics, from the first measurements at IAS, to the measurements in the nuclear research centre of the Paul Scherrer Institute (PSI) until the final calibration with the Amande instrument of the Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire (IRSN). The goal of my work was to validate the spectroscopy principle of this ^{6}LiF bolometer, to determine its specifications and to define the further developments of such a fast neutron spectrometer for different neutron field measurements.

Table des matières

Résumé ……...……...… vii
Table des matières ……...…. xi
Introduction …… 1

Chapitre1
Les neutrons et les expériences de détection d'évènements rares ……...…... 5
1.1 La recherche de la matière noire …….. 5
1.1.1 Mise en évidence …… 6
1.1.2 Les candidats à la matière noire ……... 8
1.1.3 Théorie alternative : MOND …….. 10
1.2 Détection directe de la matière noire ……... 11
1.2.1 Expériences en collisionneurs ……..... 11
1.2.2 Détection indirecte ……. 11
1.2.3 Détection directe …… 12
1.3 Le fond de neutrons dans les laboratoires souterrains ……. 16
1.3.1 Origines du fond neutronique …… 16
1.3.2 Suppression du fond induit par les neutrons …….. 19
1.3.3 Besoin de spectrométrie de neutrons rapides ……. 20

Chapitre 2
Les spectrométrie des neutrons ……...……. 23
2.1 Propriétés des neutrons ……..... 23
2.1.1 Classification des neutrons ……..…… 23
2.1.2 Dualité onde corpuscule du neutron …….. 24
2.2 Interaction des neutrons avec la matière ……...……... 25
2.2.1 Diffusion élastique…… ……. 25
2.2.2 Diffusion inélastique ……..…… 26

2.2.3 Capture radiative ……... 26
2.2.4 Capture non radiative ……... 26
2.2.5 Section efficace des neutrons ……... 27
2.2.6 Résonances ……... 27
2.3 Les sources de neutrons ……... 27
2.4 Les champs neutroniques ……... 28
2.5 Dosimétrie des neutrons ……... 29
2.5.1 Grandeurs limites ……... 29
2.5.2 Grandeurs opérationnelles ……. 30
2.5.3 Besoin de techniques spectrométriques ……. 30
2.6 Spectrométrie des neutrons ……. 31
2.6.1 Détections des neutrons ……... 31
2.6.2 Spécifications pour un spectromètre à neutrons rapides ……. 32
2.6.3 Les différentes techniques utilisées pour la spectrométrie des neutrons ……..... 33
2.6.4 Les spectromètres de type sphères de Bonner (BSS) ……... 35

Chapitre 3

Le spectromètre bolométrique à cible en lithium-6 ……..... 39
3.1 Le bolomètre ^{6}LiF 0,534 g B322 ……... 39
3.1.1 Introduction au bolomètre ……... 39
3.1.2 Capacité thermique de l'absorbeur …… 40
3.1.3 Lecture de la variation de température ……... 41
3.1.4 Polarisation du bolomètre ……... 42
3.1.5 Sensibilité du bolomètre ……. 45
3.1.6 Description technique du bolomètre ……. 48
3.1.7 Conductance thermique ……. 50
3.2 Le cryostat CDL ……..... 51
3.2.1 Description ……... 51
3.2.2 Le réfrigérateur hélium-3 ……... 53
3.3 Chaîne d'acquisition du spectromètre ……. 54
3.3.1 Lecture des signaux ……..... 54
3.3.2 Sélection des signaux ……. 55
3.3.3 Enregistrement des signaux ……... 55
3.3.4 Bruits ……. 56

3.3.5 Correction des dérives thermiques ……..…… 57
3.3.6 Calibrage de la voie chaleur ……..……..…… 57
3.3.7 Temps mort …… 57
3.3.8 Mesure de la constante de temps du bolomètre ……..…… 58
3.4 Résolution en énergie du bolomètre B322 ……..……..… 59
3.5 Fonction de réponse du spectromètre ……..….. 60
3.5.1 La réaction de capture neutronique du lithium-6 ……..…..…… 60
3.5.2 Principe de la spectrométrie des neutrons rapides à l'aide de lithium-6……. 60
3.5.3 Etat de l'art ……. 61
3.5.4 Spectre incident initial ……... 62
3.5.5 Efficacité de détection du bolomètre ……. 62
3.5.6 Courbe d'efficacité du bolomètre ^{6}LiF B322 ……..…… 64
3.5.7 Réponse en énergie du bolomètre …….. 65

Chapitre 4

Calibrage du spectromètre à neutrons rapides ……..….. 69
4.1 Les paramètres de calibrage du spectromètre …….…..... 69
4.2 Besoin d'une source de neutrons mono énergétique de référence ……..…..…. 70
4.3 L'installation AMANDE ……...……..…. 70
4.3.1 Les neutrons de l'installation AMANDE ……..... 70
4.3.2 L'accélérateur ……..… 71
4.3.3 Le hall expérimental ……... 72
4.3.4 Références en fluence et monitorage sur AMANDE ……..…… 74
4.3.5 Protocole expérimental …….. 75
4.3.6 Suppression des neutrons diffusés ……..…… 77
4.3.7 Procédure de calibrage ……..……..…… 79
4.4 Résultats du calibrage en énergie ……..……..……..……. 80
4.4.1 Procédure d'analyse des données ...……...……..…… 80
4.4.2 Spectres en énergie ……..…… 85
4.4.3 Linéarité du spectromètre en fonction de l'énergie …..……. 95
4.4.4 Résolution en énergie ……. 97
4.4.5 Estimation du flux en neutrons …….. 99
4.4.6 Les diffusions élastiques ……..... 100

Chapitre 5

Mesures spectrométriques près d'une source de spallation …… 103
5.1 Les neutrons à l'Institut Paul Scherrer ……..…….…. 103
5.1.1 L'Institut Paul Scherrer …..……..... 103
5.1.2 La source à spallation SINQ …..……..... 104
5.1.3 Les instruments de SINQ …..…….……..... 107
5.2 Mesures à SINQ ……..……. 107
5.3 Mesure de fond à la ligne POLDI de la source SINQ …….……. 108
5.3.1 Introduction ……..... 108
5.3.2 Montage expérimental ……..... 109
5.3.3 Résultats expérimentaux …… 110
5.3.4 Etude des différents évènements de l'expérience …….. 111
5.3.5 Optimisation des coupures ……. 113
5.3.6 Spectre en énergie de la mesure ……. 113
5.3.7 Flux en énergie ……... 114
5.4 Mesure de fond à la ligne RITA II de la source SINQ ……..... 116
5.4.1 Introduction ……..... 116
5.4.2 Protocole expérimental …….. 116
5.4.3 Résultats expérimentaux …… 118
5.5 Mesure de fond à la ligne ICON de la source SINQ …….…... 119
5.5.1 Introduction ……..... 119
5.5.2 Montage expérimental ……..... 119
5.5.3 Résultats expérimentaux …… 120

Chapitre 6

Conclusions et perspectives …… 125
6.1 Conclusions générales ……..…. 125
6.2 Perspectives ……..……. 127
6.2.1 Immunité de la réponse du détecteur face aux diffusions élastiques ……. 127
6.2.2 Adaptation du détecteur pour la mesure de flux intenses …….. 131

Bibliographie ……... 133

Introduction

Depuis la découverte du neutron par James Chadwick en 1932, les techniques pour mesurer l'énergie des neutrons n'ont de cesse de se perfectionner. La spectrométrie des neutrons rapides particulièrement (neutrons ayant une énergie supérieure à 1 MeV) a un intérêt commun pour l'astrophysique, la physique des particules et la radioprotection.

Les neutrons comme source de fond radioactive

Les phénomènes à très hautes énergies tels que la décroissance double-béta apparaissent spontanément mais sont extrêmement rares. L'étude des propriétés du neutrino tout comme la détection de candidats à la matière noire exigent la capacité de détecter des effets extrêmement faibles. Les laboratoires souterrains fournissent un environnement à fond radioactif bas nécessaire pour explorer ces processus. Cependant les neutrons sont la source la plus importante de bruit de fond pour une large variété d'expériences souterraines. C'est le cas des expériences dédiées à la détection directe de la matière noire dont l'objectif est de mesurer l'interaction des WIMPS (Weakly Interactive Massive Particles), meilleurs candidats constitutifs de cette matière, avec un absorbeur terrestre. Les neutrons comme les WIMPs induisent des reculs nucléaires dans les détecteurs. Malgré des précautions techniques prises pour s'en affranchir, les neutrons demeurent le fond ultime de détection de ces expériences. La mise en place d'une spectrométrie neutronique en parallèle de simulations est un point clef pour une meilleure connaissance du fond résiduel neutronique.

Les différents champs neutroniques

Il existe une grande variété de champs neutroniques comme ceux rencontrés dans l'industrie nucléaire, dans les laboratoires de recherche, dans le milieu médical et dans l'environnement. La caractérisation de ces champs neutroniques est indispensable. Dans ce but, des mesures spectrométriques sont réalisées telles que des mesures de section efficaces neutroniques, de particules secondaires en milieu médical (dose reçue par le patient), de spectres de sources de radionucléides utilisées pour des tests ou des procédures de contrôle. La spectrométrie des neutrons concerne également la mesure de champs neutroniques utilisés comme référence pour l'étalonnage des dosimètres et des instruments de mesures neutroniques où une spectrométrie fine est nécessaire. Certaines techniques d'analyse neutronique requièrent cependant l'utilisation de flux de neutrons sans cesse croissants. Une surveillance est alors nécessaire dans des sites de recherche par les services de radioprotection. L'estimation et la mesure des doses auxquelles peut être exposé le personnel sont alors primordiales. La spectrométrie de neutrons, notamment celles des neutrons rapides, est un élément clef pour déterminer la contribution des neutrons à la dose totale.

Spectrométrie de neutrons rapides à l'aide de bolomètres

Un prototype de spectromètre à neutrons rapides a été développé à l'Institut d'Astrophysique Spatiale (IAS) à Orsay. Ce spectromètre est basé sur la technique bolométrique avec comme milieu absorbeur un cristal ^{6}LiF. Ce travail de thèse, s'inscrivant dans une collaboration entre l'IAS et l'Institut Paul Scherrer, a pour but la mise au point et une meilleure connaissance de ce spectromètre à cible lithium à travers l'ensemble des mesures réalisées aussi bien en laboratoire que près d'un accélérateur mais également avec le calibrage du détecteur à l'Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire (IRSN) à Cadarache.

Articulation du manuscrit

A la croisée des chemins entre plusieurs domaines scientifiques (astrophysique, physique des particules, radioprotection), la présentation de ce travail nécessite un besoin évident de chapitres introductifs.

Afin d'introduire le problème des neutrons rapides dans le cadre des expériences de détection d'évènements rares, le premier chapitre sera entièrement consacré à la thématique de la matière noire. Nous exposerons les différentes observations qui tendent à prouver la présence de matière noire avant de nous intéresser à sa nature. Nous présenterons ensuite les principales expériences mises en oeuvre pour la détection directe des WIMPs. Nous nous intéresserons particulièrement à celles qui tentent de mesurer l'énergie dissipée par diffusion élastique par une de ces particules avec un absorbant. Les neutrons rapides sont le facteur limitant de ces expériences puisqu'ils génèrent la même réponse que les WIMPs avec le détecteur.

Le chapitre 2 décrira la production des neutrons et les différents champs neutroniques. Les différentes notions utilisées en neutronique seront présentées. La nécessité de développer des spectromètres de neutrons rapides performants sera mise en avant.

Le chapitre 3 sera consacré au spectromètre à neutrons rapides construit à l'occasion de ce travail de thèse. La détection bolométrique sera d'abord détaillée afin d'introduire le bolomètre de ^{6}LiF, cœur de ce spectromètre. Ce détecteur cryogénique, fonctionnant entre 300 et 400 mK, consiste en un cristal de 0,5 g de ^{6}LiF enrichi à 95% en ^{6}Li dont l'élévation de température est lue par un thermomètre Ge-NTD. Le spectromètre sera ensuite présenté dans son ensemble.

Le chapitre 4 sera dédié au calibrage du spectromètre réalisé à l'Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire à Cadarache. Grâce à l'installation AMANDE, le détecteur a pu être étalonné dans des champs de neutrons mono énergétiques sur une gamme d'énergie allant de 50 keV à 17 MeV. Après une description de l'accélérateur AMANDE et du principe des mesures de référence, les résultats expérimentaux du spectromètre seront comparés aux valeurs théoriques et les performances du système seront mises en avant.

Le chapitre 5 décrira des mesures effectuées autour de la source de neutrons SINQ de PSI avec ce spectromètre dans des conditions de flux élevés. Le détecteur fut notamment positionné à des emplacements où des mesures avec des sphères de Bonner avaient été

réalisées. Les résultats de ces deux types de détection seront comparés afin de confronter la réponse du spectromètre bolométrique à un détecteur communément utilisé.

Dans le chapitre 6, les conclusions de l'ensemble de cette étude seront résumées. Les perspectives et les possibles évolutions de cette technique spectrométrique seront présentées. Ces dernières se basent sur les développements de bolomètres à double voie de mesure (chaleur et lumière) effectués dans le cadre de l'expérience souterraine ROSEBUD entre l'IAS et l'Université de Saragosse.

Chapitre 1

Les neutrons et les expériences de détection d'évènements rares

Les neutrons sont l'une des plus importantes sources de bruit de fond pour des expériences à haute sensibilité dans la recherche d'évènements rares dans les laboratoires souterrains. Ces expériences incluent la détection directe de matière noire, les expériences de double désintégration bêta, les mesures de neutrinos solaires, etc.… Dans la recherche de matière noire, la diffusion élastique des neutrons de hautes énergies dans des détecteurs solides produit des reculs nucléaires dans la gamme d'énergie attendue pour la signature des interactions des Weakly Interacting Massive Particles (WIMPs). Dans les expériences de double désintégration bêta ($\beta\beta0\nu$), ils peuvent déposer de l'énergie dans la région d'intérêt du pic $\beta\beta0\nu$ par diffusion élastique et peuvent également produire des pics gamma proche du pic $\beta\beta0\nu$ par diffusion inélastique. Dans les laboratoires souterrains, les neutrons sont produits principalement par la radioactivité naturelle de la roche. Une autre source beaucoup plus faible vient des interactions des muons avec la roche et les matériaux utilisés autour des détecteurs qui induisent des neutrons rapides qui ont une probabilité plus grande d'atteindre les détecteurs. Des progrès significatifs ont été obtenus ces dernières années dans le développement de techniques pour la recherche d'évènements rares à différentes énergies et les expériences de détection directe de matière noire ont développé notamment des techniques de suppression et de réjection de fond. Malgré les sensibilités atteintes, les neutrons constituent le fond ultime de ces expériences.
Pour comprendre le cadre de la recherche de ces expériences, nous introduirons le thème de la matière noire, dont ce travail est issu, afin d'exposer les différentes stratégies adoptées pour sa détection et déterminer l'enjeu de la détection des neutrons.

1.1 La recherche de la matière noire

La détection de la matière noire est l'un des grands défis de la Cosmologie Moderne. Le modèle du Big Bang décrit de façon satisfaisante l'histoire de l'Univers et son évolution thermodynamique. Mais seules les observations permettent de déterminer la nature et l'abondance des différents éléments qui le composent. Par exemple l'étude de la nucléosynthèse primordiale [Burles, 1999] et l'étude du fond diffus cosmologique [Spergel, 2003] permettent de connaître l'abondance de baryons dans l'Univers. Dans les années 1930, J. Oort étudiant le mouvement des étoiles dans la galaxie [Oort, 1932] et F. Zwicky analysant la

dynamique des galaxies dans l'amas du Coma [Zwicky, 1933] arrivèrent à la conclusion que la masse induisant ces mouvements était supérieure à la masse de la matière lumineuse. Ce problème de masse manquante peut être résolu soit en altérant les lois de la gravitation soit en supposant l'existence de matière non lumineuse interagissant très faiblement avec la matière ordinaire, la matière noire [Bertone, 2005]. Les effets de cette matière s'observent à différentes échelles astrophysiques et cosmologiques. Mais la nature des particules composant la matière noire est encore inconnue. Le Modèle Standard de la physique des particules ne donne pas de candidats appropriés à la matière noire satisfaisant les conditions suivantes : particules massive, non baryonique (matière dont les éléments constitutifs sont autres que les protons et les neutrons), interagissant faiblement et stable (au moins dans l'échelle de temps de la vie de l'Univers). Ces particules sont communément appelées WIMP (Weakly Interacting Massive Particles) et doivent alors être cherchées au-delà du Modèle Standard. Dans cette section, nous présenterons quelques observations mettant en évidence l'existence de la matière noire, des candidats possibles et des expériences mises en place pour mesurer les caractéristiques de la matière noire.

1.1.1 Mise en évidence

1.1.1.1 Echelle galactique

Une des mises en évidence de la matière noire les plus convaincantes est l'étude des courbes de rotation des galaxies spirales (3/4 des galaxies), c'est à dire l'étude des vitesses circulaires des étoiles et du gaz en fonction de leur distance au centre galactique. Lorsque la distribution de masse a une symétrie sphérique, la vitesse de rotation se déduit de la mécanique newtonienne :

$$v = \sqrt{\frac{GM(r)}{r^2}} \tag{1.1}$$

où G est la constante de gravitation et M(r) désigne la masse comprise dans une sphère de rayon r.

Une courbe de rotation type d'une galaxie spirale est représentée sur la Figure 1.1 [Begeman, 1991]. Le résultat de ces études [Rubin, 1983] montre que si toute la masse lumineuse constituait la galaxie alors sa courbe de rotation varierait comme $1/\sqrt{r}$ ce qui n'est pas observé. La courbe de rotation présente un plateau pour les r grands. Cette distribution ne peut qu'être expliquée par la présence d'une grande masse au-delà du centre lumineux de la galaxie. L'introduction d'un halo hypothétique sphérique de matière noire autour des galaxies permet de reproduire de manière théorique les distributions expérimentales La densité locale de matière noire au sein de la Voie Lactée est alors estimée entre $0{,}2 \leq \rho_0 \leq 0{,}4$ GeV.cm^{-3} [Weber, 2009].

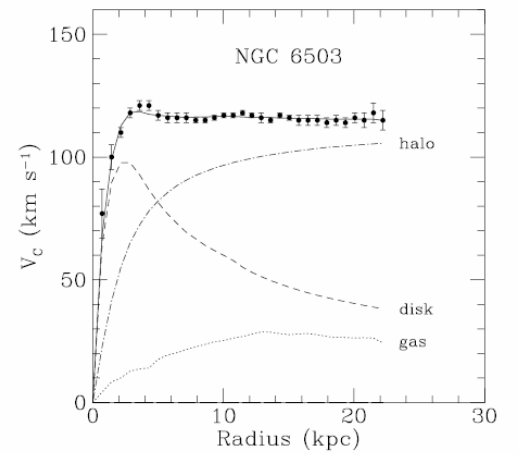


Figure 1.1 : Courbe de rotation de la galaxie NGC 6503. Les courbes 'disk' et 'gas' montrent les contributions du disque et du gaz de la galaxie à la vitesse de rotation. La courbe 'halo' montre la contribution en masse qu'il faut ajouter pour être en adéquation avec les observations [Begeman, 1991].

1.1.1.2 Échelle des amas galactiques

Les travaux de Zwicky, en 1933, sur l'observation de la dispersion des vitesses des galaxies de l'amas de Coma [Zwicky, 1933] initièrent cette notion de masse manquante. Les galaxies ne sont pas distribuées aléatoirement à travers l'espace, elles tendent à s'agréger en d'amas à l'échelle du Mégaparsec. Les mesures des distances et des vitesses des galaxies permettent d'estimer la masse totale de l'amas. Zwicky conclut que l'amas de Coma devait contenir plus de matière sombre que de matière lumineuse en convertissant la lumière des galaxies en masse correspondante. Cette étude fut reproduite sur différents amas de galaxies par des méthodes indépendantes : la dynamique des galaxies, l'utilisation de l'effet de lentille gravitationnelle et l'étude de l'émission en rayons X par les gaz chauds. Une illustration de la complémentarité des deux dernières méthodes sera donnée dans le paragraphe *Théorie alternative* de ce chapitre avec l'étude du « Bullet Cluster ».

1.1.1.3 Échelle cosmologique

L'étude du fond diffus cosmologique (en anglais CMB pour Cosmic Microwave Background) permet de mesurer la densité d'énergie de la matière dans l'Univers. En effet, ce rayonnement émis au moment du découplage rayonnement-matière (environ 380 000 ans après le Big Bang) indique une grande homogénéité de l'Univers primordial avec de faibles modulations de densité qui conduisent à de faibles fluctuations de température. La détection de rayonnement équivalent à celui émis par un corps noir à 2,73 K ou plus particulièrement de ses fluctuations, anisotropies, de l'ordre de $\Delta T/T \sim 10^{-5}$ conduisent aux informations sur les différentes composantes de l'Univers. Ces composantes décrivent le contenu énergie-masse de l'Univers (matière, radiation ou énergie du vide) et sont définies de la façon suivante : Ω_m densité de

matière, Ω_{lum} densité de radiation, Ω_Λ densité de l'énergie du vide ou énergie noire[1], Ω_b densité de baryons. Ces densités sont définies comme paramètres cosmologiques.

Suite à l'étude du CMB, le satellite Wilksinson Microwave Anistropy Probe (WMAP) a obtenu les résultats suivants [Hinshaw, 2009] :

$$\Omega_m h^2 = 0{,}1358 \pm 0{,}0037, \qquad \Omega_b h^2 = 0{,}02267 \pm 0{,}00059 \tag{1.2}$$

Où h est la constante de Planck. L'essentiel de la matière est donc non-baryonique c'est-à-dire constituée d'éléments autres que des protons et des neutrons. La collaboration WMAP a également établies les valeurs de $\Omega_m = 0{,}27 \pm 0{,}04$ et de $\Omega_\Lambda = 0{,}73 \pm 0{,}04$ ce qui serait compatible avec l'hypothèse d'un Univers plat, $\Omega_m + \Omega_\Lambda \approx 1$.

1.1.1.4 La nucléosynthèse

Les arguments pour que la matière noire soit non baryonique sont également confirmés par l'étude de la nucléosynthèse primordiale. Cette dernière, qui a eu lieu durant les premières minutes de l'Univers, décrit la formation des noyaux légers, principalement hélium-4 mais également deutérium, lithium. Les éléments qui constituent la matière de l'Univers aujourd'hui ne peuvent pas avoir été synthétisés en totalité dans les étoiles. Le modèle du Big Bang fournit un cadre idéal à la production d'éléments légers car les conditions thermodynamiques nécessaires à la constitution des noyaux sont réunies. La formation de ces premiers éléments de la classification périodique ainsi que leurs abondances relatives sont déterminées par un petit nombre de paramètres dont un des principaux est la densité de matière baryonique. L'étude détaillée des abondances relatives de ces éléments par spectroscopie de raies d'absorption permet de contraindre la densité totale de baryons.

D'après [Burles, 1999], la quantité de matière baryonique est alors estimée entre :

$$0{,}018 \leq \Omega_b h^2 \leq 0{,}023 \tag{1.3}$$

De plus, la fraction de matière lumineuse déterminée par WMAP est très inférieure à la quantité de matière baryonique : $\Omega_{lum} h^2 \approx 0{,}0024$. L'essentiel de la matière baryonique est donc sombre [Fukugita, 1998].

1.1.2 Candidats à la matière noire

D'après les paramètres cosmologiques, nous avons vus qu'une petite part de la matière noire est sous forme baryonique et que le reste se trouve sous forme non baryonique. Plusieurs candidats constitutifs ont été alors envisagés.

[1] L'énergie noire serait responsable de l'accélération de l'expansion de l'Univers [Peebles, 2003]. Cette thématique ne sera pas présentée ici.

1.1.2.1 Matière noire baryonique

Dans le cas de la matière noire baryonique, les MACHOs (Massive Astrophysical Compact Halo Objects) sont les objets astrophysiques mis en avant. Ils incluent notamment les étoiles naines brunes, les étoiles à neutrons, les nuages de d'hydrogène et les trous noirs. Leur observation est indirecte car elle consiste à mesurer les effets gravitationnels sur la lumière engendrés par leur passage. D'après les observations faites (expériences EROS [Lasserre, 2000] et MACHO [Alcock, 2000]) la contribution de ces objets se limite à 10 ou 20 % de la quantité de matière noire [Alfonso, 2003, Alcock, 1997].

1.1.2.2 Matière noire non baryonique

Il existe deux types de matière noire non baryonique, celle dite chaude (HDM pour Hot Dark Matter) et celle dite froide (CDM pour Cold Dark Matter). La différence repose sur la masse des particules composant la matière noire et par conséquent à leur vitesse. Dans le cas de la matière dite chaude, les particules ont des vitesses proches de celles de la lumière alors que celles composant la matière noire dite froide seraient plus massives et donc plus lentes (particules non-relativistes). Si l'Univers était dominé par la matière noire chaude, la très grande vitesse des particules la constituant empêcherait dans un premier temps la formation d'une structure plus petite que les superamas de galaxies. La fragmentation de ces superamas mènerait en amas de galaxies, puis en galaxies, etc. C'est scénario dit du haut vers le bas (Top bottom). En revanche si la matière noire froide dominait l'Univers, les particules parcourraient alors une distance plus petite. La matière ordinaire se regrouperait ainsi pour former d'abord des galaxies qui elles-mêmes se regrouperaient en amas, puis en superamas. C'est le scénario dit du bas vers le haut.

a. Matière noire non baryonique chaude

Le principal candidat de la matière noire non-baryonique chaude est le neutrino sachant qu'il est la particule la plus abondante dans l'Univers, après le photon. L'observation du spectre de puissance des fluctuations de densité permet de rendre compte que la densité de matière noire chaude participe tout au plus à 1% de la densité totale de l'Univers [Bennett, 2003] et donc bien trop peu pour constituer l'ensemble de la matière noire. La matière noire non baryonique est donc froide.

b. Matière noire froide

Les axions [Kinion, 2005] ont été proposés en autres parmi les candidats à la matière noire froide. Les expériences CAST (Cern Axion Solar Telescope) et ADMX (Axion Dark Matter eXperiment) [Peng, 2000] sont dédiées à la recherche de ces particules. Les contraintes cosmologiques et expérimentales permettent d'établir un intervalle de masse entre 10^{-6} et 10^{-3} eV.

Les wimpzillas [Kolb, 1999] sont des candidats super-lourds de la matière noire avec des masses supérieures à 10^{10} GeV.

Les WIMPs (Weakly Interactive Massive Particles) forment une classe de particules lourdes, interagissant faiblement avec la matière ordinaire et constituent les meilleurs candidats constitutifs de cette matière noire non-baryonique. Parmi les WIMPs, il existe le neutralino

postulé par les extensions supersymétriques du modèle standard de la physique des particules. L'idée de la supersymétrie est d'associer à chaque boson un fermion et vice versa. Chaque particule se voit donc attribuer un superpartenaire, ayant des propriétés identiques (masse, charge), mais avec un spin différent de 1⁄2. Ainsi, le nombre de particules est doublé. L'une de ces superparticules appelée LSP (Lightest Supersymmetric Particle) est la plus légère de toutes.
Dans la plupart des théories supersymétriques, dites sans violation de la R-parité (R-parité vaut 1 pour les particules du modèle standard, -1 pour les particules supersymétriques), la LSP est une particule stable car elle ne peut se désintégrer en un élément plus léger. Elle est uniquement sensible à l'interaction faible. Ce neutralino, quelques centaines de GeV/c^2, est un excellent candidat à la matière noire. On emploiera indifféremment le terme de neutralino ou WIMP dans la suite de ce document.

1.1.3 Théorie alternative : MOND

L'hypothèse de la matière noire n'est pas la seule théorie avancée pour expliquer les observations telles que les courbes de rotation des galaxies. Une des théories alternatives les plus connues est MOND (MOdified Newtonian Dynamics) qui modifie la loi newtonienne de la gravitation. MOND fut proposée en 1983 par M. Milgrom [Milgrom, 1983] qui fit l'hypothèse que la seconde loi de Newton n'est valable que lorsque l'accélération gravitationnelle est importante. Selon cette théorie, il existerait une accélération limite a_0 séparant deux régimes, pour $|a|>>a_0$ on retrouve le comportement newtonien, pour $|a|<<a_0$ il est nécessaire de modifier la loi de Newton. Dans la plupart des situations$|a|>a_0$, la loi de Newton n'est donc pas modifiée. L'accélération a_0 est alors une constante fondamentale de la nature, l'ajustement de ce paramètre aux courbes de rotation des galaxies donne une valeur numérique de l'ordre de $a_0 \approx 1{,}2\times10^{-10}$ m.s^{-2}. La théorie MOND permet de reproduire avec succès les courbes de rotation des galaxies et peut reproduire un certain nombre d'autres observations. Il est très difficile de départager entre des théories avec matière noire et MOND.
Une observation cruciale pour départager matière noire et MOND a été menée à partir des effets de lentille gravitationnelle et des émissions en rayons X de deux amas en collision appelé « Bullet Cluster ». Clowe et al. mettent en évidence que le potentiel gravitationnel de chaque amas est décalé par rapport aux sources de rayons X [Clowe, 2004; Clowe, 2006].

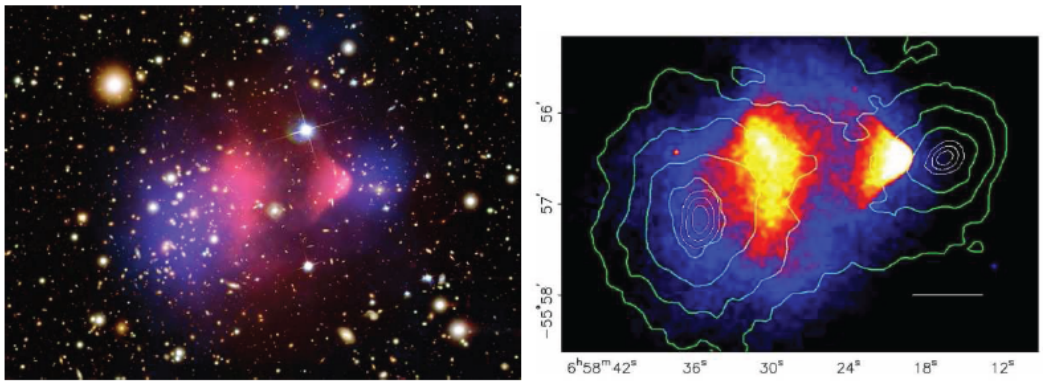


Figure 1.2 : Deux vues du Bullet Cluster, à gauche, l'image représente la matière collisionnelle, les gaz (rouge) et la matière non-collisionnelle, i.e. matière noire et galaxies (bleu). À droite, cartographie du

Bullet Cluster dans les rayons X et les lignes de niveau représentant la densité obtenue par l'étude de lentille gravitationnelle.

Ces observations sont illustrées sur les Figures 1.2. Cette non-correspondance entre la distribution de masse et des sources de rayons X s'explique simplement dans le cas de l'hypothèse de la matière noire. Le gaz, à l'origine des émissions de rayon X, lors de la collision, interagit et est ralenti, tandis que la matière noire et les galaxies sont non-collisionnelles et ne sont pas ralenties par d'autres effets que les effets gravitationnels. Ces distributions sont plus difficilement explicables dans le cadre de la théorie MOND.

1.2 Détection de la matière noire

Le WIMP fait donc l'objet d'une recherche intensive que ce soit auprès des accélérateurs (Large Hadron Collider – CERN) ou à travers des expériences de détection de la matière noire. A ce titre, on distingue deux types d'expériences : les expériences de détection indirecte qui consistent en la détection des produits issus de l'annihilation de WIMPs qui sont engendrés soit dans le Soleil ou dans le halo galactique et les expériences de détection directe qui cherchent à signer une interaction élastique avec un noyau d'une cible terrestre.

1.2.1 Expériences en collisionneurs

Le Large Hadron Collider du CERN est susceptible d'apporter d'importantes découvertes en physique des particules comme la mise en évidence du boson de Higgs, de la supersymétrie, de dimensions supplémentaires, etc. Il serait donc possible de détecter le candidat à la matière noire et d'en mesurer certaines caractéristiques comme la masse. Une courte revue [Baer, 2008] sur l'étude de la matière noire au LHC présente en particulier la production de particules supersymétriques et la cascade de désintégration amenant à la particule supersymétrique la plus légère, candidat potentiel à la matière noire.

1.2.2 Détection indirecte

Les techniques de détection indirecte consistent dans l'observation de radiations issues d'annihilation de WIMPs. Si le flux des produits de décroissance détectés est plus grand que la valeur attendue de sources conventionnelles, ceci peut être vu comme la signature de l'annihilation de matière noire. La plupart des produits d'annihilation possibles sont déjà créés par des sources conventionnelles en grande quantité rendant chaque excès difficile à interpréter. Les zones d'intérêts dans la recherche de flux significatifs sont les régions caractérisées par une haute densité de matière noire. Le centre galactique en est une et serait donc une région d'intérêt pour détecter les produits d'annihilation comme des particules d'antimatière et des photons. Le Soleil et la Terre sont également des centres intéressants pour observer des neutrinos produits par des particules de matière noire diffusés par des noyaux du Soleil et de la Terre. Les particules issues de l'annihilation de WIMPs non chargées comme les neutrinos et les γ présentent l'avantage de conserver la direction initiale de l'annihilation par rapport aux rayons cosmiques chargés. Les signaux les plus étudiés sont les photons γ, les neutrinos de hautes énergies produits dans le centre du soleil ou de la terre, les positons, antiprotons et

antideutons. Nous ne détaillerons pas ici les expériences développées dans le cadre de la détection indirecte.

1.2.3 Détection directe

1.2.3.1 Principe de détection

Le principe des expériences de détection directe est simple. Dans l'hypothèse où notre galaxie serait immergée dans un halo de matière noire de WIMPs, une partie de ces particules traverserait la Terre avec une probabilité d'interaction très faible. Ces expériences vont chercher à détecter l'interaction de WIMPs avec des détecteurs terrestres lors de la diffusion élastique de la particule de matière noire sur un noyau de la cible.

1.2.3.2 Taux d'évènements

Il est possible de calculer un taux d'évènements par unité de temps et par unité de masse du détecteur connaissant la densité et la distribution des vitesses du WIMP ainsi que la section efficace de diffusion WIMP-noyau.

- Densité et distribution des vitesses du WIMP

Les ordres de grandeur couramment utilisés sont une densité locale de matière noire $\rho \approx 0.3$ GeV/c^{-2}.cm^{-3} et une distribution maxwellienne de vitesse centrée en $v \approx 230$ km/s correspondant à la vitesse du système solaire dans la galaxie [Smith, 1990].

- Modulation annuelle

Par rapport à la galaxie, la vitesse de la Terre est somme de la vitesse du Soleil, soit 230 $km.s^{-1}$, et celle de rotation de la Terre autour du Soleil, soit 30 $km.s^{-1}$. En tenant compte de l'angle de 60° de l'orbite terrestre avec le plan galactique, la variation de la vitesse de la Terre dans la galaxie est de ±7 % conduisant à une modulation annuelle du flux de WIMPs qui peut se traduire par une signature expérimentale intéressante du signal astrophysique à détecter.

- Section efficace

Le taux des évènements WIMPs dans un détecteur est fonction du type de couplage entre un WIMP et un noyau cible. Le couplage peut être soit une interaction scalaire (ou indépendante du spin) qui dépend seulement de la masse des noyaux, soit une interaction axiale (ou dépendante du spin) où le WIMP se couple avec le spin des noyaux [Kurylov 2004]. Dans le premier cas, tous les nucléons contribuent significativement à l'interaction. Dans le second cas, seuls les nucléons appairés vont contribuer à l'interaction parce que les spins des A nucléons du noyau sont systématiquement anti-alignés. Les sections efficaces de collision WIMP-noyau peuvent être écrites de la façon suivante :

$$\sigma_{A_ID} \approx \left(\frac{\mu_A}{\mu_n}\right)^2 \times \sigma_n \times A^2 \qquad \text{(Indépendante du spin)} \tag{1.4}$$

$$\sigma_{A_DS} = \left(\frac{\mu_A}{\mu_n}\right)^2 \times \sigma_n \times C \times J(J+1) \qquad \text{(Dépendante du spin)} \qquad (1.5)$$

avec σ_n section efficace d'interaction WIMP-nucléon, A le numéro atomique, $\mu_A = \frac{M_W M_A}{M_W + M_A}$ et $\mu_n = \frac{M_W M_n}{M_W + M_n}$ sont les masses réduites associées au noyau cible et au proton et C est un facteur inférieur à 1 qui dépend des détails de la structure des noyaux.

Puisque le rapport $\left(\frac{\mu_A}{\mu_n}\right)^2 \approx A^2$, la section efficace indépendante du spin sera donc favorisée d'autant plus que A est grand. Les expériences directes chercheront donc à employer des cibles avec un numéro atomique aussi grand que possible.

Selon les modèles théoriques les sections efficaces σ_{A_ID} attendues sont de l'ordre de 10^{-8} pb. La valeur typique du taux d'évènements attendue est alors de 0,1 évènement/kg/jour, unité habituellement employée. Cette valeur implique le besoin d'exposer la plus grande masse d'absorbeur possible sur des temps de mesure très longs nécessitant des dispositifs expérimentaux stables

1.2.3.3 Contraintes de détection

La cinématique et les probabilités des domaines de masse et de vitesse de la particule impliquent un spectre de reculs nucléaires avec des énergies inférieures à ~100 keV. Cette caractéristique associée à un taux très bas d'interaction impose trois exigences dans la technologie des détecteurs à WIMP : une énergie seuil basse (~10 keV), une grande masse de détecteur et un faible bruit de fond. En effet, le taux d'interaction des WIMPs est inférieur de plusieurs ordres de grandeurs aux taux engendrés par les rayons cosmiques ou par la radioactivité naturelle dans les détecteurs. Les expériences de détection de WIMPs doivent donc être à très bas bruit de fond.

1.2.3.4 Méthodes de détection de l'énergie de recul d'un WIMP

Les expériences de détection directe de WIMPs cherchent alors à mesurer l'énergie déposée de différentes façons selon la cible utilisée :

- *Mesure de charges* : Le noyau de recul peut ioniser le milieu par paires électron-ion dans les gaz ou générer des paires électron-trou dans les semi-conducteurs. L'application d'un champ électrique permet alors de collecter ces charges.

- *Mesure de la dissipation de chaleur* : Le dépôt d'énergie engendré par le WIMP génère une émission de phonons qui peut être détectée en mesurant l'élévation de température.

- *Mesure de la scintillation* : Le dépôt d'énergie s'accompagne dans certains matériaux par l'émission de lumière. Les électrons du milieu cible ou d'un dopant de ce milieu sont excités indirectement par le recul nucléaire engendré par le WIMP et se

désexcitent ensuite en émettant des photons dans le visible ou l'ultraviolet. C'est le processus de scintillation.

Parce que le rapport ionisation/phonon ou luminescence/phonon n'est pas le même pour les reculs électroniques ou nucléaires, des techniques de discrimination peuvent être utilisées pour rejeter une grande partie du bruit de fond composé essentiellement d'évènements issus de reculs électroniques. Les différentes stratégies utilisées sont présentées dans le paragraphe suivant. Une description plus précise de la nature de ce bruit de fond sera donnée dans la section suivante.

1.2.3.5 Principales expériences de détection directes

Le tableau 1.1 présente les stratégies de détection des principales expériences de détection de matière noire.

Expérience	Méthodes de détection	Absorbeur	Site	Référence
CDMS II	Ionisation / Chaleur	Ge	Soudan (Etats-Unis)	[CDMS. 2008]
EDELWEISS II	Ionisation / Chaleur	Ge	Modane (France)	[EDELWEISS 2010]
DAMA/LIBRA	Lumière	NaI	Boulby (Angleterre)	[Bernabei, 2008]
DRIFT II	Ionisation	CS_2	Boulby (Angleterre)	[Pipe 2010]
ROSEBUD	Lumière / Chaleur	BGO/Saphir/LiF	Canfranc (Espagne)	[ROSEBUD, 2010]
XENON 10	Ionisation / Lumière	Xenon (liquide et gaz)	Gran Sasso (Italie)	[Angle, 2008]
ZEPLIN III	Ionisation / Lumière	Xenon (liquide et gaz)	Boulby (Angleterre)	[Lebedenko, 2009]
EURECA	Ionisation / Chaleur Lumière / Chaleur	Ge $CaWO_4$, $ZnWO_4$	Modane (France)	

Tableau 1.1 : Résumé des principales expériences de détection directe de matière noire actuelles et à venir classées en fonction des méthodes de détection utilisées.

ROSEBUD est un banc expérimental de détection directe de la matière noire installée dans le tunnel du Canfranc (Pyrénées), en collaboration avec le département de Physique Nucléaire et des Hautes Energies de l'Université de Saragosse (Espagne) et l'Institut d'Astrophysique Spatiale d'Orsay. Les détecteurs utilisés sont des bolomètres massifs (de 50 à 200g), refroidis à 20mK, en BGO ($Bi_4Ge_3O_{12}$), saphir et fluorure de lithium (^6LiF) mesurant à la fois la lumière et la chaleur.

Les expériences CDMS (Soudan Underground Facility, Etats Unis) et EDELWEISS II (Laboratoire Souterrain de Modane, France) utilisent une double lecture des signaux chaleur et ionisation avec du germanium et l'expérience Xenon 10 permettent actuellement de mettre des bornes supérieures sur la section efficace de diffusion WIMP-nucléon. Ces expériences atteignent des sections efficaces de détection de l'ordre de 10^{-7} pb. La prochaine génération de ces expériences, telle que EURECA, utilisera une masse de détecteurs proche de la tonne dans l'objectif d'atteindre des sensibilités inférieures à 10^{-9} pb et quelques évènements/tonne/an. La multiplicité des axes de détection rend complémentaire toutes ces différentes expériences pour contraindre les limites des modèles théoriques et rend possible une identification de la vraie nature du WIMP, s'il existe.

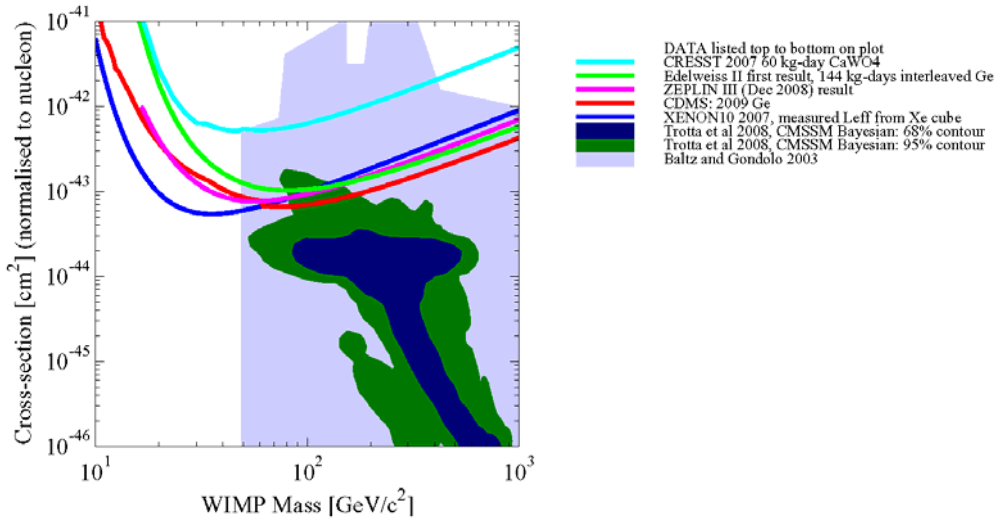


Figure 1.3 : Limites actuelles de la section efficace WIMP en fonction de la masse du WIMP par rapport aux domaines d'existence des prédictions théoriques du CMSSM (modèle supersymétrique minimal contraint) pour différentes expériences de matière noire pour le couplage spin-indépendant.

(http://dendera.berkeley.edu/plotter/entryform.htm)

1.2.3.6 Bruit de fond des expériences souterraines

De nombreuses expériences sont conçues pour détecter des particules venant de sources astrophysiques comme les WIMPs mais aussi les neutrinos ou bien pour rechercher des processus faibles comme la désintégration double bêta. Ces phénomènes, extrêmement rares, sont très difficiles à distinguer d'autres signaux plus ordinaires qui viennent des rayonnements cosmiques et de la radioactivité naturelle. La meilleure manière de se protéger des rayonnements cosmiques est donc de réaliser ces expériences en souterrain, parce que de cette façon les couches environnantes de roche réduisent leur flux de plusieurs ordres de grandeur (10^5-10^7 selon la surface). Néanmoins, beaucoup de sources de fond sont encore présentes, principalement provenant de la radioactivité naturelle. La sensibilité de ces expériences est limitée par ce bruit de fond radioactif. On distingue plusieurs types bruits de fond :

- *Le bruit de fond gamma* : Ce bruit de fond est essentiellement dû : à une contamination du cuivre des matériaux utilisés par du ^{60}Co, à l'uranium et au thorium ainsi qu'au ^{40}K.

  Ce bruit peut être réduit en utilisant du plomb. Le plomb est efficace contre les gammas à cause de son numéro atomique élevé. Cependant, il peut être radioactif ce qui a pousse les expériences à utiliser du plomb archéologique (non radioactif) pour les masses de plomb proches des détecteurs. De plus, les matériaux utilisés dans l'environnement des détecteurs sont purifiés par nettoyage chimique mécanique pour obtenir une basse radioactivité.

- *Le bruit de fond alpha et β*: Les composantes du bruit de fond α et β proviennent essentiellement de la décroissance du radon. Le radon est un gaz rare provenant de la roche des galeries souterraines. Il peut se déposer directement sur la surface des détecteurs ou à travers des produits de décroissance radioactive comme le polonium. Le polonium peut s'implanter dans la surface de la cible et décroître dans le volume du détecteur en générant des noyaux de reculs.

  Les alpha seront réduits en utilisant des matériaux très purs pour les expériences et en travaillant dans des conditions de chambre blanche. Pour ce prémunir du dépôt de radon sur les détecteurs, les expériences peuvent travailler sous un flux d'argon constant.

- *Le bruit de fond neutronique* : Ce bruit provient de la roche, de la fission d'éléments lourds mais aussi de l'interaction de rayons cosmiques avec la matière. Cette source de bruit est développée dans le chapitre suivant.

1.3 Le bruit de fond neutronique dans les laboratoires souterrains

Les neutrons sont une source de fond pour toutes les expériences recherchant des évènements rares puisqu'ils peuvent produire, par interaction directe ou par production de particules secondaires, des signaux non dissociables de ceux recherchés. Les neutrons peuvent reproduire l'interaction du neutrino, celle du WIMP et les signaux de la décroissance double-bêta par les réactions Ge(n,n'γ), Pb(n,n'γ) et Cu(n,n'γ) ou en produisant des isotopes radioactifs de longue vie [Mei, 2006]. Dans cette section nous allons décrire les différentes sources de neutrons en souterrain.

1.3.1 Origines du fond neutronique

Dans les laboratoires souterrains une large contribution du fond radioactif naturel est due aux neutrons dont la gamme d'énergie s'étend des neutrons thermiques aux neutrons de plusieurs GeV. Trois processus participent à la création de ces neutrons:

- La radioactivité naturelle de la roche : C'est la principale source de neutron en souterrain. Les neutrons produits proviennent de réactions (α,n) ou de processus de fission de l'uranium et du thorium de la roche. Leur flux dépend de la composition de

la roche dans laquelle le laboratoire a été réalisé et de la qualité du béton (si présent) utilisé durant la construction. Le flux de neutron est rapidement indépendant de la profondeur. Cependant, pour de grands laboratoires souterrains, le taux de neutrons peut varier d'une place à une autre à cause de la différence de concentration d'émetteur α (principalement à cause du radon). Cet effet peut être vu sur la Figure 1.4 qui montre le spectre en énergie simulé de neutrons à l'intérieur du hall A et du hall C du LNGS (Laboratoire National du Gran Sasso) en Italie [Wulandari, 2004] : la différence entre les deux spectres montrés n'est pas négligeable. Deux contributions peuvent être notées : la première en dessous de 4 MeV due à l'uranium-238 et aux réactions de fission des éléments similaires ; la deuxième au dessus de 4 MeV due aux réactions (α,n). Leur direction est supposée être presque isotrope puisqu'ils sont générés de façon presque homogène à l'intérieur de la roche environnante.

- Les neutrons induits par des muons : le flux total de ces neutrons est de 2 à 3 ordres de grandeur inférieur à celui induit par la radioactivité (le rapport varie pour chaque laboratoire souterrain). Cependant pour des énergies au dessus de 10 MeV, le flux total de neutrons dans les sites souterrains est seulement dû aux muons. Ils sont générés par des réactions nucléaires qui peuvent survenir au cours de la propagation des muons. Ils sont typiquement produits dans la roche environnante ou dans les matériaux qui sont présents à l'intérieur du laboratoire [Chabert, 2004 ; Araújo, 2008]. Le spectre en énergie des neutrons induits par les muons dépend faiblement de la composition de la roche. Il dépend surtout de l'énergie des muons qui est directement liée à la profondeur de roche traversée. Des simulations de spectre en énergie de neutrons induits par des muons ont été réalisées par Mei et al. [Mei, 2006] et sont présentées sur la Figure 1.5. La forme des spectres en énergie est pour tous similaire mais le flux de neutrons dépend bien de la profondeur des laboratoires. Cependant ces simulations ne donnent pas d'information sur les neutrons avec une énergie inférieure à 100 MeV qui sont les neutrons les plus limitant pour les expériences de détection directe de matière noire.

- La fission de l'Uranium-238 contenu en faible quantité dans les blindages de plomb entourant les détecteurs.

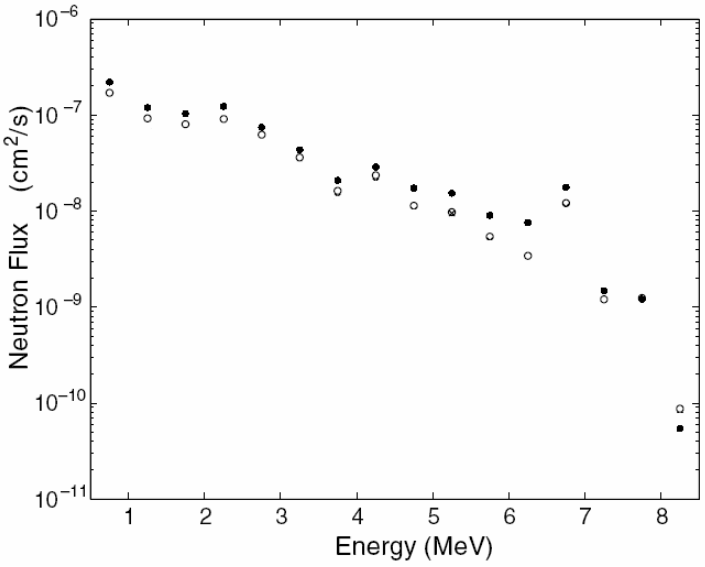


Figure 1.4 : Débits de fluence calculés au laboratoire du Gran Sasso en Italie au hall A (cercle plein) et au hall C (cercle vide)

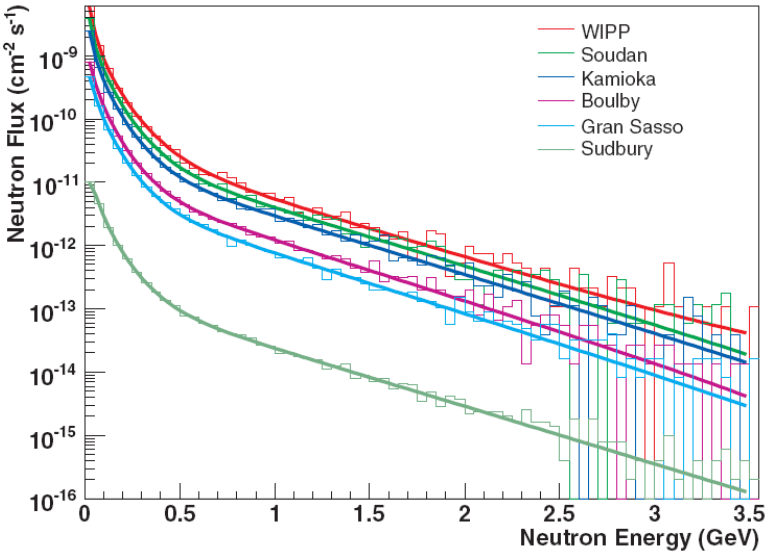


Figure 1.5 : Simulation de la distribution en énergie du débit de fluence neutronique dû aux muons en fonction de la profondeur des laboratoires

Ces trois processus peuvent schématiquement être représentés comme suit :

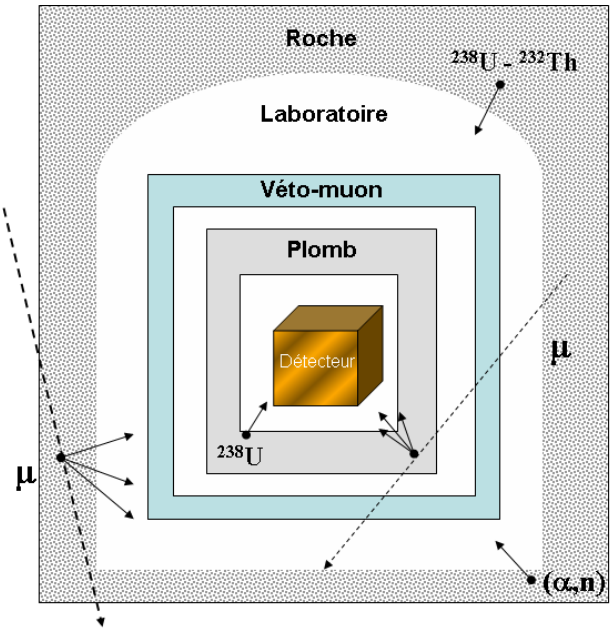


Figure 1.6 : Schéma résumant les différents types de production de neutrons (symbolisés par une flèche pleine) : la radioactivité naturelle de la roche (^{238}U, ^{232}Th) ; la fission de l'^{238}U dans le plomb du blindage et la production par les muons de haute énergie (μ).

1.3.2 Suppression du fond induit par les neutrons

Plusieurs stratégies sont employées pour supprimer ce bruit de fond neutronique par les expériences d'évènements rares:

- *Des expériences souterraines* : Pour réduire le fond neutronique induit par les rayons cosmiques, les expériences se placent dans des laboratoires souterrains où la roche offre un blindage naturel comme dans la mine du Soudan dans le Minnesota (USA) avec un blindage naturel de ~2000 mwe (mwe pour mass water equivalent) ou dans le laboratoire du Gran Sasso avec 3000 mwe.

- *Des Véto-muon* : Pour rejeter les évènements neutrons dû aux muons, une corrélation entre la détection de ces muons par des scintillateurs plastiques placés autour des détecteurs et la détection d'un évènement par le détecteur dans la bande d'énergie attendue pour les reculs nucléaires est réalisée. S'il y a coïncidence, cet évènement pourra être rejeté en tant que neutron.

- *Des blindages de polyéthylène* : Le fond résiduel de neutrons qui ne peut pas être éliminé par le véto-muon peut créer des évènements dans les détecteurs. Contre ce flux de neutrons, des boucliers de polyéthylène sont utilisés. Le polyéthylène a une grande densité d'hydrogène qui permet de ralentir très efficacement ces neutrons par diffusions

élastiques. L'épaisseur de ces blindages est fonction du flux résiduel désiré sur le détecteur.

- *Segmentation* : un moyen de réduire ce bruit de fond est d'étudier le nombre d'interactions des neutrons. Dans le cadre de la détection directe de la matière noire, compte tenu des probabilités d'interaction des WIMPs dans la matière, il est très peu probable qu'un WIMP interagisse plus d'une fois dans un détecteur ou interagisse successivement dans deux détecteurs différents. Les neutrons, eux, ont une probabilité non nulle de donner deux interactions dans le même détecteur (ce qui ne permet toutefois pas pour discriminer un WIMP) mais aussi de donner deux interactions dans des détecteurs différents, ce qui "signera" comme "non WIMP" l'événement. Dans cette optique, l'utilisation de plusieurs détecteurs de masses réduites à la place d'un seul détecteur de masse élevée (choix dû également à des limitations technologiques, pour garantir un bon seuil de détection) favorise ce type de rejet.

L'expérience EDELWEISS II, pour s'affranchir des neutrons, utilise les différents blindages précédemment cités comme le montre la Figure 1.7.

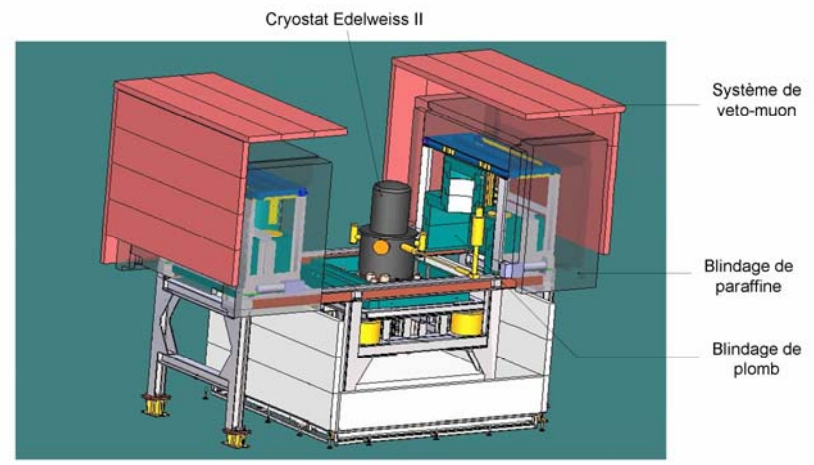


Figure 1.7 : Vue schématique de l'expérience Edelweiss II avec ses différents blindages. L'étage supérieur est placé en salle blanche. L'étage inférieur est dédié aux asservissements cryogéniques et à une partie de l'électronique [EDELWEISS, 2010].

1.3.3 Besoin de spectrométrie de neutrons rapides

1.3.3.1 Estimation du flux de neutrons

Le flux de neutron de la roche est estimé à partir des niveaux de contamination mesurés d'uranium et de thorium. Cependant, de grandes incertitudes peuvent s'introduire dans ce type de calcul :

- Les sections efficaces de la réaction (α,n) ne sont pas connues avec une grande précision pour un grand nombre d'isotopes, et les spectres en énergie des neutrons émis encore moins. Les simulations Monté Carlo neutroniques ont besoin d'être testées

intensivement et doivent utiliser des librairies sur les sections efficaces d'interaction neutroniques les plus précises possibles.

- Les mesures de concentrations de U/Th ne fournissent pas des résultats précis sur les concentrations présentes. Si de telles mesures sont faites en utilisant des spectromètres de masse alors seuls quelques échantillons peuvent être testés et les résultats reposent alors sur la supposition que la concentration de U/Th dans la roche est uniforme. De plus, la fraction d'eau (hydrogène) peut varier et reste difficile à estimer influant sur le flux de neutrons résiduel.

Finalement, la composition exacte de la roche ne peut être connue avec une très grande précision. Donc des mesures directes du flux de neutrons de la roche sont importantes pour participer à l'amélioration des calculs basés sur les mesures de concentration de U/Th.

1.3.3.2 Spectre en énergie

Puisque les flux de muons et l'intensité de la radioactivité dépendent de la localisation du laboratoire, le spectre des neutrons souterrains change de site en site. Le spectre en énergie est la conséquence directe de deux différentes contributions : pour des énergies de neutrons $E_{neutrons} \leq 10$ MeV, il est dominé par la radioactivité tandis que pour $E_{neutrons} \geq 10$ MeV, les muons sont la seule source dominante. Quelques mesures directes du flux de neutrons sont présents dans la littérature [Belli, 1989 ; Arneodo, 1997 ; Araújo, 2008 ; Yakushev, 2010] sur quelques énergies notamment dans le domaine des neutrons thermiques et pour beaucoup de laboratoires souterrains profonds, uniquement des simulations sont disponibles [Mei, 2006 ; Wulandari, 2004 ; Carson, 2004 ; Kudryavtsev, 2003].

Afin de se convaincre de l'importance des neutrons dans les expériences de détection directe de matière noire, une application numérique peut être faite. L'énergie de recul maximale dans du ^{72}Ge, obtenue avec un neutron d'énergie cinétique incidente 0,5 MeV ou un WIMP de masse 100 GeV/c^2 (d'énergie cinétique ~ 30 keV), sont du même ordre de grandeur (~ 30 keV). Cela signifie que les WIMPs, avec une masse comprise entre 1 et 100 GeV/c^2, et des neutrons, d'énergie cinétique comprise entre 1 et 10 MeV, donnent le même signal dans du germanium. Ce résultat est un argument indiscutable pour une amélioration des outils de compréhension du fond des neutrons rapides en souterrain sur une gamme d'énergie de 10 keV à 20 MeV.

Conclusions

La matière noire qui représenterait à elle seule 23 % de la masse de l'Univers reste à ce jour indétectée. Nous avons brièvement fait la revue des différentes observations expérimentales ayant amené l'hypothèse de son existence, des candidats constitutifs possibles de cette matière noire et des différentes expériences de détection directe développées.
Le taux des évènements recherchés par ces expériences étant très faible (~0,1 evt/kg/jour), il implique des masses de détecteur élevées et de longs temps d'exposition. Le facteur limitant de ces expériences est le bruit de fond radioactif notamment dû aux neutrons qui doit donc être réduit au minimum.
Les neutrons sont en effet la source de fond la plus importante puisqu'ils donnent le même signal qu'un WIMP. Le flux de neutrons issu de la roche domine sur les autres sources de

neutron, à basse énergie. La suppression de ce flux peut être partiellement réalisée en installant des blindages à base d'hydrogène autour du détecteur. Cependant une suppression totale de ce fond est impossible : avoir une meilleure connaissance sur ce fond de neutrons et améliorer les moyens de réduction de ce fond, sont les arguments pour le développement de techniques de détection directe des neutrons et notamment d'une spectrométrie de neutrons dédiée.

Chapitre 2

La spectrométrie des neutrons

La spectrométrie des neutrons consiste à mesurer la distribution en énergie de la fluence neutronique. Elle est un des points clefs des expériences de détection de la matière noire mais aussi dans la radioprotection des neutrons. Dans ce chapitre nous présenterons les techniques de détections des neutrons. Pour cela, nous décrirons dans un premier temps les propriétés et les différents processus d'interaction des neutrons avec la matière, puis nous détaillerons les méthodes et les instruments utilisés pour la détection des neutrons et plus précisément les choix techniques possibles afin de réaliser un spectromètre pour les neutrons rapides.

2.1 Propriétés des neutrons

2.1.1 Classification des neutrons

Le tableau 2.1 suivant donne de façon générale les domaines d'énergie employés et le nom associé aux neutrons dans ces gammes d'énergie. Ces différents domaines et leur appellation peuvent varier d'un domaine d'application à un autre.

Nom	Energie
Froid	0 – 0,025 eV
Thermique	0,025 eV
Epithermique	0,025-0,4 eV
Cadmium	0,4-0,6 eV
Epicadmium	0,6-1,0 eV
Lent	1 – 10 eV
Resonances	1 - 300 eV
Intermédiaire	300 eV - 1 MeV
Rapide	1 – 20 MeV
Relativistique	> 20 MeV

Tableau 2.1 : Classification des neutrons [Carron, 2007]

Les neutrons en équilibre thermique avec leur environnement à la température T acquièrent une distribution en énergie de Maxwell-Botlzmann avec une énergie moyenne k_BT, k_B constante de Boltzmann (0,025 eV à température ambiante). Donc les neutrons à cette énergie sont appelés neutrons thermiques même s'ils ont une distribution en énergie. Les neutrons avec des énergies inférieures aux neutrons thermiques sont nommés neutrons froids. Ces derniers sont produits à partir de neutrons d'énergie supérieure qui sont ralentis en passant à travers soit de l'azote liquide, soit de l'hydrogène liquide ou de l'hélium liquide jusqu'à ce qu'ils arrivent à l'équilibre thermique à la température plus basse. Les neutrons avec une énergie comprise entre 1 et 20 MeV sont appelés neutrons rapides, domaine d'énergie correspondant communément aux neutrons issus de réactions nucléaires de fission ou de fusion.

2.1.2 Dualité onde corpuscule du neutron

Comme toute particule microscopique, le neutron a non seulement un aspect corpusculaire, mais aussi un aspect ondulatoire. La longueur d'onde associée au neutron se calcule à partir de l'équation de de Broglie :

$$\lambda = \frac{h}{mv} \text{ ou } \lambda(A°) = \frac{3956}{v(m/s)} \tag{2.1}$$

Où h est la constante de Planck, m la masse du neutron (939,565 MeV.c^{-2} ou 1,674 94×10^{-27} kg) et v la vitesse du neutron.

Si on exprime λ en fonction de l'énergie E du neutron, pour E ≤ 1 MeV (cas non-relativiste), il vient :

$$E = \frac{3}{2}k_BT = \frac{1}{2}mv^2 = \frac{h^2}{2m\lambda^2} \tag{2.2}$$

D'où $\lambda = \frac{h}{\sqrt{2Em}}$ soit $\lambda(A°) = \frac{0,286}{\sqrt{E(eV)}}$ avec k_B constante de Boltzmann. (2.3)

Pour les neutrons rapides, cette longueur d'onde est de l'ordre de la taille des noyaux (2,9×10^{-5} nm pour des neutrons de 1 MeV) et pour les neutrons thermiques en revanche, cette longueur d'onde est de l'ordre de la taille des atomes (0,18 nm pour des neutrons de 25 meV). Les longueurs d'ondes des neutrons froids sont tout à fait appropriées pour l'étude de structure atomique et l'énergie de ces neutrons est très bien adaptée à l'étude des mouvements atomiques et moléculaires (diffusions, vibrations, etc). Les rayons X (ondes électromagnétiques) interagissent avec les électrons. L'analyse de structure par diffraction des rayons X mènera donc à la densité électronique des atomes favorisant la mise en évidence des éléments à grand Z. L'interaction nucléaire des neutrons (ondes corpusculaires) s'effectue elle avec le potentiel nucléaire. L'analyse de structure par diffraction des neutrons mène donc à la localisation des noyaux atomiques. Différents isotopes d'un élément peuvent être alors distingués et les éléments légers peuvent être étudiés en détail. Cette dualité fait des neutrons des sondes intéressantes et riches de possibilités pour l'étude de la matière, complémentaires des rayons X.

2.2 Interaction des neutrons avec la matière

N'étant pas soumis aux forces d'attraction coulombienne, le neutron interagit principalement avec les noyaux atomiques. Dans cette partie, nous allons présenter les réactions possibles entre un neutron et un noyau.

2.2.1 Diffusion élastique

Au cours d'une diffusion élastique, un neutron heurte un noyau en lui transférant de l'énergie. La quantité d'énergie transférée varie selon les masses des deux objets. Lorsque ces masses sont voisines, toute l'énergie cinétique du neutron peut être transmise à la cible. Ceci est le cas des collisions entre un neutron et un proton. Pour des noyaux plus lourds, seule une fraction de l'énergie cinétique du neutron est absorbée par le noyau. Pour transférer toute son énergie, le neutron doit donc heurter une particule de masse identique mais également le faire de manière frontale sinon le neutron est seulement dévié lors de la collision et seule une partie de son énergie est transférée. Cette réaction est notée (n, n). Ce type d'interaction est toujours énergétiquement possible, il n'y a pas donc pas là de notion de « seuil » de réaction.
La relation entre E_{cible}, l'énergie transférée au noyau cible et E_n l'énergie cinétique du neutron incident s'écrit :

$$E_{cible} = \frac{4m_n \times m_{cible}}{(m_n + m_{cible})^2} \times E_n \times \cos^2\theta \qquad (2.4)$$

avec m_{cible} la masse du noyau, m_n la masse du neutron, θ l'angle de diffusion du noyau cible dans le centre de masse. Deux cas surviennent alors :

Si $m_{cible} = m_n$ (cas de l'atome d'hydrogène où m représente le nombre de masse), l'énergie maximale transférable est égale à celle du neutron incident pour une cible « hydrogénée ». Mais ceci n'est réalisable que dans le cas particulier d'une collision frontale à angle de diffusion nul. Dans le cas le plus courant, à un angle de donné différent de 0, l'énergie cédée sera inférieure à l'énergie du neutron incident. Il y a apparition de protons de recul facilement détectables.

Si $m_{cible} >> m_n$ (cas des matériaux lourds), l'énergie maximale transférée au matériau cible peut s'exprimer par la relation simplifiée :

$$E_{max\ cible} = \frac{4m_n}{m_{cible}} \times E_n \qquad (2.5)$$

Si on simplifie la formule (2.4) en posant $m_n = 1$ et $m_{cible}=A$, on obtient :

$$E_{cible} = \frac{4A}{(A+1)^2} \times E_n \times \cos^2\theta \qquad (2.6)$$

Plus le noyau sera lourd, moins la perte d'énergie à chaque interaction sera importante. Donc les matériaux lourds seront de mauvais ralentisseurs des neutrons mais de bons diffuseurs.

2.2.2 Diffusion inélastique

Il existe deux types de diffusion inélastiques : non-résonante et résonante (cf 2.2.6). Lors de cette diffusion, il n'y a pas conservation de l'énergie cinétique. Le neutron est absorbé par le noyau et un neutron de plus faible énergie est réémis très rapidement, la différence d'énergie étant conservée par le noyau sous forme d'énergie d'excitation. Du fait de l'existence de niveaux d'excitation possibles du noyau, cette interaction n'est possible que si l'énergie du neutron est supérieure au premier niveau énergétique du noyau cible. La désexcitation du noyau se fera par émission d'un photon gamma qui emporte la différence d'énergie. Cette réaction est notée (n, n'γ).

2.2.3 Capture radiative

Au cours d'une capture radiative, un noyau composé se désexcite en n'émettant que des photons gamma. Le noyau produit est un isotope du noyau cible. Son nombre de masse augmente de 1. Cette réaction est notée (n, γ).
Si le noyau obtenu est radioactif on dit qu'il y a eu activation. Le type de radioactivité consécutive est alors l'émission β- puisque le rapport du nombre de neutrons sur le nombre de protons aura augmenté conduisant à un excès de neutrons.

2.2.4 Capture non radiative

Dans ce cas, le noyau composé se désexcite par l'émission d'un certain nombre de particules du noyau, sous réserve que l'énergie soit suffisamment importante. Ces particules pourront être des particules chargées ou des neutrons.

- Emission de neutrons

Ce cas est similaire à une diffusion inélastique, où le neutron est réémis immédiatement suivi, si l'énergie d'excitation est suffisante après cette première phase, de l'émission d'un autre neutron. Cette réaction est notée (n,2n) et présente un seuil puisqu'il est nécessaire de fournir un travail pour extraire un des neutrons.
Les deux exemples ci-dessous donnent des valeurs extrêmes d'énergies seuil :

$^{9}Be(n,2n)^{8}Be$ avec $E_{n\ seuil} = 1,85$ MeV
$^{4}He(n,2n)^{3}He$ avec $E_{n\ seuil} = 25,72$ MeV

Ce type de réaction peut être utilisé pour faire la dosimétrie des neutrons rapides en cas d'accident de criticité.

- Fission

La fission a lieu lorsqu'un noyau lourd capture un neutron et que le noyau composé alors formé se désintègre en plusieurs fragments moyennement lourds (généralement radioactifs) accompagnés de neutrons. La fission est dite ici induite à l'inverse d'une fission spontanée qui ne nécessite pas d'apport d'énergie.

- Emission de particules chargées / Transmutation

Un noyau composé qui a absorbé un neutron peut se désexciter en émettant une particule chargée : un proton ou une particule alpha par exemple. Un noyau différent est alors produit par cette réaction nommée transmutation. Cette réaction est notée (n, p) si c'est un proton qui est émis ou (n, α) si c'est une particule alpha qui est émise.

2.2.5 Section efficace des neutrons

On appelle section efficace neutronique σ la probabilité de réaction d'un noyau cible soumis à un bombardement de neutrons. Un noyau présente des sections efficaces différentes pour chacune des réactions neutroniques. Les sections efficaces sont mesurées en barn (1 barn étant équivalent à 10^{-24} cm^{-2}). On peut se représenter la section efficace neutronique, dont les dimensions sont celles d'une surface, comme la cible effective présentée par noyau bombardé par un neutron.

2.2.6 Résonances

Un noyau possède des états d'énergie propre. Si l'énergie du neutron incident est telle que l'énergie du noyau composé correspond exactement à l'un des niveaux d'énergie, le noyau entre en résonance et la probabilité de réaction devient très grande.

2.3 Les sources de neutrons

Les champs neutroniques peuvent être produits par fission spontanée de radionucléides ou par des réactions nucléaires induites. Ces réactions nucléaires sont habituellement produites dans des réacteurs ou en laboratoires avec des accélérateurs de particules chargées et différents types de matériaux cibles. Un résumé des processus de production avec une description des spectres en fluence associés est donné dans le tableau 2.2 [Lacoste, 2010b].

Processus	**Exemple**	**Distribution en énergie de la fluence neutronique**
Fission spontanée	^{252}Cf	Maxwellienne, ($E_{moyenne}$ = 2 MeV)
Fission induite par neutrons	$^{235}U(n,f)$	Spectre de fission (maxwellien)
Sources radio-isotopiques (α,n)	$\alpha + {}^{9}Be \rightarrow {}^{12}C + n$	Neutrons mono ou polyénergétiques (courte demi-vie des émetteurs X)
Réaction directe par particule chargée	$^{2}H(d,n)^{3}He$	Neutrons monoénergétiques
Réaction de rupture par particule chargée	$^{2}H(d,np)^{2}H$	Distribution en énergie large ($E_{moyenne}$ max ~ 0,5 E_d)
Réaction par spallation	$^{238}U(p,20n)$	Distribution en énergie large (E_n max ~ E_p)

Tableau 2.2 : Processus de production des neutrons

2.4 Les champs neutroniques

Il existe une grande variété de champs neutroniques, généralement associée à un grand nombre de photons, comme ceux rencontrés dans l'industrie nucléaire, dans les laboratoires de recherche, dans des sites où des sources de radionucléides sont utilisées pour des tests ou des procédures de contrôle et dans l'environnement, particulièrement à haute altitude.

- Champs dans les centrales nucléaires

Ces champs neutroniques ont pour origine la fission spontanée ou la fission induite par neutrons et des réactions (alpha,n). Ils sont produits dans des usines d'enrichissement combustibles, dans des centrales nucléaires, autour des containers de transport et au niveau des sites de stockage. En général, ces sources de neutrons sont confinées avec des matériaux absorbants et modérateurs tel que l'eau, le polyéthylène, l'eau lourde et le béton.

- Utilisation des sources radionucléides

Les sources de radionucléides sont utilisées dans de nombreuses applications telles que la recherche d'hydrocarbure, la recherche de fuites d'eau et d'infiltration par sonde neutronique, le calibrage d'instruments, etc. Les champs neutroniques sont produits par fission spontanée par des réactions principalement (alpha,n). Les sources sont habituellement de petite taille mais le débit d'émission de neutrons peut atteindre 10^{10} s^{-1}. Dès lors, des précautions et des blindages doivent être considérés pour leur utilisation et l'entreposage.

- Les champs dans les centres de recherches nucléaires

Ces champs sont produits soit comme faisceaux primaires soit comme faisceaux secondaires où ils sont dès lors considérés comme des rayonnements parasites. Les neutrons sont principalement produits par des réactions (p,n) ou (d,n) à l'aide d'accélérateurs ou dans de réacteurs nucléaires. Ils sont utilisés dans de nombreux sujets de recherche comme les techniques de diffusion neutroniques. L'énergie des neutrons dépend du processus de production et peuvent atteindre des valeurs extrêmes (par exemple les neutrons froids et thermiques à l'Institut Paul Scherrer). Les spectres des champs neutroniques peuvent s'étendre du domaine thermique jusqu'à des énergies supérieures à 100 MeV voire du GeV. Les conditions de blindages sont extrêmement rigoureuses.

- Les neutrons dans le milieu médical

Depuis plusieurs années, les neutrons sont utilisés dans les thérapies de traitement de tumeurs. Ces faisceaux de neutrons sont produits par des protons et des deutons de haute énergie, projetés sur des cibles mince de béryllium. L'énergie des particules incidentes peut varier d'un minimum de 35 MeV jusqu'à 50 MeV pour les deutons et 65 MeV pour les protons. Les protons sont préférés parce qu'ils peuvent être accélérés à de plus hautes énergies et donc peuvent produire des neutrons de plus hautes énergies qui ont une longueur de pénétration plus grande avec une dose plus grande par unité de courant [Lacoste, 2010b].

Des neutrons secondaires sont cependant produits et induisent aux patients des doses indésirées sur tout le corps. La mesure de ces champs est difficile puisqu'ils sont de hautes énergies et pulsées

- Le rayonnement et les accélérateurs hautes énergies

Les particules des rayonnements cosmiques, principalement des protons, interagissent avec l'atmosphère terrestre produisant un spectre large de neutrons avec des pics proche de 100 MeV (réactions de spallation) et 1 MeV (évaporation). La forme du spectre est indépendante de l'altitude mais l'intensité varie de trois ordres de grandeurs du sol au niveau des altitudes des avions de lignes. Des champs neutroniques avec des spectres similaires peuvent être obtenus par des accélérateurs à haute énergie et peuvent être ainsi utilisés pour des calibrages. Des rayonnements secondaires sont également produits nécessitant des blindages et des mesures de radioprotection pour protéger le personnel.

2.5 Dosimétrie des neutrons

2.5.1 Grandeurs limites

La Commission Internationale de Protection Radiologique (ICRP/CIPR), a défini un système de radioprotection qui a été inscrit dans presque toutes les législations nationales. Dans ce cadre, la quantité de dose efficace, E est choisie pour estimer le risque causé par l'exposition aux radiations ionisantes. E est donc une quantité limite (ou une quantité de protection) à partir de laquelle les limites des doses pour les travailleurs et la population sont définies.

La dose efficace est la somme pondérée des doses moyennes absorbées tenant compte des différents types de radiations et des différents types de tissus du corps humain :

$$E = \sum_T W_T \sum_R W_R . \bar{D}_{T.R} \tag{2.7}$$

où W_T est un facteur de pondération, dit facteur tissulaire, sans dimension, propre au tissu ou à l'organe, $\bar{D}_{T.R}$ est la dose moyenne absorbée, dans un organe ou tissu donné T, pour un type de radiation R, W_R est un facteur de pondération, dit facteur de rayonnement, sans dimension, qui reflète la dangerosité relative du rayonnement considéré.

La quantité $H_T = W_R \bar{D}_{T.R}$ est appelée dose équivalente d'un organe/tissu. (2.8)

Les différentes valeurs du facteur de rayonnement sont listées dans le Tableau 2.3.

2.5.2 Grandeurs opérationnelles

Dans sa recommandation 60 (1991) puis 103 (2007), l'ICRU (International Commission in Radiation Units and Measurements) préconise l'utilisation de grandeurs opérationnelles, pour estimer la grandeur de protection dose efficace [ICRU, 1985, 1993]. De telles quantités sont mesurables et comparables aux standards métrologiques en multipliant directement le flux de particule (pour les neutrons) par des coefficients de conversion appropriés. On définit notamment H*(d) l'équivalent de dose ambiant et Hp(d) la dose équivalente individuelle personnel, où d est la profondeur de pénétration du rayonnement en mm. Hp(d) peut être mesurée à l'aide d'un dosimètre porté à la surface du corps. La profondeur d recommandée est de 10 mm pour le contrôle des rayonnements fortement pénétrants (notée H*(10) et Hp(10)) et est de 0,07 mm pour le contrôle des rayonnements faiblement pénétrants (notée H*(0,07) et Hp(0,07)). A l'exception de H*(10), ces grandeurs dépendent de l'angle d'incidence du rayonnement.

Types de rayonnement et énergies	Gammes d'énergie	W_R
X, γ	toutes	1
β^-, β^+ et électrons	toutes	1
	< 10 keV	5
	de 10 à 100 keV	10
Neutrons	de 100 keV à 2 MeV	20
	de 2 MeV à 20 MeV	10
	> 20 MeV	5
Protons (autres que les protons de recul)	> 2 MeV	5
α, fragments de fission, noyaux lourds	toutes	20

Tableau 2.3 : Valeurs du facteur de rayonnement

2.5.3 Besoin de techniques spectrométriques

La dosimétrie des neutrons est l'une des tâches les plus compliquées en radioprotection. Cela vient de plusieurs facteurs liés à la nature même des neutrons, aux plages en énergie et en débit de fluence à mesurer amenant de fortes contraintes sur la réalisation des instruments et sur leur calibrage.

Du point de vue instrumental, l'impossibilité de réaliser des détecteurs avec une réponse précise en H*(10) ou Hp(10) à toutes les énergies et tous les angles d'irradiation est le problème principal. Cela vient du fait que les mécanismes d'interaction des neutrons dans le dosimètre sont différents de ceux d'un corps humain. Un neutron dans un tissu induit un champ secondaire de particules qui est difficile à reproduire avec un dosimètre individuel. Cette situation est rendue encore plus complexe si la gamme d'énergie couverte par les

neutrons s'étend du meV à quelques MeV. Puisque les mécanismes de détection sont très différents des mécanismes de déposition d'énergie dans les tissus, les équivalents de dose individuel et ambiant auront des dépendances prononcées en énergie.

La contrainte pour un dosimètre est de pouvoir répondre correctement sur tout le domaine en énergie du fait de la variation des coefficients de conversion flux à équivalente de dose qui peuvent varier d'un facteur 40 sur une gamme d'énergie entre quelques MeV et plusieurs MeV. Ceci est partiellement traduit par les différentes valeurs des facteurs de rayonnement des neutrons du tableau 2.3 qui montre un pic dans la gamme d'énergie de 0,1 à 20 MeV.

L'utilisation d'un instrument donné dans un environnement spécifique sera appropriée en comparant au préalable le spectre de neutrons à la réponse en énergie de l'appareil dans ce spectre ce qui demande des informations spectrométriques. Dans des mesures de routines, où les doses sont faibles et où le besoin d'une mesure précise n'est pas exigée, une connaissance globale du spectre peut être suffisante pour la dosimétrie. Cependant, à cause du besoin croissant de maintenir les doses aussi faibles que possible, dans le but de démontrer la conformité des installations aux exigences de sécurité, des techniques spectrométriques précises sont rigoureusement recommandées aussi dans les mesures de radioprotection.

Il apparaît donc que les techniques de spectrométrie neutroniques sont d'une grande importance pour la dosimétrie des neutrons.

2.6 Spectrométrie des neutrons

2.6.1 Détections des neutrons

Dans les techniques de détection, le neutron est identifié de façon indirecte. Les particules chargées émises lors des collisions peuvent ioniser le milieu et être détectées. On peut ainsi détecter la présence d'un neutron en observant le recul d'un noyau, mais aussi en détectant les particules chargées ou les photons produits lors d'une réaction nucléaire induite par le neutron.
L'énergie du neutron peut être déterminée soit en mesurant l'énergie de cet atome de recul à un angle particulier et dans un milieu donné, soit à partir de l'énergie cinétique totale des produits de la réaction induite par le neutron, le seuil de la réaction devant être connu. Le tableau 2.4, ci-après, liste les plus importantes réactions nucléaires induites par les neutrons servant à leur détection.

Les réactions (n,p) et (n,α) avec des éléments tels que l'hydrogène, l'hélium-3, le lithium-6 et le bore-10 ont de grandes sections efficaces pour les neutrons thermiques. Elles sont exothermiques avec des énergies de réaction Q de l'ordre du MeV et au-delà. Dans la suite du manuscrit, une attention particulière sera portée à la réaction n + ^{6}Li $\rightarrow$ tritium + alpha.

Les réactions de fission induite avec des éléments tels que l'uranium-235 et le plutonium-239 ont elles aussi de grandes sections efficaces pour les neutrons thermiques mais surtout des énergies de réactions Q avoisinant 200 MeV.

Réactions	**Section efficace (barns)**		**Abondance naturelle**	**Energie de la réaction**
	En = 25 meV (neutrons thermiques)	En = 1 MeV (neutrons rapides)	(%)	(MeV)
$n + p \rightarrow n + p$	38	4,3	100	0
$n + {}^{3}He \rightarrow T + p$	5500	0,7	$0{,}13 \times 10^{-3}$	0,77
$n + {}^{6}Li \rightarrow T + \alpha$	950	0,3	7,4	4,8
$n + {}^{10}B \rightarrow {}^{7}Li + \alpha$ (7%) $\hookrightarrow {}^{7}Li + \gamma$ $n + {}^{10}B \rightarrow {}^{7}Li^{*} + \alpha$ (93%) $\hookrightarrow {}^{7}Li + \gamma$	3820	0,04	19,7	2,3
$n + {}^{235}U \rightarrow$ fission	582	1,2	0,7	~200
$n + {}^{238}U \rightarrow$ fission	$1{,}679 \times 10^{-5}$	$1{,}5 \times 10^{-2}$	99,3	~200
$n + {}^{239}Pu \rightarrow$ fission	746	1,8		~200

Tableau 2.4 : Liste des principales réactions utilisées pour la détection des neutrons.

2.6.2 Spécifications pour un spectromètre à neutrons rapides

Outre les conditions environnementales au point de mesure et des impératifs de radioprotection, les instruments de mesure doivent pouvoir posséder des caractéristiques suivantes:

(a) Dans le cas de mesures de flux total ou de dose équivalente ambiante, le spectromètre doit avoir une réponse isotropique de façon à être indépendant de la direction d'incidence de la radiation.

(b) Le spectromètre doit idéalement pouvoir fonctionner dans divers conditions environnementales : fort bruit acoustique (pompes, turbines, etc), interférences électromagnétiques (générateur hautes fréquences utilisés dans des accélérateurs), champs magnétiques intenses, variation de température...

(c) Les champs neutroniques étant toujours des champs mixtes (présence de gammas…), le spectromètre ne doit être sensibles qu'aux neutrons ou posséder un moyen de discrimination entre les signaux issus des neutrons et les autres.

(d) Le spectromètre sera le plus souvent employé dans des zones restreintes pour des raisons de sécurité et de radioprotection. Le spectromètre doit donc être de ce fait : portable ou au moins transportable par une personne, assez robuste à divers manutentions ou à des chocs mineurs. Le spectromètre peut être utilisé dans des zones de confinements comme pour les expériences de détection d'évènements rares. Dans les deux cas, il devra être pilotable à distance, facile à mettre en place et à utiliser étant un instrument de mesures temporaire.

(e) Parce que les temps d'accès aux sites de mesures sont souvent restreints (mesures sur accélérateur), et /ou les flux sont faibles (en site souterrain pour les expériences de détection directe de Matière Noire par exemple), une grande sensibilité peut être un avantage pour un spectromètre. Le cas idéal serait d'avoir la possibilité d'adapter la gamme de sensibilité de manière à ce que la meilleure sensibilité puisse être choisie pour un environnement particulier : une haute sensibilité pour des mesures à faible flux afin de réduire les temps de mesures ; faible sensibilité pour minimiser les problèmes de temps morts et d'empilements d'évènements (pile-ups).

(f) Un grand avantage pour un spectromètre est d'être capable de réaliser des analyses préliminaires du spectre en direct ou avec un décalage en temps très court de façon à identifier tout problème de mesures sur le site de mesure.

2.6.3 Les différentes techniques utilisées pour la spectrométrie des neutrons

Il existe une grande variété d'instruments utilisés pour la spectrométrie des neutrons qui peut être cependant divisée en quatre grandes techniques [Thomas, 2003] :

2.6.3.1 Les techniques à réaction nucléaire

Ces méthodes reposent sur la mesure de l'énergie de réaction des réactions nucléaires induites par des neutrons. Nous pouvons citer les réactions $^{3}He(n,p)^{3}H$ (Q = 0,764 MeV), $^{6}Li(n,\alpha)^{3}H$ (Q = 4,784 MeV), $^{10}B(n,\alpha)^{7}Li$ (Q = 2,792 MeV). La réaction couramment utilisée est la réaction $^{3}He(n,p)t$ qui permet de couvrir la gamme d'énergie 0,05-5 MeV avec une résolution typique de 15-40 keV.

Parmi les spectromètres basés sur ces méthodes on peut citer :

- Les détecteurs dit à sandwich : le milieu réactif, une couche mince de gaz hélium-3 ou d'un matériau contenant du ^{6}Li est compris entre deux détecteurs de particules afin de pouvoir mesurer les 2 produits de la réaction partant en opposition de direction.
- Les scintillateurs.
- Les compteurs proportionnels ou les chambres à ionisation.

2.6.3.2 Les techniques basées sur les reculs nucléaires

Le neutron ne peut être détecté que par les particules chargées secondaires créées par son interaction avec les atomes du milieu qu'il traverse. Les techniques basées sur les reculs nucléaires reposent sur la diffusion élastique des neutrons avec des éléments légers tel que l'hydrogène ou l'hélium. En effet, lors de cette réaction nucléaire, une partie de l'énergie cinétique du neutron est transférée au noyau de l'hydrogène (proton). L'énergie du proton de recul E_p est directement liée à l'énergie cinétique du neutron E_n mais varie en fonction de l'angle de diffusion q par rapport à la direction du neutron incident selon l'équation (2.9) :

$$E_p = E_n \times \cos^2(\theta) \tag{2.9}$$

Cette énergie peut être mesurée par des compteurs proportionnels gazeux, des scintillateurs, des télescopes à recul nucléaire ou des détecteurs semi-conducteurs [Tagziria, 2003 ; Klein, 2003].

2.6.3.3 Les techniques de temps de vol

Dans ces méthodes, l'énergie est déterminée en mesurant le temps de vol des neutrons sur une distance connue. Deux signaux doivent être enregistrés, le premier lorsque le neutron est soit créé ou quitte un point particulier, et le second quand il arrive sur le détecteur de neutron. La longueur du trajet peut aller de quelques mètres à plusieurs centaines de mètres. La qualité du spectre, donc sa résolution, dépend principalement de la largeur de l'impulsion, de la longueur du trajet et pour les trajets courts de l'épaisseur du détecteur à neutrons. Parce que l'efficacité de détection décroît rapidement en fonction de la distance, il est parfois nécessaire de trouver un compromis entre résolution en énergie et efficacité. La technique du temps de vol mesure la composante directe du spectre et non la partie diffusée et n'est réalisable que dans des champs pulsés.

2.6.3.4 Les techniques à intégration

Un spectromètre à intégration utilise un détecteur de neutron thermique au centre de sphères modératrices de différents diamètres faites la plupart du temps en polyéthylène. Le paragraphe suivant décrit un instrument de ce type couramment utilisé pour déterminer l'énergie des neutrons, le spectromètre de type sphères de Bonner.

L'ensemble des caractéristiques des méthodes précédemment présentées est présenté dans le Tableau 2.5.

Spectromètre	Gamme d'énergie (MeV)	Résolution (FWHM)
à recul nucléaire	0,05 à quelques dizaines de MeV	10% (1 MeV)
à réactions nucléaires	0,05-5 [^{3}He(n,p)^{3}H]	15-40 keV
à temps de vol	25 meV à quelques centaines de MeV	Quelques %

Tableau 2.5: Principales caractéristiques des différentes techniques de spectrométrie neutronique

2.6.4 Les spectromètres de type sphères de Bonner (BSS)

2.6.4.1 Principe

Les spectromètres de type sphères de Bonner (BSS) sont largement utilisés depuis plus de 40 ans dans le domaine de la dosimétrie des neutrons [Bramblet, 1960]. La réponse isotrope, la large gamme d'énergie couverte (des neutrons thermiques aux neutrons du GeV) et la simplicité des mesures font de ces systèmes les instruments de référence pour la spectrométrie de terrain. Leur principe de fonctionnement repose sur l'utilisation de sphères modératrices de différents diamètres faites la plupart du temps en polyéthylène et placées autour d'un détecteur de neutrons thermique. Les neutrons rapides sont ralentis dans le modérateur avant d'atteindre le détecteur central. L'un des avantages de ce système est de couvrir un large domaine en énergie, des énergies thermiques à celles du GeV et d'avoir une grande sensibilité permettant la mesure de faible flux rencontrés en radioprotection. La thermalisation des neutrons trouve son intérêt dans la capacité des détecteurs de neutrons thermiques à rejeter de manière efficace les rayons gamma.
Les processus de thermalisation des neutrons sont principalement dus à des diffusions élastiques sur l'hydrogène, H(n,n)H, et le carbone, C(n,n)C pour des énergies inférieures à 4 MeV. Pour des énergies supérieures, les réactions à seuils C(n,n'3γ) (seuil $\approx$ 5 MeV), C(n,α) (7 MeV), C(n,n'3α) (8 MeV), C(n,p) (15 MeV), C(n,n'p) (15,5 MeV), C(n,p) (18 MeV) deviennent dominantes [Alevra, 2003].
Un jeu de sphères en polyéthylène de différents diamètres permet d'obtenir le spectre d'un champ de neutrons incidents. Ces sphères sont communément identifiées par leur diamètre exprimé en pouce. La Figure 2.1 montre un ensemble de sphères de Bonner.

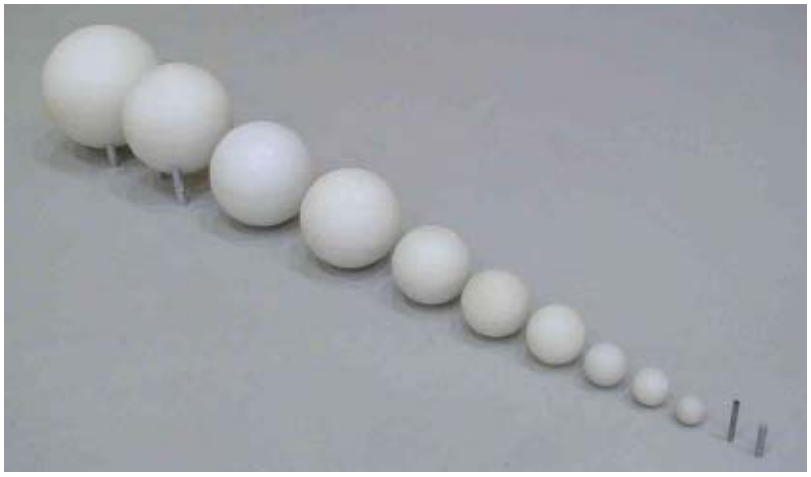


Figure 2.1 : De gauche à droite, un jeu de 10 sphères de polyéthylène de diamètre de 2 à 15 pouces, un capuchon en cadmium et le détecteur nu [Aroua, 1992a].

La fonction de réponse d'une sphère est généralement calculée par des codes Monte Carlo ou dérivées de valeurs disponibles dans la littérature [IAEA, 2001]. Ces réponses ont une variation différente et un domaine en énergie de sensibilité bien déterminé. Les neutrons de plus basses énergies sont capturés par le polyéthylène (donnant des gammas de 2,2 MeV)

tandis que les neutrons de plus hautes énergies sortent de l'assemblage. Quand le diamètre de la sphère modératrice augmente, le maximum de sensibilité du système se translate vers les plus hautes énergies comme le montre la Figure 2.2.

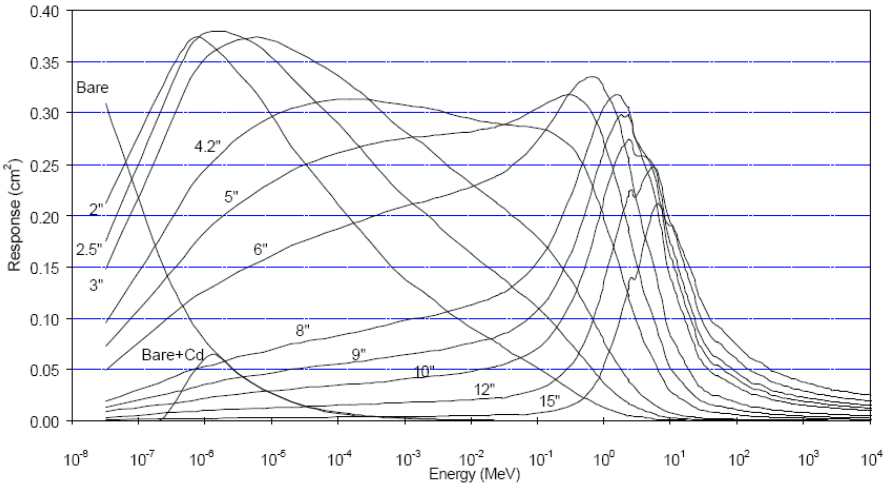


Figure 2.2 : Fonctions de réponse d'un système de sphères de Bonner [Aroua, 1992b]

2.6.4.2 Avantages et inconvénients

Les caractéristiques de BSS sont résumées dans le Tableau 2.6 [Alevra, 2003].

Caractéristiques		Commentaires
Résolution en énergie	Pauvre	Restreinte à cause des similitudes des fonctions de réponse disponible
Gamme d'énergie	Excellent	Le seul spectromètre capable de couvrir la gamme d'énergie des neutrons thermiques au GeV.
Sensibilité	Bonne	Haute sensibilité par comparaison aux autres spectromètres à neutrons et en changeant le détecteur thermique.
Acquisition	Simple mais longue	Mesures simples sans électroniques complexes mais la mise en œuvre peut être longue.
Réponse angulaire	Isotropique	Idéal pour les calculs de doses équivalentes ambiantes mais ne fourni pas de données angulaires pour les calculs de doses effectives
Discrimination des photons	Bonne	Par le choix d'un détecteur approprié, les BSS peuvent être insensible même à des champs intenses de photons

Tableau 2.6 : Caractéristiques de la méthode des sphères de Bonner

Les principaux avantages de ce système sont de couvrir un large domaine en énergie, des énergies thermiques à plusieurs MeV, d'avoir une réponse presque isotrope et d'avoir une grande sensibilité permettant la mesure de faible flux rencontrés en radioprotection. Cependant la principale limitation de cette méthode est sa faible résolution en énergie. Ceci vient du fait que chaque sphère de Bonner fournit une seule information à partir de laquelle le spectre est calculé. Un jeu de sphères de Bonner comporte typiquement 10 sphères. Augmenter le nombre de sphères augmente le nombre de données disponibles mais la quantité d'information supplémentaire fournie décroît rapidement à cause de la similitude des formes des fonctions de réponses. Les faibles résolutions en énergie aux basses énergies et aux énergies intermédiaires sont dues aussi au fait que peu de sphères ont leur pic dans ces domaines d'énergies. Pour la radioprotection, une résolution en dessous de 10 keV où les doses équivalentes sont constantes n'est pas importante. Cependant il y a des applications comme la caractérisation des champs épithermiques pour la thérapie par capture de neutrons (BNCT- Boron Neutron Capture Therapy) ou celle des champs neutroniques des sources neutroniques de référence de calibrage où une meilleure résolution est demandée. Un autre inconvénient des BSS est l'incertitude dans la déconvolution des spectres. L'équation pour obtenir le spectre ϕ_j est l'équation d'un histogramme avec n intervalles défini comme suit [Thomas, 2010] :

$$M_i = \sum_{j=1}^{n} R_{ij}\phi_j \tag{2.6}$$

où R_{ij} est la fonction de réponse de la sphère i et de l'intervalle j, et M_i est la réponse mesurée par la sphère i. Le problème vient du fait que le nombre de sphères (~10), et par conséquent M_i, est inférieur à n introduisant une incertitude mathématique dans la déconvolution du spectre.

Conclusions

Les spectres doivent être connu pour déterminer précisément les doses neutroniques auxquelles les individus sont exposés, soit autour des accélérateurs soit dans l'industrie nucléaire, soit dans le domaine aérospatial ou pour la mesure de fond expérience de détection directe matière noire. Les spectres ont aussi besoin d'être déterminés dans les installations de calibrage. Ce chapitre a décrit les différentes techniques utilisées en spectrométrie neutronique. Il a également listé les différentes spécificités que doit posséder un spectromètre à neutrons. Les spectromètres à sphères Bonner sont à ce jour les plus employés à cause de leur grande couverture en énergie. Cependant leur résolution en énergie peut s'avérer insuffisante pour la recherche de structure fine dans la distribution en énergie de la fluence neutronique.
Dans le but d'améliorer la sensibilité et d'acquérir une plus grande résolution en énergie pour des neutrons rapides d'énergie comprise entre 100 keV et 20 MeV, des bolomètres à cible en lithium-6 ont été développés à l'IAS. Le principe de détection de ces détecteurs repose sur la réaction de capture neutronique ^{6}Li(n,alpha)t et sur la mesure de l'énergie associée. Ce type de spectromètre des neutrons rapides permet également par sa conception une lecture instantanée de l'énergie sans déconvolution. Le chapitre suivant sera dédié à ces détecteurs

qui semblent être une alternative technique prometteuse en spectrométrie des neutrons rapides.

Chapitre 3

Le spectromètre bolométrique à cible en lithium-6

Un spectromètre à neutrons rapides compact et semi transportable a été construit à l'IAS fondé sur la technique bolométrique. Ce détecteur cryogénique, fonctionnant entre 300 et 500 mK, consiste en un cristal de 0,534 g de ^{6}LiF (fluorure de lithium) enrichi à 95% dont l'élévation de température est lue par un senseur en Ge-NTD. Dans cette partie, nous allons présenter ce bolomètre à cible lithium référencé B322 à l'IAS qui est le thème principal de cette thèse. Ce spectromètre comprend un cryostat permettant d'accueillir un système réfrigérant à 300 mK sur lequel est refroidi le bolomètre. Après une introduction sur les bolomètres ; nous décrirons les caractéristiques techniques de ce bolomètre ; nous présenterons le spectromètre à neutrons rapides dans son ensemble puis nous finirons par l'étude de la réponse du bolomètre à un flux de neutrons.

3.1 Le bolomètre ^{6}LiF 0,534 g B322

3.1.1 Introduction au bolomètre

Le bolomètre est un détecteur thermique. Son principe est le suivant : pour déterminer l'énergie ΔE perdue par une particule ou un flux de photons dans un solide, on mesure l'élévation de température ΔT induite dans ce dernier. Ce principe peut être traduit par l'équation (3.1) de base du bolomètre :

$$\Delta E = C \cdot \Delta \cdot T = M \cdot c \cdot \Delta T \qquad (3.1)$$

où C, c et M sont respectivement la capacité thermique (ou capacité calorifique), la capacité thermique massique (ou chaleur spécifique) et la masse du bolomètre. Un tel détecteur est donc constitué d'un matériau absorbant, l'absorbeur, où la particule laisse l'énergie ΔE et d'un senseur thermique, le thermomètre, fixé sur l'absorbeur. Dans notre cas, le bolomètre est dit composite parce que les fonctions d'absorption et de conversion chaleur-signal sont réalisées dans des matériaux différents ; et peuvent donc être optimisées de manière indépendante. L'ensemble absorbeur-thermomètre fonctionne à basse température dans un

cryostat. Le modèle le plus simple, modèle idéal, pour décrire qualitativement un bolomètre est un système isotherme, absorbeur et thermomètre à la même température, couplé à un cryostat par une fuite thermique de conductance thermique G (en $W.K^{-1}$). Le cryostat est maintenu à la température T_0, supposée constante, dite température du bain. Ce modèle peut se schématiser par la Figure 3.1. La variation d'une caractéristique électrique du senseur thermique, dans notre cas sa résistance, due au passage d'une particule sera la base du signal à analyser. Cette variation liée à une élévation de température sera suivie d'un retour à l'état initial par évacuation de la chaleur à travers la fuite thermique.

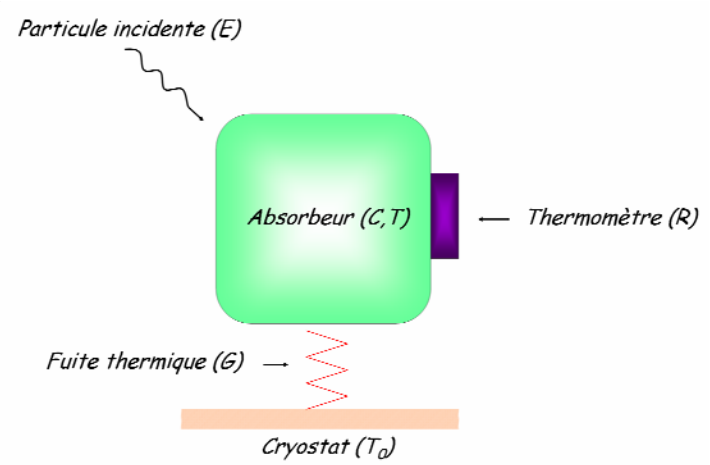


Figure 3.1 : Schéma élémentaire d'un bolomètre.

3.1.2 Capacité thermique de l'absorbeur

Pour les cristaux diélectriques isolants ou les semi-conducteur, l'énergie interne est répartie entre les modes collectifs de vibration du réseau cristallin (phonons). Le modèle de Debye décrit ce système de gaz de phonons à l'équilibre thermodynamique et la capacité thermique est définie alors de la façon suivante aux très basses températures [Kittel, 1996] :

$$C_{isolant} = \frac{12\pi^4}{5 \times M_{molaire}} \times n \times N_A \times k_B \times \left(\frac{T}{T_D}\right)^3 \quad en\ J.g^{-1}.K^{-1} \qquad (3.2)$$

pour $T < T_D$, avec $M_{molaire}$ la masse molaire, n le nombre d'atome par molécule, N_A la constante d'Avogadro, k_B la constante de Boltzmann et T_D température de Debye du matériau.

La variation en T^3 de la capacité thermique permet d'obtenir de plus grandes variations de température du détecteur pour un dépôt d'énergie donné lorsqu'on se place à basse température. On déduit du graphique de la Figure 3.2 que pour des masses de quelques dizaines de grammes et des apports d'énergie de quelques keV, on obtient des variations de température qui se comptent en µK à des températures de travail de quelques dizaines de mK.

Il suffit donc à priori de refroidir suffisamment le bolomètre pour obtenir une élévation de température facilement mesurable justifiant l'emploi de cryostat.

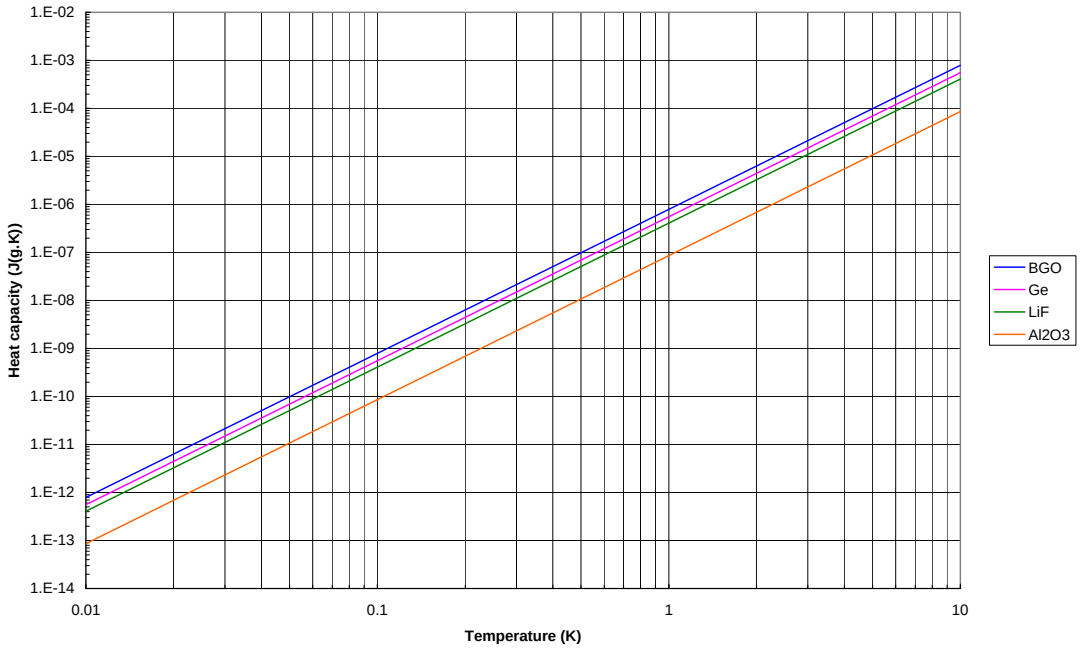


Figure 3.2 : Capacités thermiques massiques des éléments constitutifs du bolomètre B322.

3.1.3 Lecture de la variation de température

Pour qu'une mesure soit réalisable, le thermomètre doit donc avoir une résistance qui présente une très forte dépendance à la température. Deux types de matériaux répondent à cette contrainte : les cristaux semi-conducteurs fortement dopés et les supraconducteurs. Dans notre cas, la lecture de la température se fait avec un thermomètre en germanium cristallin dopé par transmutation neutronique dit Germanium NTD (Neutron Transmutation Doped). Le dopage sert à modifier le caractère isolant des cristaux semi-conducteurs à basses températures. En effet à ces températures il y a trop peu de porteurs pour que la résistance soit mesurable. Sous irradiation de neutrons thermiques, les atomes de Ge vont capturer un neutron et vont se désintégrer en Ga, As ou Se créant ainsi des impuretés dopantes. La création de porteurs par excitation thermique peut alors se faire. La conduction de ces systèmes relève de la problématique de Mott-Anderson [Marrache-Kikuchi, 2006 ; Marnieros, 1998]. Dans un isolant d'Anderson, à très basses températures, les porteurs peuvent sauter d'un atome donneur à un autre et circuler par « saut à distance variable » (variable range hopping) si les donneurs sont proches les uns des autres (forts dopages). Dans la gamme de température qui nous intéresse, la résistance d'un thermomètre germanium NTD R(T) suit alors la loi :

$$R(T) = R_g \exp\sqrt{\frac{T_g}{T}} \qquad (3.3)$$

où T_g et Rg sont des constantes qui dépendent du matériau et, pour Rg, de la taille du thermomètre [Woodcraft, 2004].

3.1.4 Polarisation du bolomètre

Pour transformer la variation de la résistance du thermomètre en un signal électrique qui puisse être traité par la suite par une électronique d'acquisition, on applique aux bornes du thermomètre un courant de polarisation. Deux fonctionnements du bolomètre se présentent : avec et sans polarisation de courant. Dans la suite du manuscrit, le terme polarisation désignera le fait d'appliquer un courant de polarisation.

3.1.4.1 Fonctionnement sans polarisation

Supposons qu'une particule interagisse avec le bolomètre en déposant une énergie sous forme impulsionnelle. Ce dépôt peut s'écrire $E_0\delta(t)$ avec $\delta(t)$ la fonction de Dirac.

A l'instant t, l'énergie interne du bolomètre est U(t). A l'instant t+dt, l'énergie interne du bolomètre est U(t+dt). La nouvelle énergie absorbée par le détecteur à l'instant t+dt est alors :

$$U(t+dt) = U(t) + E_0\delta(t)dt - G \times \Delta T(t)dt \tag{3.4}$$

Où $G.\Delta T(t)$ est la quantité d'énergie évacuée par la fuite thermique entre les instants t et t+dt (dans l'hypothèse d'une petite variation de température).

Si on a $dU=C.\Delta T$ et $\frac{dU}{dt} = C\frac{d\Delta T}{dt}$, l'équation (3.5) devient :

$$C\frac{d\Delta T}{dt} + G\Delta T(t) = E_0\delta(t) \tag{3.5}$$

Après intégration et en utilisant le fait que $\Delta T_{t=0} = \frac{E_0}{C}$ (bolomètre à température constante), l'élévation de température s'écrit :

$$\Delta T(t) = \frac{E_0}{C} e^{-\frac{t}{\tau}} \qquad \text{avec } \tau = \frac{C}{G} \tag{3.6}$$

τ est la constante de temps dite physique du bolomètre. La réponse du bolomètre aura l'allure représentée sur la Figure 3.3.

Le retour à l'équilibre thermique et donc à la température initiale T_0 se fait par une relaxation thermique qui se traduit par une exponentielle décroissante de constante de temps τ liée à la fuite thermique de conductance thermique G et à la capacité thermique C.

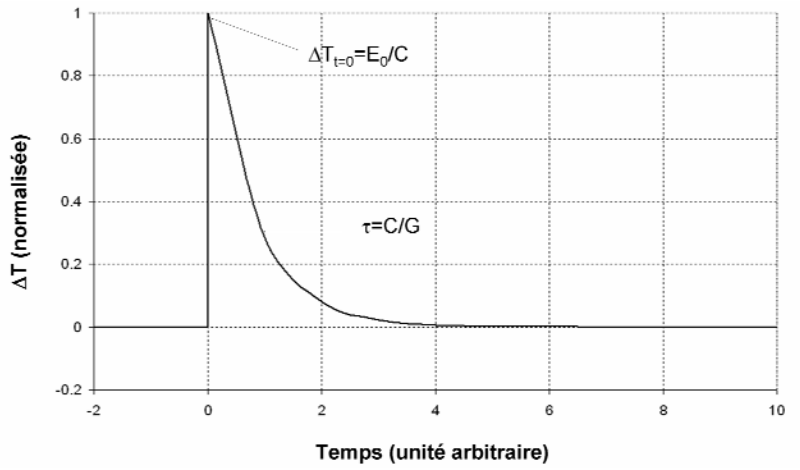


Figure 3.3 : Réponse du bolomètre lors d'une interaction avec une particule.

3.1.4.2 Fonctionnement avec polarisation

Le fait de polariser le thermomètre dissipe une puissance par effet Joule. A cause de cette puissance additive et en l'absence de dépôt d'énergie, la température du bolomètre est supérieure à celle du bain.
Si on appelle $P_{VI} = I^2.R(T)$ la puissance dissipée par effet Joule dans la résistance R(T) avec le courant I, l'équation (3.5) se modifie [Enss, 2005] :

$$C\frac{d\Delta T}{dt} + G \cdot \Delta T(t) - \frac{dP_{VI}}{dT}\Delta T(t) = E_0\delta(t)dt \tag{3.7}$$

$$\text{avec : } \frac{dP_{VI}}{dT} = I^2\frac{dR(T)}{dT} = \alpha \times I^2 \times R(T) = \alpha \times P_{VI} \tag{3.8a}$$

$$\text{et } \alpha = \frac{1}{R(T)}\frac{dR(T)}{dT} \tag{3.8b}$$

α est la sensibilité du thermomètre.

Après réarrangement, on obtient l'équation fondamentale des bolomètres en régime dynamique :

$$C\frac{d\Delta T}{dt} + \left(G - \alpha P_{VI}\right) \times \Delta T(t) = E_0\delta(t) \tag{3.9}$$

L'intégration de cette équation donne finalement :

$$\Delta T(t) = \frac{E}{C}e^{-\frac{t}{\tau_{eff}}} \qquad \text{avec } \tau_{eff} = \frac{C}{G - \alpha P_{VI}} \tag{3.10}$$

α est négatif pour les semi-conducteurs. La constante de temps effective τ_{eff} est donc inférieure à la constante de temps physique τ :

$$\tau_{eff} = \frac{C}{G - \alpha P_{VI}} < \frac{C}{G} \tag{3.11}$$

L'équation (3.11) indique que plus le point de polarisation sera haut, plus le détecteur sera rapide. En effet, l'élévation de température du bolomètre suite à l'interaction avec une particule fait diminuer la résistance du thermomètre selon l'équation (3.3). La puissance dissipée par effet Joule diminue de ce fait aussi permettant au bolomètre de se refroidir plus vite. En pratique le circuit de polarisation utilisé est équivalent à celui de la figure suivante :

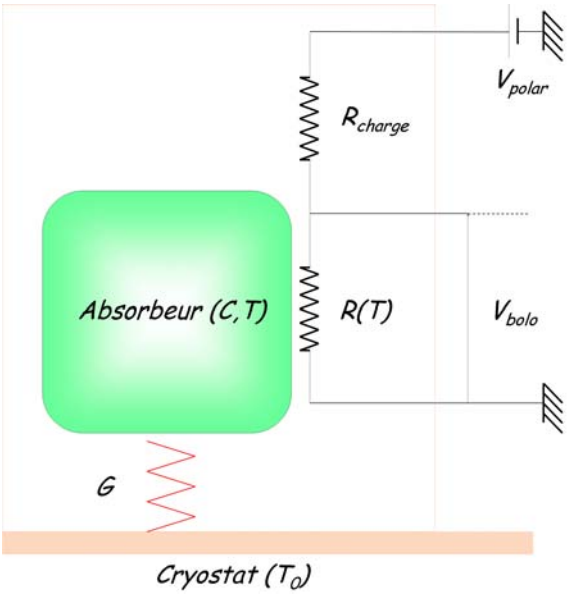


Figure 3.4 : Schéma de polarisation d'un bolomètre.

Le thermomètre du bolomètre est représenté par une résistance dépendant de la température R(T). Une tension de polarisation V_{polar} est appliquée à travers la résistance de charge R_{charge}, en série avec le bolomètre. R_{charge} est choisi beaucoup plus grande que R de telle sorte que le courant I créé ait une dépendance minimale avec R.
La résistance du bolomètre R est déterminée à partir de la tension aux bornes du bolomètre V_{bolo} et de la résistance de charge R_{charge} comme suit :

$$I = \frac{V_{polar} - V_{bolo}}{R_{charge}} \text{ et } R = \frac{V_{bolo}}{I} \text{ d'où } R = \frac{V_{bolo}.R_{charge}}{V_{polar} - V_{bolo}} \tag{3.12}$$

3.1.5 Sensibilité du bolomètre

3.1.5.1 Définition

Pour déterminer la sensibilité du bolomètre, définissons δR, δT et δV les variations respectives de la résistance, de la température et de la tension causées par une variation de puissance δP provenant de l'environnement du bolomètre.
Dans le cas où le bolomètre est alimenté à courant constant, c'est-à-dire $R_{charge} >> R$, on a :

$$\delta V = I \times \delta R = R \times I \times \alpha \times \delta T = \alpha \times V \times \delta T \tag{3.13}$$

D'après les équations précédentes, on obtient l'expression suivante $\delta T \approx \frac{\delta P}{G - \alpha P_{VI}}$ qui substituée dans l'équation (3.13) permet de donner la sensibilité S_{DC} en $V.W^{-1}$ (sensibilité DC à puissance constante) :

$$S_{DC} = \frac{\delta V}{\delta P} = \frac{\alpha V}{G - \alpha P_{VI}} \tag{3.14}$$

La sensibilité du bolomètre en $V.keV^{-1}$ est définie alors :

$$S_{DC}(V/keV) = 6{,}21 \times 10^{15} \times \frac{S_{DC}(V.W^{-1})}{\tau_{eff}} \tag{3.15}$$

avec α et R calculés au point de polarisation.

Les informations sur les caractéristiques d'un bolomètre ne sont pas toujours disponibles. La réponse électrique V(I) du bolomètre exposé au rayonnement permet alors d'estimer sa sensibilité S_{DC}. De plus, si la variation de la résistance du thermomètre avec la température est connue, la conductance thermique G peut être estimée et, à partir de la constante de temps effective τ_{eff}, la capacité thermique C.

3.1.5.2 Courbes V(I)

Les courbes V(I) sont obtenues lors de la descente en froid par paliers du bolomètre pour plusieurs températures constantes de bain. A une température donnée T_0, les données sont collectées en enregistrant la tension du bolomètre V, tandis que le courant appliqué sur le senseur varie manuellement en ajustant V_{polar} de 0 à quelques volts.

La Figure 3.5 montre un ensemble de courbes V(I) établies pour le bolomètre ^{6}LiF B322.

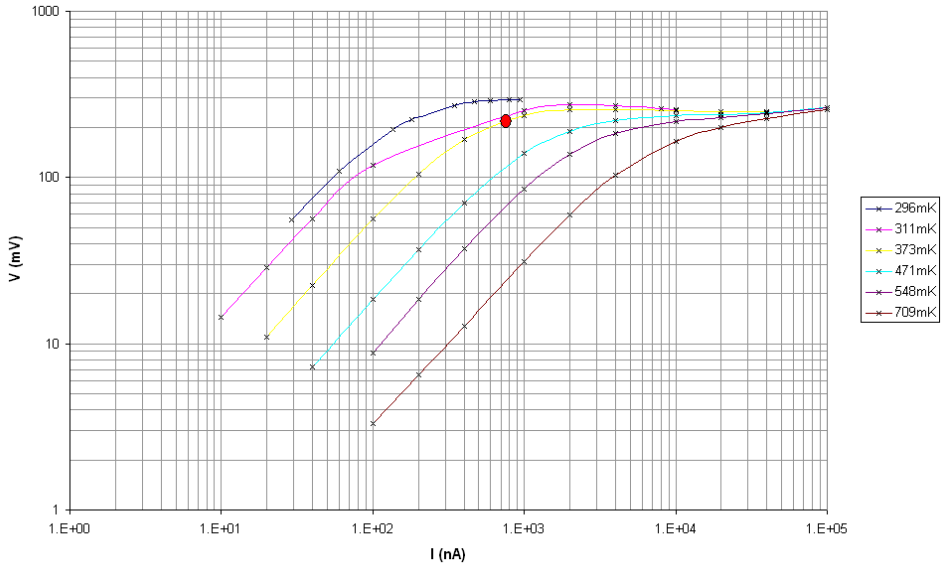


Figure 3.5 : Ensemble des courbes V(I) établies pour le bolomètre ^{6}LiF B322 (une correction a été appliquée au préalable sur des points de mesure dérivants à 311 mK). Le point rouge indique le point de fonctionnement du bolomètre défini comme le point tangent à la courbe V(I) à $T_{bolomètre}$.

La partie linéaire de chaque courbe V(I) établie à une température T_0 donne un couple de valeurs (R, T_0). La courbe R(T) du bolomètre ^{6}LiF B322 est obtenue en juxtaposant les valeurs de résistance, aux différentes T_0 selon la loi 'VRH' (Variable Range Hoping) (Figure 3.6).

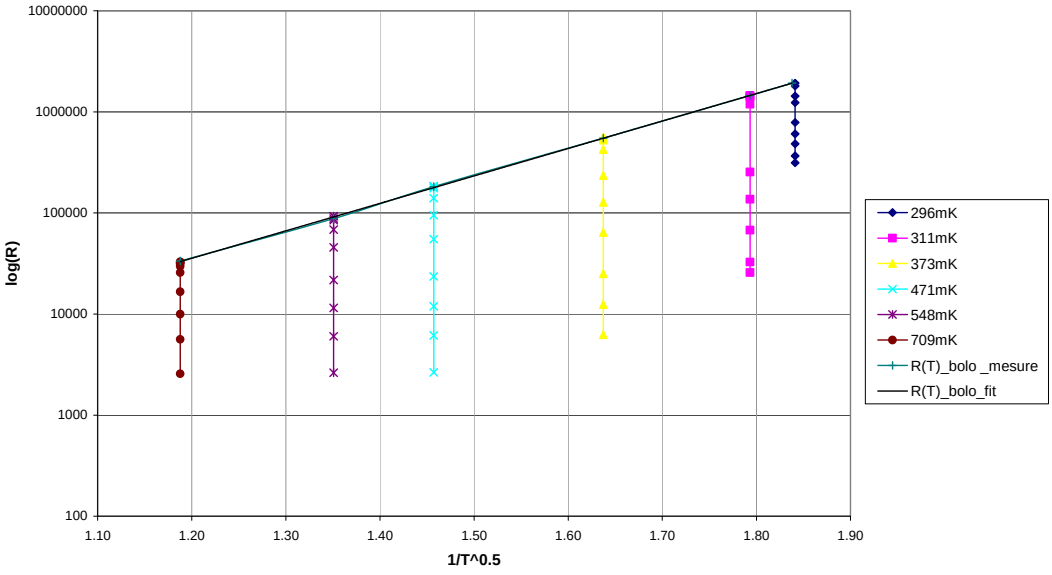


Figure 3.6 : Variation de la résistance du bolomètre ^{6}LiF en fonction de la température de travail (Les valeurs à 311 mK ont été ajustées).

L'équation R(T) du bolomètre ^{6}LiF est alors estimée à :

$$R(T) = 19{,}844 \times \exp\left(6{,}2445 / \sqrt{T}\right) \tag{3.16}$$

avec R_g = 19,844 Ω et T_g = 6,2445 K.

3.1.5.3 Utilisation de la réponse électrique

Pour le calcul de la sensibilité, l'évolution de la réponse électrique V(I) de la Figure 3.5 est interprétée en termes de puissance et de température. Une relation entre les accroissements de P_{VI} et de R est donc cherchée:

$$H = \frac{d(\ln P)}{d(\ln R)} = \frac{R}{P}\frac{dP}{dR} = \frac{1}{I^2}\frac{dP}{dT}\frac{dT}{dR} = \frac{G}{\alpha R I^2} = \frac{G}{\alpha P_{VI}} \tag{3.17}$$

En introduisant l'impédance dynamique Z, on trouve une relation entre la courbe V(I) et les paramètres constructifs de H :

$$Z = \frac{dV}{dI} = R\frac{d(\ln V)}{d(\ln I)} = R\frac{d(\frac{1}{2}\ln V^2)}{d\left(\frac{1}{2}\ln I^2\right)} = R\frac{\ln P + \ln R}{\ln P - \ln R} = R\frac{H+1}{H-1} \tag{3.18}$$

et H peut alors s'écrire : $H = \dfrac{Z+R}{Z-R}$ (3.19)

En remplaçant $G = \alpha.P_{VI}.H$ dans l'équation (3.14), on obtient une expression de la sensibilité statique du bolomètre polarisé à courant constant qui ne dépend que des paramètres électriques :

$$S_{DC} = \frac{\alpha V}{G - \alpha P_{VI}} = \frac{\alpha V}{\alpha P_{VI} H - \alpha P_{VI}} = \frac{V}{P_{VI}} \times \frac{1}{(H-1)} = \frac{1}{I} \times \frac{Z-R}{2R} = \frac{1}{I} \times \left(\frac{Z}{R} - 1\right) \tag{3.20}$$

D'après la Figure 3.5, au point de polarisation (V_{bolo}=0,22 V ; I=770 nA), nous avons Z/R ≈ 0,28. La sensibilité du bolomètre peut alors être estimée :

$$S_{DC} \approx 4{,}6\times10^{-6}\ \text{V.W}^{-1} \tag{3.21}$$

Si on connaît par une méthode indépendante la caractéristique R(T) du thermomètre, on peut en déduire une estimation de la conductance G au point de polarisation :

$$G_d = \alpha P_{VI} H = \alpha P_{VI} \times \left[\frac{Z+R}{Z-R}\right] \quad \text{en W.K}^{-1} \tag{3.22}$$

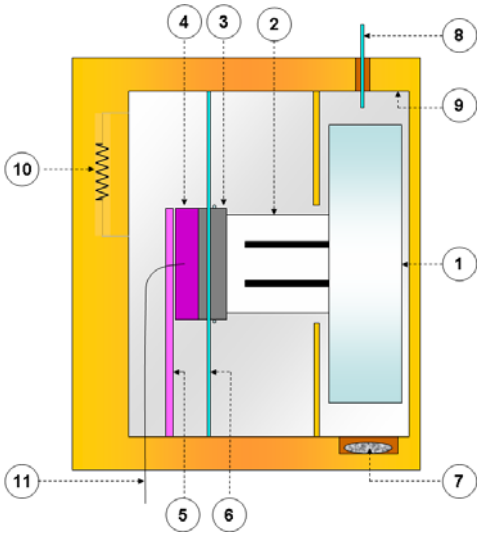
Si de plus la constante de temps effective τ_{eff} est connue, la constante de temps physique, définie par $\tau = C/G$, peut être trouvée et par suite, la capacité thermique du bolomètre idéal :

$$\tau_{eff} = \tau \times \frac{G}{G - \alpha P_{VI}} = \tau \times \frac{H}{H-1} = \tau \times \frac{Z+R}{2R} \qquad (3.23)$$

Cette démonstration n'est valable que dans le cadre des hypothèses du modèle idéal du bolomètre. Les principaux défauts sont de supposer que l'absorbeur est isotherme, donc que l'échauffement par rayonnement conduit à la même élévation de température du thermomètre que lorsqu'il est échauffé par polarisation et que la résistance du thermomètre ne dépend que de sa température, donc que les effets non ohmiques sont négligeables.

3.1.6 Description technique du bolomètre

Le schéma de principe du bolomètre composite B322 est décrit sur la Figure 3.7. Il est constitué d'un cristal de 534 mg de ^{6}LiF (fluorure de lithium) enrichi à 95% en ^{6}Li de diamètre de 10 mm et d'épaisseur 2,62 mm. L'élévation de température est lue par un thermomètre en germanium NTD (L = 6,14mm ; l = 4,08 mm; e = 0,84 mm). Entre les deux, une pièce en germanium pur et un cube de BGO ($Bi_4Ge_3O_{12}$) assurent l'adaptation thermique pour réduire les contraintes à cause des différences des coefficients de dilatation thermique entre l'absorbeur et le senseur. Des fibres en saphir constituent à la fois le lien thermique et la suspension mécanique. Une fibre optique est placée près de l'absorbeur pour envoyer des pulses optiques dans l'infrarouge (λ = 830 nm) pour avoir des informations sur le temps mort lors d'une mesure. Ceci est particulièrement important pour des hauts flux de neutrons. Une source ^{241}Am de particules alpha est ajoutée près de l'absorbeur et est utilisée comme source de calibrage interne. Les Figures 3.8 et 3.9 détaillent le bolomètre.



Légende :

1 : Cristal de ^{6}LiF (ϕ = 10 mm ; e = 2,62 mm)

2 : Cube de BGO fendu partiellement collé sur le cristal en 9 points pour limiter les efforts de dilatation thermiques.

3 : Cale en Ge pur

4 : Détecteur Ge- NTD (6,14 x 4,08 x 0,84 mm^3)

5 : Fuite thermique en Ge pur

6 : Fibres en saphir (suspensions et lien thermique)

7 : Source ^{241}Am (4 Bq)

8 : Fibre optique (guide pour impulsions LED à λ=830 nm)

9 : Cavité en cuivre argentée

10 : Résistance de charge

11 : Fils de lecture du détecteur Ge-NTD

Figure 3.7 : Schéma de principe du bolomètre ^{6}LiF 0,534g en coupe verticale.

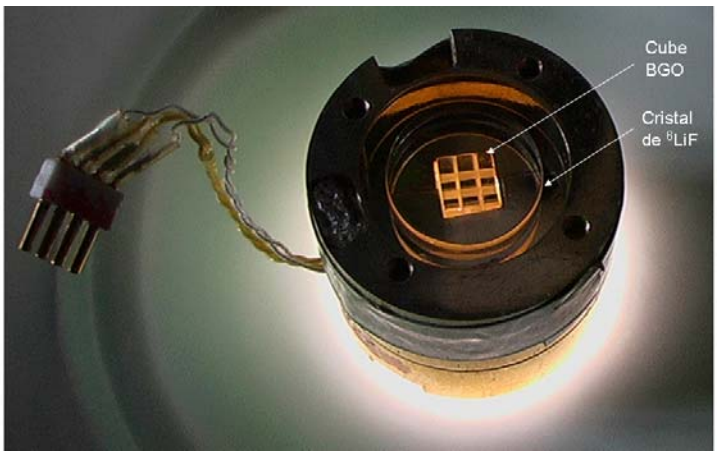


Figure 3.8 : Bolomètre ^{6}LiF et son connecteur - Vue de dessus (éclairé par le dessous).

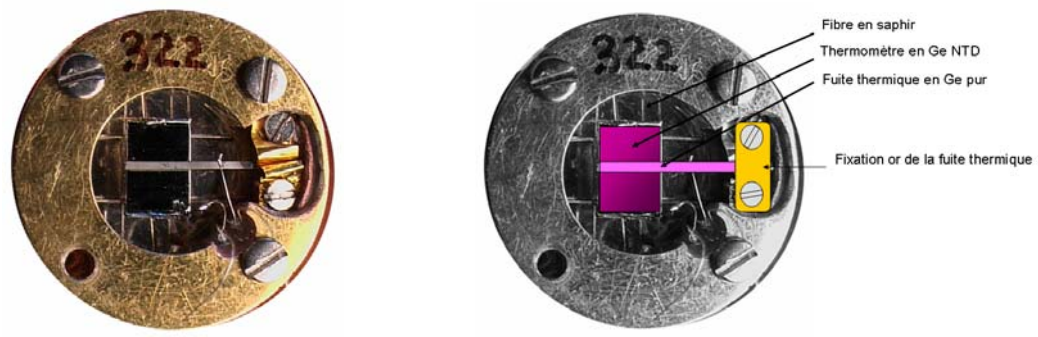


Figure 3.9 : Bolomètre ^{6}LiF - Vue de dessous ((a) photo originale ; (b) même photo commentée).

3.1.7 Conductance thermique

La conductance G d'une portion de matériau à travers lequel s'écoule un flux de chaleur est quant à elle simplement donnée par le rapport entre la puissance transmise et la différence des températures aux extrémités de la portion considérée :

$$P = G_{W/K}(T_{bolo}, T_{bain}) \times \Delta T = g \times \Delta(T^{\alpha+1}) \tag{3.24}$$

où g est égale au produit du coefficient de conduction par le volume du matériau considéré. α est facteur caractéristique du matériau. $\alpha = 3$ pour des phonons et $\alpha = 1$ pour des électrons. En pratique on rencontre des valeurs intermédiaires.

La conductance G, précédemment rencontrée, permet de faire le lien entres les variation de puissance autour de l'équilibre entre l'absorbeur et le bain thermique [Leclercq, 2004] :

$$G = \frac{dP}{dT} = g\frac{d\left(\Delta\left(T^{n}\right)\right)}{dT} = g \times (\alpha+1) \times T_{bain}^{\alpha} \text{ en } W.K^{-1} \tag{3.25}$$

où $n = \alpha+1$

On peut déduire les lois $G_{W/K}(T)$ du bolomètre B322 à partir des courbes V(I). La Figure 3.10 donne l'allure de $G_{W/K}(T)$. Elle nous enseigne que $g = 6{,}23 \times 10^{-6}$ $W.K^{-3}$ et que $\alpha = 2{,}16$.

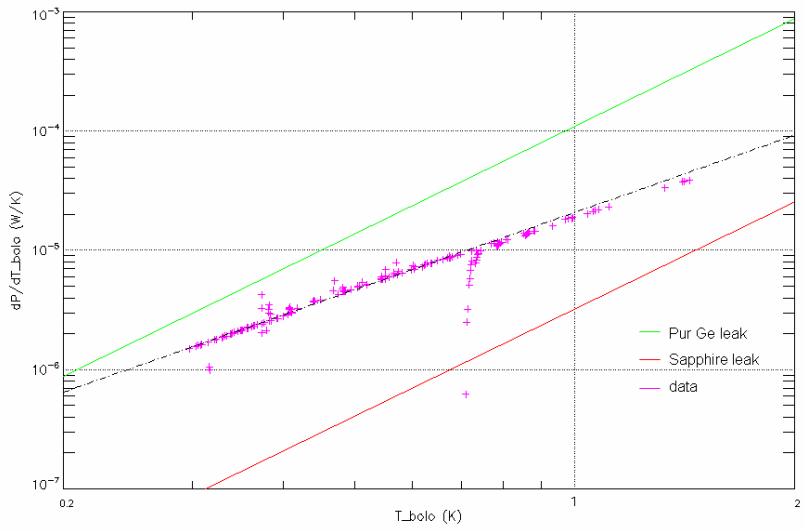


Figure 3.10 : Détermination des conductances du bolomètre B322 en fonction des V(I) (en rose). Afin de comprendre l'origine de la fuite thermique, une droite représentant les conductances dues à une fuite thermique en Ge pur (en vert) et une droite représentant les conductances dues à une fuite thermique en saphir (en rouge) sont superposées.

A une température de bain de 373 mK, pour une tension de polarisation de 1,36 V avec une résistance de polarisation de 1,5 MΩ, la tension aux bornes du bolomètre est alors de V_{bolo}=0,22 V ce qui induit $R_{bolo} \approx 290$ kΩ.

D'après l'équation (3.3), on obtient une température de fonctionnement du bolomètre de 424 mK.

L'équation (3.25) donne alors :

$$G\ (424\ mK) \approx 3{,}36\times10^{-6}\ W/K \qquad (3.26)$$

D'après la Figure 3.10, la courbe expérimentale est comprise entre les deux droites théoriques symbolisant d'une part une fuite thermique en Ge pur et en saphir d'autre part. Ceci indique que la fuite thermique n'est pas due uniquement au Ge. L'effet de résistances de Kapitza, résistances de surfaces aux interfaces, est alors l'hypothèse avancée. Entre 100 mK et 1K, le $G_{Kapitza}$ pour les interfaces métal / époxy est notamment mal connu.

3.2 Le cryostat CDL

3.2.1 Description

Un cryostat a été spécialement équipé avec le bolomètre ^{6}LiF à l'IAS. Ce cryostat est un cryostat type CDL (Coron-Dambier-Leblanc, licence CNRS/Sorem) compact (500 mm de haut; 200 mm de diamètre) avec un volume de 2,2 litres d'hélium-4 sans garde d'azote liquide avec un poids de 13 kg (Figure 3.11). Ces dimensions font de l'ensemble crysotat-bolomètre un spectromètre semi-portable offrant l'avantage pour les services de radioprotection de pouvoir réaliser des mesures à plusieurs positions autour des installations nucléaires. La Figure 3.12 présente le schéma du cryostat avec ses différents écrans thermiques.



Figure 3.11 : Photo d'ensemble du cryostat de type CDL

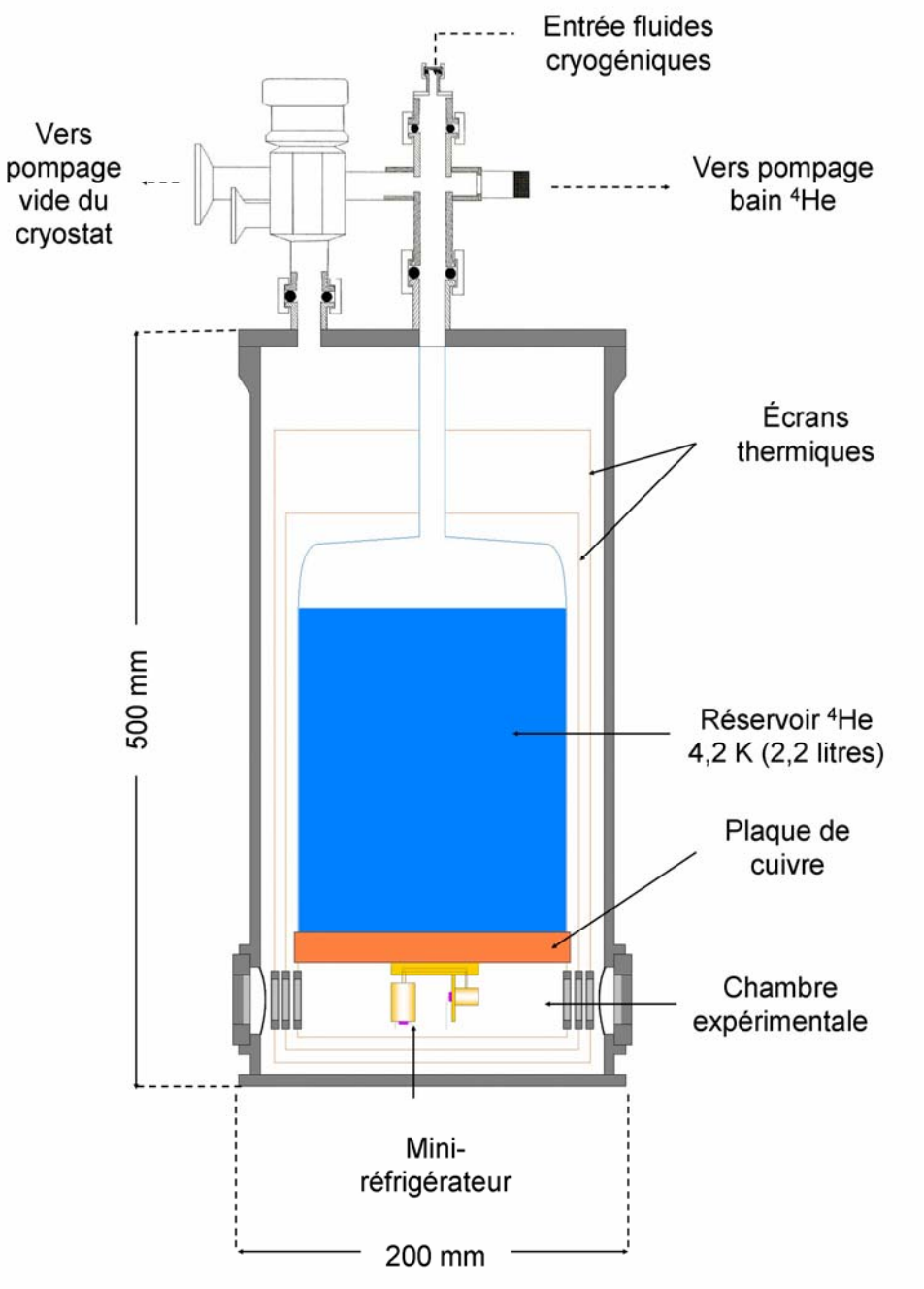


Figure 3.12 : Cryostat CDL4 : avec une garde hélium-4 de 2,2 litres.

3.2.2 Le réfrigérateur hélium-3

Un réfrigérateur ^{3}He est thermiquement connecté sur le bain d'hélium-4 du cryostat permettant de travailler à 300 mK [Torre, 1985]. Ce réfrigérateur est un ensemble clos constitué d'un charbon actif et d'un réservoir d'hélium-3 auquel est fixé le bolomètre. Pour refroidir le bolomètre à 300 mK, le bain hélium-4 a besoin d'être pompé. La diminution de la pression en dessous de 0,5 mbar permet d'abaisser la température du bain jusqu'à environ 1,5 K. A cette température, le gaz d'hélium-3, libéré par chauffage du charbon actif à 25 K, va se (re)condenser. En effet, au niveau de la plaque de condensation (cf. Figure 3.13) le gaz hélium-3 dans le capillaire va être en contact thermique avec le bain plus froid. Le gaz se condense alors puis tombe par goutte dans la chambre de condensation. Une puissance de chauffage est appliquée jusqu'à désorption totale du charbon actif. Le bolomètre se refroidit alors jusqu'à 300 mK. La mesure expérimentale peut commencer. L'hélium-3 liquide va lentement s'évaporer pour être à nouveau absorbé par le charbon actif. La procédure de refroidissement dure environ 2 heures.
Le détecteur peut fonctionner selon deux configurations : les mesures peuvent être soit être réalisées avec le bain d'hélium-4 à 1,5 K et le détecteur à 300 mK ; soit avec le bain d'hélium-4 à 4,2 K et le détecteur à environ 400 mK avec une petite perte de sensibilité du détecteur. La première configuration n'a pas été employée notamment à cause de risques de microphonie. Dans la seconde configuration, l'autonomie de refroidissement du cryostat est supérieure à 30 heures avec un temps d'utilisation supérieur à 95%. Cette dernière configuration a l'avantage de rendre indépendant le cryostat de tout système de pompage et ainsi de le rendre portable.

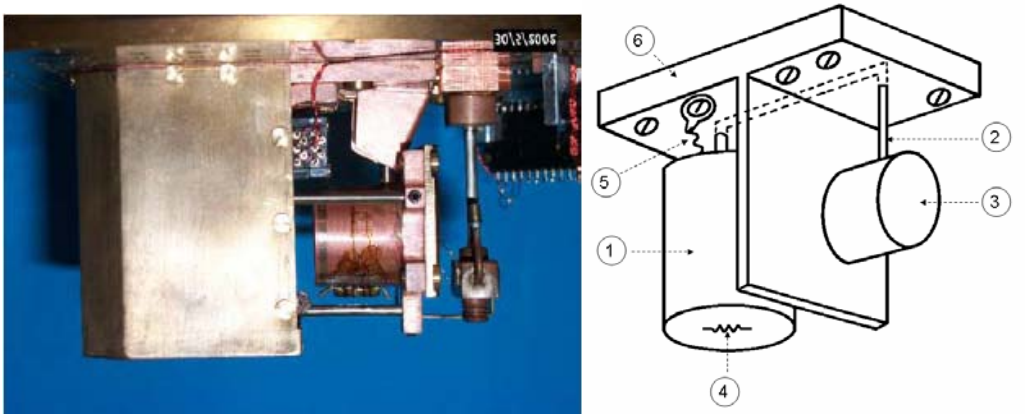


Figure 3.13: Réfrigérateur hélium-3 : (1) Charbon actif incluant une résistance chauffante ; (2) : Capillaire d'échange ; (3) : Chambre de condensation (4) : Thermomètre (résistance de RuO_2) ; (5) : Lien thermique ; (6) : Plaque de condensation.

3.3 Chaîne d'acquisition du spectromètre

Dans ce paragraphe nous allons décrire l'électronique de lecture des signaux décrite sur la Figure 3.14.

3.3.1 Lecture des signaux

Une fois à la température de fonctionnement, le thermomètre Ge-NTD est polarisé par une batterie au lithium qui fournit une tension constante (~ 1.36 V) à travers une résistance de charge de 1,5 MΩ placée à basse température afin de s'affranchir de son bruit thermique. L'interaction d'une particule avec l'absorbeur génère une variation de tension aux extrémités du thermomètre Ge-NTD. Cette variation de tension est alors lue par une chaîne d'amplificateurs de tensions.

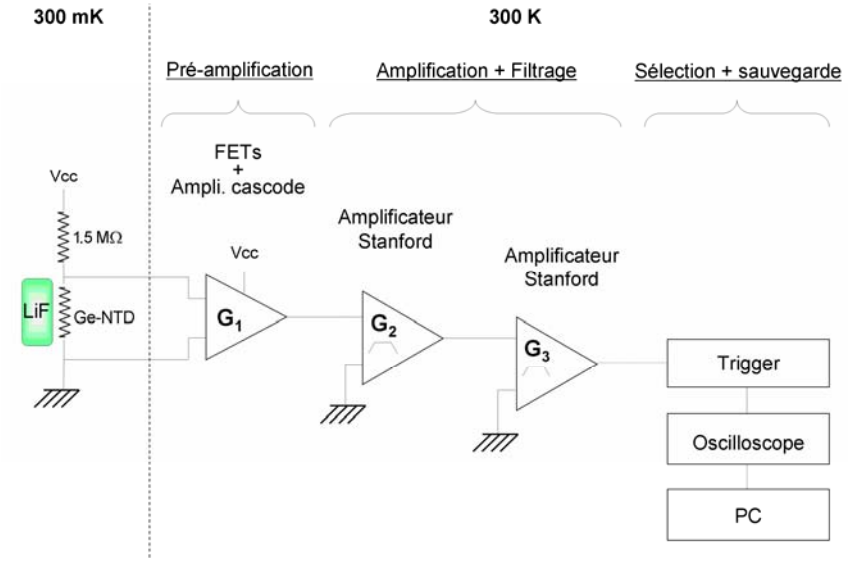


Figure 3.14: Schéma de principe de la chaîne d'acquisition.

- Le premier étage de pré-amplification :

Ce premier étage est constitué de deux parties. La première partie est une association de 8 transistors à effet de champ, JFETs (Junction Field Effect Transistor), reliés en parallèle pour diminuer son niveau de bruit de tension (le nombre de transistor en parallèle est adapté à l'impédance du bolomètre). Elle a un gain égal à 1. Cette association a une haute impédance d'entrée pour assurer l'adaptation d'impédance avec le bolomètre (l'impédance d'entrée d'un JFET est supérieure à 1 GΩ). Ces transistors sont placés à l'extérieur du cryostat au plus prêt du bolomètre afin de diminuer la longueur des câbles (antennes à bruits électromagnétiques et filtrage RC). La deuxième partie de cet étage est un amplificateur de type cascode pour

réduire l'effet Miller qui a pour conséquence une réduction des impédances d'entrée. Le gain de cet amplificateur est noté G1.

- Le deuxième étage d'amplification :

Cet étage est constitué de 2 amplificateurs Stanford SR560 bas bruit en série. Ces amplificateurs permettent le paramétrage du facteur de gain dans une échelle de 1 à 50000 et du filtrage du signal. Les filtres en fréquence sont soit des passe-bas ou des passe-hauts et peuvent être choisis simultanément. Ils sont réglables entre 0.03 Hz et 1 MHz. L'atténuation des fréquences filtrées peut être de 6 ou de 12 dB/octave. Le niveau de bruit en tension spécifié par le fabricant est de 4 nV/√Hz à 1 kHz. Leurs entrées peuvent être utilisées en mode différentiel afin de s'affranchir de toute référence à une masse et soustraire tout bruit parasite additionnel.

Le premier amplificateur est large bande [3Hz-1kHz] avec un gain de 20, et le deuxièmement a une bande passante plus étroite [10Hz-300Hz] avec un gain de 2. En pratique un seul amplificateur suffit mais nous avons gardé la configuration utilisée à l'origine à l'IAS (configuration permettant l'insertion d'une connexion fibrée entre le détecteur et l'acquisition) utilisée depuis le début pour pouvoir avoir la même configuration tout au long des différentes mesures réalisée avec le spectromètre.

3.3.2 Sélection des signaux

A la suite des amplificateurs de tension, les signaux sont envoyés sur un oscilloscope qui déclenchera selon une valeur seuil. Les signaux, une fois sélectionnés par l'oscilloscope, sont numérisés et sauvegardés. La trace de chaque signal est sauvegardée en format binaire pouvant être traité par n'importe quel programme d'analyse. La visualisation des signaux sélectionnés est ensuite réalisée instantanément sur le PC d'acquisition.

3.3.3 Enregistrement des signaux

Pour chaque signal sélectionné, une trace de 4096 points est enregistrée avec un pas de numérisation de 20 µs, dont environ 1000 points sont dédiés à la ligne de base avant l'impulsion. La position du trigger sur chaque trace est fixée à 1180. En parallèle de cet enregistrement, plusieurs paramètres sont calculés à partir de l'impulsion comme le montre la Figure 3.15 et sauvegardés en colonne dans un fichier n-tuplet. Ces paramètres seront spécialement utilisés dans les chapitres suivants lors des traitements des données off line. Ces paramètres sont les suivants :

Vbase : moyenne de la ligne de base calculée avant l'impulsion.

Vrms : déviation standard de la dispersion de la ligne de base calculée.

Vmax : Amplitude maximale de l'impulsion corrigée de la valeur de la ligne de base.

Imax : Position de l'amplitude maximale de l'impulsion définie en nombre de canaux.

Temps de montée : temps (habituellement en ms) de montée de l'impulsion calculé entre les valeurs à 10% et 90% de la hauteur maximale de l'impulsion.

Temps de descente : temps (habituellement en µs) de diminution de l'impulsion calculé entre les valeurs à 90% et 10% de la tension maximale de l'impulsion.

Aire positive : intégrale (en v.s) de la partie positive de l'impulsion.
Cette intégrale tend vers zéro pour sur toute l'impulsion puisque la partie positive et négative de l'impulsion ont des aires semblables (coupure DC).

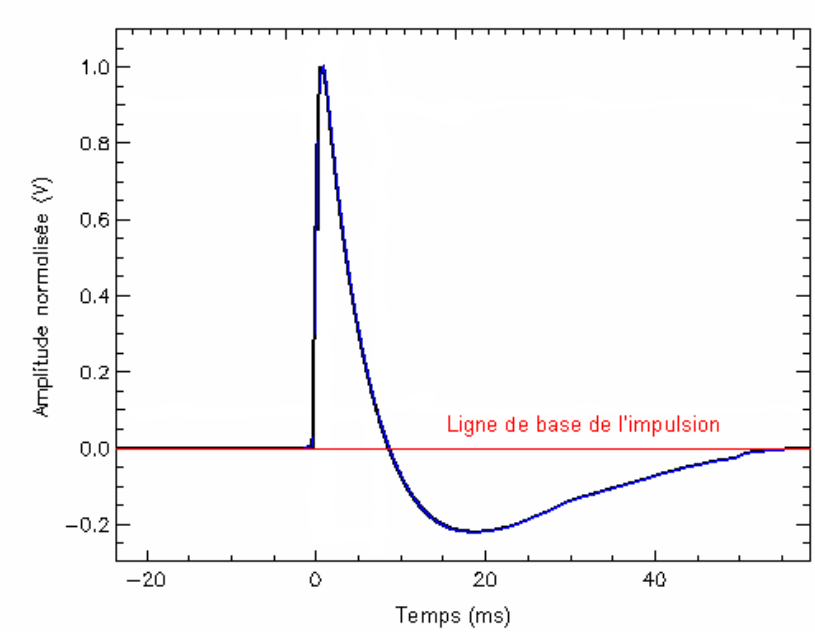


Figure 3.15 : Modèle de trace enregistrée pour des évènement induit par des impulsions LED. La partie négative de l'impulsion est due aux filtres employés lors de l'amplification du signal.

3.3.4 Bruits

Il existe différentes sources de bruit dans le montage:

- *Le bruit de tension du JFET* e_n: il dépend du type de JFET employé et est constant en fonction de la fréquence. Dans notre cas (JFET de type IF1320) le bruit typique donné par le constructeur est de 1 en $nV/\sqrt{Hz}$.

- *Le bruit de courant du JFET* i_n: il est lié au courant de fuite du JFET (l'ordre de grandeur du courant de fuite est d'environ 1 pA). $i_n^2 = 2ei$ (en $A/\sqrt{Hz}$) avec i courant de polarisation, e charge électrique élémentaire.

- *Le bruit Johnson de la résistance du bolomètre*: Une résistance, à l'équilibre thermique, possède un bruit généré par l'agitation thermique des porteurs de charge. Ce phénomène existe indépendamment de toute tension appliquée. Le bruit thermique ou bruit Johnson aux bornes d'une résistance est exprimé par la relation $\sqrt{4.k_B.T.R}$ (en $nV/\sqrt{Hz}$) où k_B est la constante de Boltzmann, T est la température et R la valeur de la résistance.

- *Le bruit thermodynamique :* Ce bruit fluctue en $\sqrt{<T^2>} = \sqrt{\frac{k_B T^2}{C}}$. Il s'agit d'un bruit blanc réparti dans une bande de fréquence limitée par le temps $\tau = C/G$.

- *La microphonie* : c'est une source de bruit parasite due aux vibrations mécaniques. Ces vibrations peuvent exciter des modes propres de vibration de la structure.

- *Les perturbations électromagnétiques :* Idéalement pour se prémunir du bruit électromagnétique, le cryostat et les premiers éléments électroniques doivent être alimentés par batterie et placés dans une cage de Faraday. Si la première condition est facilement réalisable, la seconde l'est moins notamment lors de mesures dans des installations nucléaires. Un contrôle et une optimisation du rapport signal sur bruit doit être fait avant toute mesure.

Ces différentes composantes de bruit s'ajoutent de manière quadratique.

3.3.5 Correction des dérives thermiques

Parce que le cryostat n'est pas régulé en température, après un cyclage du réfrigérateur à 300 mK, le cristal va tour à tour se refroidir, se stabiliser et lentement se réchauffer sur une durée de moyenne 30 heures. Ceci se traduit par une dérive des amplitudes des événements détectés sur la durée du cycle. Il est possible de corriger cette dérive off line en appliquant sur les valeurs des amplitudes un polynôme (un polynôme de second degré est suffisant) dont les coefficients sont ajustés sur la valeur moyenne des amplitudes des impulsions, celles des LED généralement.

3.3.6 Calibrage de la voie chaleur : rôle de la source ^{241}Am

Une source de particules alpha mince ^{241}Am (5486 keV) de 4 Bq est placée à côté du cristal dans le bolomètre permettant de calibrer en énergie de la voie chaleur quand la raie due aux neutrons thermiques est manquante.

3.3.7 Temps mort : rôle de la fibre optique

Afin de connaître le temps mort au cours d'une mesure, des impulsions optiques provenant d'une LED à 830 nm sont envoyées par une fibre optique sur le cristal ^{6}LiF. Ces impulsions sont émises à une cadence paramétrable.

En cas de hauts flux de neutrons, il est alors possible d'estimer ce temps mort en comptant le nombre d'évènements enregistrés dus aux impulsions LED et en le comparant au nombre attendu sur la durée de la mesure.

Un traitement numérique off line est alors nécessaire pour ne conserver que les évènements sans empilement. En effet, les empilements peuvent introduire des artefacts et peuvent faire varier le niveau des lignes de base des impulsions faussant la valeur de leurs amplitudes. A partir des fichiers n-tuplets, en croisant les représentations graphiques des paramètres décris précédemment, il est possible d'isoler ces empilements et de définir des coupures sur ces paramètres pour pouvoir les supprimer.

3.3.8 Mesure de la constante de temps du bolomètre

La constante de temps du bolomètre a été déterminée à partir des impulsions induites par les particules alpha de la source ^{241}Am sur le bolomètre B322. La chaîne d'acquisition du spectromètre présentée dans le paragraphe 3.3 a été modifiée en conséquence. Un amplificateur bas bruit de type EPC-1B (licence Celian/CNRS Institut Néel) a été utilisé pour cette mesure comme le montre la Figure 3.17. Ce préamplificateur se caractérise principalement par son faible niveau de bruit (0,6 nV/√Hz pour f > 10 Hz), sa haute impédance d'entrée (300 MΩ) et la précision de son gain. Un circuit de polarisation permet d'obtenir une fréquence de coupure très basse (≈ 50mHz) tout en conservant un très bas bruit. A partir de l'ajustement analytique par une exponentielle du premier ordre de la partie décroissante de l'impulsion moyenne des évènements sélectionnés (Figure 3.16), la valeur de la constante de temps du bolomètre est estimée à :

$$\tau_{\text{Bolomètre}} = 8{,}02 \text{ ms } [\pm 0{,}005] \qquad (3.27)$$

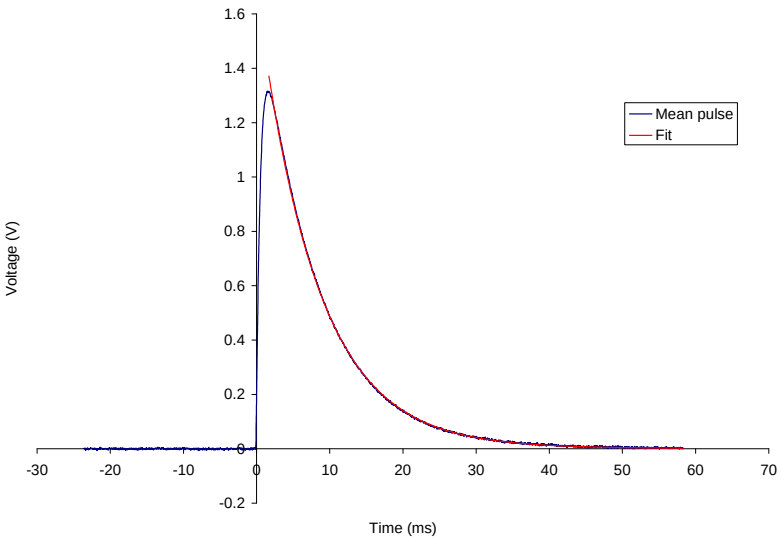


Figure 3.16: Constante de temps du bolomètre obtenue par ajustement analytique de la partie décroissante de l'impulsion moyenne des évènements associés aux particules alpha de la source ^{241}Am du bolomètre par une exponentielle du premier ordre.

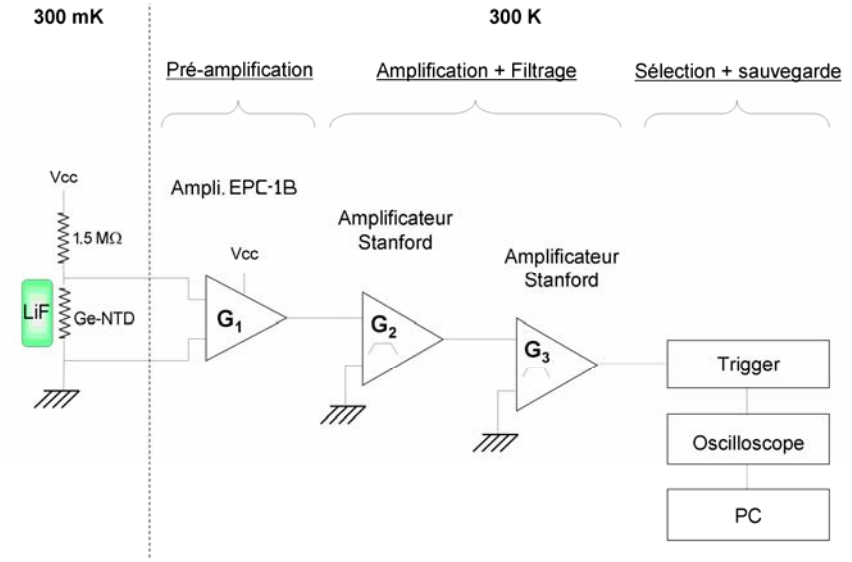


Figure 3.17 : Chaîne d'acquisition utilisée pour la mesure de la constante de temps du bolomètre

3.4 Résolution en énergie du bolomètre B322

La construction du bolomètre B322 est basée sur une étude précédente d'un bolomètre de 2 g LiF à 100 mK [de Marcillac, 1993]. Afin de pouvoir tester un bolomètre ^{6}LiF à 300 mK, température permettant l'emploi de petit cryostat, et d'atteindre une résolution en énergie de l'ordre de 10 keV, un absorbeur en ^{6}LiF fut défini à partir de l'équation suivante :

$$\Delta E_{FWHM} = 8 \cdot \left[k_B \cdot T_0^2 C_a(T_0) \right]^{1/2} \tag{3.28}$$

où k_B est la constante de Boltzmann, T_0 est la température du bain thermique et $C_a(T_0)$ est la capacité thermique de l'absorbeur du bolomètre. Cette équation permet de calculer la résolution à basse énergie d'un détecteur thermique [Moseley, 1984]. Mais empiriquement, cette résolution théorique doit être multipliée par un facteur cinq. A une température de refroidissement de 300 mK, une résolution en énergie attendue de 10 keV induit une résolution en énergie théorique de l'ordre de 2 keV. A partir de cette valeur et de l'équation (3.28), les dimensions de l'absorbeur ont été établies. L'absorbeur alors défini a une masse de 0,534 g, soit une masse 4 fois plus petite que l'absorbeur utilisé à 100 mK.

Au point de fonctionnement à 424 mK défini précédemment, la résolution en énergie sur la ligne de base théorique est de l'ordre de 6 keV. La résolution en énergie sur la ligne de base attendue du bolomètre B322 est alors proche de 30 keV.

Nous venons de présenter les différentes parties du spectromètre à neutrons rapides. Il convient maintenant d'étudier la fonction de réponse de ce détecteur dédié aux neutrons rapides.

3.5. Fonction de réponse du spectromètre bolométrique

3.5.1 La réaction de capture neutronique du lithium-6

Dans le cadre de cette thèse, un bolomètre à cible en ^{6}LiF, enrichi à 95%, fut utilisé pour la détection et la spectrométrie des neutrons rapides. En effet, avec le bore, le ^{6}Li possède une des plus grandes sections efficaces pour les neutrons, comme indiqué dans le chapitre 3. La réaction de capture neutronique du ^{6}Li, ^{6}Li(n,alpha)t, a notamment une section efficace de 942 barn pour les neutrons thermiques (Figure 3.18). Le principe de la réaction se déroule comme suit. A l'issue d'une capture d'un neutron, une particule alpha et un tritium sont relâchés sur une échelle de quelques dizaines de micromètres pouvant être stoppés à l'intérieur de l'absorbeur LiF. L'énergie de la réaction Q libérée est alors de 4,7834 MeV.

3.5.2 Principe de la spectrométrie des neutrons rapides à l'aide de lithium-6

Lors de la capture d'un neutron thermique par le lithium-6, l'information sur l'énergie cinétique initiale est irrémédiablement perdue car cette énergie est extrêmement faible par rapport à l'énergie de réaction libérée c'est à dire 4,7834 MeV. Ce qui semble impossible à faire à basse énergie cinétique peut cependant être réalisable pour des énergies cinétiques plus grandes. Dans le cas des neutrons rapides, l'énergie incidente des neutrons n'est plus négligeable comparée à l'énergie de réaction et l'énergie des produits reflète ce changement en énergie. Sous réserve de pouvoir réaliser une mesure fine d'énergie, l'énergie des neutrons rapides incidents peut être déduite simplement en soustrayant l'énergie de réaction de capture du lithium-6 à l'énergie mesurée comme suit :

$$E_{neutron_rapide} = E_{énergie_mesurée} - Q(^{6}\mathrm{Li}(n,\alpha)t) = E_{énergie_mesurée} - 4{,}7834\mathrm{MeV} \qquad (3.29)$$

Partant de ce principe, la réponse d'un détecteur ayant une cible à base de ^{6}Li avec des neutrons incidents monoénergétiques devrait être un pic unique centré sur l'énergie égale à l'énergie des neutrons plus l'énergie de réaction de ^{6}Li(n,α)t. Ce principe a été testé au cours de ce travail comme nous le verrons aux chapitres 5 et 6.

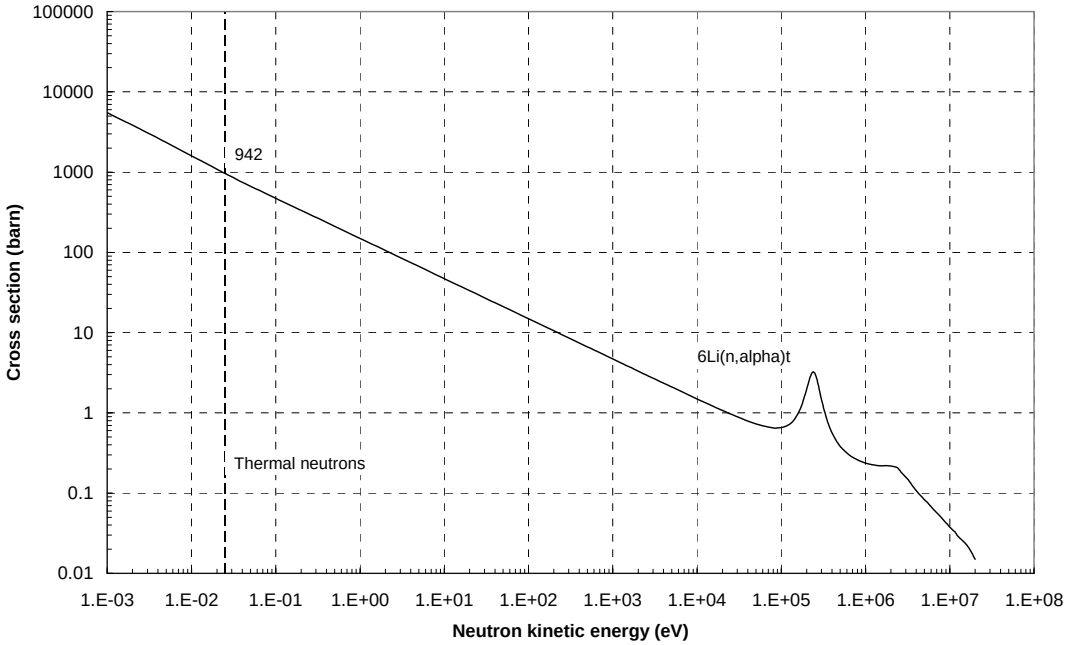


Figure 3.18: Courbe de la section efficace du capture neutronique du lithium-6 [Tables sigma ENDF 7, www.nndc.bnl.gov/sigma]

3.5.3 Etat de l'art

Des premières études ont été menées avec un bolomètre de 2 g LiF refroidi à 80 mK [de Marcillac, 1993]. La résolution en énergie reportée sur la raie de détection des neutrons thermiques est de 16 keV FWHM. D'autres tests ont été réalisés avec des bolomètres en ^{6}LiF enrichi à 99,9% de 0,032 à 1 cm^{3} [Silver, 2002]. Pour des neutrons rapides à 4 MeV, la résolution en énergie fut établie à 4,3%, soit 172 keV FWHM, à une température de 300 mK. Plus récemment, un microcalorimètre en ^{6}LiF de 0.2 cm^{3} enrichi à 92% a été utilisé à une température proche de 100 mK. Une résolution en énergie de 52 keV FWHM sur la raie de détection des neutrons thermiques a été obtenue [Niedermayr, 2007].
Ces études montrent l'intérêt des bolomètres à cible en lithium-6 comme détecteur de neutrons rapides avec des résolutions très intéressantes. La section suivante décrit l'étude de la réponse du bolomètre à cible en ^{6}LiF construit à l'IAS dans le but d'être utilisé en tant que spectromètre sur site à part entière. Cette étude va notamment permettre de préciser la résolution en énergie attendue et la gamme en énergie de détection du bolomètre.

3.5.4 Spectre incident initial

Le spectre mesuré n'est pas une copie stricte du spectre incident initial et un travail d'inversion doit être effectué. Ceci vient du fait que les fonctions de réponse des spectromètres sont complexes. Le processus d'inversion peut se traduire mathématiquement de la façon suivante [Niedermayr, 2007] :

$$\psi(E') = \int_0^\infty R(E,E')\phi(E)dE + \varepsilon(E) \tag{3.30}$$

où $\psi(E')$ est le spectre en énergie mesuré, $R(E,E')$ est la fonction de réponse du détecteur, $\phi(E)$ le spectre incident et $\varepsilon(E)$ est un terme d'erreur incluant l'imprécision de la fonction de réponse ou les fluctuations dans le spectre de particules.
Pour revenir au spectre d'une source mesurée, il est indispensable de connaître précisément la fonction de réponse $R(E,E')$ du détecteur à chaque énergie E de neutron incident donnée. Pour déterminer cette fonction, la probabilité d'interaction de la cible avec les neutrons doit être définie.

3.5.5 Efficacité de détection du bolomètre

L'absorbeur du bolomètre est un cristal de ^{6}LiF. Les principaux éléments réactifs seront donc le lithium-6, le lithium-7 et le fluor-19. La Figure 3.19 représente les sections efficaces totales des réactions de ces différents éléments.

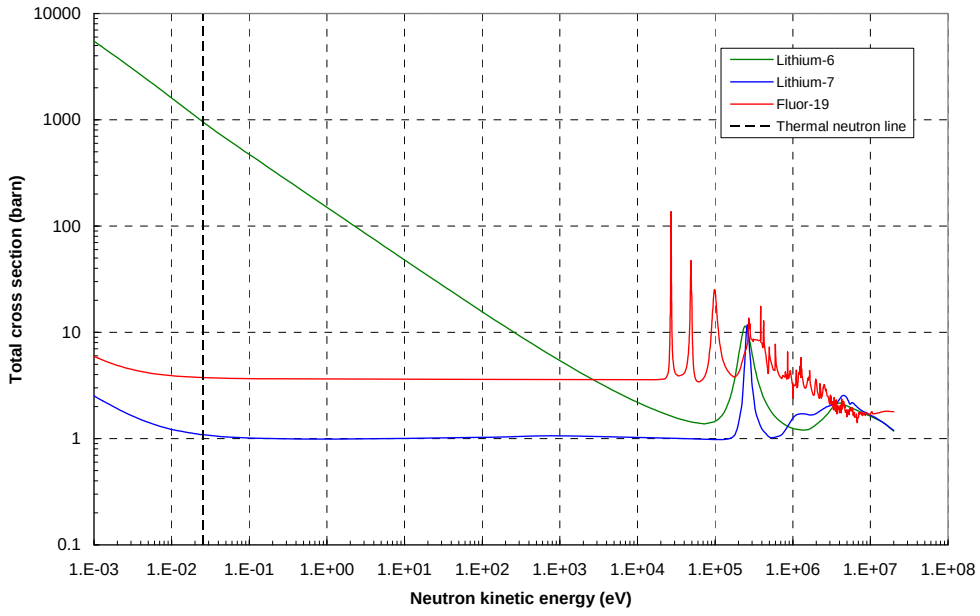


Figure 3.19 : Courbes des sections efficaces totales des différents éléments constitutifs du cristal ^{6}LiF [Tables sigma ENDF 7, www.nndc.bnl.gov/sigma]

Comparées à celles du ^{6}Li et du ^{7}Li, la section efficace du ^{19}F présente plusieurs résonances qui peuvent rendre complexe l'interprétation de la réponse du détecteur. Afin de déterminer correctement la fonction de réponse théorique du spectromètre bolométrique, il est indispensable de lister toutes les réactions en compétition dans le détecteur lors d'une irradiation.

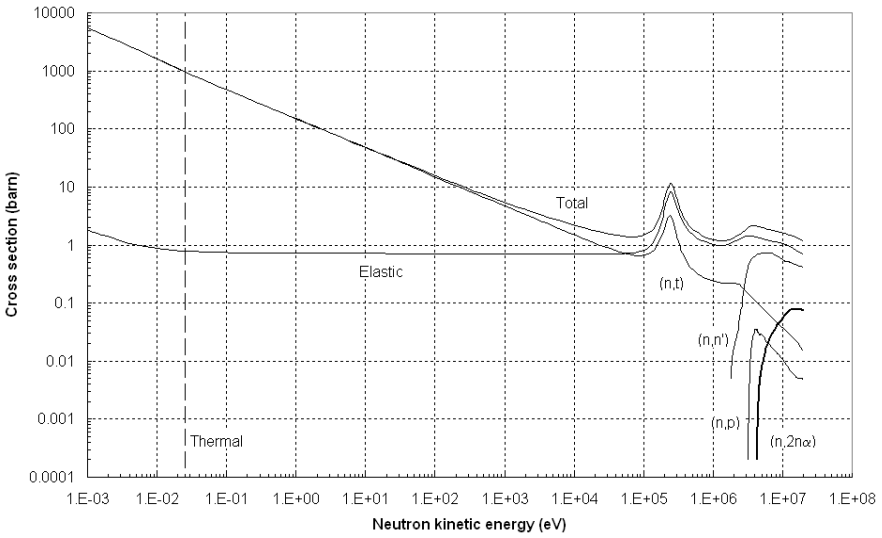


Figure 3.20 : Principales sections efficaces du lithium-6. Le seuil en énergie pour la réaction inélastique (n,n') est d'environ 1,76 MeV. La réaction (n,p) correspond à la réaction $n+^{6}Li \rightarrow p+^{6}He$. La durée de vie du ^{6}He est de 0,8 s. La réaction (n,2nα) correspond au processus $n+^{6}Li \rightarrow 2n+\alpha+p$. [Tables sigma ENDF 7, www.nndc.bnl.gov/sigma].

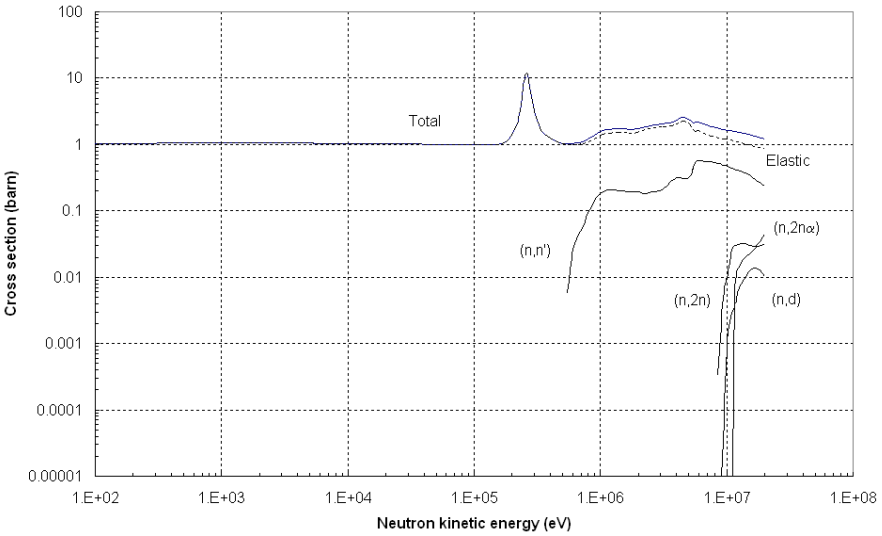


Figure 3.21: Principales sections efficaces du lithium-7. La réaction (n,d) correspond à la réaction $n+^{7}Li \rightarrow {}^{6}He+{}^{2}H$. La réaction (n,2nα) correspond à la réaction $n+^{7}Li \rightarrow 2n+\alpha+H$. [Tables sigma ENDF 7, www.nndc.bnl.gov/sigma].

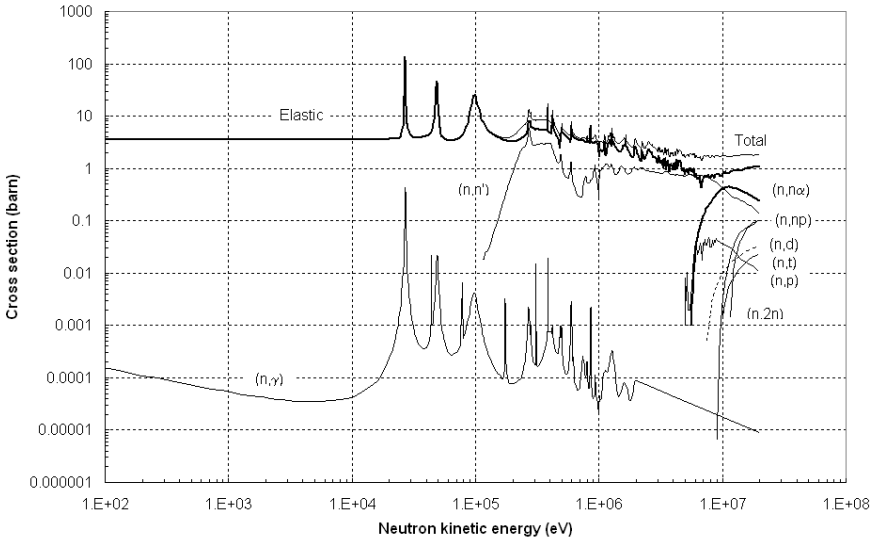


Figure 3.22 : Principales sections efficaces du fluor-19. La réaction (n,γ) correspond à la réaction $n+^{19}F \rightarrow \gamma+^{20}F$. La durée de vie du ^{20}F est de ≈ 11 s. [Tables sigma ENDF 7, www.nndc.bnl.gov/sigma].

D'après les Figures 3.20, 3.21 et 3.21, sur une gamme d'énergie de 10 keV à 1,2 MeV, les réactions de diffusions élastiques et inélastiques sur les différents éléments de l'absorbeur constituent les sources principales du continuum de détection. Au-delà de ≈ 1,2 MeV, à ces réactions, il faut ajouter d'autres réactions neutroniques qui ont pour conséquence de produire de nouveaux éléments (alpha, p, d, t…). Ces produits peuvent à leur tour participer à l'augmentation du niveau du continuum et devront être pris en compte lors de l'analyse de la réponse du détecteur dans un champ neutronique donné.

3.5.6 Courbe d'efficacité du bolomètre ^{6}LiF B322

La probabilité de détection neutronique η du bolomètre peut s'écrire de la façon suivante [Anderson, 2009] :

$$\eta = 1 - \exp\left(-N_{^6Li} \cdot \sigma_{^6Li\,capture} \cdot e\right) \tag{3.31}$$

Où e et N^6_{Li} sont l'épaisseur traversée (cm) et la densité atomique de lithium-6 dans le cristal respectivement, $\sigma_{capture}$ la section efficace de capture du lithium-6. L'équation (3.31) correspond au cas où seule la réaction de capture intervient, les sections efficaces des autres réactions en compétition étant négligées. C'est l'équation type de l'efficacité de détection, obtenue par projection des sections efficaces sur la surface d'incidence. Nous savons d'après le paragraphe précédent que ce n'est pas le cas et que toutes les réactions doivent être considérés. L'équation (3.31) devient :

$$\eta = 1 - \exp\left(-\left(\sum_k N_k \cdot \sigma_{k_{tot}} \right) \cdot e \right) \tag{3.32}$$

où k décrit un élément avec sa densité d'atomes N_k et sa section efficace totale σ_k dans l'épaisseur de cristal e.
L'efficacité de détection du bolomètre B322 a alors été calculée sur une gamme d'énergie des neutrons thermiques jusqu'à 20 MeV. Le résultat est donné sur la Figure 3.23 sur quelques points. Le détecteur aura une efficacité maximale de détection pour les neutrons thermiques. Jusqu'à 10 eV, le détecteur a une efficacité de détection supérieure 50%. Pour des énergies comprises entre 10 eV et 100 keV, l'efficacité reste supérieure à 1 %. Du pic de résonance du lithium-6 à 240 keV jusqu'à 20 MeV, soit sur deux ordres de grandeurs définissant toute la gamme des neutrons rapides, l'efficacité diminue de 5 à 0,025 %.

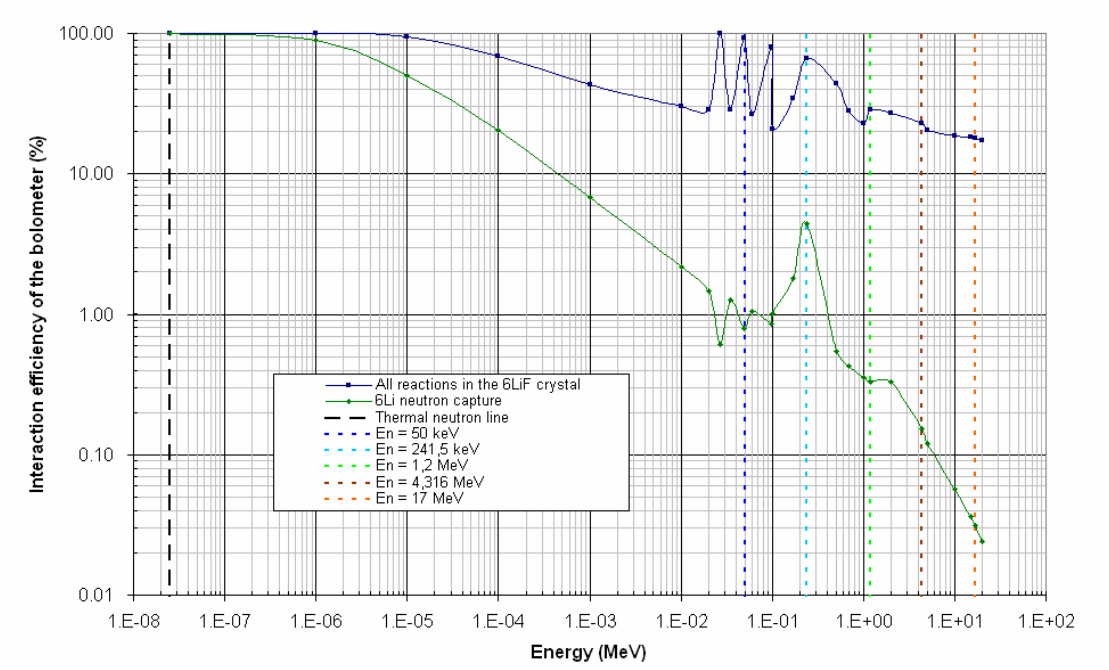


Figure 3.23 : Efficacité neutronique théorique B322 ^{6}LiF aux neutrons : La courbe verte traduit, par la réaction de capture neutronique du lithium-6, l'efficacité de détection du bolomètre. La courbe bleue correspond à l'efficacité globale d'interaction du cristal aux neutrons.

3.5.7 Réponse en énergie du bolomètre

D'après la Figure 3.23, la réponse en énergie du bolomètre peut être directement corrélée à l'efficacité de détection du bolomètre précédemment définie jusqu'à 1 keV. Pour des énergies supérieures des précautions doivent être prises dans la lecture des données puisque les réactions autres que celle de capture du lithium-6 ont des taux de probabilités non négligeables. Leur contribution en énergie sur le signal du détecteur doit être déterminée. Cette analyse n'a pas été réalisée au cours de ce travail faute de temps mais l'étude suivante permet d'avoir un aperçu de la problématique.

Niedermayr et al. [Niedermayr, 2007] ont présenté le calcul de la fonction de réponse de leur spectromètre à neutron cryogénique. Leur détecteur est basé sur un absorbeur en ^{6}LiF également enrichi à 92% avec un volume de 0,2 cm^{3} (volume identique à celui du cristal B322). La température de fonctionnement est proche de 0,1 K mais aucune précision technique supplémentaire n'est apportée dans la publication associée. La particularité de ce travail est d'avoir comparé des résultats expérimentaux avec une simulation MCNP. Cette simulation tient notamment compte de toutes les réactions possibles dans leur cristal ^{6}LiF avec un faisceau de neutrons monodirectionnels. Le résultat est présenté sur la Figure 3.24.
La ligne démarrant à 4,7834 MeV correspond à la réaction de capture neutronique du ^{6}LiF. Les deux lignes proches parallèles sont dues à des neutrons qui ont d'abord des réactions élastiques avec le ^{19}F aux résonances à 109 et 197 keV (cf. Figure 3.24) avant d'être capturés par le ^{6}Li, les gammas s'échappant. Une large proportion des évènements à basses énergies sont dus à de la diffusion élastique. Les auteurs précisent que les lignes indiquées "endothermal" sont dues à des réactions avec des énergies de réactions négatives comme celle du lithium 7 qui exposé à des neutrons de haute énergie peut également subir une réaction (n, alpha) endothermique. Les lignes indiquées "elastic" sont, de gauche à droite, des diffusions élastiques multiples, des diffusions élastiques sur le lithium-6 et le fluor-19. Les pentes de ces droites sont données par la formule des reculs nucléaires, précédemment vue, dans le cas d'une transmission maximale d'énergie.
Cette simulation souligne la complexité d'isoler une capture neutronique par le lithium-6 des autres réactions avec une voie de mesure seule. Elle renforce l'idée de mettre en place une technique de discrimination entre évènements. Cette perspective sera développée dans le dernier chapitre.

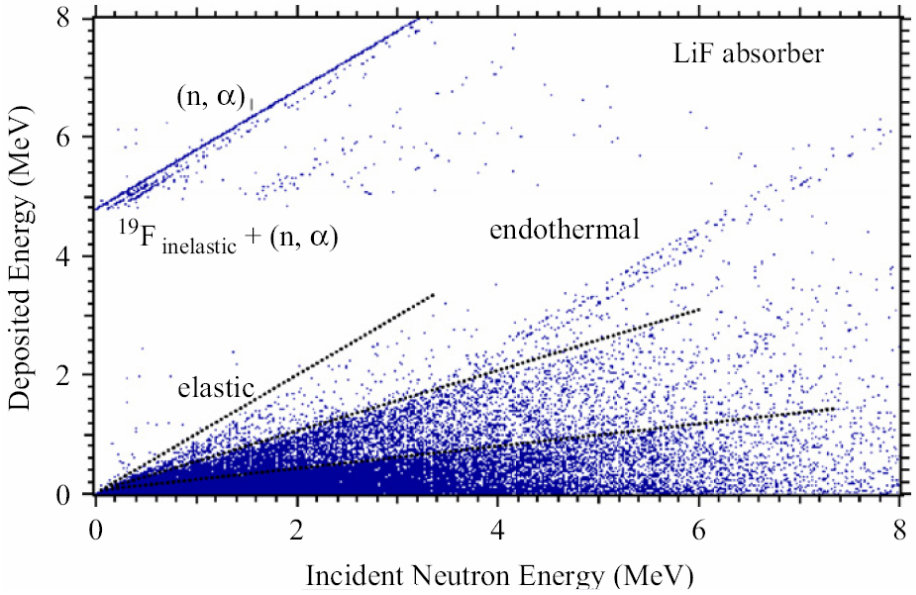


Figure 3.24 : Etude de Niedermayr et al. [Niedermayr, 2007] : Simulation de l'énergie déposée dans un absorbeur de0,2 cm^{3} ^{6}LiF enrichi à 92% en fonction de l'énergie des neutrons incidents

Conclusion

Les différentes caractéristiques du spectromètre bolométrique ont été décrites au cours de ce chapitre et sont résumées dans le tableau 3.2. La compacité du cryostat, sa semi transportabilité mais aussi sa grande autonomie cryogénique sont des atouts intéressant à ce spectromètre pour des mesures sur site. Malgré la large gamme en énergie de détection estimée du spectromètre de 100 keV à 20 MeV, la fonction de réponse du bolomètre est dépendante des réactions autres que la capture neutronique du lithium-6. La part de ces réactions sur le signal en énergie du détecteur doit être évaluée. D'autre part, les diffusions multiples peuvent aussi parasiter cette réponse. Afin d'avoir une meilleure connaissance de la réponse du détecteur, un calibrage en énergie est nécessaire. Les prochains chapitres seront dédiés aux mesures réalisées avec ce spectromètre, au cours d'un calibrage en énergie d'une part et auprès d'une source intense de neutrons.

Bolomètre B322	
Absorbeur	^{6}LiF enrichi à 95 %
Masse de l'absorbeur	0,534 g
Dimensions de l'absorbeur	ϕ = 10 mm ; e = 2,6 mm
Températures de fonctionnement	300-500 mK
Autonomie de refroidissement	30 heures
Tension de polarisation	1,36 V
Résistance de charge	1,5 MΩ
Conductance thermique G (mesurée)	$3{,}4\times10^{-6}$ W.K^{-1} (426 mK)
Constante de temps $\tau_{effective}$ (mesurée)	8,02 ms
Constante de temps physique τ	12,5 ms
Capacité thermique C	$4{,}3\times10^{-8}$ J.K^{-1} (426 mK)
Résolution en énergie de la ligne de base (*)	24,7 keV [*± 0,5*]
Résolution en énergie sur la raie de capture des neutrons thermiques par le ^{6}Li (*)	28,7 keV [*± 0,5*]
Gamme d'énergie de détection	100 keV à 20 MeV

Tableau 3.2 : Résumé des caractéristiques du bolomètre B322.
(*) Meilleures valeurs obtenues avec ce détecteur sur l'ensemble de la thèse

Chapitre 4

Calibrage du spectromètre à neutrons rapides

Le but de ce calibrage est de pouvoir valider le principe de la spectrométrie de neutrons rapides par bolomètre en ^{6}LiF et de connaître l'influence du signal induit par les réactions de diffusions élastiques sur la réponse du détecteur. Pour se faire, plusieurs paramètres de calibrage sont à déterminer. Ce chapitre décrit les moyens utilisés pour mesurer ces paramètres ainsi que les résultats obtenus lors du calibrage du spectromètre.

4.1 Les paramètres de calibrage du spectromètre

Il y a plusieurs paramètres clefs à estimer lors du calibrage du spectromètre :

-Le domaine en énergie couvert par le spectromètre.

-La résolution en énergie du bolomètre selon l'énergie des neutrons incidents.

-La réponse spectrale du détecteur pour évaluer les effets de non linéarités.

-Le taux de comptage limite du détecteur pour connaître le flux limite de neutrons détectables.

-L'efficacité de détection

- L'influence des neutrons diffusés sur la réponse du détecteur

Tous ces paramètres sont étroitement liés à la section efficace de capture neutronique du ^{6}Li, à la taille du cristal qui conditionne l'angle solide de détection et à la température du bolomètre qui détermine le point de fonctionnement du détecteur. Pour obtenir de manière précise la variation de la réponse du spectromètre avec l'énergie des neutrons, la réponse doit être mesurée à plusieurs énergies neutroniques bien déterminées ce que ne permettent pas des sources de neutrons radioactives de types ^{241}AmBe et ^{252}Cf. Il est nécessaire de disposer de champs neutroniques mono-énergétiques où les neutrons ont tous la même énergie et dont la fluence au point de mesure est déterminée de manière traçable sur les étalons nationaux.

4.2 Besoin d'une source de neutrons mono-énergétiques de référence

Pour réaliser le calibrage de la réponse du spectromètre en fonction de l'énergie des neutrons, il est nécessaire d'avoir un champ de neutrons mono-énergétique de référence dont l'énergie peut varier sur une gamme couvrant plusieurs ordres de grandeur, de quelques keV à plusieurs MeV, dans notre cas. Cette possibilité nous a été offerte par l'installation AMANDE de l'Institut de Radioprotection et de Sureté Nucléaire (IRSN) située à Cadarache.

L'IRSN réalise des recherches et des expertises dans les domaines de la sûreté nucléaire, de la protection contre les rayonnements ionisants, du contrôle et de la protection des matières nucléaires. Plus particulièrement, l'IRSN est doté d'installations permettant de caractériser, d'étalonner ou de contrôler des instruments de dosimétrie de neutrons, implantés sur le site de Cadarache. L'une de ces installations, l'accélérateur AMANDE (Accélérateur pour la Métrologie et les Applications Neutroniques en Dosimétrie Externe), permet d'étudier la réponse des instruments de mesure neutronique en fonction de l'énergie des neutrons grâce à des champs mono-énergétiques compris entre 2 keV et 20 MeV. Le spectromètre bolométrique a été ainsi calibré en énergie et en fluence du 8 au 17 Juillet 2009.

4.3 L'installation AMANDE

AMANDE est un accélérateur de type Crockroft Walton de géométrie tandem, dit tandetron, de 2 MV délivrant des faisceaux de protons ou deutons dans la gamme d'énergie de 100 keV à 4 MeV. AMANDE peut soit fonctionner en mode continu avec une excellente résolution en énergie, soit en mode pulsé [Gressier, 2003 ; Gressier, 2004].

4.3.1 Les neutrons de l'installation AMANDE

Les réactions les plus adaptées pour produire des champs mono-énergétiques entre quelques keV et 20 MeV, et recommandées dans la norme [ISO 8529], sont $^{7}Li(p,n)^{7}Be$, $^{3}H(p,n)^{3}He$, $^{2}H(d,n)^{3}He$, $^{3}H(d,n)^{4}He$ et $^{45}Sc(p,n)^{45}Ti$. Ces champs sont obtenus à partir de particules chargées, protons et deutons, accélérées puis dirigées sur des cibles minces de scandium, lithium, tritium, ou deutérium [Gressier, 04]. Cependant, ces réactions ne produisent des champs monoénergétiques que sur une gamme limitée en énergie des protons et deutons. De plus, les caractéristiques des champs neutroniques monoénergétiques sont optimales pour un angle d'émission des neutrons de 0° (c'est à dire dans l'axe du faisceau de particules chargées). Les gammes d'énergie couverte par l'installation AMANDE sont données dans le tableau 4.1 en fonction des réactions utilisées pour des neutrons émis à un angle à 0° avec une énergie du faisceau d'ions entre 100 keV et 4 MeV correspondant aux possibilités de l'accélérateur.

Faisceau de particules	Cibles	Réactions	Energie particules chargées	Energie neutrons monoénergétiques (0°)
Protons	Scandium	$^{45}Sc(p, n)^{45}Ti$	2,91 à 2,95 MeV	5,6 à 52 keV
Protons	Lithium	$^{7}Li(p, n)^{7}Be$	1,92 à 2,38 MeV	120 à 650 keV
Protons	Tritium (TiT)	$^{3}H(p, n)^{3}He$	1,15 à 4 MeV	290 keV à 3,2 MeV
Deutons	Deutérium (TiD)	$^{2}H(d, n)^{3}He$	0,1 à 4 MeV	2,8 à 7,3 MeV
Deutons	Tritium (TiT)	$^{3}H(d, n)^{4}He$	0,1 à 3,7 MeV	14,7 à 20,5 MeV

Tableau 4.1 Gammes d'énergie des neutrons émis à 0° de l'installation AMANDE en fonction des domaines d'énergie des protons et deutons.

D'après le tableau 4.1, il existe des gammes d'énergie de neutrons qui ne sont pas couvertes avec ces réactions à un angle d'émission de 0° : 52 keV à 120 keV et 7,3 MeV à 14,7 MeV.
Afin d'atteindre ces énergies, le point de mesure peut être placé à un angle d'émission des neutrons plus grand, l'énergie des neutrons diminuant avec l'angle. Il est ainsi possible de descendre à des énergies de quelques keV avec la réaction $^{7}Li(p,n)$ à des angles de plus de 100° et d'atteindre des énergies inférieures à 12 MeV avec la réaction $^{3}H(d,n)$ à des angles proches de 180°.

4.3.2 L'accélérateur

L'ensemble de l'instrument est décrit par la Figure 4.1. La source de l'accélérateur a pour objectif de créer soit un faisceau d'ions H^- ou un faisceau d'ions D^-. A partir d'un plasma d'hydrogène ou de deutérium, des particules négatives sont extraites, sélectionnées en fonction de leur masse à l'aide d'aimants avant d'atteindre l'entrée d'un accélérateur tandetron où deux accélérations successives vont se produire. Il se compose en effet de deux tubes accélérateurs avec au centre un canal d'épluchage, dit stripper. La haute tension est générée par un montage dit Crockroft-Walton, perpendiculairement aux tubes. Dans le stripper circule une quantité ajustable d'azote dont le but est d'arracher des électrons aux ions créant ainsi les protons ou les deutons. En sortie de l'accélérateur, le faisceau de protons ou de deutons traverse un système constitué d'aimants dont un aimant à 90° permettant de définir et de réguler précisément l'énergie désirée des particules et de fentes avant d'atteindre la cible. [Gressier, 2003 ; Fitoussi, 2006].

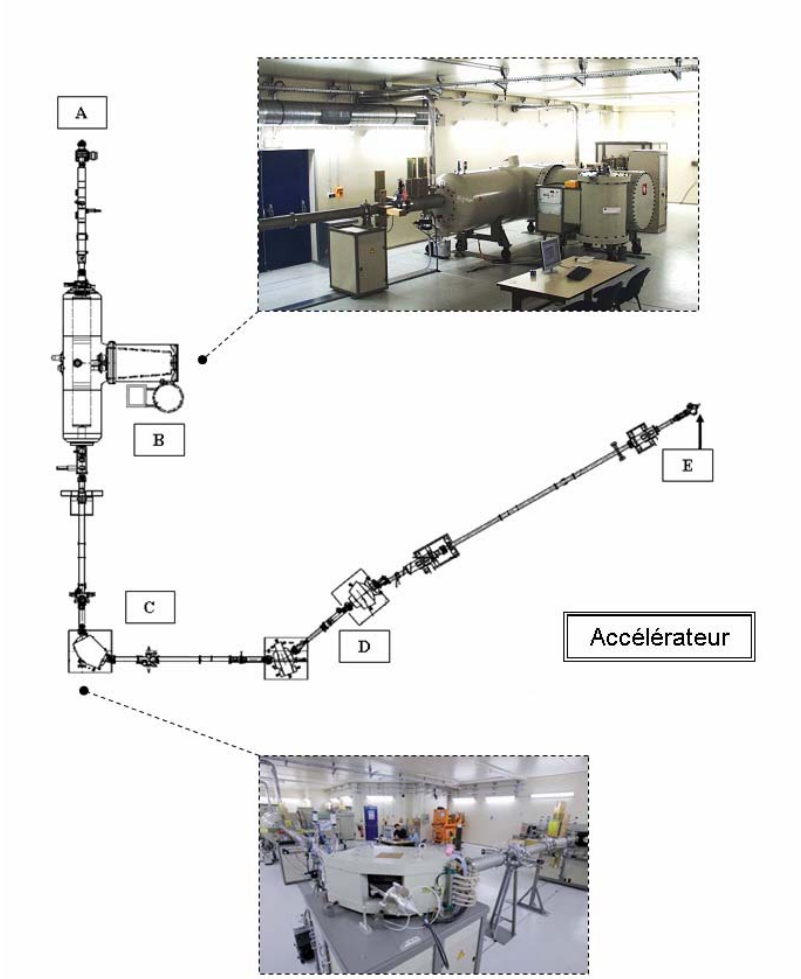


Figure 4.1 : Schéma de l'accélérateur d'AMANDE : (A) Source d'ions ; (B) Tandem ; (C) Aimant d'analyse à 90° ; (D) Autres aimants de déviation ; (E) Cible produisant les neutrons.

4.3.3 Le hall expérimental

Le hall expérimental de 400 m^2 (cf. Figures 4.2 ;4.3 ;4.4) a été spécialement construit pour limiter le nombre de neutrons diffusés. A cet effet, la cible est située à 7,2 m du sol, au centre d'une fosse de 6 m de rayon entourée d'un caillebotis métallique. Les murs sont pour la plupart des parois métalliques. Un système automatisé (bras mobiles) permet le positionnement précis et reproductible des détecteurs à une distance comprise entre 50 cm et 6 mètres de la cible et dans une plage angulaire comprise entre -160° et +160° par rapport à l'axe du faisceau de particules chargées. Le hall est équipé d'un système de régulation de température et d'hygrométrie par rideau d'air autour de la zone d'étalonnage afin d'assurer au point de mesure les spécifications de conditions normales de température et d'hygrométrie mentionnées dans les normes internationales de la Commission Electrotechnique Internationale (CEI).

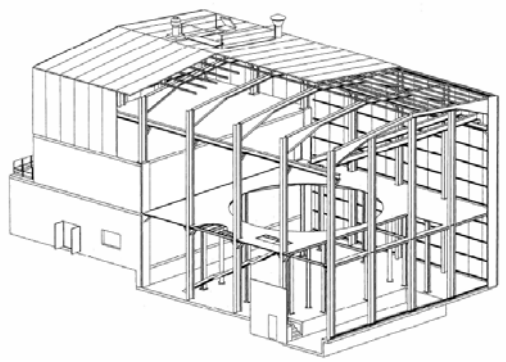


Figure 4.2 : Schéma du bâtiment AMANDE avec, en premier plan, le hall expérimental

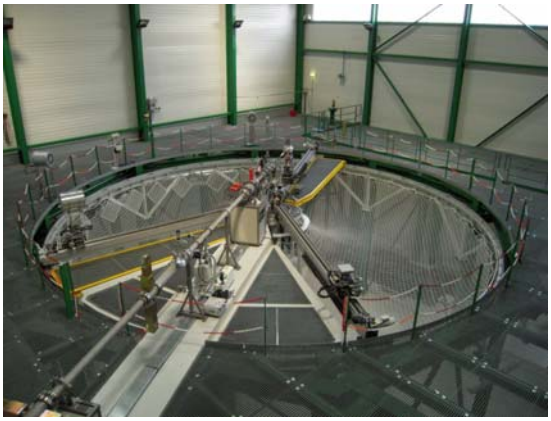


Figure 4.3 : Photo du hall expérimental

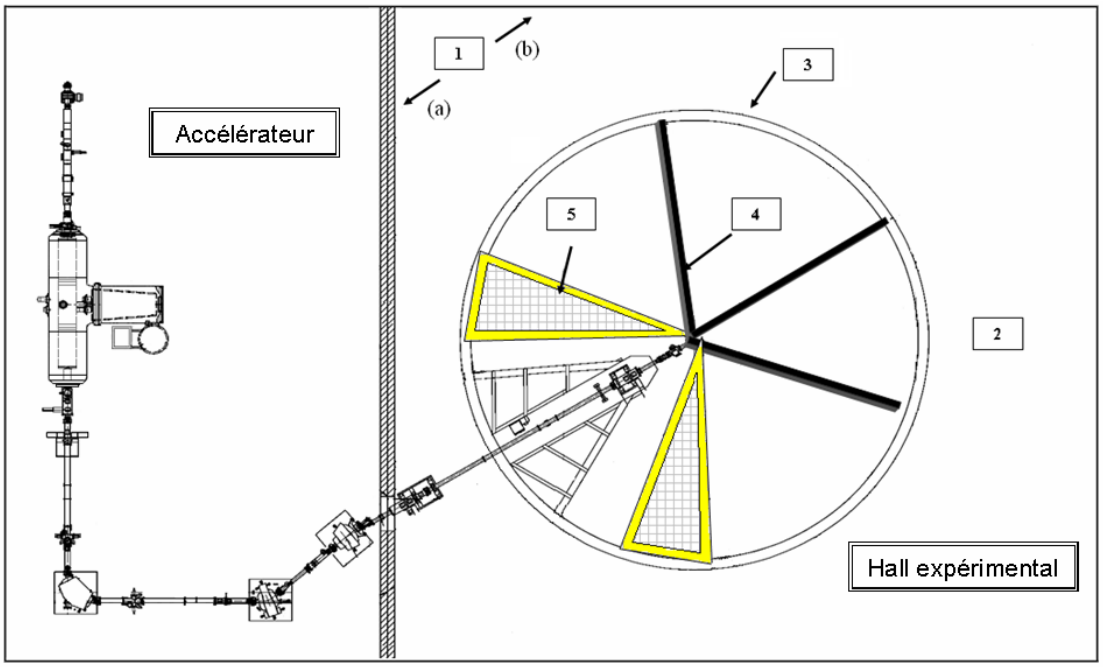


Figure 4.4 : Schéma de l'installation AMANDE vue de dessus : accélérateur et hall expérimental : (1) Bâtiment dédié pour minimiser les neutrons diffusés : (a) Mûr en béton de 40 cm d'épaisseur ; (b) Paroi métallique ; (2) Grille métallique à 6 m du sol en béton ; (3) Fosse expérimentale de 6 m de diamètre ; (4) Systèmes de positionnement automatisés (bras mobiles) ; (5) Plateformes d'accès

4.3.4 Références en fluence et monitorage sur AMANDE

Pour qu'un champ de rayonnement puisse être considéré comme une référence, l'énergie des neutrons et la fluence neutronique au point de mesure doivent être traçables par des étalons nationaux ou internationaux.

L'installation AMANDE dispose d'un ensemble de détecteurs, décrit sur la Figure 4.6, dont le rôle est de donner :

- soit les valeurs de référence de l'énergie ou/et de la fluence des champs de rayonnements mesurés (neutrons ou photons) ; il s'agit des « détecteurs de référence » ou étalons de travail.
- soit une valeur relative de la fluence par rapport à la fluence de référence, mesurée en permanence à une position fixe ; il s'agit des « moniteurs ». Les moniteurs sont nécessaires car les détecteurs de référence sont utilisés, autant que possible, au point de mesure où sont placés les instruments à irradier et doivent donc être ôtés du champ de rayonnement pour que cette irradiation ait lieu. Les moniteurs permettent par conséquent de normaliser les mesures aux valeurs de références.

4.3.4.1 Le long compteur PLC

Les références en fluence d'AMANDE sont établies avec un long compteur de géométrie inspirée des longs compteurs de type De Pangher [De Pangher, 1966]. Les caractéristiques de ce long compteur (nommé PLC) ont en effet été optimisées afin de rendre sa réponse en énergie la plus plate possible entre quelques eV et quelques MeV [Lacoste 06 ; Lacoste, 10a]. Son principe est un détecteur ^{3}He cylindrique de grande longueur placé au sein d'une enceinte modératrice cylindrique (cf. Figure 4.5). Ce principe est similaire à celui des sphères de Bonner, l'enceinte modératrice jouant le même rôle que les sphères de polyéthylène. Les neutrons de basses énergies vont perdre leur énergie dans la partie avant de l'enceinte modératrice et être détecté à l'avant du compteur ^{3}He. Plus l'énergie des neutrons est élevée, plus leur parcours moyen dans l'enceinte est important et reculant de fait leur point de détection moyen dans le tube à ^{3}He.

4.3.4.2 Les moniteurs

Au cours de notre campagne de calibrage, deux longs compteurs de type De Pangher [De Pangher, 1966] et un intégrateur de courant ont été utilisés comme moniteur et comme intégrateur de courant.

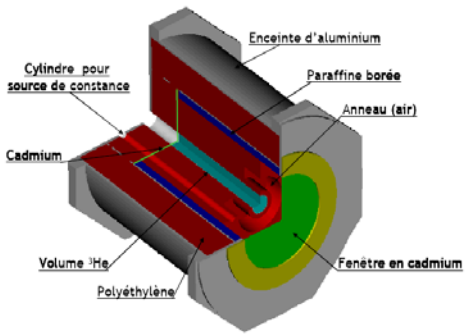


Figure 4.5 : Schéma d'un long compteur De Pangher

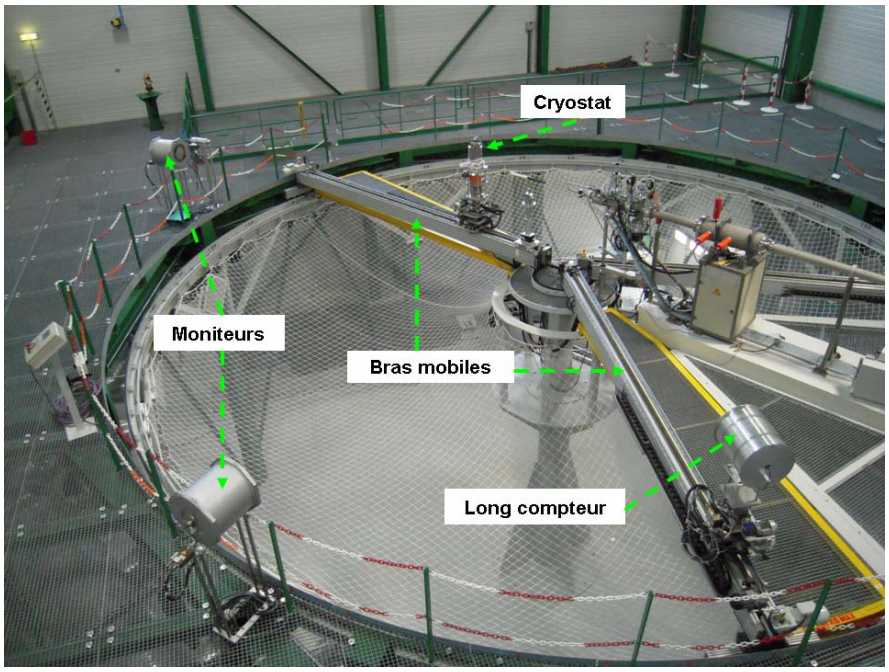
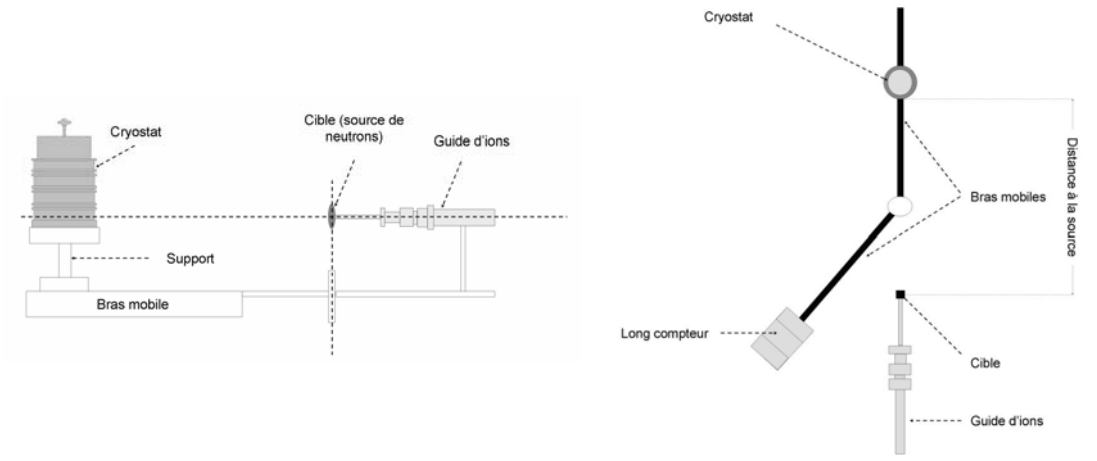


Figure 4.6 : Vue d'ensemble des différents éléments utilisés pour les mesures de référence en fluence et le monitorage sur l'installation AMANDE

4.3.5 Protocole expérimental

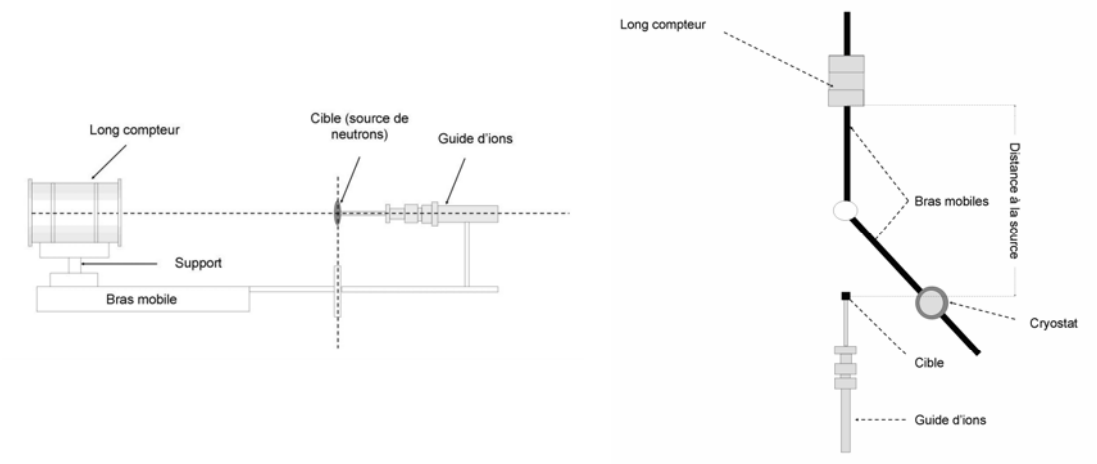
Une fois le réfrigérateur ^{3}He déclenché et le plein du réservoir ^{4}He effectué, le cryostat est emmené dans le hall expérimental. Le cryostat est alors posé sur un support situé sur un bras mobile de l'instrument. Sa distance par rapport à la cible est optimisée à savoir le plus près possible pour réduire les diffusions mais assez loin pour placer un cône d'ombre. Le cryostat est aligné dans l'axe du faisceau de neutrons (Figure 4.7a). La présence d'un cône d'ombre sera expliquée un peu plus loin. Le détecteur est alors connecté au système d'acquisition situé dans la salle de contrôle AMANDE au rez-de-chaussée du bâtiment. Des précautions doivent alors être prises pour réduire la contribution de l'environnement électromagnétique sur la réponse du détecteur. Une première mesure dans cette configuration est réalisée sous un faisceau de neutrons d'énergie donnée. Le cryostat est ensuite remplacé par le long compteur placé sur autre bras mobile[1]. Par ce jeu de bras mobiles, il est possible d'irradier le long compteur dans une seconde mesure dans les mêmes conditions expérimentales (Figure 4.7b). Le détecteur de référence PLC fut ainsi utilisé après chaque mesure et les moniteurs, mesurant en permanence et de manière relative la fluence neutronique, ont permis de raccorder toute mesure à celle effectuée par ce détecteur de référence.

[1] La distance à la cible n'est pas forcément la même. Si la méthode du cône d'ombre est utilisée, une correction de l'atténuation dans l'air est suffisante pour se ramener à la distance d'étalonnage via une loi en $1/d^2$.



Vue de côté *Vue de dessus*

(a) : Schématisation de l'exposition au faisceau de neutrons du cryostat



Vue de côté *Vue de dessus*

(b) : Schématisation de l'exposition au faisceau de neutrons du long compteur

Figure 4.7 : Schémas de principe d'une mesure de référence : (a) 1ère étape : Mesure sous un flux donné de neutrons avec le cryostat, (b) 2ème étape : Mesure avec le long compteur de l'IRSN dans les mêmes conditions et sous le même flux. Les alignements entre la cible à neutrons et les détecteurs sont réalisés par pointeur laser.

4.3.6 Suppression des neutrons diffusés

4.3.6.1 Les différentes sources de neutrons diffusés

La réponse du détecteur est le résultat de la contribution de la détection des neutrons directs (directement issus de la cible) et de la contribution de la détection des neutrons diffusés. Plusieurs sources participent à la création de neutrons diffusés comme le décrit la Figure 4.8. S'il est possible de s'affranchir des neutrons diffusés par l'environnement du cryostat, les neutrons diffusés induits par le cryostat lui-même sont plus difficiles à supprimer. Cette contrainte technique est inévitable. Néanmoins, dans cette campagne de calibrage, la méthode du cône d'ombre a été utilisée pour supprimer la majorité des neutrons diffusés.

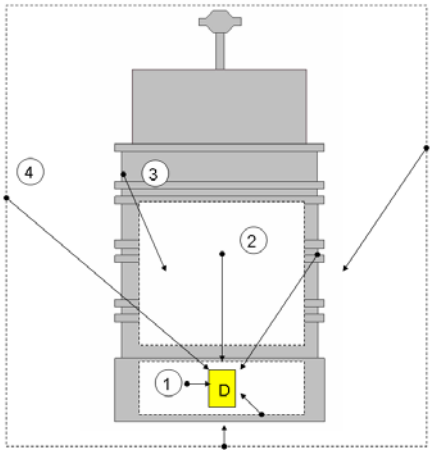


Figure 4.8 : Les différentes sources de neutrons diffusés : (1) les éléments proches du bolomètre ^{6}LiF (D) ; (2) le réservoir hélium-4 ; (3) les écrans thermiques et l'enveloppe externe du cryostat ; (4) l'environnement du cryostat (les bras mobiles, les murs du hall, etc.).

4.3.6.2 Méthode du cône d'ombre [Gressier, 2009]

Au cours d'une procédure de calibrage, 2 quantités doivent être définies :

- La fluence neutronique de référence à un point donné (par coup moniteur)
- La réponse au point d'étalonnage de l'instrument à calibrer en fonctionnement.

Dans les deux cas, l'utilisation de techniques spéciales pour réduire ou mesurer la contribution des neutrons diffusés au point de mesure est nécessaire. La technique du cône d'ombre a été utilisée au cours de nos mesures [ISO, 2000].

Un cône d'ombre est un absorbeur placé entre la cible et le détecteur de manière à ce que l'angle solide qu'il défini couvre la cible et le détecteur, comme le montre la Figure 4.9b. Ce cône d'ombre est un tronc de cône constitué de deux matières différentes : une partie en fer destinée à 'casser' l'énergie des neutrons en les transformant en neutrons d'énergies inférieures par réactions (n,xn) et la seconde en polyéthylène afin d'absorber les neutrons ainsi générés en dehors de cet angle solide. Le cône arrête donc tous les neutrons émis dans cet angle solide. Une mesure effectuée avec le cône permet alors de déterminer la contribution des neutrons diffusés en dehors de cet angle solide à la réponse du détecteur.

Le cryostat a donc été tour à tour exposé au flux 'total' et au flux 'cônisé'. La fluence neutronique induit par le flux de neutrons de référence du détecteur en fonctionnement $F_{DETECTEUR}$ est donc calculée comme suit :

$$F_{DETECTEUR} = F_{TOTAL} - F_{DIFF} \tag{4.1}$$

où :

F_{TOTAL} le spectral total (directs + diffusés) déterminé à partir du flux sans le cône.
F_{DIFF} est le spectre en énergie des neutrons diffusés, lors de la mesure avec le cône d'ombre. Les neutrons traversant le cône sont supposés être complètement supprimés.

Cette technique demande les spécifications suivantes :

- Une salle expérimentale limitant les neutrons diffusés au point de mesure.
- Une distance entre la cible et le détecteur au moins deux fois plus grande que la taille du cône (ici 60 cm).
- L'ombre du cône à la distance de calibrage idéalement égale à la section droite du détecteur. En pratique, un facteur de surface de deux est acceptable. Cette limitation est importante parce que dans le cas d'un sur-ombrage des géométries, le détecteur sous estimera la part des neutrons diffusés, sur estimant de ce fait la part due aux neutrons directs.

Les neutrons diffusés atteignant le détecteur dans l'angle solide du cône d'ombre seront cependant détectés. Leur contribution ne pourra donc pas être soustraite à la mesure de manière expérimentale.

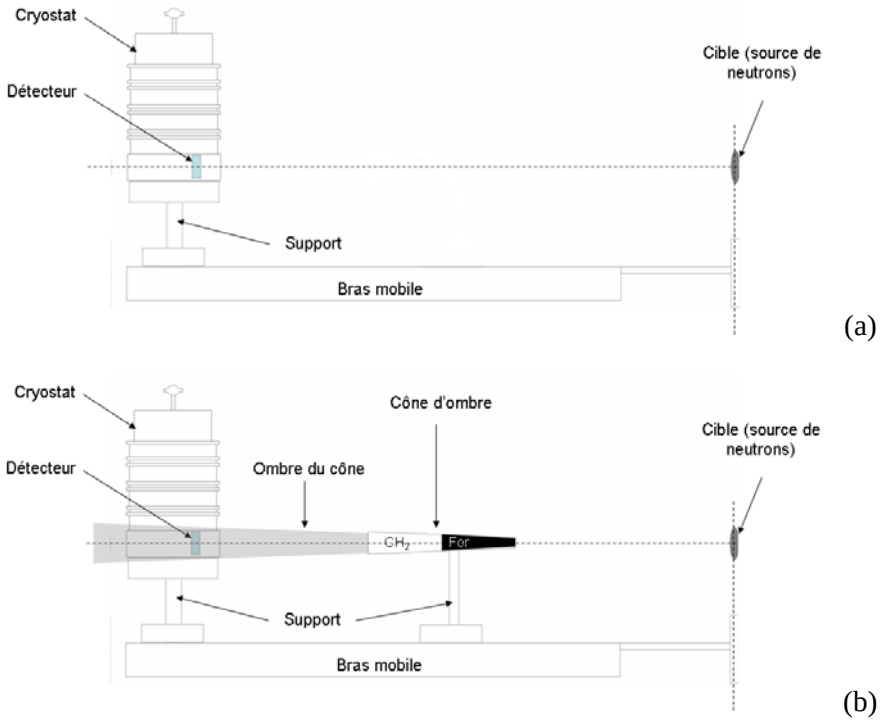


Figure 4.9 Schéma de principe de mesures avec cône d'ombre : (a) sans cône ; (b) avec cône (les neutrons diffusés ne sont pas représentées)

4.3.7 Procédure de calibrage

Le spectromètre bolométrique a été calibré en utilisant des champs neutroniques monoénergétiques de 50 keV, 241,5 keV, 1200 keV, 4,316 MeV et 17 MeV. Pour chaque mesure, le détecteur a été placé dans l'axe de direction du faisceau de l'accélérateur à une distance adaptée de la cible de neutrons. La contribution des neutrons diffusés aux mesures de spectre des neutrons a été estimée en utilisant la méthode du cône d'ombre précédemment présentée. Après chaque irradiation du détecteur, des mesures de référence de la fluence ont été réalisées avec le long compteur PLC.

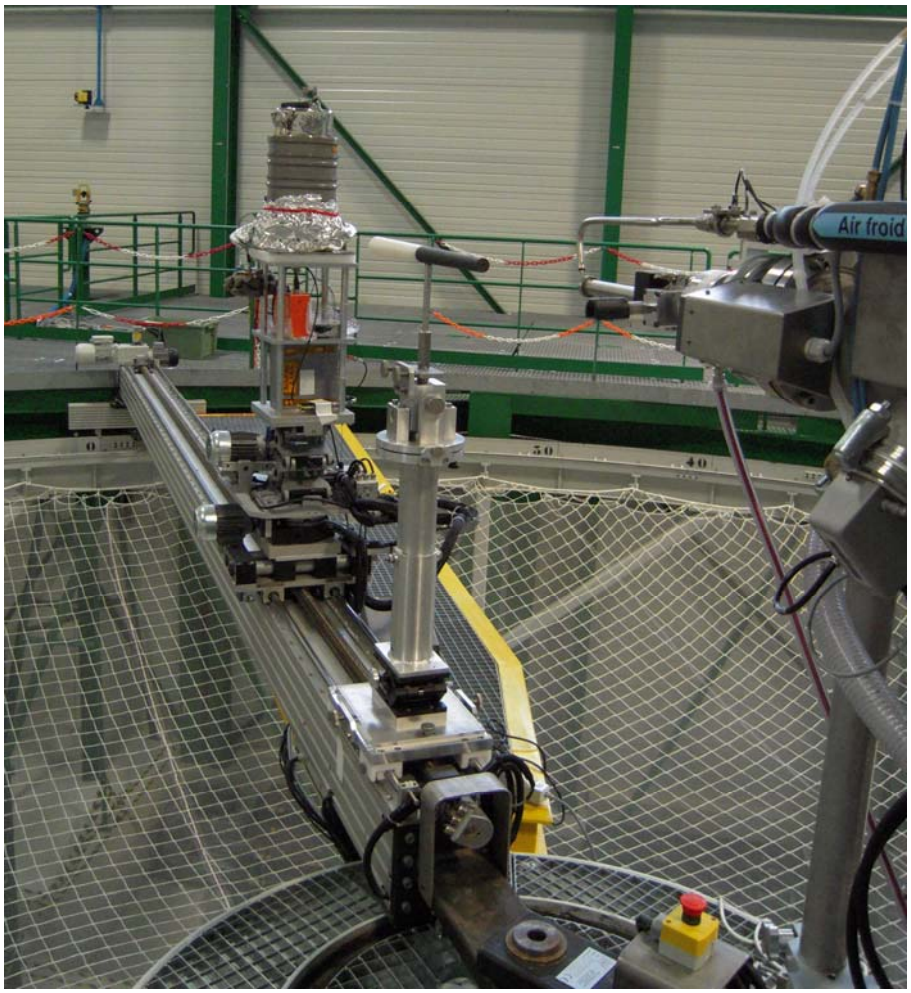


Figure 4.10 : Spectromètre bolométrique placé au point de mesure dans le hall expérimental d'AMANDE : au premier plan, la cible refroidie par de l'air comprimé ; au second plan, le cône d'ombre ; en arrière plan, le cryostat habillé d'une protection aluminium pour réduire la contribution du bruit électromagnétique présent.

A l'énergie de calibrage de 17 MeV, deux mesures à deux tensions de polarisation ont été réalisées. Le but de ces mesures est savoir si la sensibilité du détecteur est améliorée en augmentant la tension de polarisation et donc en chauffant le détecteur. Par manque de temps, l'étude de la contribution de la non linéarité « thermique » de l'écart n'a pas été approfondie.

4.4 Résultats du calibrage en énergie

4.4.1 Procédure d'analyse des données

Afin d'illustrer une procédure type, l'analyse des données obtenues à une énergie de calibrage de 1200 keV sans cône va être décrite pas à pas.

- Visualisation des évènements

L'ensemble des amplitudes des évènements enregistré en fonction du temps est représenté sur la Figure 4.11. D'après la description technique faite du bolomètre dans le chapitre précèdent, une mesure du détecteur doit comporter une famille d'évènements correspondant à la réaction de capture $^{6}Li(n,\alpha)t$, une famille induite par la détection des neutrons monoénergétiques issus de l'installation AMANDE, une famille associée à la détection des particules alpha de la source ^{241}Am mise à proximité de l'absorbeur et un pic lié aux flashs IR pour les calculs de temps mort. Ces familles sont difficilement dissociables sur la Figure 4.11. L'histogramme des amplitudes permet de les différencier une à une sur la Figure 4.12. Le pic de résonance de la section efficace du lithium-6 à 240 keV peut être distingué.

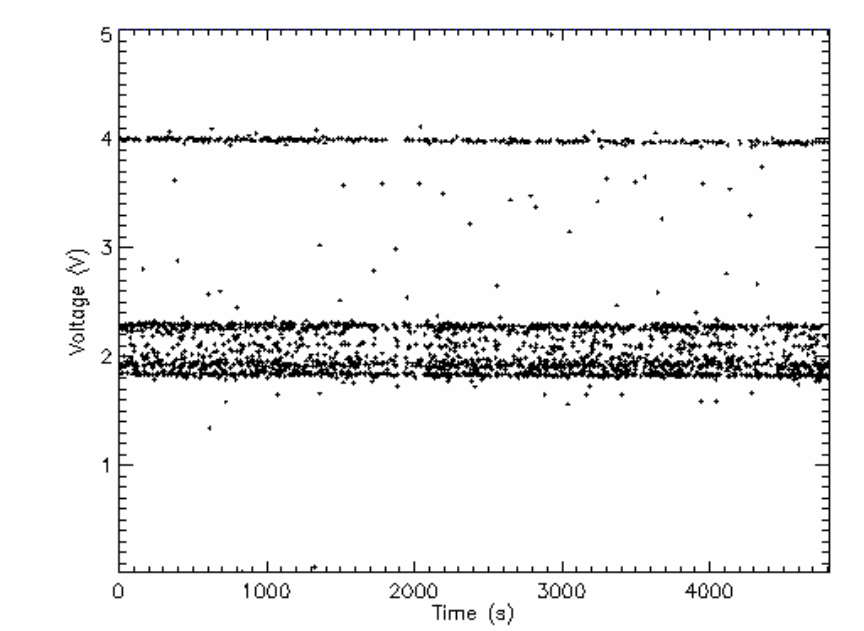


Figure 4.11 : Représentation des amplitudes des données de la mesure à 1200 keV sans cône en fonction du temps.

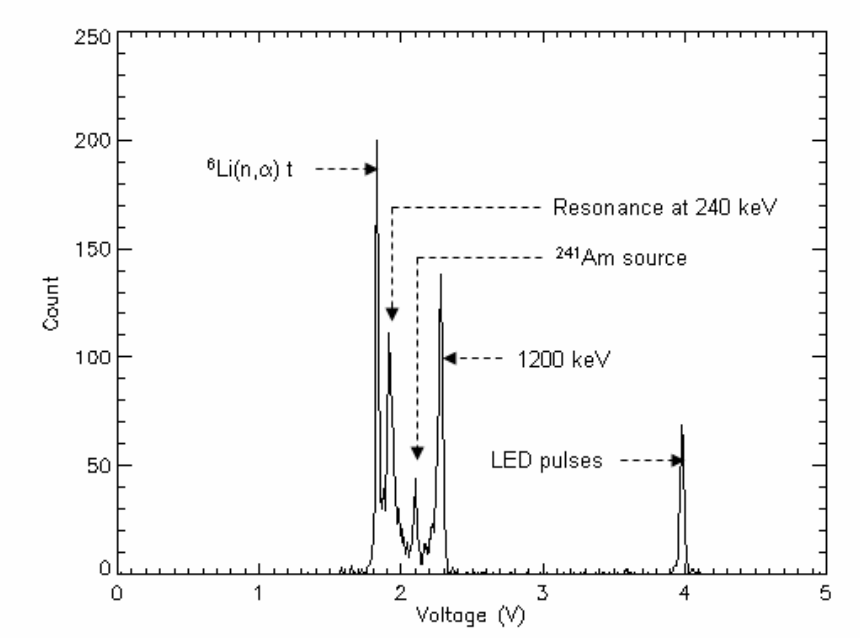


Figure 4.12 : Histogramme des amplitudes des données de la mesure à 1200 keV sans cône.

- Représentation des amplitudes en fonction du temps de montée

Ces deux représentations ne permettent cependant pas de mettre en valeur les évènements erronés. Un moyen très utile pour cela est de représenter les amplitudes en fonction du temps de montée des évènements comme décrit sur la Figure 4.13. En effet, chaque famille d'évènements sera distinguable par un temps de montée propre.

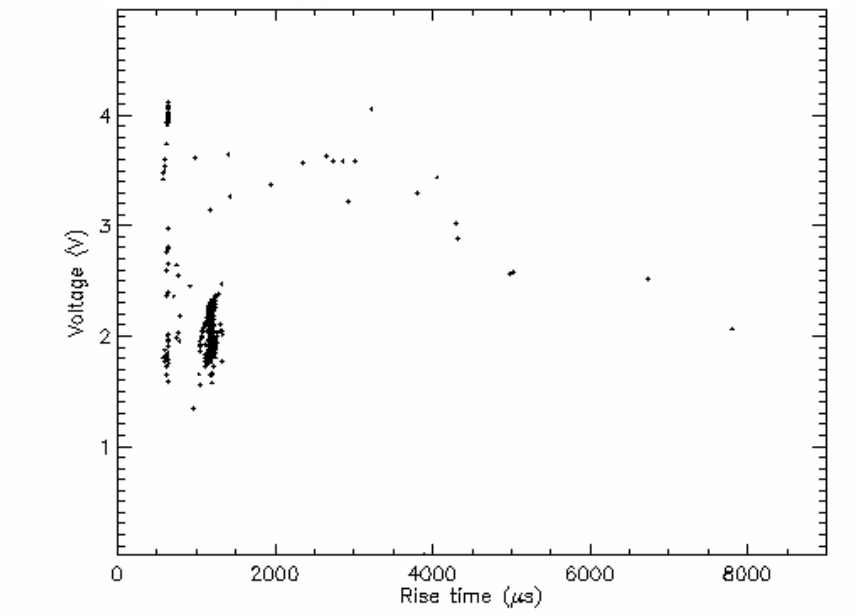


Figure 4.13 : Représentation des amplitudes des données de la mesure à 1200 keV sans cône en fonction du temps de montée

Sur la Figure 4.13, au-delà de 1500 µs, certains évènements se distinguent du reste des données reparties en groupes. L'allure de certains de ces évènements est montrée sur la Figure 4.14 pour illustrer ces évènements qui sont donc parasites. Afin de retirer un maximum d'évènements inutiles à l'analyse, un travail d'optimisation de coupures sur les valeurs minimales et maximales de tous les paramètres définis pour chaque impulsion doit être réalisé.

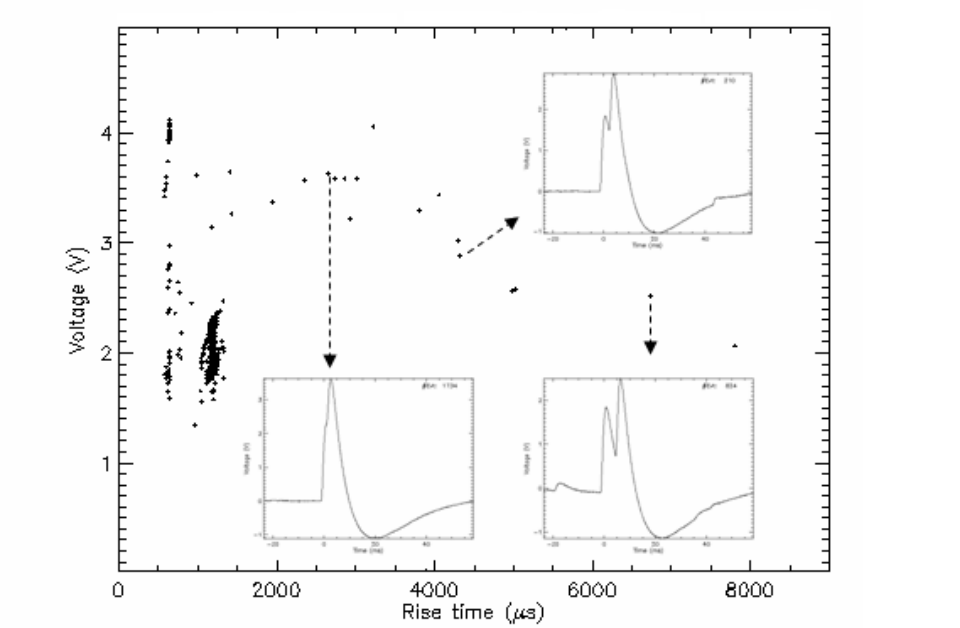


Figure 4.14 : Représentation des amplitudes des données de la mesure à 1200 keV en fonction du temps de montée avec superposition d'impulsions d'évènements parasites.

- Optimisation des coupures

Un premier jeu de coupures va consister à réduire la valeur du bruit rms (< 10 ms) de chaque impulsion et à réduire l'intervalle des temps de montée (entre 500 et 1500 ms). Le résultat obtenu est représenté sur la Figure 4.15. On peut déjà y voir une particularité qui sera détaillée dans le chapitre. En effet les évènements peuvent être séparés en deux groupes : un premier avec des temps de montée courts de l'ordre de ~ 650 µs et un second avec des temps de montée centrés à ~ 1200 µs ce qui correspond à des évènements qui ont lieu dans le senseur et des évènements qui ont lieu dans le cristal en ^{6}LiF respectivement.

- Correction des effets des dérives thermiques

Comme indiqué dans le chapitre 3, il est parfois nécessaire de corriger l'amplitudes des données à cause de la dérive en température du cryostat en fonction du temps. La correction numérique est établie sur les évènements induits par les flashs LED (à ~ 4 V) avant d'être appliquée sur tous les évènements. Cette correction est illustrée sur la Figure 4.16.

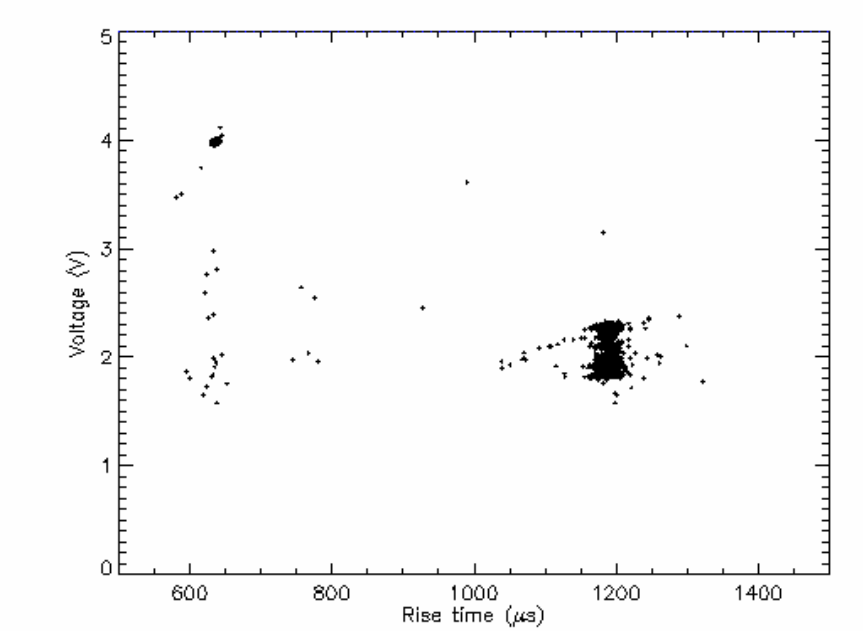


Figure 4.15 : Amplitudes des données de la mesure à 1200 keV en fonction du temps de montée après coupures sur le niveau du bruit rms et l'intervalle des temps de montée.

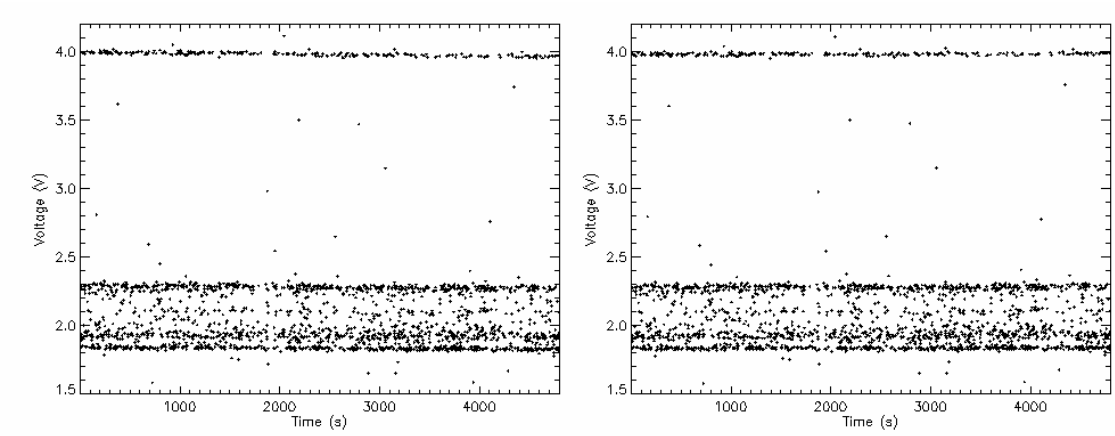


Figure 4.16 : Correction de la dérive des amplitudes due à la dérive thermique du cryostat

- Analyse(s) complémentaire(s)

A l'analyse par coupure doit s'ajouter parfois une analyse plus précise de la forme des impulsions. Une étude de la ligne de base (étude de la dérive des lignes de base, étude de la netteté du déclenchement au niveau du trigger) peut être ainsi réalisée sur chaque impulsion. Elle est réalisée par traitement des fichiers binaires de chaque impulsion ayant passé les coupures. Il est aussi possible de combiner les paramètres de coupures pour mettre en valeur certains comportements des données.

- Spectre en énergie :

Ce travail de sélection réalisé, le spectre en énergie peut être construit. Une dernière coupure sera faite sur le temps de montée afin de ne garder que les évènements qui ont eu lieu dans le cristal en ^{6}LiF (>1000 ms). Un facteur de conversion est alors appliqué sur les amplitudes défini à partir de la valeur maximale du pic associé à la capture neutronique (Figure 4.12) et à partir de l'énergie de réaction Q = 4783,385 keV [± 0.0103 keV] associée [Audi, 2003 ; Wapstra, 2003]. Le spectre final est montré sur la Figures 4.16 et 4.17 où les positions en énergie de la raie de capture, de la source ^{241}Am et les neutrons à 1200 keV détectés sont indiquées. L'abscisse de ces spectres est normalisé par rapport à la ligne de capture neutronique du lithium-6.

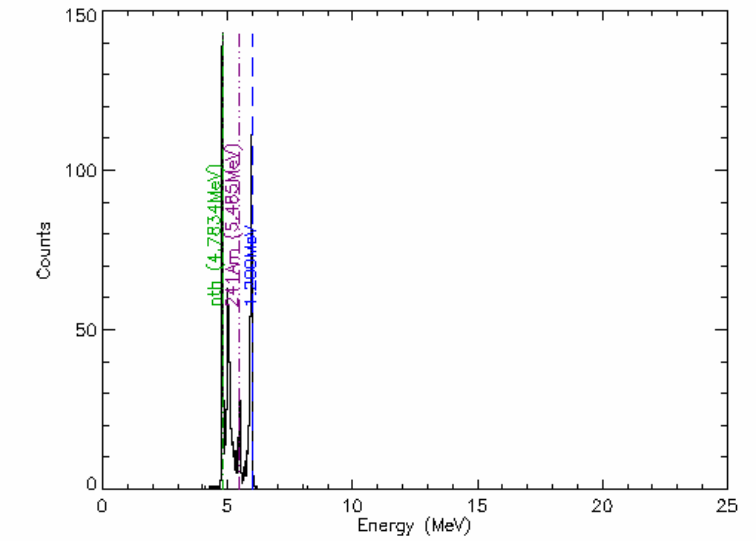


Figure 4.17 : Spectre en énergie de la mesure à 1200 keV sans cône entre 0 et 25 MeV.

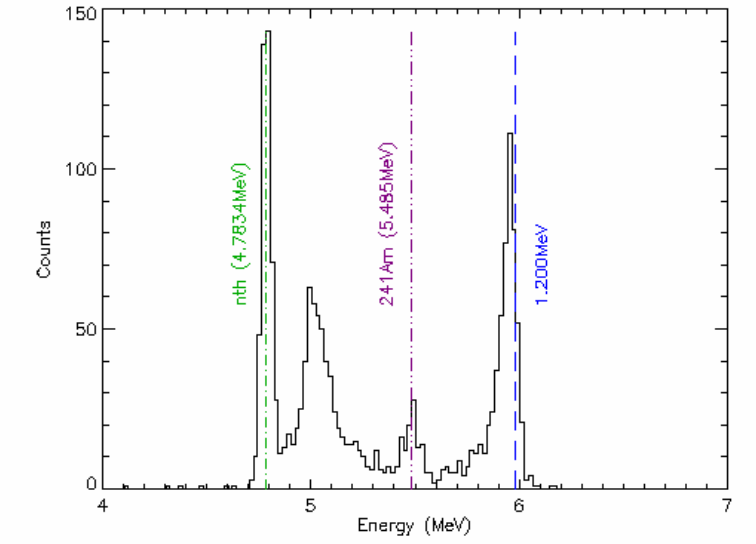


Figure 4.18 : Spectre en énergie de la mesure à 1200 keV sans cône entre 4 et 7 MeV. Le pic à ~5 MeV correspond à la résonance du lithium-6 à 240 keV.

Les différents spectres en énergie, l'étude de la résolution en énergie de la réponse du détecteur, l'étude de la linéarité ainsi que les flux déduits des mesures vont être maintenant présentés.

4.4.2 Spectres en énergie

Pour chaque énergie de calibrage et pour chaque type de mesure réalisée, à savoir avec ou sans cône d'ombre, les spectres associés sont présentés ci-après (un icône indiquant la présence ou non du cône d'ombre leur a été associé pour une facilité de lecture). La position attendue des raies aux énergies de calibrage est représentée par une ligne pointillée bleue.
La soustraction des spectres s'opère après une normalisation en temps sur la même durée effective. Cette normalisation permet de prendre en compte l'effet du temps mort qui peut être calculé à la fin de chaque mesure enregistrant en temps réel chaque évènement.

4.4.2.1 Réponse du détecteur avec des neutrons à 50 keV :

A cause de la proximité de la raie induite par la détection des neutrons à 50 keV avec la raie de capture neutronique du lithium-6, le calibrage en énergie des spectres de cette mesure a été réalisé à partie de l'énergie des particules alpha de la source ^{241}Am à 5,485 MeV. Les résultats obtenus sont représentés sur les figures suivantes. Dans la suite la mesure de 50 keV ne sera pas considérée à cause d'incertitudes liées à la méthode de calibrage en énergie.

- Mesure sans cône 

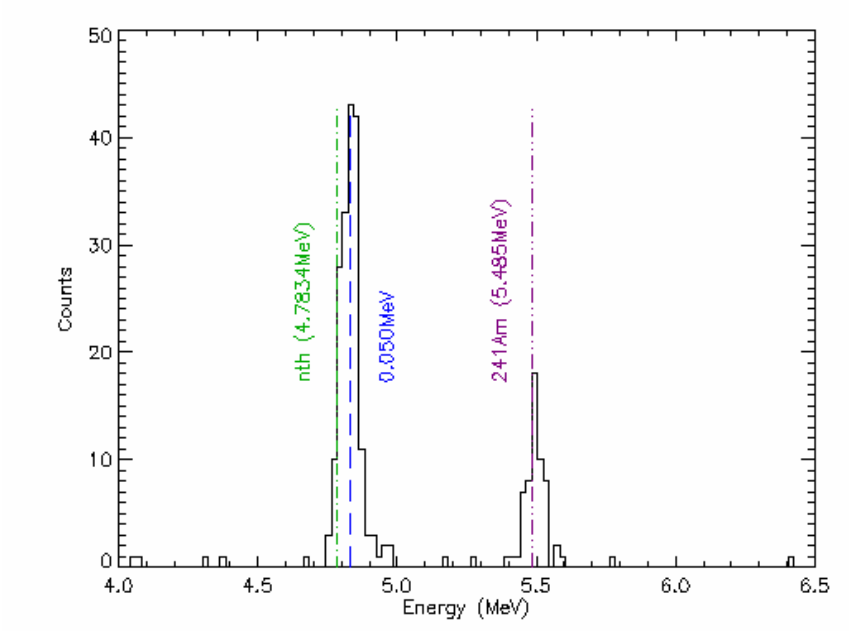


Figure 4.19 : Spectre en énergie à 50 keV sans cône d'ombre (durée effective = 1880 s).

La raie à 50 keV semble être dissociable de la raie de capture du lithium-6.

- Mesure avec cône 

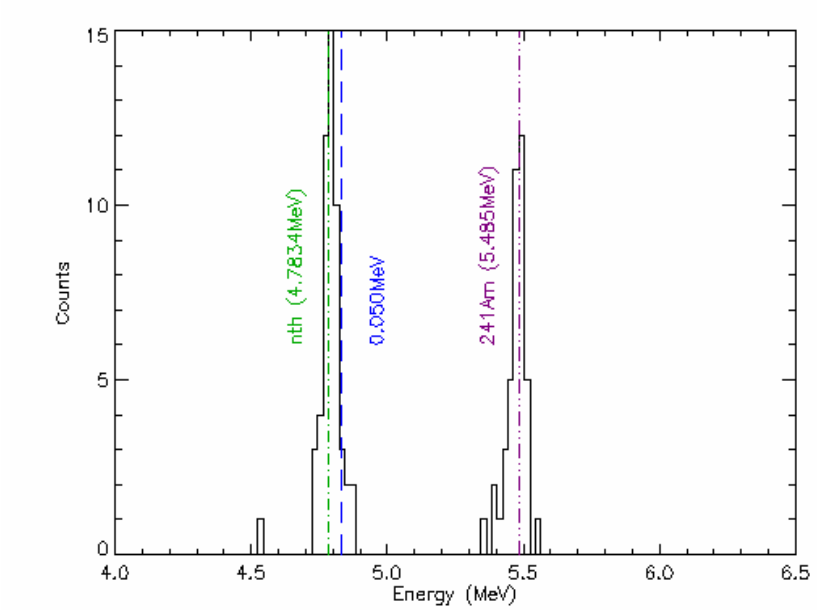


Figure 4.20 : Spectre en énergie à 50 keV avec cône d'ombre (durée effective = 1040 s).

Par rapport à la Figure 4.19, l'action du cône d'ombre est clairement visible dans la thermalisation des neutrons à 50 keV. Les Figures 4.18 et 4.19 présentent un bruit de fond nul.

- Soustraction du spectre  - 

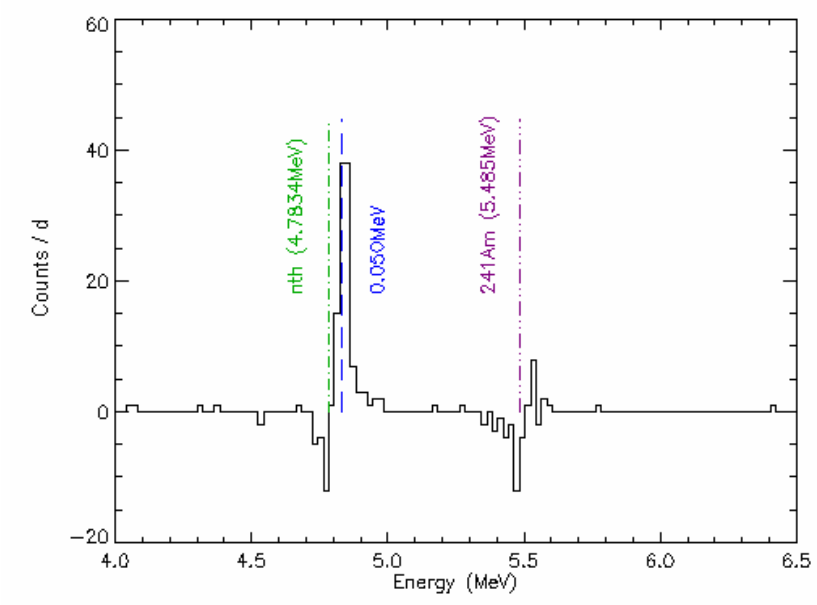


Figure 4.21 : Spectre en énergie à 50 keV avec cône d'ombre (d = 1880 s).

La raie induite par la détection des neutrons incidents de 50 keV est nettement visible. Ce résultat peut être altéré car la soustraction est imparfaite (le nombre de neutrons de basse énergie avec et sans cône est différent).

4.4.2.2 Réponse du détecteur avec des neutrons à 241,5 keV

Cette énergie de calibrage correspond à l'énergie de résonance du lithium-6. La réponse du détecteur à cette énergie doit alors être optimale.

- Mesure sans cône 

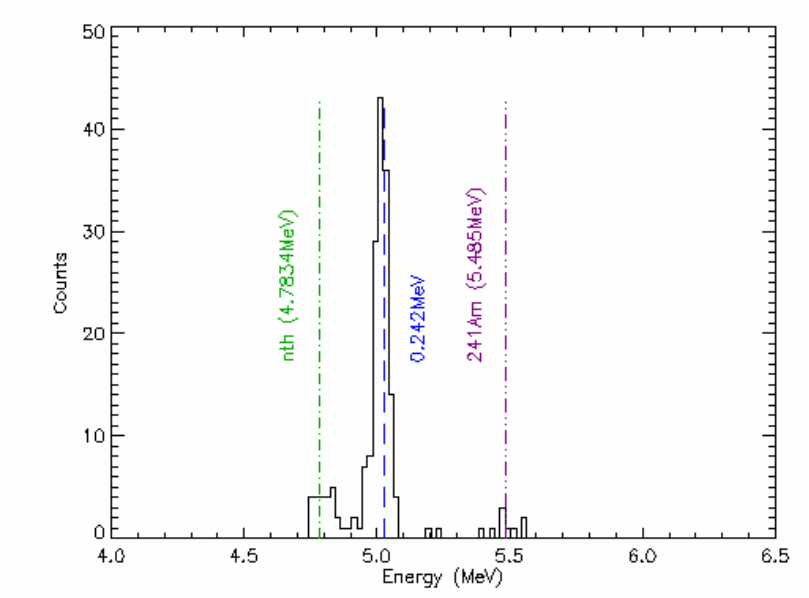


Figure 4.22 : Spectre en énergie à 241,5 keV sans cône d'ombre (durée effective = 1400 s).

La détection de neutrons à 241,5 keV s'accompagne d'une raie de détection de neutrons thermiques. Ces neutrons thermiques sont ~ 9 fois moins nombreux.

- Mesure avec cône 

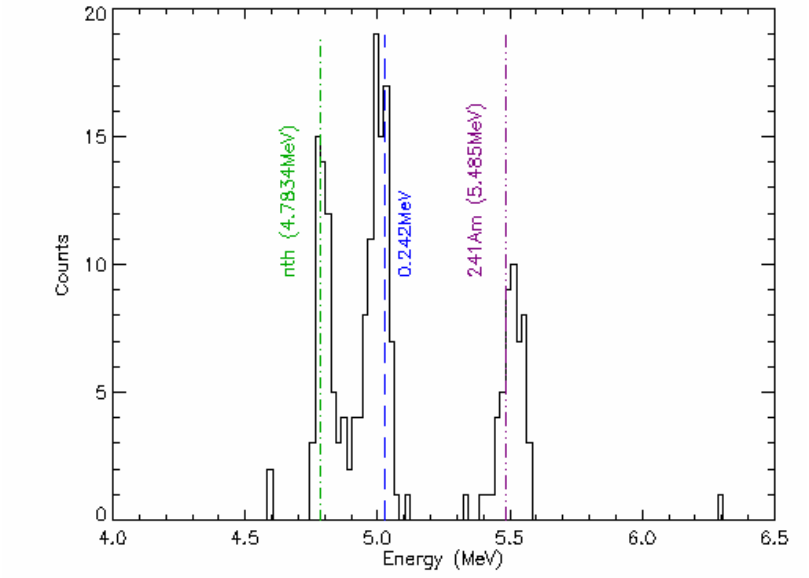


Figure 4.23 : Spectre en énergie à 241,5 keV avec cône d'ombre (durée effective = 1560 s).

- Soustraction du spectre  - 

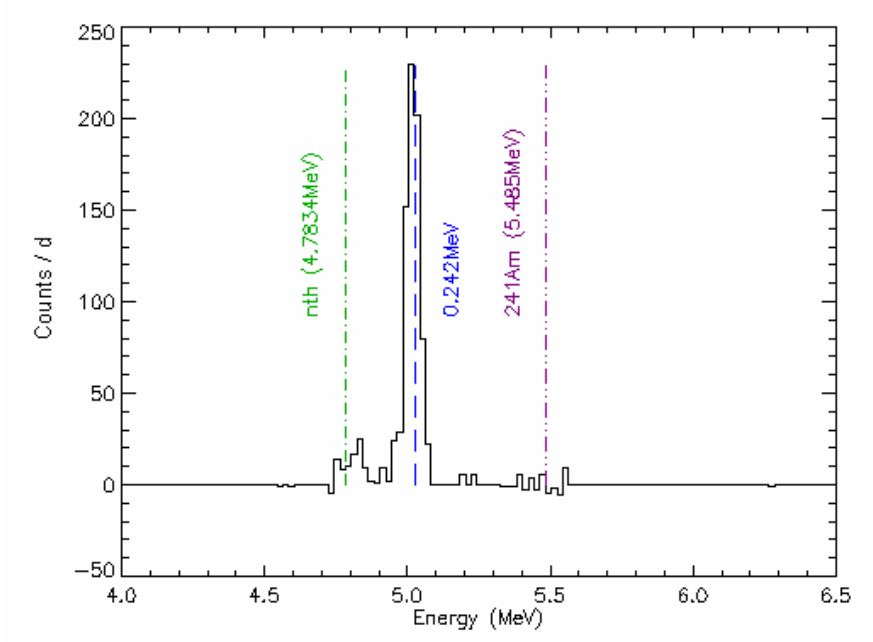


Figure 4.24 : Spectre en énergie à 241,5 keV final après soustraction du spectre induit par les neutrons diffusés (d = 1560 s).

La soustraction du spectre avec cône permet de mettre en évidence une raie de détection des neutrons à 241,5 keV fine et non altérée.

4.4.2.3 Réponse du détecteur avec des neutrons à 1200 keV

- Mesure sans cône 

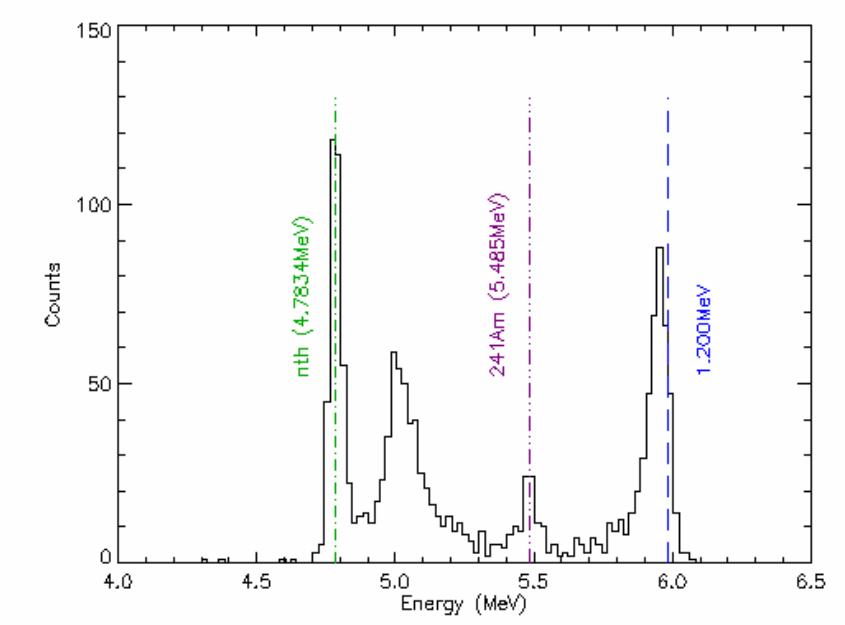


Figure 4.25 : Spectre en énergie à 1200 keV sans cône d'ombre (durée effective = 1930 s).

Sur la Figure 4.25, la raie de capture du lithium-6, la raie correspondant à la résonance du lithium-6, la raie associée aux particules alpha et la raie des neutrons à 1200 keV sont distinguables.

- Mesure avec cône 

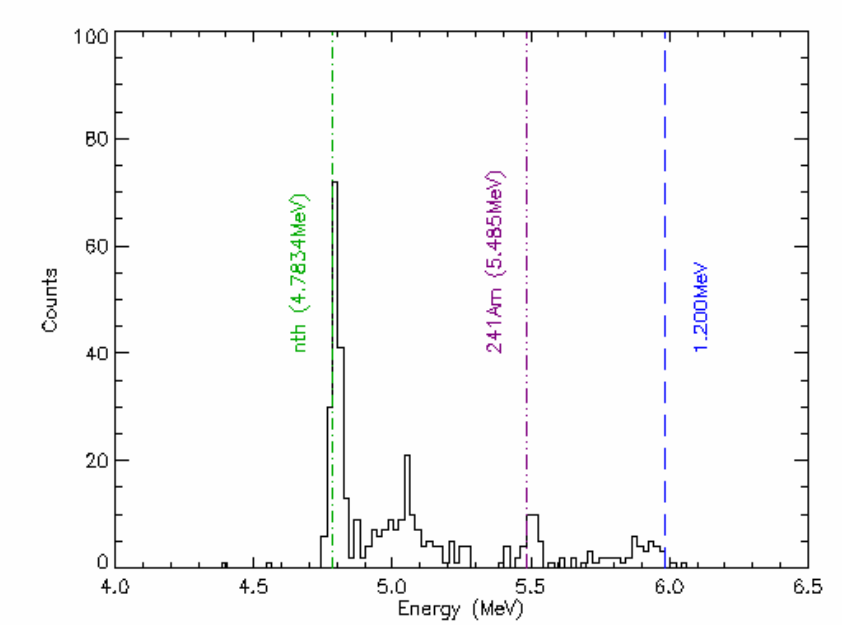


Figure 4.26 : Spectre en énergie à 1200 keV avec cône d'ombre (durée effective = 560 s).

- Soustraction du spectre  - 

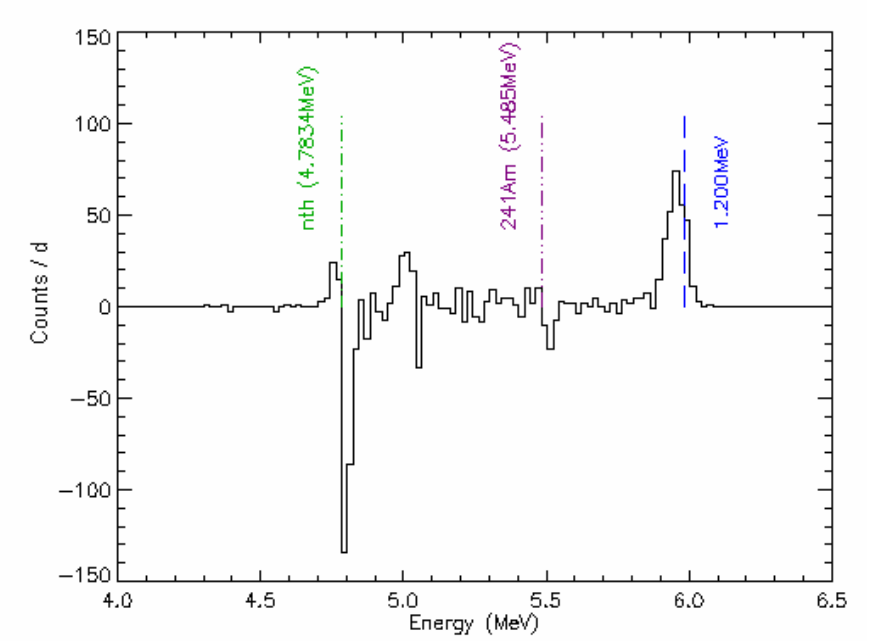


Figure 4.27 : Spectre en énergie à 1200 keV final après soustraction du spectre induit par les neutrons diffusés (d = 1930 s).

4.4.2.4 Réponse du détecteur avec des neutrons à 4316 keV

- Mesure sans cône 

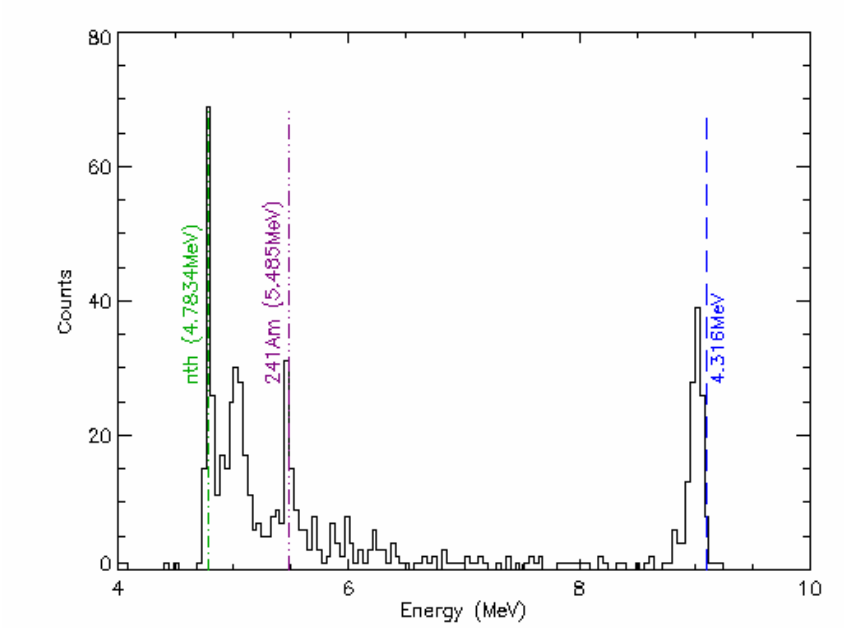


Figure 4.28 : Spectre en énergie à 4316 keV sans cône d'ombre (durée effective = 1650 s).

- Mesure avec cône 

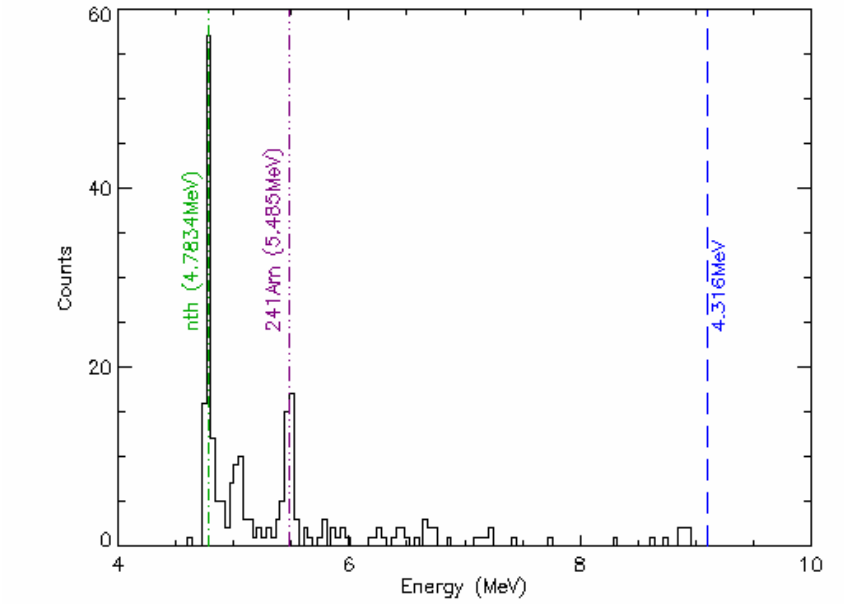


Figure 4.29 : Spectre en énergie à 4316 keV avec cône d'ombre (durée effective = 1070 s).

- Soustraction du spectre  - 

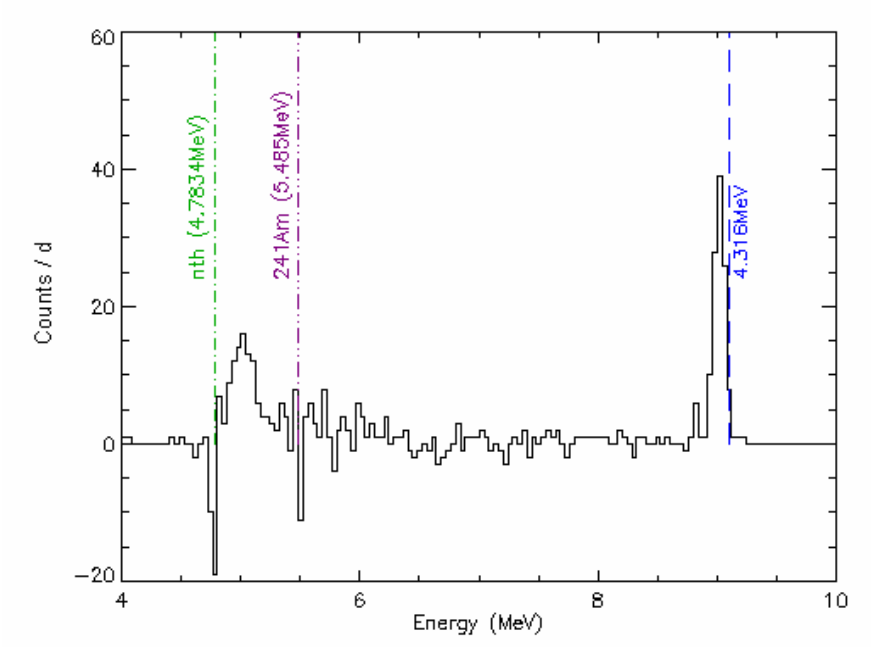


Figure 4.30 : Spectre en énergie à 4316 keV final après soustraction du spectre induit par les neutrons diffusés (d = 1650 s).

4.4.2.5 Réponse du détecteur avec des neutrons à 17 MeV ($V_{polarisation_basse}$ = 1,36 V)

- Mesure sans cône 

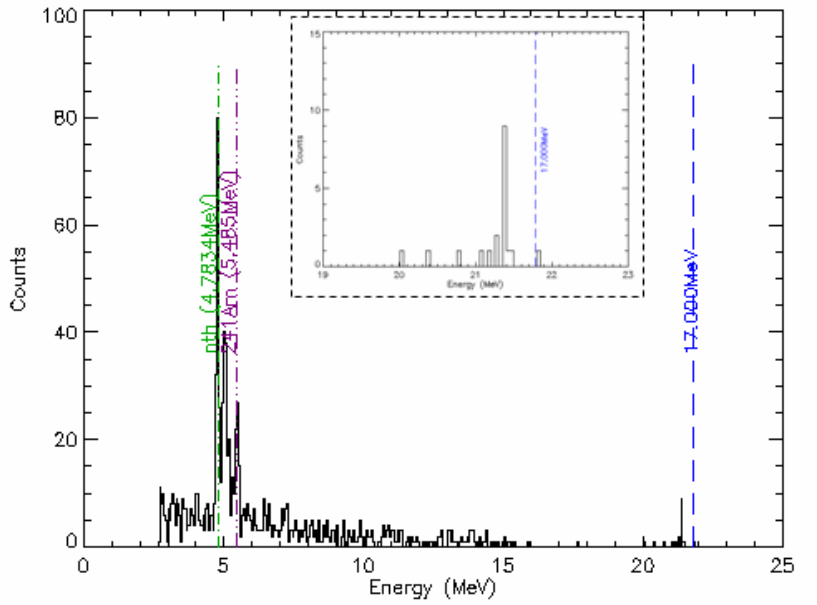


Figure 4.31 : Spectre en énergie à 17 MeV (polarisation basse) sans cône d'ombre (en encadré, zoom sur la raie à 17 MeV) (durée effective = 1160 s).

- Mesure avec cône 

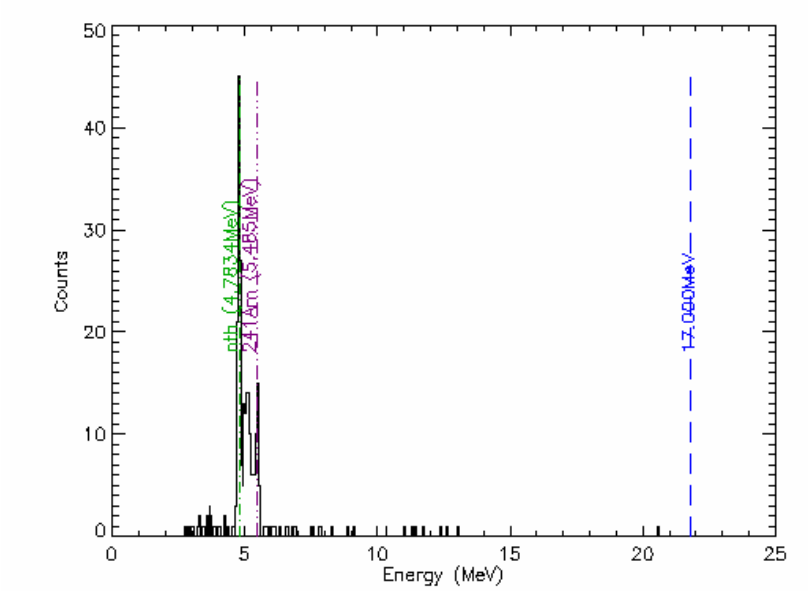


Figure 4.32 : Spectre en énergie à 17 MeV (polarisation basse) avec cône d'ombre (durée effective = 930 s).

- Soustraction du spectre  - 

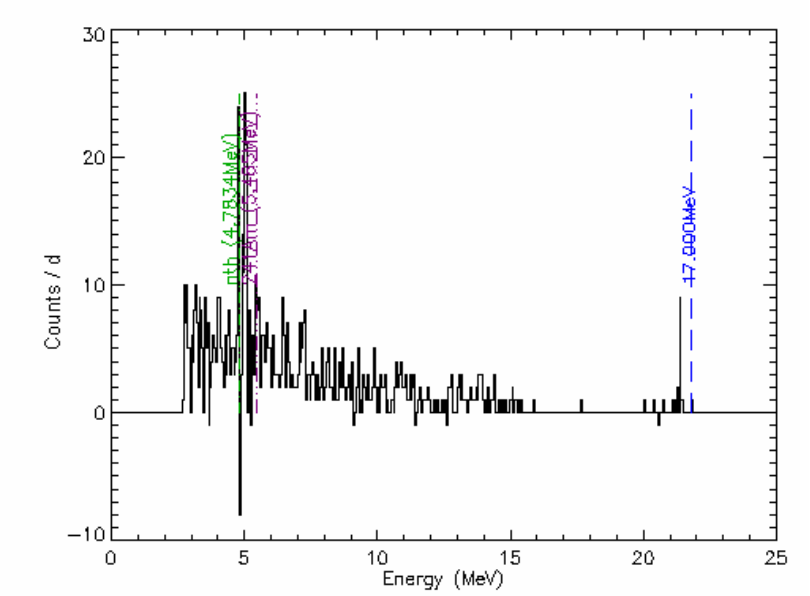


Figure 4.33 : Spectre en énergie à 17 MeV (polarisation basse) final après soustraction du spectre induit par les neutrons diffusés (d = 1160 s).

- Zoom

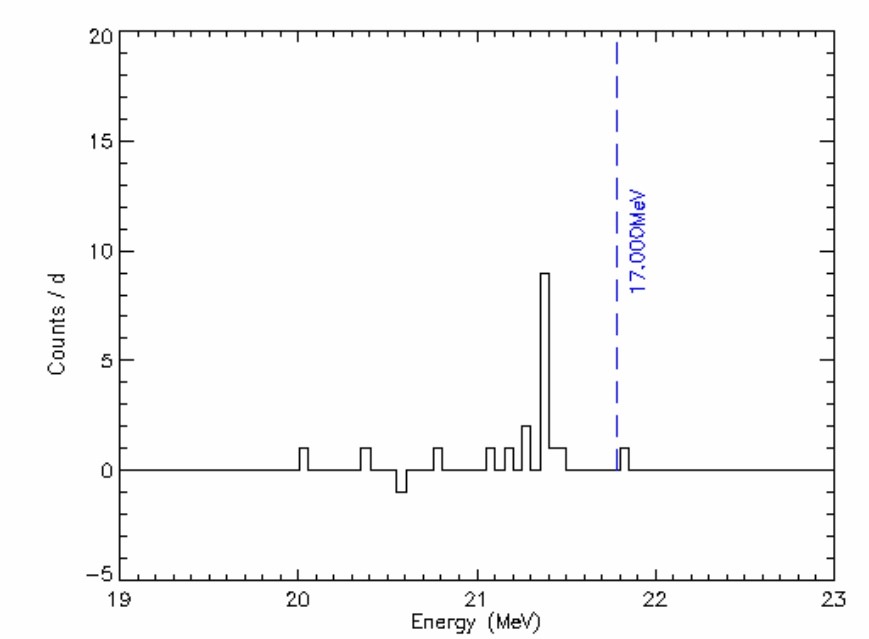


Figure 4.34 : Zoom du spectre en énergie à 17 MeV (polarisation basse) final après soustraction du spectre induit par les neutrons diffusés (d = 1160 s).

4.4.2.6 Réponse du détecteur avec des neutrons à 17 MeV ($V_{polarisation_haute}$ = 3,57 V)

- Mesure sans cône 

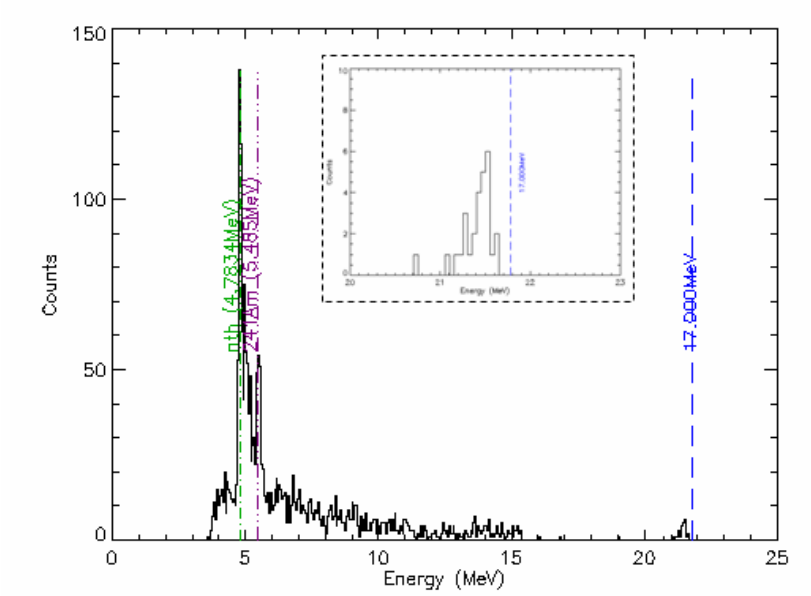


Figure 4.35 : Spectre en énergie à 17 MeV (polarisation haute) sans cône d'ombre (en encadré, zoom sur la raie à 17 MeV) (durée effective = 2725 s).

- Mesure avec cône 

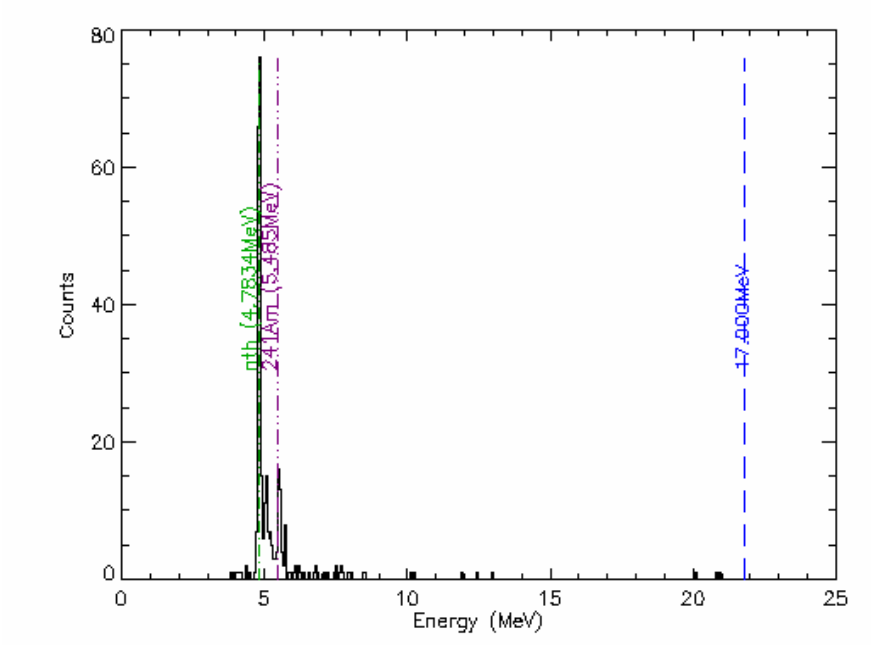


Figure 4.36 : Spectre en énergie à 17 MeV (polarisation haute) avec cône d'ombre (durée effective = 1210 s).

- Soustraction du spectre  - 

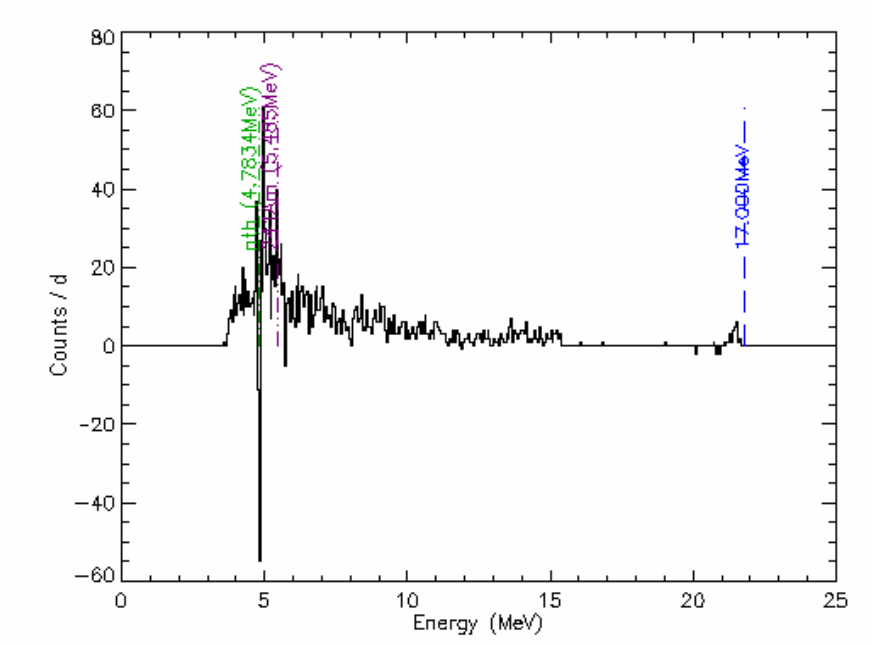


Figure 4.37 : Spectre en énergie à 17 MeV (polarisation haute) final après soustraction du spectre induit par les neutrons diffusés (d = 2725 s).

- Zoom

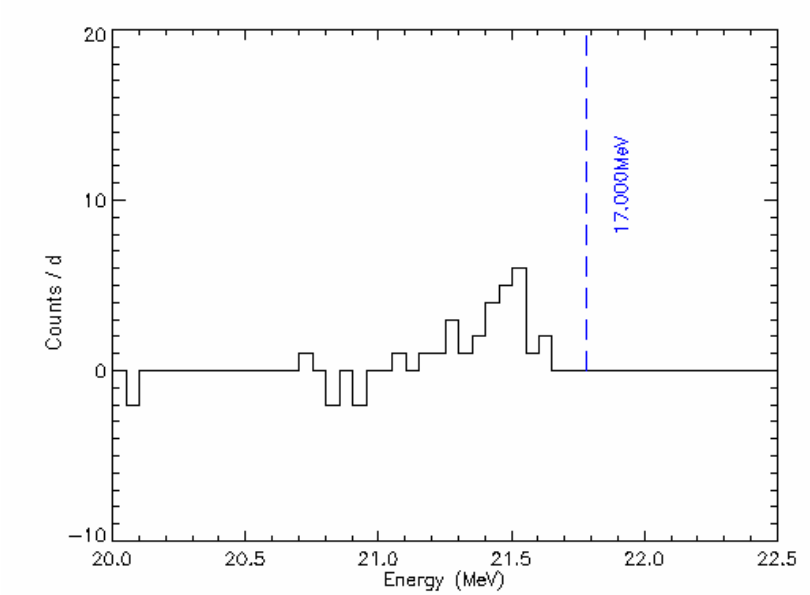


Figure 4.38 : Zoom du spectre en énergie à 17 MeV (PH) final après soustraction du spectre induit par les neutrons diffusés (d = 2725 s).

4.4.2.7 Conclusion

Toutes les raies associées à une énergie de calibrage sont apparues dans la réponse du détecteur et sont nettement distinguables et peu déformées par les neutrons diffusés résiduels, ces derniers ayant été en grande partie soustrait par la méthode du cône d'ombre. Pour une énergie de calibrage supérieure à 1,2 MeV la raie de capture du lithium-6 ainsi que celle de la résonance à 240 keV du lithium-6 sont distinguables dans les mesures sans cône. Ces raies seront ensuite supprimées après soustraction du spectre des neutrons diffusés. Ce qui est réalisable sur l'installation AMANDE n'est malheureusement pas possible pour des mesures de champs sur des installations nucléaires. La lecture de la réponse du détecteur est alors plus compliquée car elle est très dépendante des diffusions élastiques.
L'ensemble de ces spectres va servir de point de départ à l'étude de la réponse du spectromètre bolométrique en fonction de l'énergie incidente des neutrons.

4.4.3 Linéarité du spectromètre en fonction de l'énergie

4.4.3.1 Méthode de détermination des écarts en énergie

Pour chaque spectre en énergie issu de la méthode du cône d'ombre, l'écart entre l'énergie des neutrons incidents et l'énergie mesurée par le spectromètre induit par ces neutrons peut être déterminé. Pour cette analyse, la méthode employée pour calculer cet écart utilise un fit gaussien du pic de détection du bolomètre pour plus de simplicité. La différence entre l'énergie attendue et l'énergie au centre de la gaussienne définit l'écart en énergie. Le pic neutron est supposé gaussien ce qui dans la réalité n'est pas le cas. Une méthode par l'utilisation du barycentre du pic aurait pu être notamment employée. La Figure 4.39 illustre la méthode

employée pour une énergie de neutrons à 241,5 keV. L'ensemble des écarts à chaque énergie de calibrage a été reporté dans le Tableau 4.2 et est représenté sur la Figure 4.40.

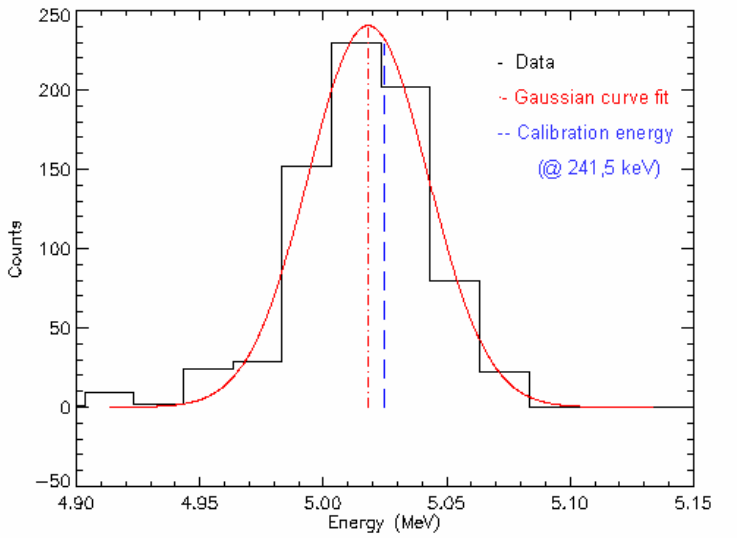


Figure 4.39 : Principe d'une mesure d'écart d'énergie à 241,5 keV. Le pic induit par les neutrons de calibrage est estimé par une courbe gaussienne. L'écart entre l'énergie au centre de la courbe et l'énergie attendue défini la dérive en énergie du détecteur à l'énergie de calibrage.

4.4.3.2 Résultats

Les écarts obtenus entre l'énergie de référence de l'installation AMANDE et les mesures avec le spectromètre bolométrique sont donnés dans le tableau 4.2 et illustrés avec la Figure 4.40.

E_{n_AMANDE}	$\Delta E = \lvert E_{n_AMANDE} - E_{n_BOLOMETE} \rvert$
50 keV [± 3]	-
241,5 keV [± 3]	6,7 keV [*± 0,03*]
1,2 MeV [± 0.003]	27,86 keV [*± 1,72*]
4,316 MeV [± 0,002]	109 keV [*± 2,02*]
17 MeV [± 0,004] (Polarisation basse)	431 keV [*± 7,5*]
17 MeV [± 0,004] (Polarisation haute)	302 keV [*± 13*]

Tableau 4.2 : Mesures comparées entre les énergies des neutrons du faisceau d'AMANDE et celles déduites de la mesure du bolomètre ^{6}LiF

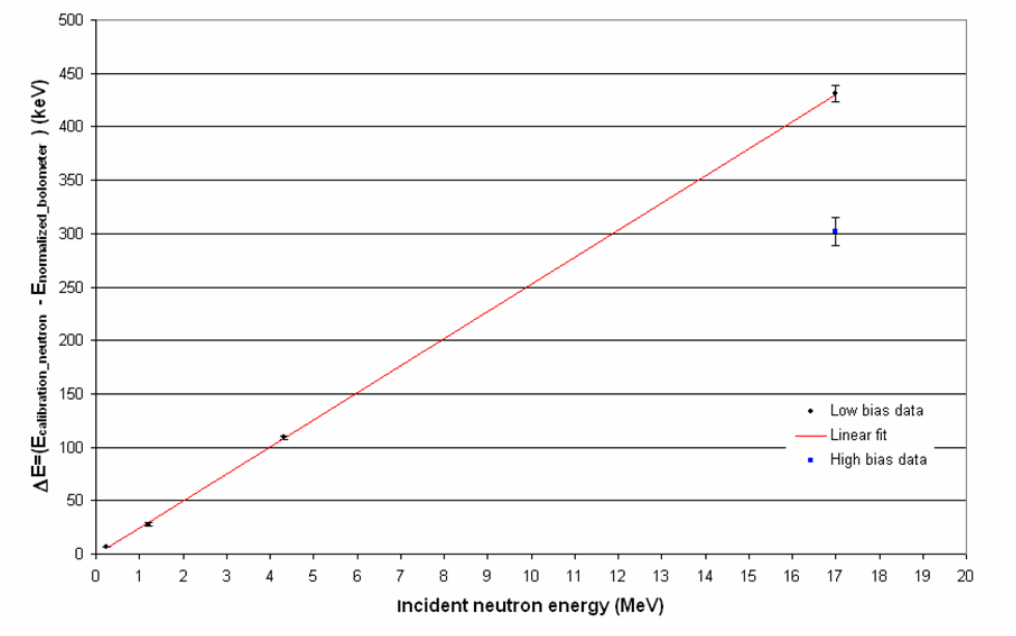


Figure 4.40 : Ecart en énergie de la réponse du spectromètre pour chaque énergie de calibration. Le fit en rouge traduit un comportement linéaire du détecteur en fonction de l'énergie des neutrons incidents.

L'incertitude en énergie calculée est fonction de plusieurs éléments :

- de la précision sur l'énergie de réaction de la réaction de capture du lithium-6 : étant donné la faible valeur de l'incertitude sur Q (0,0103 keV), son effet sera faible sur le calcul final.
- de la méthode d'ajustement par une gaussienne : la forme du pic de détection peut entraîner un biais sur la détermination de l'énergie centrale.
- de la largeur du canal en volt de l'histogramme des amplitudes des évènements qui permet de définir le facteur de conversion.
- de la dérive thermique du détecteur : la correction de cette dérive sur les amplitudes des évènements entraîne une incertitude.

En l'absence de cette incertitude, les écarts entre l'énergie du faisceau de neutrons de référence de l'installation AMANDE et l'énergie mesurée par le détecteur permettent dans un premier temps de définir une limite haute de l'incertitude à chaque énergie d'étalonnage.

4.4.4 Résolution en énergie

La résolution en énergie du détecteur est déduite de la valeur à mi-hauteur (FWHM) du fit gaussien du pic de détection associé à l'énergie de calibrage. L'ensemble des résultats obtenus est listé dans le tableau 4.3. Les résultats sur la raie de capture neutronique du lithium-6 et sur la raie induite par les particules alpha sont également indiqués. Ces valeurs n'ont pas été obtenues lors de cette campagne de calibrage à cause de la non adaptation du détecteur aux conditions de bruits présentes. Elles sont les meilleures valeurs acquises sur l'ensemble des mesures avec le bolomètre depuis sa construction. La valeur du bruit de la ligne de base donnée est très proche de la valeur attendue de 30 keV du chapitre précédent. Ce tableau permet de mettre en évidence l'amélioration de la finesse de la raie de détection avec l'énergie par la décroissance du rapport

ΔE/E. Les points de calibrage à 17 MeV à polarisation basse et haute ne peuvent pas être cependant étudiés correctement à cause du manque de statistique. La Figure 4.41 montre comment la résolution varie en fonction de l'énergie. Les valeurs représentées sont corrigées quadratiquement du bruit ligne de base et semblent suivre une loi en 'racine'.

Energie	Résolution en énergie	ΔE/E
Ligne de base	24,7 keV [*±0,5*]	-
Ref ^{6}Li(n,α)^{3}H	28,7 keV [*±0,5*]	-
241,5 keV	42,6 keV [*±2*]	0,17
Ligne Alpha	58,3 keV [*±3*]	-
1200 keV	72,8 keV [*±4*]	0,06
4,316 MeV	103,6 keV [*±6*]	0,024
17 MeV (PB)	150,3 keV [*±14*]	0,008
17 MeV (PH)	272,8 keV [*±44*]	0,016

Tableau 4.3 : Résolutions en énergie obtenues de la raie de détection à chaque énergie d'étalonnage.

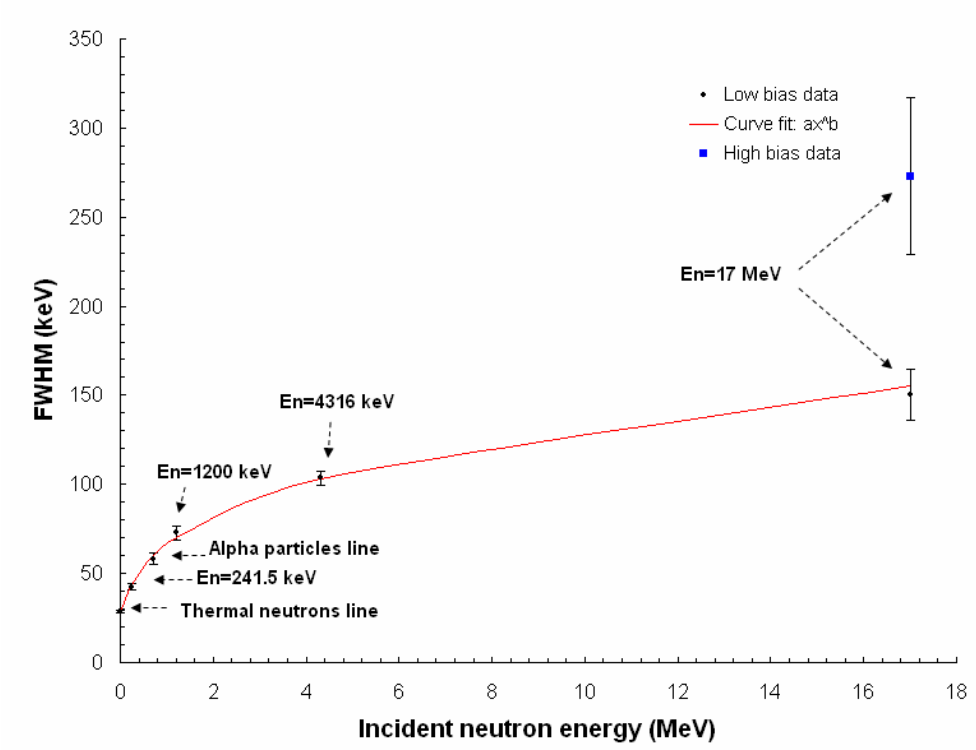


*Figure 4.41 : Résolution en énergie du spectromètre en fonction de l'énergie de 241,5 keV à 17 MeV. Le fit des données suit une loi de type a*x^b avec a =66,5 et b = 0,3.*

4.4.5 Estimation du flux en neutrons

La fluence neutronique pour chaque énergie a été calculée pour le spectromètre bolométrique. Les résultats (Tableau 4.4 et Figure 4.42) sont corrigés de l'efficacité de détection du bolomètre et sont comparées à celles estimée par les détecteurs de l'installation AMANDE sur une même durée. Ces valeurs sont calculées à partir du nombre de coups présents dans le pic de détection associé à l'énergie de calibrage. Les incertitudes sont établies dans le cadre d'une distribution poissonienne pour un niveau de confiance de 90%. Les rapports de fluence indiquent que plus de ~50% des neutrons sont détectés sur tout le domaine d'étalonnage par le spectromètre comme le montre la Figure 4.43. L'incertitude relative associée à chaque rapport est égale à la somme des incertitudes relatives des fluences utilisées.

Energie	ϕ_{AMANDE} (cm^{-2})	$\phi_{BOLOMETRE}$ (cm^{-2})		ϕ_{AMANDE} / $\phi_{BOLOMETRE}$	
241,5 keV	53675 [*± 1370*]	53217	[*+ 3867 - 3761*]	0,99	[*+ 0,097 - 0,095*]
1200 keV	520290 [*± 9960*]	336160	[*+ 32862 - 31138*]	0,64	[*+ 0,076 - 0,072*]
4,316 MeV	599819 [*± 12285*]	441959	[*+ 120633 - 114330*]	0,73	[*+ 0,216 - 0.206*]
17 MeV (PB)	449153 [*± 9603*]	267814	[*+ 113854 - 96338*]	0,52	[*+ 0,265 - 0.226*]

Tableau 4.4 : Fluences mesurées par l'installation AMANDE et par le bolomètre aux énergies de calibrage

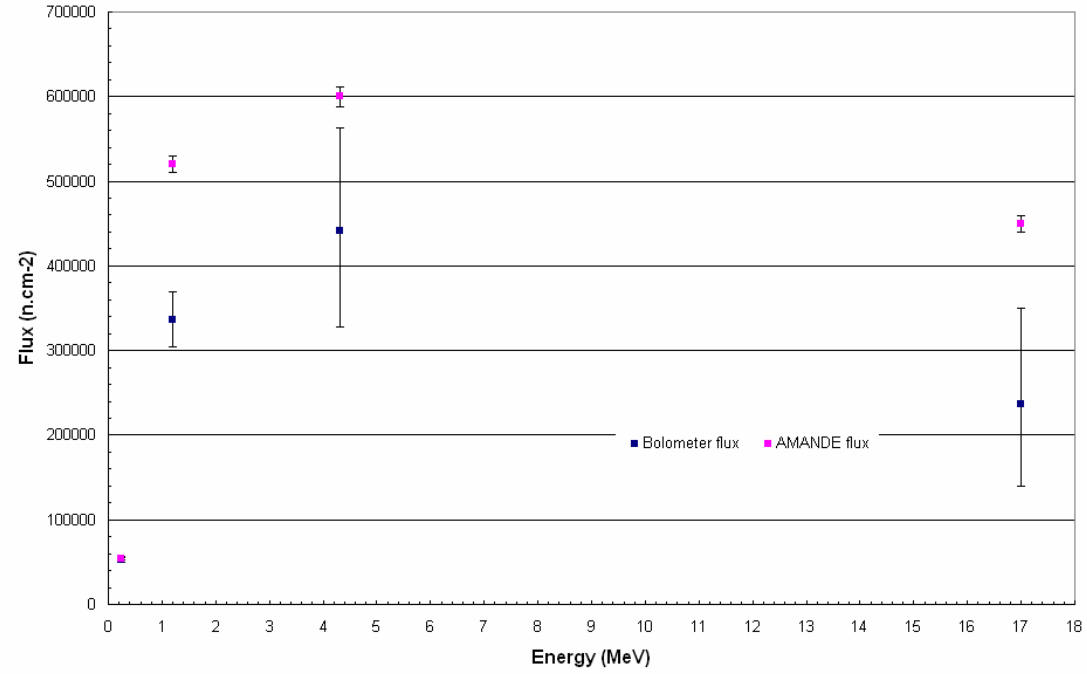


Figure 4.42 : Comparaison des flux calculés par l'installation AMANDE et à partir des données du spectromètre bolométrique.

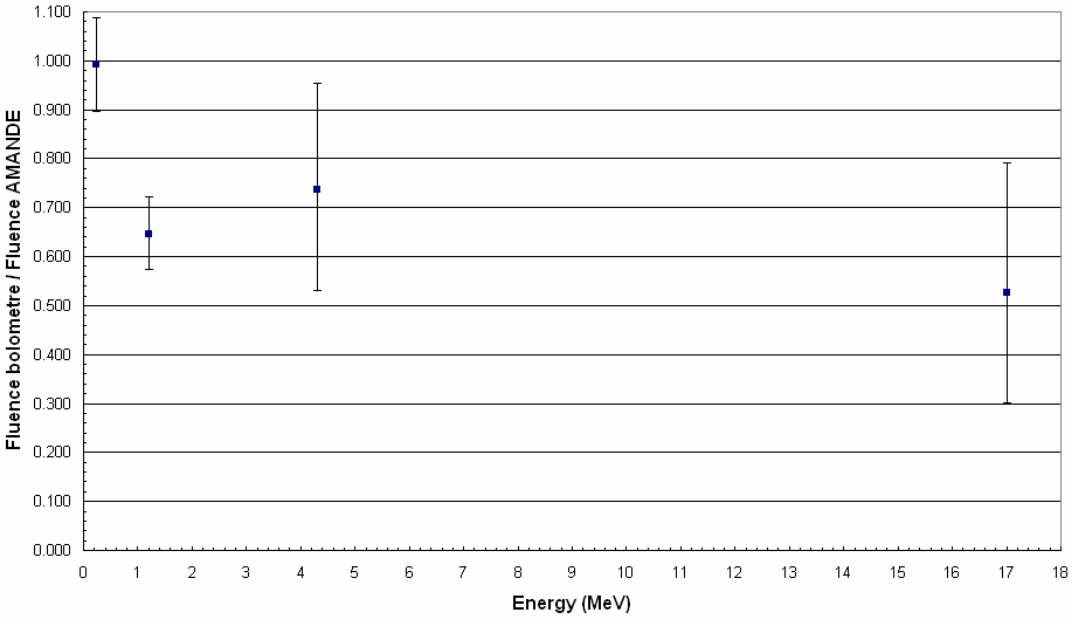


Figure 4.43 : Rapport entre les flux calculés par l'installation AMANDE et ceux calculés à partir des données du spectromètre bolométrique.

4.4.6 Les diffusions élastiques

La contribution des diffusions élastiques sur la réponse du détecteur a été étudiée. Celle-ci constitue dans les données un continuum dont la limite en énergie peut être observée aisément sur les Figures 4.44 - 4.45 - 4.46 et est indiquée dans le tableau 4.5. Le seuil de non-distinction entre les neutrons capturés et ceux diffusés dans le cristal de ^{6}LiF correspond à l'énergie de réaction Q = 4,7834 MeV de la réaction $^{6}Li(n,\alpha)^{3}H$ et débuterait selon le tableau 4.5 pour des neutrons incidents de 6,5 MeV.

Energie	**Energie du niveau des diffusions**
1200 keV	0,78 MeV
4,316 MeV	2,878 MeV
17 MeV	15,36 MeV

Tableau 4.5 : Energies limites de diffusions élastiques observés en fonction des énergies de calibrage.

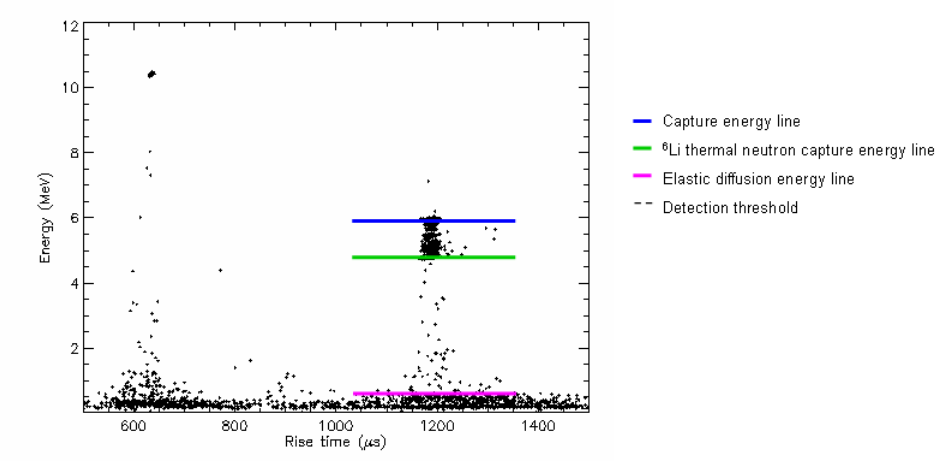


Figure 4.44 : Niveau des diffusions élastiques pour une énergie de calibrage de 1200 keV.

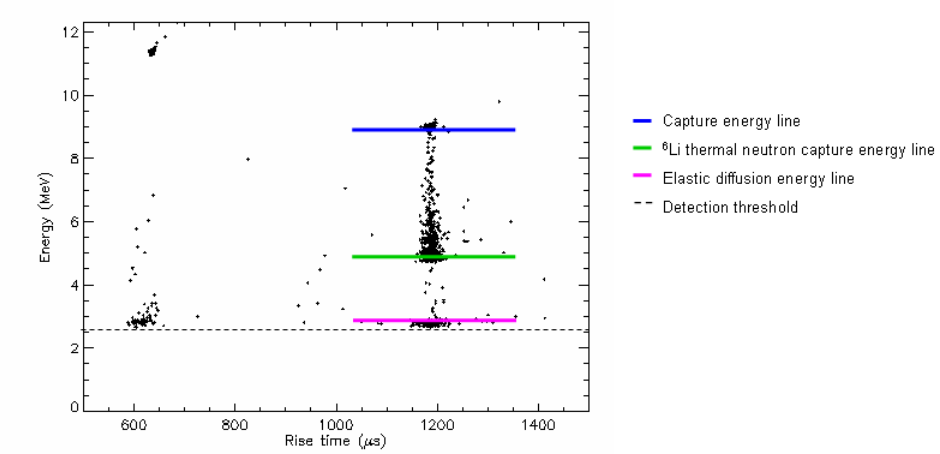


Figure 4.45 : Niveau des diffusions élastiques pour une énergie de calibrage de 4316 keV.

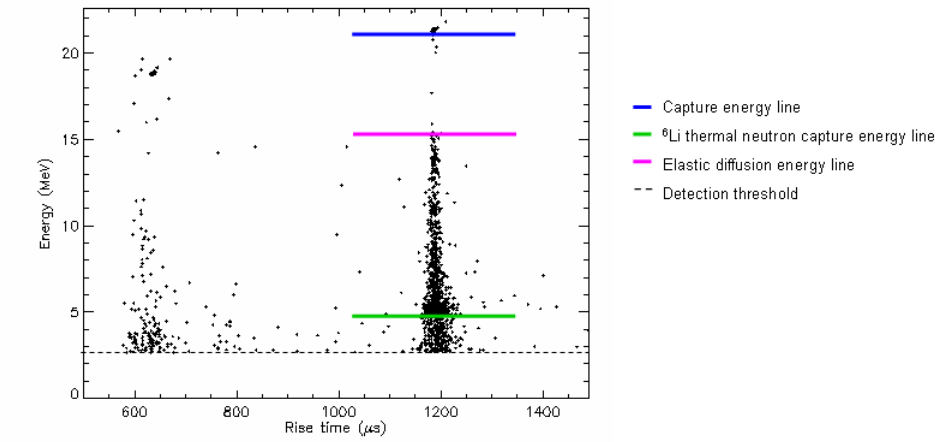


Figure 4.46 : Niveau des diffusions élastiques pour une énergie de calibrage de 17 MeV

Afin de comprendre l'origine probable de ces niveaux d'énergie, les énergies attendues dans le cadre d'une diffusion élastique unique sur les éléments constitutifs du cristal ont été superposées sur les spectres d'énergies de calibrage. La comparaison pour des neutrons incidents de 17 MeV

est montrée sur la Figure 4.47. Si certains pics en énergie semblent être identifiables, aucune conclusion ne peut être apportée sur l'origine de cette limite en énergie pour les diffusions élastiques. Ces niveaux d'énergie observés sont dus à des diffusions élastiques et/ou des diffusions élastiques multiples dans le bolomètre comme exposé préalablement. Aux diffusions élastiques à l'intérieur du cristal de ^{6}LiF, l'environnement de l'absorbeur apporte aussi une contribution en diffusions élastiques sur la réponse du détecteur. Cette influence aurait pu être évaluée par des mesures complémentaires sur l'installation AMANDE mais par faute de temps n'ont pas pu être réalisées. L'une d'elles aurait consisté en la variation de l'angle incidence du faisceau de neutrons monoénergétiques sur le bolomètre.

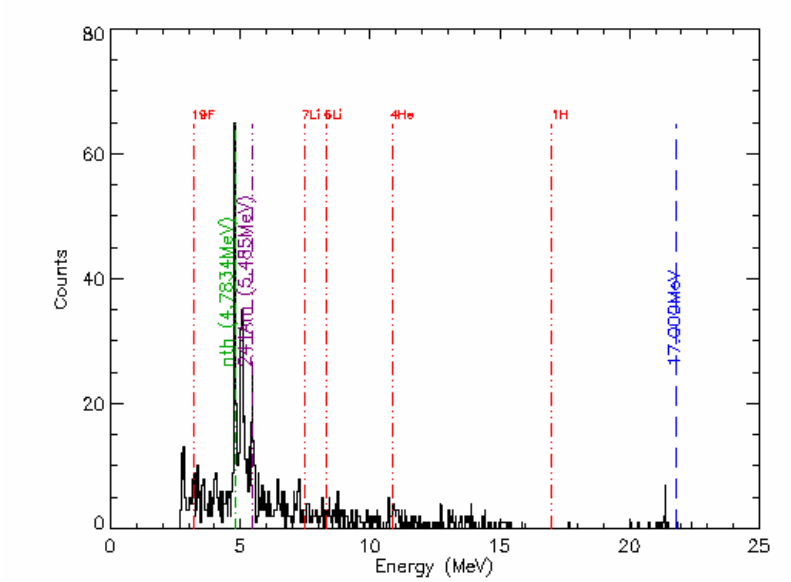


Figure 4.47 : Superposition de la réponse en énergie du détecteur à 17 MeV et les énergies de diffusions élastiques attendues pour les éléments présents dans le cristal.

Conclusions

Les différentes énergies de calibrage de l'installation AMANDE ont permis de mettre en valeur des spécificités très intéressantes et originales de la réponse du spectromètre bolométrique : une bonne linéarité en énergie et une grande résolution en énergie sur une gamme d'énergie sur un domaine d'énergie de 17 MeV. Ces performances ajoutées à une transportabilité du détecteur et une lecture instantanée de l'énergie du neutron donnent des atouts uniques à ce spectromètre. Ces résultats mettent surtout en évidence la validation du principe de spectrométrie des neutrons rapides avec le lithium-6. Les différentes mesures ont mis en valeur qu'à partir d'une énergie mesurée de 4,78 MeV et des neutrons de 6,5 MeV aucune distinction ne pouvait se faire entre une capture neutronique et une diffusion élastique. Toute fois afin d'avoir une meilleure compréhension de la réponse du détecteur en fonction des diffusions élastiques, des études complémentaires par simulation sont nécessaires.

Chapitre 5

Mesures spectrométriques près d'une source de spallation

Dans ce chapitre, nous allons discuter des différentes campagnes de mesures réalisées avec le spectromètre bolométrique près des lignes de faisceau de la source à spallation SINQ à l'Institut Paul Scherrer.

5.1 Les neutrons à l'Institut Paul Scherrer (PSI)

5.1.1 L'Institut Paul Scherrer

L'Institut Paul Scherrer (PSI) est le plus important centre de recherche suisse pour les sciences naturelles et les sciences de l'ingénierie. Ses travaux de recherche sont concentrés sur trois thèmes principaux: structure de la matière, énergie et environnement/santé. Le PSI développe, construit et exploite des grandes installations complexes comme la source de neutrons SINQ (Swiss Intense Neutron Source), la source de lumière suisse (SLS) et la source de muons SμS (Figure 5.1). PSI emploie environ 1300 personnes et se trouve à 30 km de Zürich dans le canton d'Argovie. Annuellement, plus de 2000 chercheurs de Suisse et du monde entier viennent au PSI afin d'effectuer des expériences sur ses grandes installations.

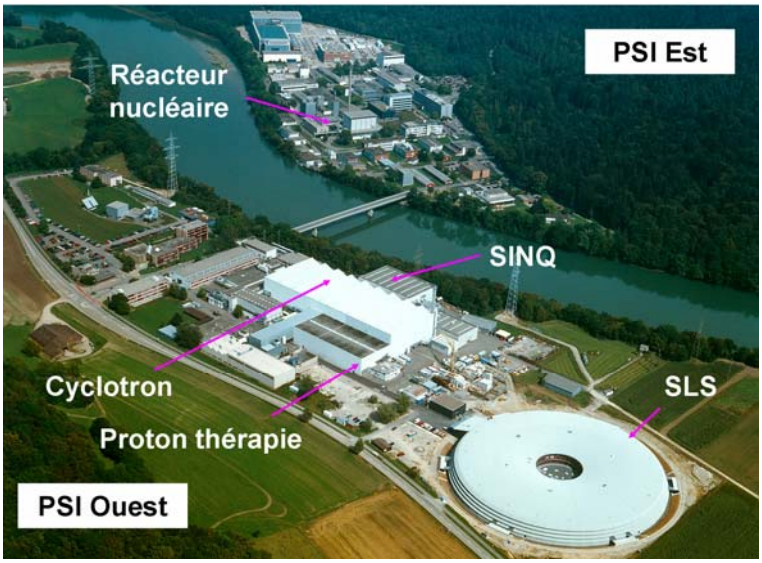


Figure 5.1 : Vue d'ensemble de PSI avec ses principaux instruments

Outre ces activités de recherche, l'Institut Paul Scherrer exploite la seule installation suisse permettant le traitement de maladies cancéreuses spécifiques au moyen de protons. Cette technique particulièrement peu agressive permet de détruire les tumeurs de manière ciblée en préservant quasi-intégralement les tissus sains environnants.

5.1.2 La source à spallation SINQ

SINQ est une source de neutron de spallation continue, la première de ce type, avec un flux d'environ 10^{14} $cm^2.s^{-1}$. Le rôle premier de SINQ est de fournir les faisceaux de neutrons nécessaires aux scientifiques pour l'analyse de la matière condensée grâce à la diffusion de neutrons et l'imagerie neutronique. Elle délivre pour cela des faisceaux de neutrons thermiques et de neutrons froids.

5.1.2.1 L'accélérateur de proton

SINQ est pilotée par un accélérateur de protons de 590 MeV (Figure 5.2) qui délivre un courant stable de protons de 1,3 mA le plaçant comme l'un des plus puissant au monde. Ce faisceau de protons sert à la fois à la production de neutrons, mais également à la production de muons (à partir de cibles en carbone) et à la proton thérapie.

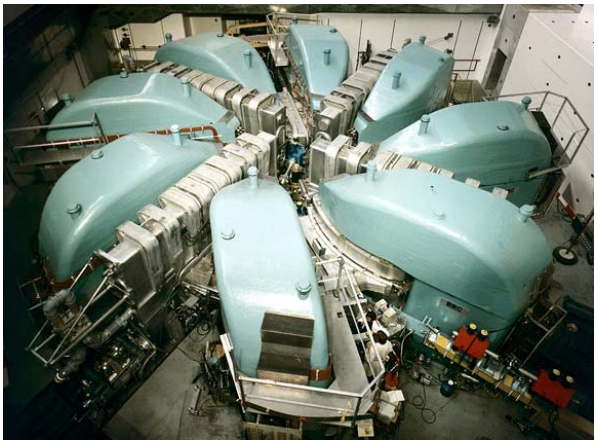


Figure 5.2 : Le cyclotron de PSI

5.1.2.2 La cible SINQ

Le faisceau de protons produit par l'accélérateur est envoyé sur une cible de spallation en plomb située au cœur d'un réservoir d'eau lourde (Figure 5.3). Le faisceau est injecté dans ce réservoir par le dessous permettant d'alimenter un nombre maximum de tubes et de guides de neutrons comme indiqué sur la Figure 5.5. Un faisceau de protons de 1 mA produit environ 3-6×10^{16} neutrons de spallation par seconde.

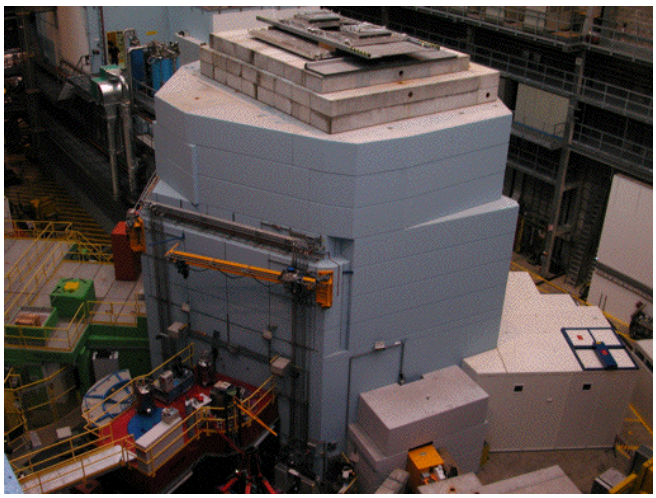


Figure 5.3 : Vue extérieure de la cible SINQ

5.1.2.3 Le réservoir modérateur

Les neutrons rapides créés par spallation sont ralentis aux énergies thermiques par l'eau lourde du réservoir. L'eau lourde est préférée à l'eau ordinaire du fait de sa faible section efficace de capture neutronique. Le réservoir contient des tubes d'extraction horizontaux qui transportent les neutrons froids et thermiques vers l'extérieur du réservoir. Le réservoir d'eau lourde est entouré d'eau ordinaire servant de réflecteur, l'ensemble étant emprisonné dans une masse de 7000 tonnes d'acier et de béton.

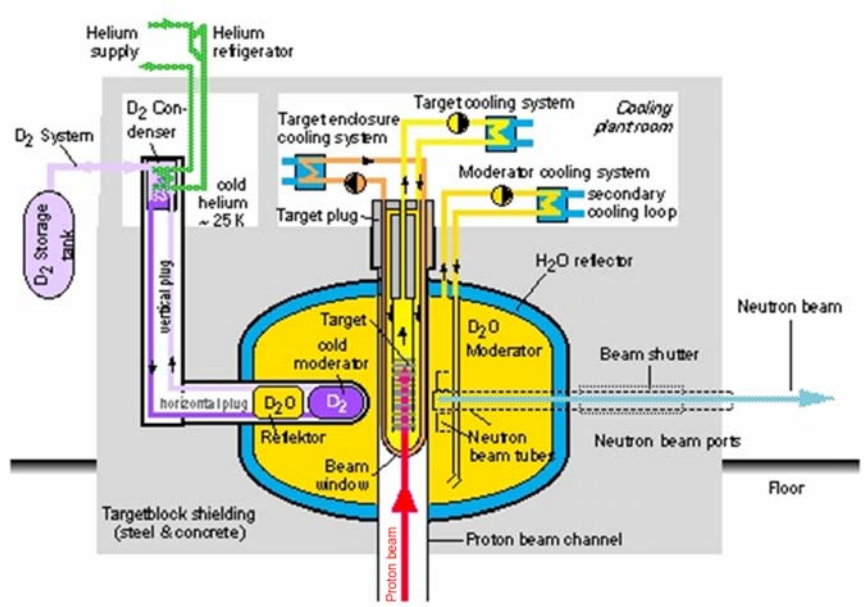


Figure 5.4 : Cible SINQ : Vue en coupe verticale

5.1.2.4 La source de neutrons froids

Les neutrons froids sont produits à partir d'un modérateur constitué de 20 litres de deutérium liquide à une température de 25 K avant d'être transportés dans des guides neutrons vers les stations expérimentales. Cette source de neutrons froids est placée au plus proche de la cible où le flux de neutrons thermiques est maximal comme le montre la Figure 5.5.

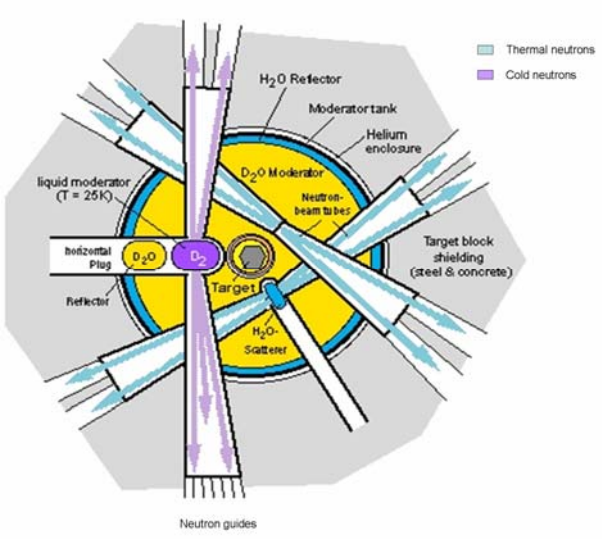


Figure 5.5 : Cible SINQ : Vue en coupe horizontale

5.1.2.5 Guidage des neutrons

Les neutrons thermiques quittent le système par des canaux aménagés dans le blindage et munis d'obturateurs pour être acheminés vers les spectromètres installés autour du cœur. Les neutrons froids sont transportés vers les installations expérimentales plus distantes par des guides à neutrons. Ces guides, composés en verre réfléchissant spécialement traité, utilisent la propriété ondulatoire prononcée des neutrons aux très basses énergies en les diffractant par réflexion de Bragg. Ce principe est illustré par la Figure 5.6.

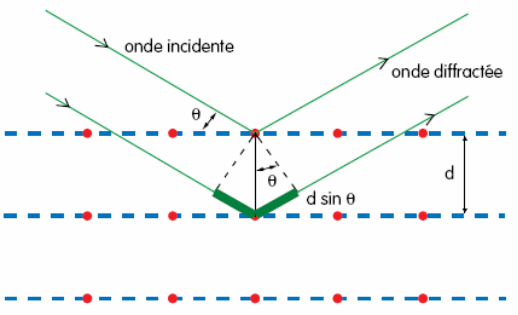


Figure 5.6 : Réflexion de Bragg : Si d est la périodicité du milieu, dans le plan d'incidence, seuls les neutrons ayant une longueur d'onde vérifiant la relation de Bragg $n\lambda=2d\sin\theta$ seront réfléchis en phase.

5.1.2.6 Sélection des neutrons

L'énergie incidente des neutrons E peut être ajustée selon les objectifs du spectromètre en utilisant des monochromateurs. En relation avec la dualité onde-corpuscule des neutrons, il existe deux familles de monochromateurs :

- Les monocristaux, qui fonctionnent sur le principe de la diffraction d'une onde par un système périodique. On utilise alors le caractère ondulatoire des neutrons.

- Les 'hâcheurs' ou sélectionneurs de vitesse : Ces dispositifs sont capables de ne faire passer que les neutrons ayant la vitesse désirée en utilisant le 'temps de vol' des neutrons. On utilise alors le caractère corpusculaire des neutrons.

5.1.3 Les instruments de SINQ

SINQ dispose d'un éventail d'instruments, chacun étant spécifique et dédié à un type d'étude particulier (haute résolution, haut flux, angle solide important des détecteurs, etc.). La Figure 5.7 liste les différents instruments autour de SINQ avec le type de neutrons utilisé.

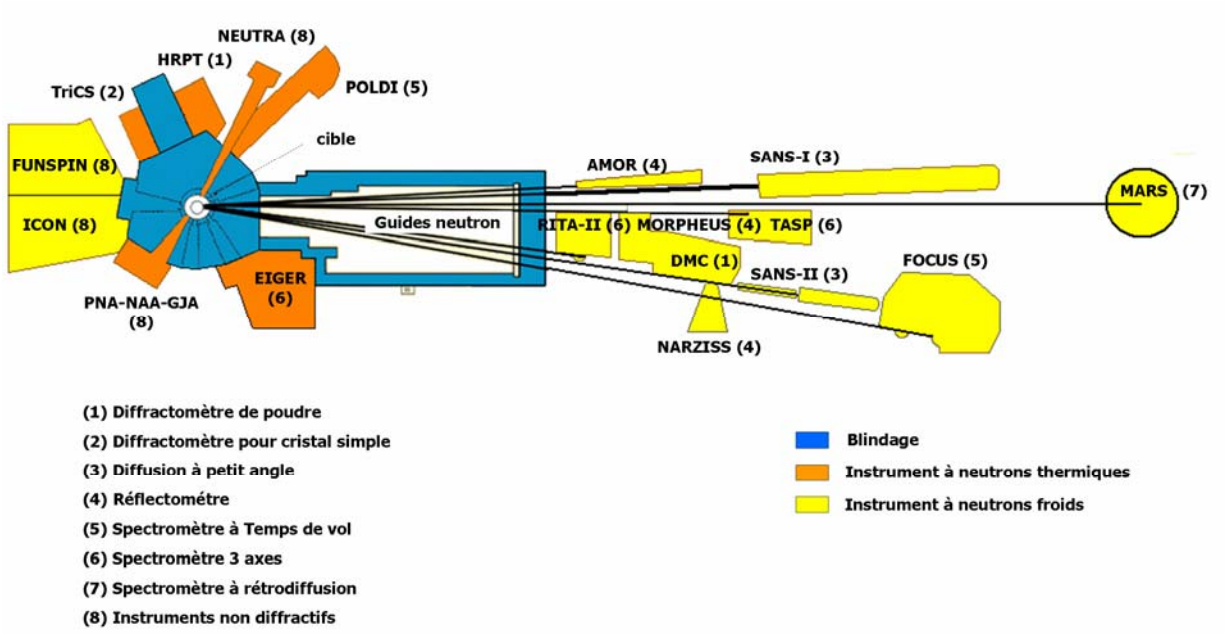


Figure 5.7 : Les instruments de SINQ (vue de dessus)

5.2 Mesures à SINQ

En collaboration avec le Laboratoire des Développements et Méthodes (LDM) du département de recherche sur la matière condensée avec des neutrons et muons (NUM), des mesures de fonds neutroniques ont été réalisées durant l'automne 2008 près de la source à spallation SINQ du PSI. Ces mesures ont eu pour but d'une part de tester la réponse du détecteur avec des flux intenses de neutrons et d'autre part de comparer les résultats obtenus avec ceux établis avec un spectromètre à sphères de Bonner lors de la caractérisation des spectres en énergie à plusieurs endroits expérimentaux de SINQ dans le cadre du projet MEGAPIE (Megawatt Pilot Target Experiment) [Buchillier, 2006].

Trois principaux points de mesures ont été étudiés avec le spectromètre bolométrique tels qu'indiqué sur la Figure 5.8.

- La première campagne de mesures s'est déroulée dans le bunker expérimental POLDI (Pulse Overlap time of flight DIffractometer for strain field measurements) afin de déterminer comment le blindage neutron pouvait être amélioré.

- La deuxième campagne de mesures a eu lieu dans la zone expérimentale RITA II (Re-Invented Triple Axis spectrometer for cold neutrons). Une meilleure connaissance de la distribution en énergie de la fluence neutronique, défini par abus de langage comme le spectre neutronique, à cet endroit s'avère aussi utile pour la radioprotection.

- Une troisième campagne a été réalisée près du faisceau ICON (Imaging with cold neutrons) dans le but de déterminer le spectre neutronique en sortie de blindage.

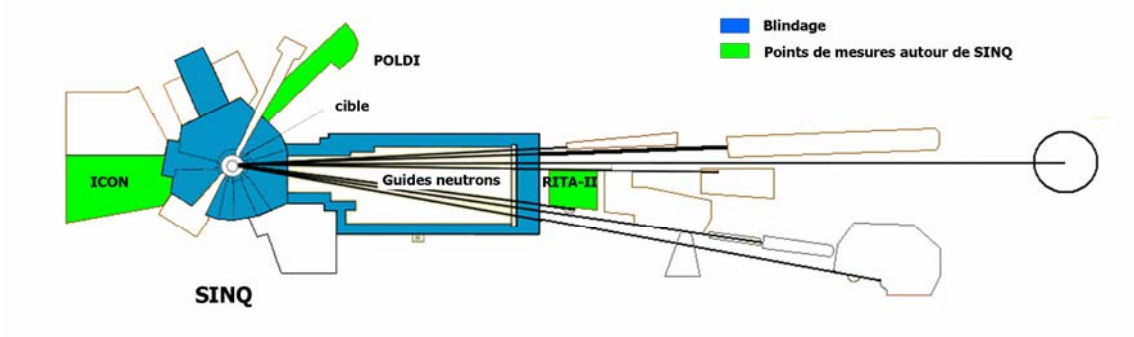


Figure 5.8 : Localisation des points de mesures avec le spectromètre autour de SINQ

5.3 Mesure de fond à la ligne POLDI de la source SINQ

5.3.1 Introduction

La mesure sur la ligne POLDI a une double utilité : premièrement déterminer la présence de neutrons rapides au niveau du guide et deuxièmement de connaître le flux délivré. L'emplacement de mesure n'est pas dédié au personnel sauf en cas de maintenance auquel cas le faisceau de neutron est coupé par un obturateur situé sur le blindage de SINQ. Dans les conditions nominales de fonctionnement, le cyclotron délivre un courant de proton de l'ordre de 1360 µA à la source SINQ. Par des mesures préliminaires, nous avons vu qu'à cette valeur de courant, lorsque l'obturateur était ouvert, il nous était impossible de faire une mesure exploitable à cause de la saturation du détecteur due au flux intense. Le courant fut alors spécialement abaissé à une limite de 50 µA quelques heures le 3 Décembre 2008. Ce paragraphe décrit l'expérience et les résultats obtenus suite à cette mesure.

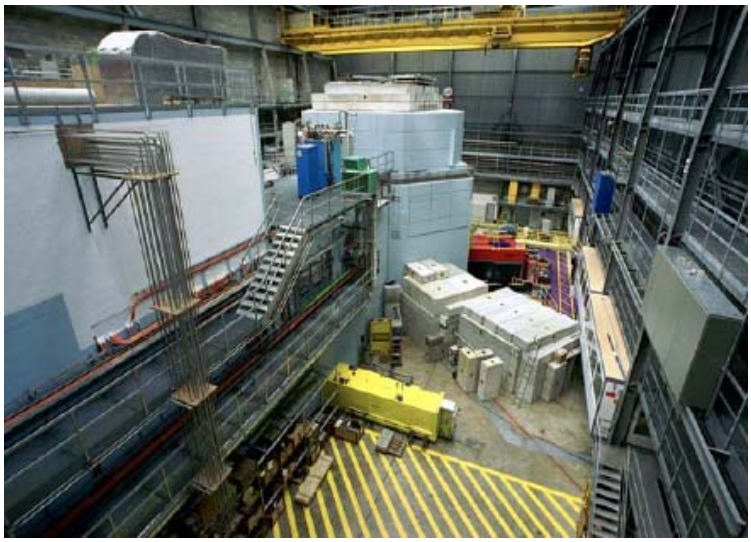


Figure 5.9 : La ligne POLDI et son blindage extérieur contre la source SINQ

5.3.2 Montage expérimental

Le cryostat a été positionné dans la chambre de guidage des neutrons de la ligne PODLI comme le montre la Figure 5.10. Le cryostat a été posé sur un support de façon à ce que le bolomètre soit à la même hauteur que le guide neutron (soit à 150 cm) et à une distance de ~1m de celui-ci et à 2-3 m de l'obturateur. Il a été placé dans une boite en cadmium afin d'arrêter les neutrons ayant une énergie inférieure à 0.5eV et ainsi réduire le nombre d'évènements sur le détecteur dû aux neutrons thermiques.

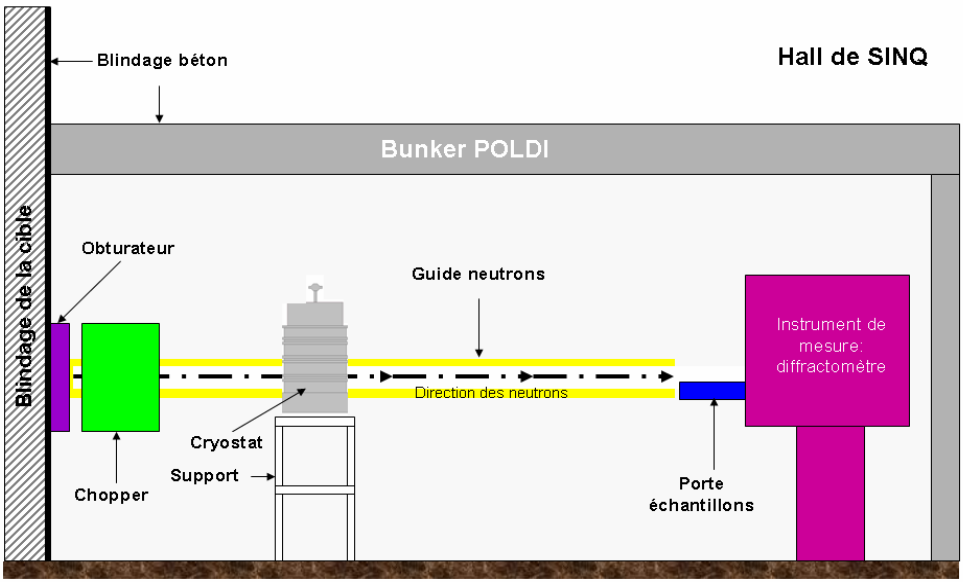


Figure 5.10 : Schéma de la ligne POLDI (vue en coupe). Le cryostat est posé sur un support pour être à la même hauteur que le guide neutrons. L'obturateur permet au faisceau de neutrons de la source SINQ d'accéder à la ligne.

5.3.3 Résultats expérimentaux

L'évolution de la réponse du détecteur sur une durée de plus de 8 heures est affichée sur la Figure 5.11. L'intensité du courant du cyclotron, et donc l'intensité de la source SINQ, en fonction du temps a été superposée pour rendre compte du comportement du détecteur selon le flux de neutrons incidents. Trois phases peuvent être observées. La première correspond au démarrage de l'accélérateur et des premiers tests en courant. Les sauts de courants sont immédiatement traduits par une détection de neutrons sur le détecteur. Durant la deuxième phase, le courant délivré par l'accélérateur est de 50 µA et la réponse du détecteur reste constante durant cette phase. La troisième phase montre la saturation du détecteur lorsque le courant est fixé à la valeur nominale de fonctionnement de la source SINQ.

Dans la deuxième phase, malgré un courant abaissé à 50 µA, le flux de neutrons reste intense au niveau du détecteur. Afin d'extraire des informations spectrométriques, une grande part du travail consistera à nettoyer les données des pile-ups. Une heure de mesure a été sélectionnée pour l'estimation du flux sur le détecteur (cf. Figure 5.12). Elle correspond à une période stable dans l'acquisition des données : pas de coupures de faisceau, impulsions IR pour le calcul des temps mort à la plus basse fréquence avant modification. La ligne d'évènements à ~2V correspond à la détection des neutrons thermiques. Les évènements dus aux impulsions IR et aux particules alpha, réciproquement émises par la fibre optique et la source ^{241}Am placées à proximité du cristal ^{6}LiF, ne sont pas à première vue distinguables.

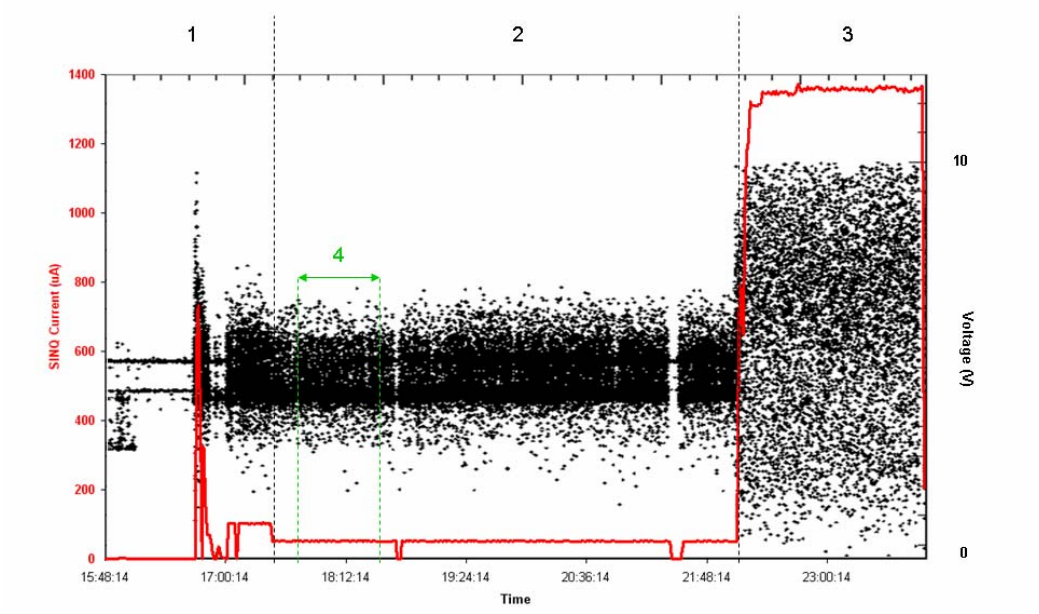


Figure 5.11 : Détection des neutrons près du guide POLDI pour un courant d'accélérateur de 50 µA : L'intensité du courant de l'accélérateur (en rouge) est superposée aux données (en noir) en fonction du temps. Trois configurations de l'accélérateur sont observables: (1) démarrage de l'accélérateur ; (2) accélérateur à 50 µA ; (3) accélérateur au courant nominal ; (4) Fenêtre de données sélectionnée.

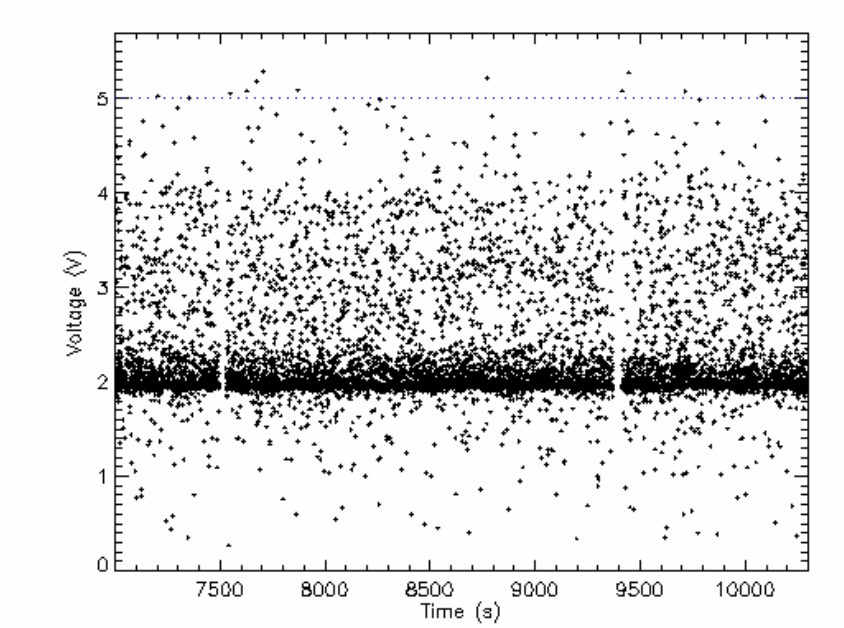


Figure 5.12 : Fenêtre de données sélectionnée pour l'estimation du flux de neutron de la ligne POLDI ((4) sur la Figure 5.11).

5.3.4 Etude des différents évènements de l'expérience

L'étude des différentes populations avant rejet des évènements non souhaités apporte des informations sur le fonctionnement du bolomètre sous forte irradiation.

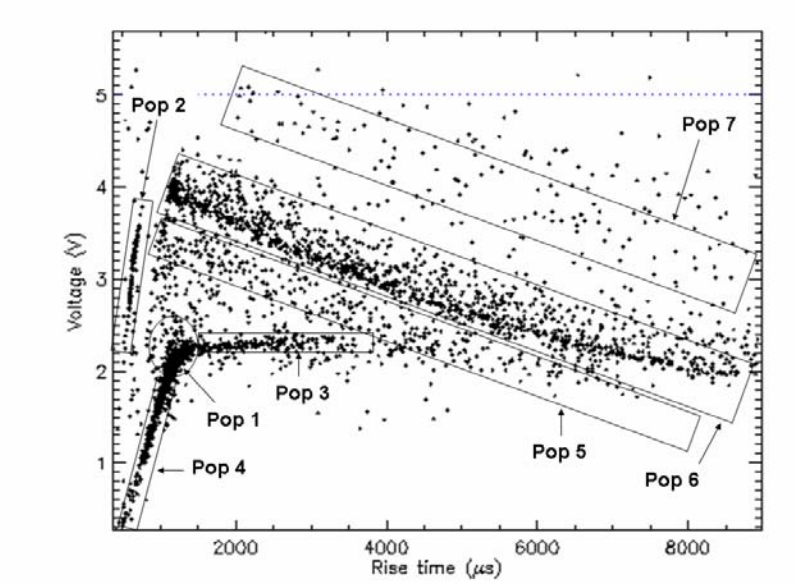


Figure 5.13 : Amplitude des impulsions en fonction du temps de montée sans rejet des évènements pile-ups. Plusieurs populations sont distinguables.

L'étude de l'amplitude des impulsions en fonction de leur temps de montée est une autre représentation des données. Elle permet souvent une meilleure mise en valeur des différents groupes d'évènements. Elle se base sur des paramètres obtenus lors de l'acquisition des

données et enregistrés dans un fichier n-tuplet comme précédemment décrit dans le chapitre 3. A cause du flux intense à POLDI, les impulsions enregistrées seront déformées à cause des pile-ups et les paramètres calculés reflèteront cette déformation.

Les différentes populations visibles sur la Figure 5.13 traduisent les différentes combinaisons d'évènements possibles lors d'empilement d'évènements dans une même fenêtre de détection.

- Population 1 (pop1) :

Le bolomètre est polarisé à une tension de 1,36 V. L'amplitude associée à la détection de neutrons thermiques est attendue vers 2V. Ce qui est le cas sur la Figure 5.13.

- Population 2 (pop2) :

Cette diagonale clairement visible centrée à 3,2 V correspond à la détection des évènements associés aux impulsions LED.

- Population 3 (pop3) et Population 4 (pop4) :

Ces évènements correspondent à la détection de neutrons thermiques dont la ligne de base est perturbée : présence de pile-ups (pop3) ou bolomètre en fin de thermalisation (pop4) (Figure 5.14). Ces évènements pourront être rejetés par un critère sur la valeur de la ligne de base.

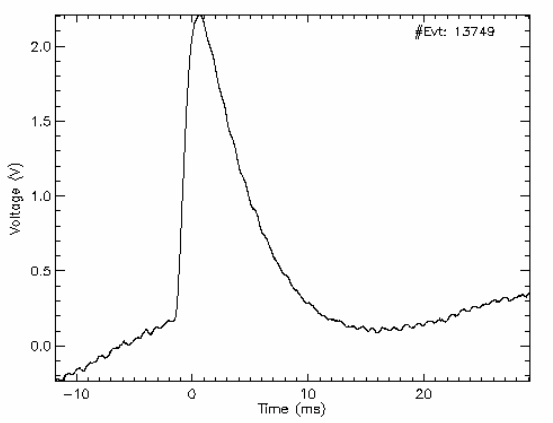


Figure 5.14 : Exemple d'impulsion de la population 4 avec une ligne base altérée

- Population 5 (pop5) :

Ces évènements sont dus à la détection de neutrons thermiques dont la fin d'impulsion est perturbée par des piles-ups : leur amplitude est supérieure à celle du neutron seul.

- Population 6 (pop6) :

Cette famille est basée sur la détection d'un neutron thermique auquel vient se superposer une autre impulsion. La dérive traduit les différents cas de Figures possibles.

- Population 7 (pop7) :

Cette famille d'évènements correspond à la détection dans la même fenêtre de détection de trois évènements distincts.

5.3.5 Optimisation des coupures

Afin de déterminer le flux, il faut optimiser les coupures qui permettent d'éliminer efficacement les évènements perturbés par des pile-ups. La présence de pile-ups va modifier la forme de l'impulsion de détection et dans les cas les plus favorables, elle va contribuer à déplacer la position du pic de l'impulsion dans la fenêtre de détection. Dans ce cas de figure, la distribution de ces positions va donc s'élargir par rapport à celle obtenue dans des conditions normales de mesures, c'est-à-dire sous un flux de neutrons modéré pour le détecteur. En définissant des critères de coupure sur la position du pic de l'impulsion attendue, un premier ensemble d'évènements peut être alors sélectionné. La présence de pile-ups va également perturber la ligne de base des impulsions faussant ainsi l'évaluation de l'amplitude maximale de l'impulsion. Une deuxième phase de sélection consiste à ajuster le critère sur le bruit de ligne de base. A l'issue de ces coupures, une grande proportion d'évènements est alors rejetée, environ 90 %. La Figure 5.15 montre les évènements ayants passés ces coupures. Deux populations sont visibles : la première dans le coin supérieur gauche, correspond aux flashes IR dont le nombre, même faible, permettra de calculer le temps mort de la mesure;. la deuxième, dans le coin inférieur droit, représente les neutrons détectés.

5.3.6 Spectre en énergie de la mesure

A partir de cette sélection, le spectre en énergie des évènements situé entre des temps de montée de 1 ms à 1,2 ms peut être construit. Le facteur de calibrage en énergie est déterminé à partir de la valeur centrale de la distribution des amplitudes. La Figure 5.16 représente le spectre en énergie, composé d'un seul pic centré sur 4,7834 MeV. Du fait du flux intense et du nombre de pile-ups induits dans la réponse du détecteur, le pic associé à la source ^{241}Am de 4Bq n'apparaît pas.

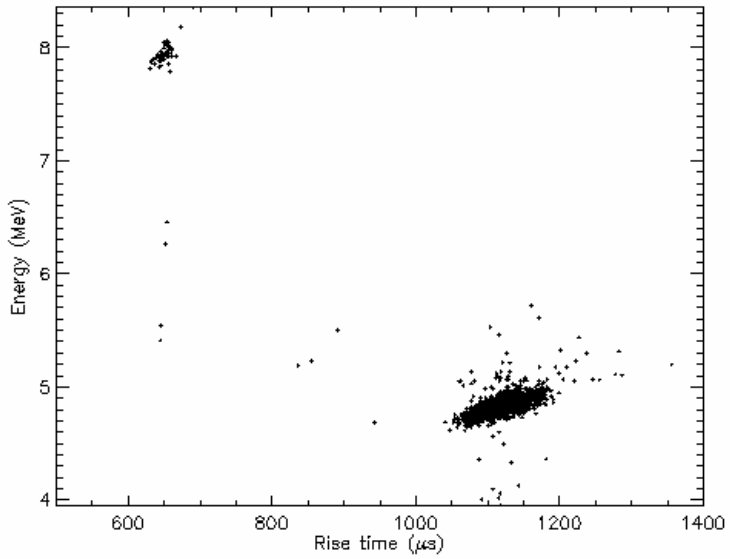


Figure 5.15 : Amplitude des impulsions en fonction du temps de montée après rejet des évènements pile-ups entre 0,5 et 1,4 ms. La population d'évènements à temps de montée courts correspond aux impulsions IR envoyées sur le détecteur. La population d'évènements plus lents est liée à la détection de neutrons.

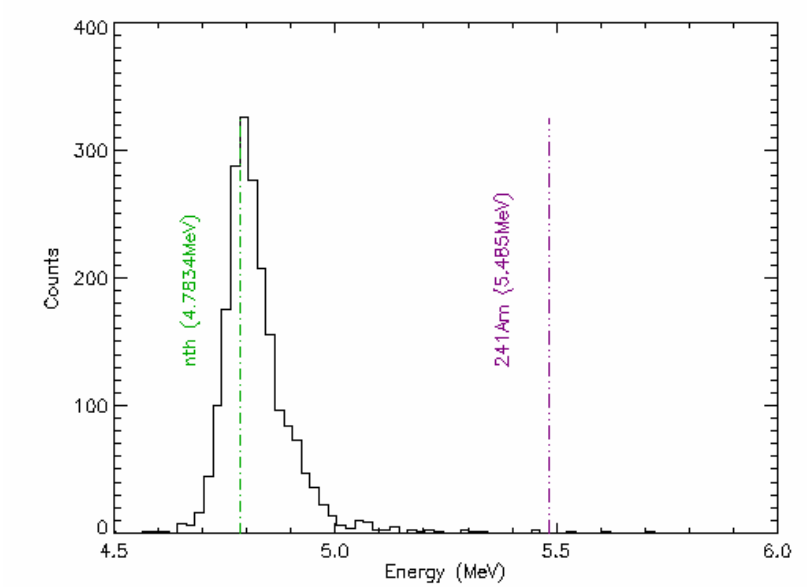


Figure 5.16 : Spectre en énergie des données enregistrées à POLDI après coupures de sélection. La ligne verticale à 4,7834 MeV représente la réaction de capture neutronique du 6Li. La ligne verticale à 5,485 MeV symbolise la localisation du pic attendu aux particules alpha attendu.

5.3.7 Flux en énergie

Le spectre des neutrons à POLDI près du guide neutron a été déterminé avec un spectromètre à sphères de Bonner consistant en a un détecteur de neutron thermiques Helium-3 et un jeu de 11 sphères de 2 à 15 inches [Buchillier, 2006]. La Figure 5.17 montre le débit de fluence obtenu en $cm^{-2}.s^{-1}$ sur une gamme d'énergie du neutron thermique à une dizaine de MeV. La réponse du spectromètre bolométrique sera comparée à ce spectre entre 100 keV et 10 MeV.

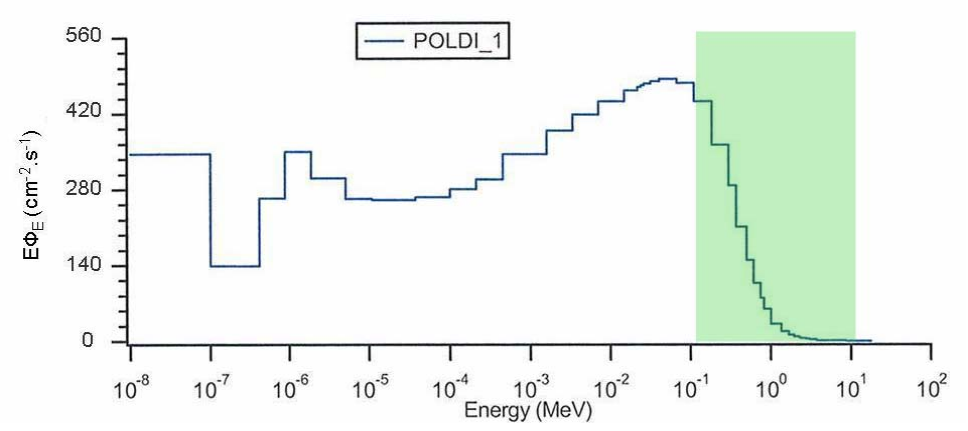


Figure 5.17 : Mesure de flux en fonction de l'énergie sur la ligne POLDI (1450 µA) à l'aide de sphères de Bonner. La zone en vert délimite la région en énergie de comparaison entre le spectromètre bolométrique et les sphères de Bonner.

Le spectre en énergie issue des données du bolomètre est converti en $cm^{-2}.MeV^{-1}.s^{-1}$ à partir de l'efficacité calculée du bolomètre. Les flux comparés des deux différentes mesures de fond sont montrés sur la Figure 5.18. Ces flux diffèrent d'un facteur ~ 20 sur la gamme en énergie de 100 et 183 keV et d'un facteur supérieur à 3 pour des énergies plus grandes. La valeur du premier facteur peut s'expliquer par l'effet additif deux contributions : l'augmentation de sensibilité du bolomètre à ces énergies d'une part et par l'augmentation des diffusions élastiques induit sur le fluor-19 d'autre part. Le flux détecté par le bolomètre suit la décroissance de flux du BSS mais est supérieur à celui-ci sur l'ensemble de la gamme d'énergie des neutrons détectés. Cette différence de niveau est dépendante du facteur de correction du temps mort et de la contribution des diffusions élastiques. La similitude des comportements des deux détecteurs traduit une erreur statistique faible. L'erreur systémique attendue induite par les diffusions élastiques ne peut pas être cependant estimée. Au-delà de 800 keV, la courbe de confiance supérieure à 90% donne à titre indicatif la statistique supérieure pour un flux nul.[1]

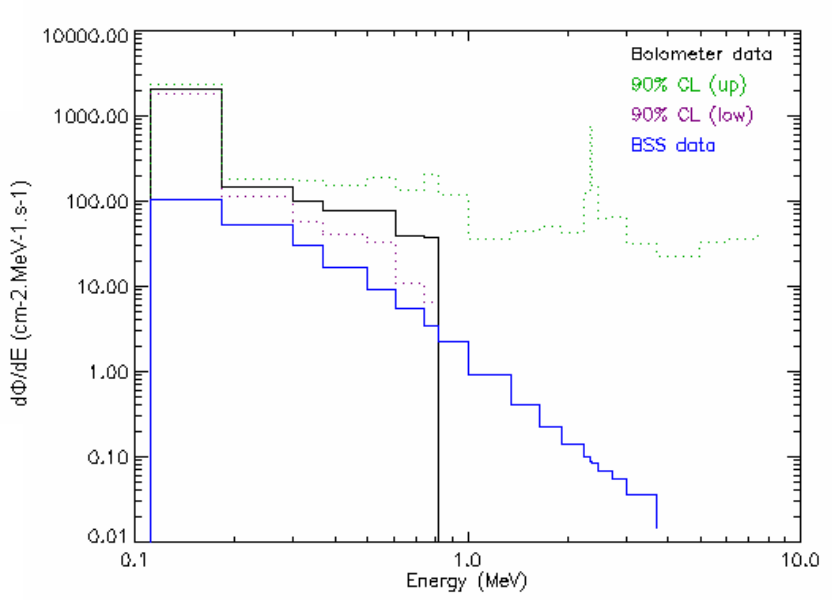


Figure 5.18 : Flux comparés à POLDI des mesures avec des sphères de Bonner (en bleu) avec celles du spectromètre bolométrique (en noir).

[1] Entre 2 et 3 MeV, les courbes d'efficacité de détection des sphères de Bonner présentent des minima (cf. Figure 3.2) dus aux résonances sur la section efficace de diffusion élastique du carbone [Bramblett, 1960]. Des pas en énergie fins sont alors utilisés à ces énergies ce qui se répercute sur la forme de la courbe de confiance supérieure à 90%.

5.4 Mesure de fond à la ligne RITA de la source SINQ

5.4.1 Introduction

Les neutrons froids sont transportés hors de la source SINQ par des guides de neutrons jusqu'aux différents instruments dédiés comme le montre la Figure 5.19. Ces guides neutrons sont emmurés dans des blindages béton pour assurer une radioprotection du personnel. L'aire expérimentale RITA II a la particularité de se trouver en limite du blindage de la source SINQ et d'être à ciel ouvert. Ce paragraphe se propose de décrire la campagne de mesure effectuée à RITA II avec le spectromètre bolométrique. Le but de la mesure est de pouvoir connaître le fond neutronique au niveau de l'aire expérimentale et notamment la part des neutrons rapides dans le spectre. Ces résultats seront comparés avec ceux du BSS obtenus dans les mêmes conditions expérimentales.

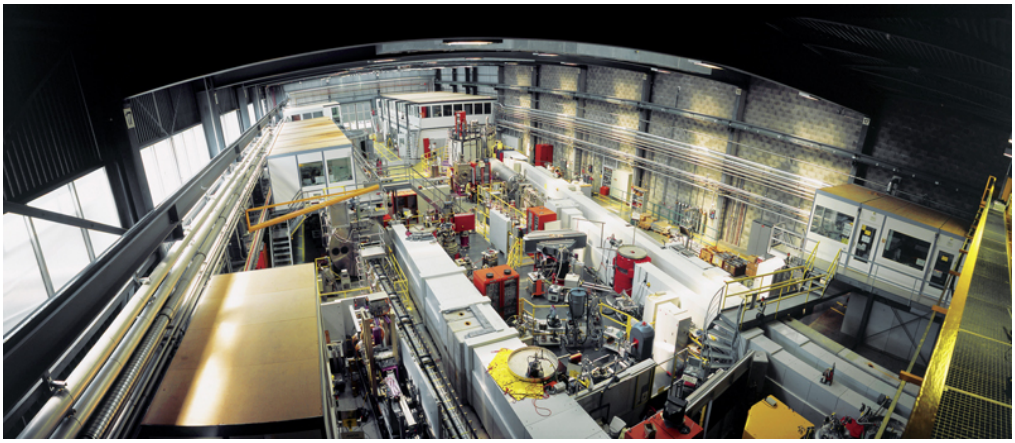


Figure 5.19 : Vue d'ensemble des différentes lignes à neutrons froids à la sortie de la source à spallation SINQ (faisceaux dans le sens de la prise de vue) : en bas à droite on peut apercevoir le spectromètre (en jaune) de la ligne RITA

5.4.2 Protocole expérimental

Les mesures se sont déroulées dans l'aire expérimentale de RITA près du spectromètre triaxial comme indiqué sur la Figure 5.20. Cet emplacement permet de mesurer les éventuels neutrons rapides ayant traversé le blindage de SINQ (Figure 5.21). La mesure bolométrique s'est déroulée en parallèle d'une utilisation normale du spectromètre triaxial. Dans ces conditions, un échantillon à tester est placé au centre du spectromètre triaxial et est irradié par un faisceau de neutrons de 3,7 meV. A cet effet, l'obturateur du guide neutrons principal et l'obturateur de l'aire expérimental sont ouverts.



Figure 5.20 : Aire expérimentale RITA II : en premier plan, le spectromètre triaxial RITA II ; en arrière plan, le mur du blindage de la source SINQ d'où 4 lignes de faisceaux sortent. Le spectromètre bolométrique (zone en pointillés) est placé à proximité du guide de neutrons RITA II.

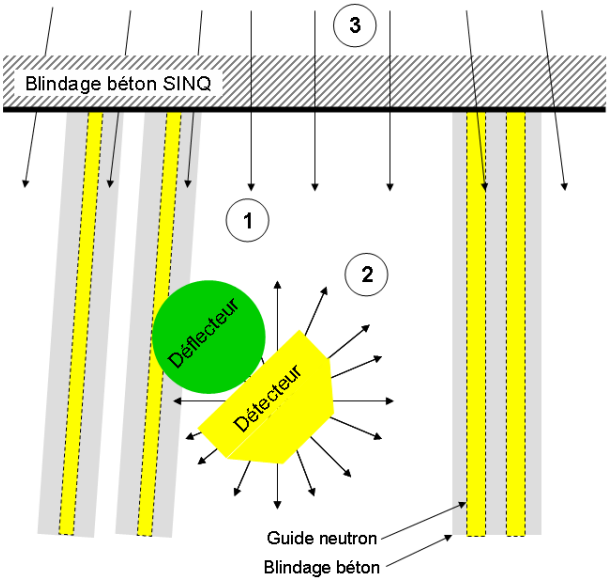


Figure 5.21 : Schéma de l'aire expérimentale RITA II vue de dessus : (1) emplacement de mesure du bolomètre ; (2) Flèches symbolisant les neutrons diffusés issus de l'instrument RITA ; (3) Flèches symbolisant les neutrons rapides issus de la source SINQ.

5.4.3 Résultats expérimentaux

L'allure du spectre obtenu est similaire à celle du spectre obtenu lors de la mesure sur la ligne POLDI, à savoir un grand pic de détection à basses énergies suivi d'une décroissance à plus haute énergie (Figure 5.22). Le flux mesuré par le spectromètre bolométrique est supérieur à celui du BBS de trois ordres de grandeurs malgré un rejet de plus de 90% des évènements. Cette différence ne peut être à ce jour expliquée : conditions expérimentales assurément pas adaptées pour le détection et un complément d'informations sur le traitement données du BSS est nécessaire. La gamme d'énergie de détection est réduite par rapport à celle de la ligne POLDI et n'excède pas 600 keV. Cette réduction peut s'expliquer par l'éloignement par rapport à la cible SINQ. Comme précédemment, le spectre obtenu ne donne également pas d'information sur le type d'interaction des évènements détectés. Cette mesure aurait pu être complétée par des mesures avec des configurations différentes d'obturateurs de lignes. Ces différentes conditions de flux auraient permis de voir l'influence des autres lignes sur le fond de la zone RITA. Ces mesures de fonds étant dépendante de l'activité du spectromètre triaxial, n'ont pas pu être réalisées.

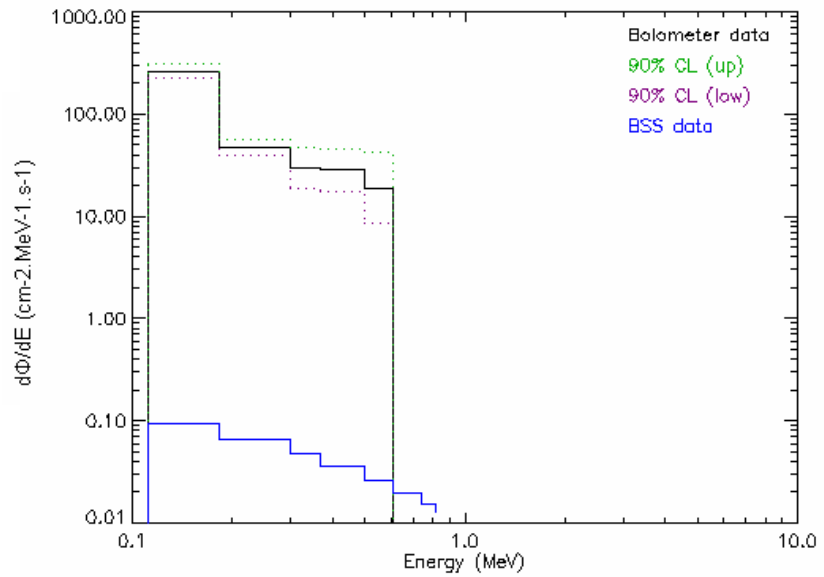


Figure 5.22 : Comparaison des flux obtenus par technique bolométrique et par technique à sphères de Bonner.

5.5 Mesure de fond à la ligne ICON de la source SINQ

5.5.1 Introduction

L'extrémité de la ligne ICON près de la source SINQ est un point clef pour les services de radioprotection de l'Institut Paul scherrer. C'est un effet un lieu de passage permanent pour le personnel et les visiteurs de la source SINQ. La connaissance du spectre en énergie en sortie du blindage d'ICON doit donc être connue par le service de radioprotection.

5.5.2 Montage expérimental

ICON est un dispositif imageur par neutrons froids. L'aire d'ICON est une construction en béton qui contient une chaîne expérimentale consistant en un alignement de tubes de collimation dans lesquels les neutrons atteignent deux principales positions expérimentales : une à mi parcours pour les petits objets, l'autre en fin de ligne pour les gros objets (Figure 5.23). Tout comme sur la ligne POLDI, l'axe du faisceau est en vue directe de la cible de la source SINQ. Afin de connaître la contribution des neutrons rapides dans le spectre du faisceau d'ICON, une mesure de spectre en énergie a été réalisée avec le spectromètre bolométrique mais cette fois-ci hors du bunker. Le cryostat a donc à cet effet été aligné au faisceau d'ICON à l'extérieur de l'aire expérimentale comme le montre la Figure 5.23.

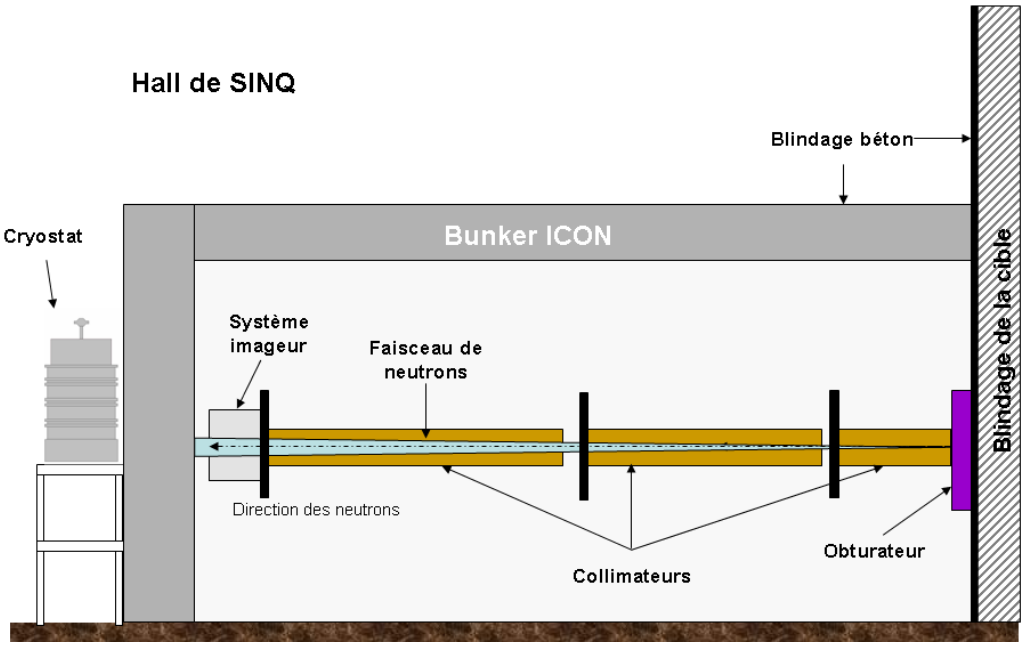


Figure 5.23 : Schéma de la ligne ICON (vue en coupe). Le cryostat est placé à l'extérieur de l'aire expérimentale ICON et est aligné dans l'axe du faisceau. L'obturateur permet au faisceau de neutrons de la source SINQ d'accéder à la ligne, les collimateurs guident les neutrons aux systèmes imageurs. La mesure avec sphères de Bonner a été réalisée en bout de ligne au niveau du système imageur.

5.5.3 Résultats expérimentaux

5.5.3.1 Etude des populations d'évènements

Les deux mesures précédentes sur les lignes POLDI et RITA se sont déroulées avec des champs de neutrons intenses. La mesure sur la ligne ICON s'est déroulée dans des conditions optimales de flux pour le détecteur bolométrique, le taux d'empilement étant alors extrêmement réduit. La Figure 5.24 montre les amplitudes des évènements représentées en fonction du temps ayant passé les coupures. Trois lignes d'évènements sont distinctement dissociables. A 1,95V, cette ligne correspond à la réaction de capture neutronique du lithium-6. Celle à ~2,2 V est associée à la détection des particules alpha de la source proche ^{241}Am. La ligne à ~3,35 V est liée à la détection des impulsions IR.
Ce résultat peut être également affiché en représentant l'énergie des évènements en fonction du temps de montée des impulsions. Les éléments constitutifs du bolomètre peuvent être alors mis en valeur en fonction de la répartition des évènements. En effet sur la Figure 5.25, trois colonnes d'évènements peuvent être observées. La première colonne la plus à gauche correspond aux évènements qui se déroulent dans le senseur Ge puisqu'à court temps de montée. La colonne la plus à droite localise les évènements qui ont lieu dans l'absorbeur en ^{6}LiF. La ligne de capture neutronique du ^{6}Li à 4,7834 MeV et celle de détection des particules alpha peuvent y être observées. La colonne proche de celle associée au Ge est liée aux évènements qui se déroulent dans la pièce intermédiaire du bolomètre à savoir la pièce en BGO. La largeur des impulsions Infrarouge envoyées dans le détecteur induit des temps de montée longs au même niveau que ceux des évènements interagissant dans le BGO.

5.5.3.2 Spectre en énergie

Le spectre en énergie de la mesure se construit à partir des évènements dont le temps de montée est compris entre 1 et 1,3 ms. Deux principales différences apparaissent sur ce spectre, représenté sur la Figure 5.26, par rapport aux spectres obtenus sur les lignes POLDI et RITA : la présence d'évènements basses énergies en dessous de la ligne de capture neutronique du ^{6}Li à 4,7834 MeV d'une part et la présence d'évènements compris entre 5,5 et 12 MeV d'autre part. La première différence s'explique par le fait que le seuil de déclenchement a été placé plus bas que ceux des mesures à POLDI et RITA. La seconde différence indique soit la capture par le ^{6}Li de neutrons rapides avec une énergie supérieure au MeV soit des diffusions élastiques dans l'absorbeur avec des neutrons avec une énergie supérieure à 4,78 MeV. Cette non dissociation est la principale limitation du spectromètre comme nous l'avons vu dans le chapitre 4.

5.5.3.3 Flux de neutrons

Le flux en neutron déduit du spectre en énergie de la mesure est présenté sur la Figure 5.27. Le flux observé est principalement plat avec un niveau proche 1 $cm^{-2}.MeV^{-1}.s^{-1}$ sauf entre 600 et 800 keV. où un pic se distingue avec un niveau de l'ordre de 100 $cm^{-2}.MeV^{-1}.s^{-1}$. Ce pic loin du maximum de sensibilité de la fonction de réponse du bolomètre est induit par la détection des particules alpha de la source ^{241}Am interne au bolomètre qui vient s'ajouter au flux de neutrons.

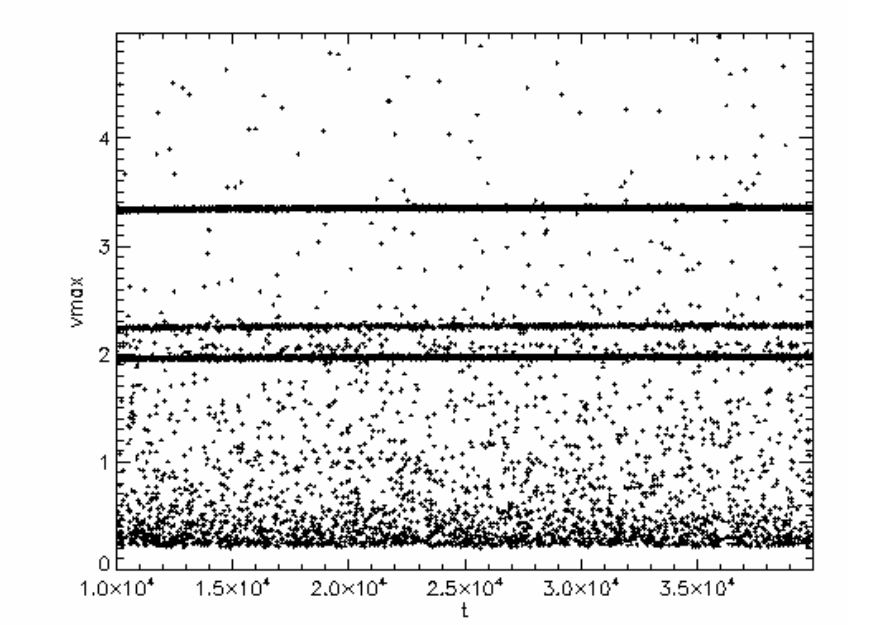


Figure 5.24 : Amplitude des évènements en fonction du temps lors de la mesure sur la ligne ICON après coupures de sélection des évènements (durée de la mesure = 30000 sec).

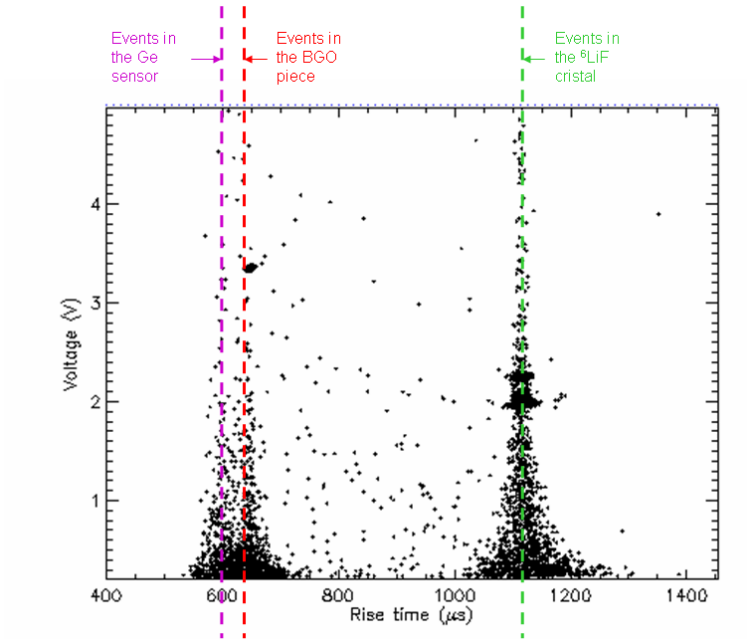


Figure 5.25 : Amplitude des évènements en fonction du temps de montée des impulsions. Les lignes verticales, de gauche à droite, symbolisent le lieu d'interaction des évènements dans le bolomètre : soit dans le senseur en Ge, soit dans le cube BGO ou dans le cristal de ^{6}LiF.

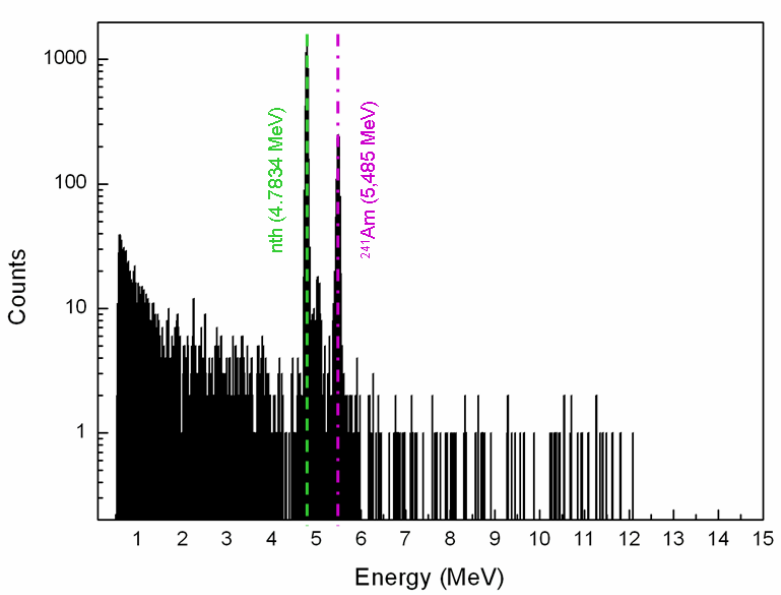


Figure 5.26 : Spectre en énergie de la mesure sur la ligne ICON hors du bunker.

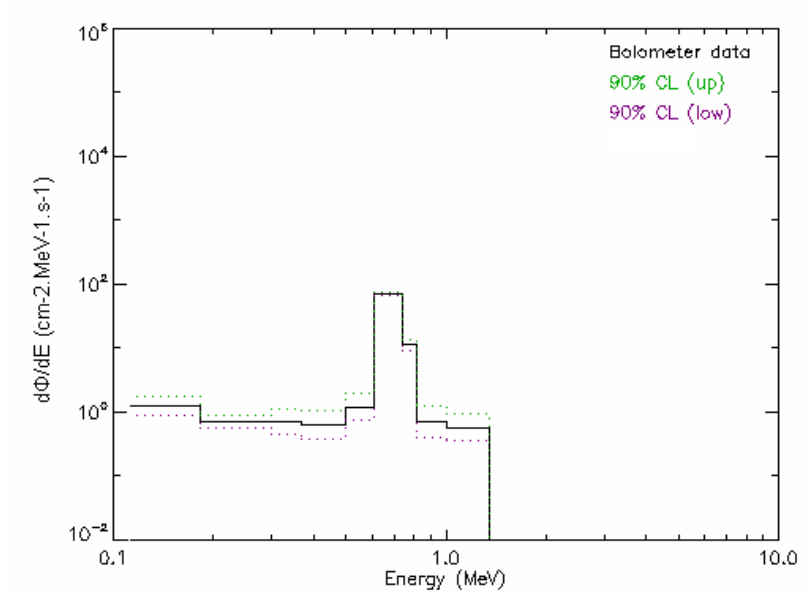


Figure 5.27 : Flux mesuré par le spectromètre bolométrique à ICON.

Conclusions

Des mesures de fond neutroniques ont été réalisées avec le spectromètre bolométrique sur différentes lignes de la source à spallation SINQ de l'Institut Paul Scherrer. D'un point vu instrumental, ces données peuvent être intéressantes pour une meilleure compréhension de l'influence des fonds de mesures. Du point de la radioprotection, elles permettent de mieux connaître les champs neutroniques auxquelles les utilisateurs sont exposés. A partir de ces mesures, des niveaux de flux ont été établis et comparés à ceux précédemment mesurés par la technique de sphère de Bonner.

Des mesures spectrométriques à POLDI et à RITA ont donc été réalisées. Les spectres obtenus mettent en valeur la sensibilité du détecteur aux énergies proche de 200 keV. Les flux obtenus suivent l'allure de ceux obtenus par la technique à sphère de Bonner mais sont nettement supérieurs. Cependant aucune conclusion ne peut être apportée sur ces spectres. A la différence du calibrage sur l'installation AMANDE, les neutrons diffusés issus de l'environnement extérieur du cryostat ne peuvent pas être soustraits à la réponse du détecteur. Ces diffusions s'ajouteront à celles produites intrinsèquement par le bolomètre. La part des diffusions élastiques sur la réponse du détecteur reste alors à être déterminée et constitue un bras de levier sur les niveaux de flux enregistrés. Ces mesures soulèvent aussi le problème de l'adaptation du détecteur à la mesure de flux intenses qui génère de forts temps mort. Des solutions techniques devront être donc apportées.
Le spectre de neutrons à l'extérieur du bunker expérimental ICON a été déterminé. Cette mesure constitue la première mesure de fond à cet emplacement. La mesure expérimentale a prouvé que des flux de neutrons jusqu'à des énergies supérieures à 1,5 MeV pouvaient être mesurés.

Chapitre 6

Conclusions et perspectives

6.1 Conclusions générales

La spectrométrie des neutrons rapides est une technique essentielle dans une variété d'environnements pour différentes applications. Les caractéristiques d'un spectromètre seront définies en fonction de la nature des champs neutroniques à mesurer. Certains champs exigeront d'avoir une très bonne résolution en énergie sur une gamme d'énergie réduite dans des conditions de flux très bas. C'est le cas dans les expériences de détection d'évènements rares où les neutrons rapides contribuent à un fond résiduel sur les détecteurs. La connaissance de ces fonds permet d'améliorer les conditions de blindages de ces expériences. La sensibilité de ces détecteurs aux neutrons peut être également testée lors de calibrages avec des petites sources de neutrons. L'utilisation de spectromètre peut alors servir d'élément comparateur en terme de flux et en terme de sensibilité en énergie.
Dans les laboratoires de recherches nucléaires, des champs neutroniques intenses peuvent être produits. La spectrométrie des neutrons peut avoir ici plusieurs applications telle que la radioprotection ou les instruments imageurs. La mesure de champs neutronique pour la radioprotection des personnes s'intégrera dans le cadre d'études de poste de travail. Une large gamme de détection en énergie sera alors exigée avec une bonne résolution en énergie pour de bas flux. Certaines de ces mesures, plus ponctuelles, demanderont elles la plus grande résolution possible pour le suivi de l'évolution du champs neutronique. Du point de vue instrumental, des mesures spectrométriques peuvent être aussi nécessaires auprès des systèmes imageurs utilisés pour une meilleure connaissance du fond expérimental induit par les neutrons incidents. La spectrométrie des neutrons est également indispensable auprès des accélérateurs dans la caractérisation des champs neutroniques de référence produits. Une résolution fine sur une large gamme d'énergie est alors demandée.
Ce qui est inhérent à tous ces champs neutroniques, c'est la nécessité de pouvoir mesurer les neutrons dits rapides. La méthode la plus simple pour détecter des neutrons rapides est de les thermaliser par diffusions élastiques et ensuite de les capturer par un compteur à neutrons thermiques. Afin de connaître le spectre neutronique incident, une déconvolution doit être réalisée à partir des spectres mesurés qui dépend de la fonction de réponse du spectromètre. Cette étape de déconvolution est une exigence de base dans la spectrométrie des neutrons. Elle se retrouve dans les appareils dits intégrateurs tels les spectromètres à sphère de Bonner. L'énergie de neutrons n'est pas mesurée directement mais par un jeu de sphères avec différentes fonctions de réponse c'est-à-dire différentes sensibilités en fonction de l'énergie. Le spectre incident sera retrouvé à partir des réponses mesurées.

L'objectif de cette étude était de participer au développement de la spectrométrie des neutrons rapides à l'aide de cibles bolomètriques à base de lithium-6. Un prototype de spectromètre bolométrique a été développé dans le cadre de ce travail. Le dispositif expérimental est constitué d'un bolomètre dont l'absorbeur est un cristal de 0,534 g de ^{6}LiF enrichi à 95% en ^{6}Li. Ce détecteur est placé sur un réfrigérateur à 300 mK à l'intérieur d'un cryostat compact (500 mm de haut; 200 mm de diamètre) avec un volume de 2,2 litres d'hélium-4 sans garde d'azote liquide et un poids de 13 kg. La lecture de

l'élévation de température du cristal suite à une interaction est réalisée par un thermomètre Ge-NTD. Les caractéristiques techniques de ce spectromètre le rendent facilement transportable et utilisable sur des points de mesures. La détection et la spectrométrie du bolomètre repose sur la réaction ^{6}Li(n,alpha)t : l'énergie libérée suite à la capture d'un neutron est la somme de la valeur Q (énergie relâchée lors de la réaction de capture) et de l'énergie cinétique du neutron, avec Q = 4,7834 MeV pour le lithium-6. Il est donc possible de déterminer l'énergie du neutron incident par simple soustraction et de discriminer les neutrons des autres particules d'énergie inférieure à 4,78 MeV puisque la réponse associée aux neutrons sera décalée vers les hautes énergies par la valeur Q. Les spécifications de ce prototype de spectromètre sont de pouvoir mesurer l'énergie des neutrons rapides instantanément, de couvrir une gamme d'énergie jusqu'à plusieurs dizaines de MeV et d'avoir une résolution en énergie meilleure que 50 keV sur la raie induite par la capture des neutrons thermiques par le lithium-6.

Ce prototype de spectromètre a été étudié dans un premier temps à l'IAS. Des tests ont consisté à analyser la réponse du bolomètre lorsque celui-ci est placé à proximité d'une source de ^{252}Cf, nue ou modérée. Suite à ces mesures, des résolutions de 28 keV sur la ligne de capture des neutrons thermiques par le lithium-6 et de l'ordre de 24 keV sur la ligne de base ont été obtenues.

Sur la base de ces résultats prometteurs, le spectromètre fut transporté à l'Institut Paul Scherrer en Suisse afin de réaliser des mesures dans des installations nucléaires. L'institut Paul Scherrer est un centre de recherche multidisciplinaire possédant notamment une source de neutrons à spallation, SINQ, dédiée à la production de neutrons thermiques et froids pour l'étude de la matière et l'imagerie neutronique. Plusieurs mesures ont été réalisées autour la source SINQ dans différentes conditions de flux de neutrons : près des guides neutrons, en sortie de blindage, dans des lieux de passage du personnel. Ces mesures ont été notamment comparées à des mesures précédentes réalisées avec un spectromètre à sphères de Bonner. Les résultats prouvent que la technique spectrométrique bolométrique peut être adaptée aux mesures pour la radioprotection mais que des adaptations techniques devront être réalisées pour la mesure de hauts flux.

Afin de connaître avec précision la fonction de réponse du détecteur, un calibrage a été effectué dans des champs monoénergétiques de références de l'installation AMANDE de l'Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire. Le détecteur a été étalonné à cinq énergies (50 keV, 241,5 keV, 1200 keV, 4316 keV, 17 MeV). Ce calibrage a permis de déterminer une très bonne linéarité en énergie (moins de 3 % sur l'intervalle de 50 keV à 20 MeV) et une bonne résolution en énergie sur toute la gamme d'énergie explorée. Des comparaisons de fluence sur une même durée avec le système de mesure de l'installation AMANDE ont permis de montrer qu'au moins 40 % des neutrons incidents pouvaient être détectés par le spectromètre.

En conclusion, le principe de la spectrométrie de neutrons rapides par bolomètre LiF a été validé et des caractéristiques très intéressantes ont été obtenues grâce au calibrage du détecteur. Cependant l'ensemble des mesures réalisées avec le spectromètre bolométrique a montré la dépendance de la réponse du détecteur aux diffusions élastiques des neutrons. Ces diffusions ont pour lieu d'origine l'absorbeur même du bolomètre mais également son environnement proche. A partir d'une énergie de 4,7834 MeV la distinction entre une capture d'un neutron et diffusion élastique n'est plus réalisable. Les spécificités actuelles du détecteur permettent des utilisations aux bas flux rencontrés pour des mesures de radioprotection. Néanmoins un travail d'inversion de spectre intégrant un facteur d'étalonnage reste à établir pour revenir au flux initial. Ces résultats, au regard de la résolution en énergie sur une large gamme en énergie et malgré une efficacité faible au-delà de quelques centaines de keV, lui confèrent également des attraits pour des installations de type AMANDE avec des champs neutroniques mono-énergétiques de référence. Sous réserve de s'affranchir de ces diffusions élastiques dans la réponse du détecteur, la technique bolomètre à cible en lithium-6 est donc adaptée à la spectrométrie des neutrons rapides.

6.2 Perspectives

Ce paragraphe a pour but de mettre en avant les pistes techniques possibles pour répondre aux principales difficultés rencontrées durant ce travail. De l'ensemble des mesures réalisées avec le spectromètre bolométrique, deux axes de développement peuvent être mis en lumière : d'une part, l'immunité de la réponse du bolomètre face aux diffusions élastiques des neutrons ; d'autre part, l'adaptation du détecteur à la mesure de flux intenses.

6.2.1 Immunité de la réponse du détecteur face aux diffusions élastiques

Ce problème se pose s'il y a dans le champ neutronique à mesurer des neutrons avec une énergie supérieure à 4,78MeV. La distinction entre les captures neutroniques du lithium-6 et les diffusions élastiques dans l'absorbeur ne peut plus alors se faire. Plusieurs solutions peuvent être apportées.

6.2.1.1 Réduction de l'influence de l'environnement proche de l'absorbeur

Une part des diffusions élastiques est le résultat de diffusions élastiques multiples engendrées dans le cryostat : écran thermique, niveau d'hélium-4 liquide, etc. Un doigt froid permettant d'éloigner le détecteur de cet environnement réduirait ce fond de neutrons diffusés comme le montre la Figure 6.1 [UltraSpec LLNL].

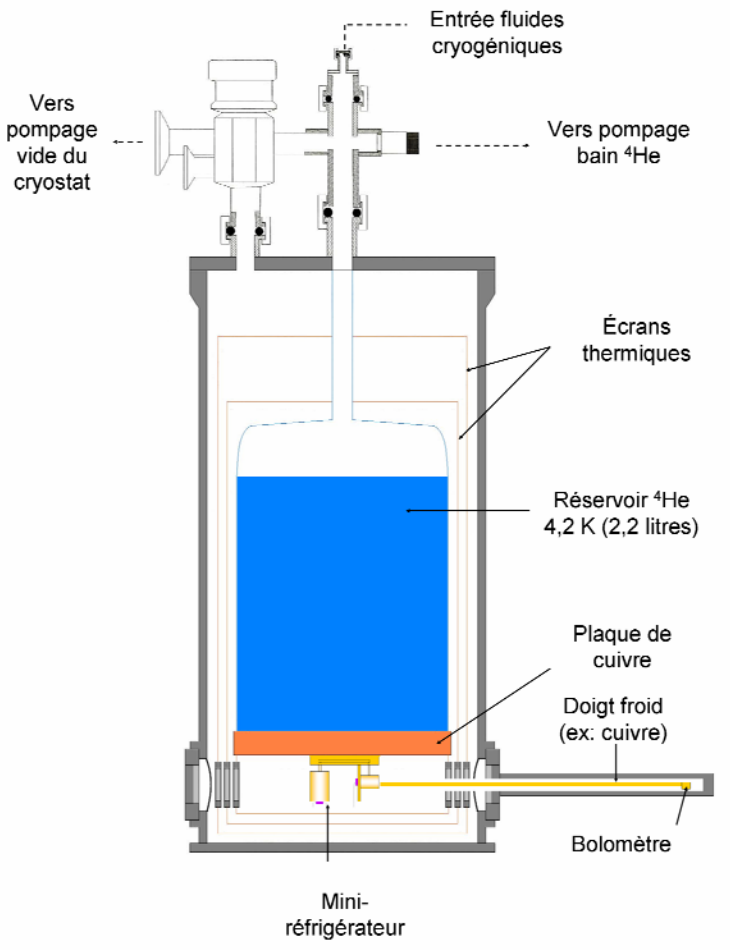


Figure 6.1 : Représentation du cryostat complété d'un doigt froid de mesure

Cette solution technique apporte toutefois des contraintes cryogéniques (ex : apport de puissance de refroidissement suffisante au niveau du bolomètre) et mécaniques (ex : maintien du bolomètre) et ne permettrait pas s'absoudre des diffusions élastiques dans la cible même.

6.2.1.2 Ajouter la voie de détection lumière

- Discrimination entres les diffusions élastiques et les réactions de capture du ^{6}Li

A partir des développements réalisés dans le cadre de l'expérience de détection directe de matière noire ROSEBUD (Rare Objects SEarch with Bolometers UndergrounD) qui est une collaboration entre l'IAS et l'université de Saragosse en Espagne, des indications pour une meilleure discrimination entre évènements ont été trouvées. En effet, un bolomètre scintillant de 33 g de LiF possédant une double détection lumière et chaleur a été testé à 20 mK avec une source de ^{252}Cf, avec et sans thermalisation des neutrons, en souterrain. Les résultats sont présentés sur les Figures 6.2(a) et 6.2(b).

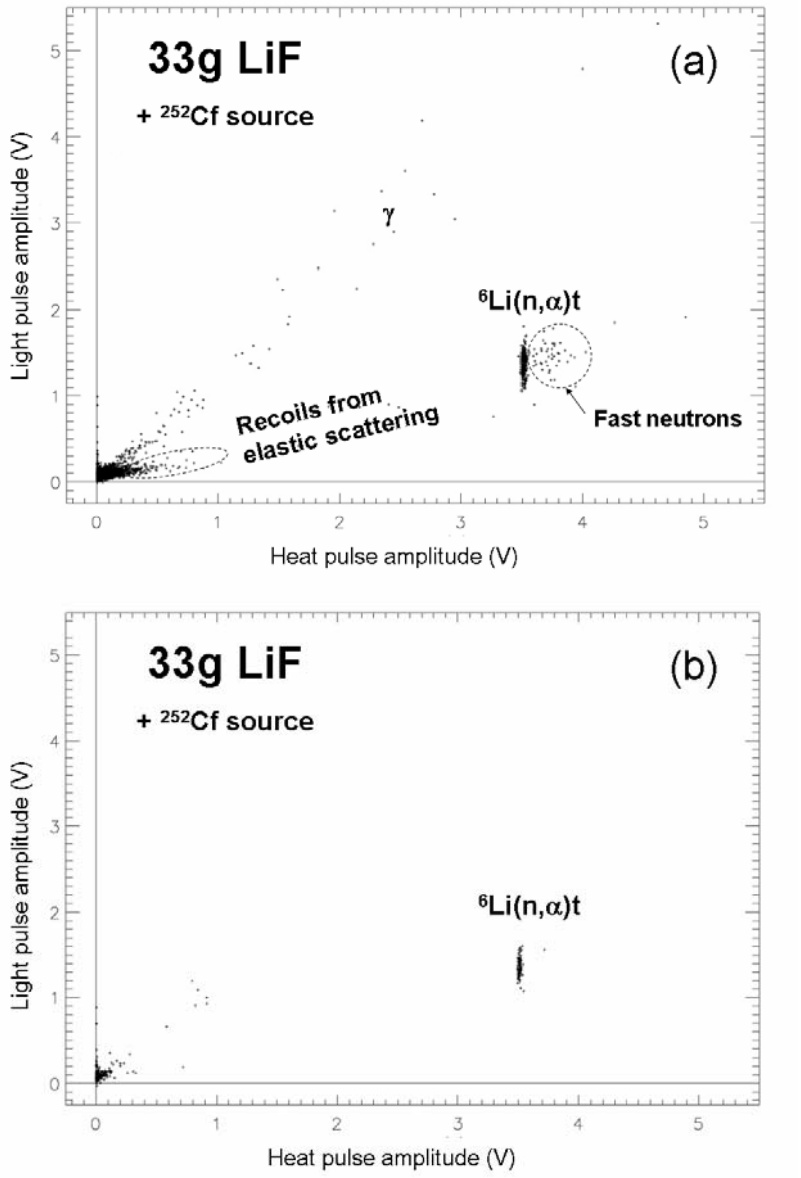


Figure 6.2 : Représentation de la mesure simultanée de la lumière et de la chaleur d'un bolomètre scintillant de 33 g de LiF à 20 mK irradié par une source ^{252}Cf au cours de l'expérience ROSEBUD : (a) sans thermalisation des neutrons ; (b) avec thermalisation des neutrons.

Dans le cas où la source ^{252}Cf n'est pas thermalisée (Figure 6.2a), tous les types d'évènements sont présents dans la réponse du détecteur. Ce résultat montre cependant qu'une distinction entre les diffusions élastiques et les captures neutroniques est possible. Les diffusions élastiques mettant en jeu des reculs d'ions lourds (^{6}Li, ^{7}Li, ^{19}F) produisent peu de lumière. A l'inverse, la réaction de capture neutronique du lithium-6 produira plus de lumière, mettant en jeu des ions légers plus ionisants à énergie égale (^{4}He, ^{3}H). Ce même principe est utilisé dans la détection directe de WIMPs. L'alpha et le tritium de la réaction de capture ont un pouvoir ionisant plus important qu'un recul nucléaire.

- Distinction des particules alpha

Lors de l'utilisation du détecteur dans des flux très faibles de neutrons, l'utilisation d'une petite source de particules alpha s'avère intéressante pour calibrer une mesure en énergie. Cependant, au cours de cette étude, nous avons vu que la détection de ces évènements alpha venait se superposer à la réponse du détecteur aux réactions neutroniques. L'emploi d'une double détection permet également de lever cette ambiguïté comme le montre la Figure 6.3. Un bolomètre scintillant de 16 g LiF a été irradié avec une source de ^{252}Cf non thermalisée. Comme le bolomètre B322, ce bolomètre possède une petite source de particules alpha de calibration. L'ajout de la voie lumière permet de distinguer ces évènements alpha des autres familles d'évènements. Leur détection peut encore cependant se confondre avec celle des réactions de capture de neutrons rapides. Cette mesure laisse aussi supposer qu'une séparation nette peut être réalisée entre les diffusions élastiques et les réactions de capture sous réverse d'augmenter le gain en lumière.

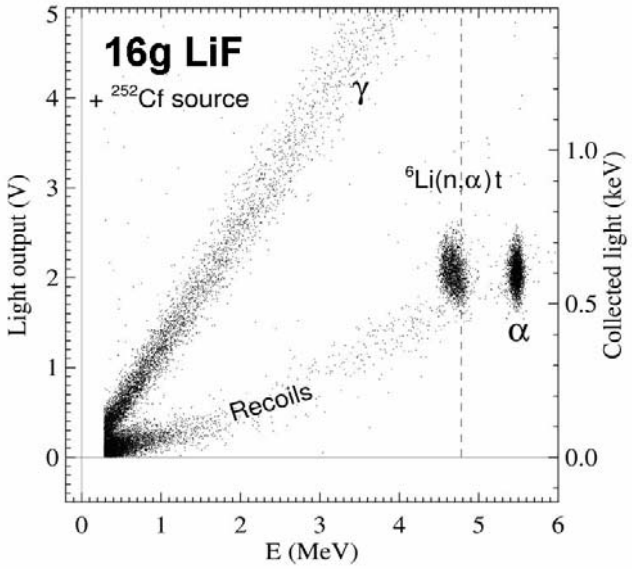


Figure 6.3 : Représentation de la mesure simultanée de la lumière et de la chaleur d'un bolomètre scintillant de 16 g de LiF à 20 mK, possédant une source alpha de calibrage, irradié par une source ^{252}Cf à l'IAS (durée 13h).

- Augmentation du gain en lumière

D'après de Marcillac et al. [de Marcillac, 1993], le cristal de fluorure de lithium produit peu de lumière de scintillation. Afin d'augmenter le rendement de lumière, en marge de l'étude du spectromètre, des tests sur de nouveaux cristaux à base de lithium-6 ont été réalisés. La particularité de ces cristaux est d'incorporer des éléments neutrophiles tels que le bore et du gadolinium. En effet, la section efficace aux neutrons thermiques du bore est de 3820 barns et celle du gadolinium est de 61000 et 252000 barns pour le ^{155}Gd et le ^{157}Gd, respectivement. L'utilisation de ces éléments permettrait peut être alors, en captant la composante thermique des neutrons, d'améliorer le contraste

des détections de neutrons rapides via la réaction de capture neutronique du lithium-6. Les paragraphes suivants présentent les résultats sur de nouveaux cristaux très prometteurs.

a) Lithium Bore Europium : $Li_6Eu(BO_3)_3$

Un petit cristal 100 mg de borate de lithium et d'europium ($Li_6Eu(BO_3)_3$) a été monté en bolomètre scintillant et testé à 20 K sous l'irradiation simultanée de trois types de rayonnement : gamma (source ^{60}Co), alpha (source ^{241}Am), neutrons (source ^{252}Cf). Le résultat est présenté sur la Figure 6.4. La discrimination capture et alpha/gamma est excellente et les résultats obtenus laissent à penser que la réponse du bore-10 et celle du lithium-6 seront dissociables. Les évènements de captures neutroniques sur le bore-10 produisent en effet moins de lumière que sur le lithium-6, en raison de la masse plus élevée des produits respectifs de la capture (^7Li et ^4He pour la réaction $^{10}B+n$; ^3H et ^4He pour la réaction ^6Li+n). Le rendement de lumière est plus intéressant que sur le LiF, avec un gain d'un facteur 3 sur la luminescence issue des alphas. Ceci devra être néanmoins confirmé sur une masse plus élevée.

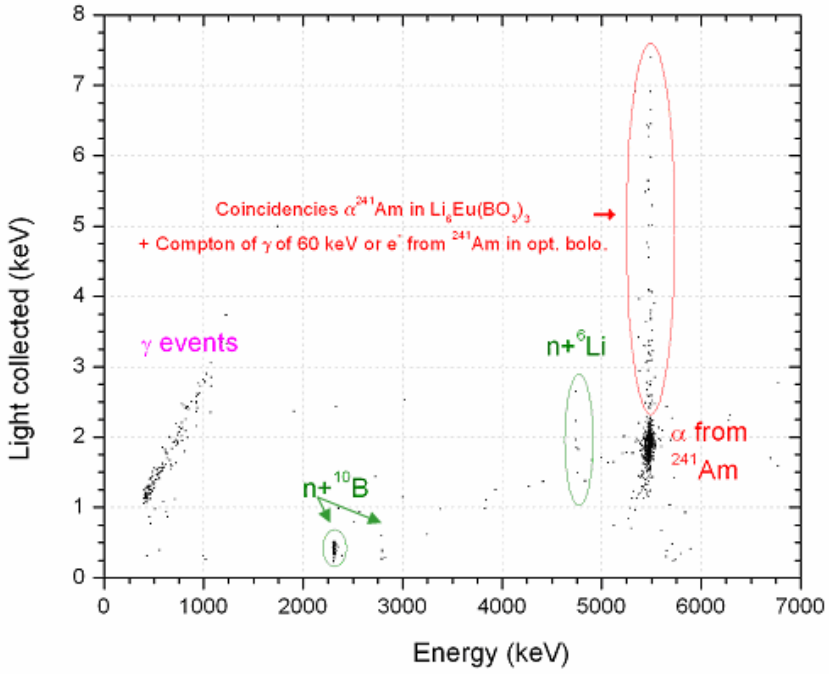


Figure 6.4 : Etude du rapport chaleur-lumière dans un cristal de $Li_6Eu(BO_3)_3$ irradié par une source ^{241}Am (particules alpha), une source ^{60}Co (particules gamma) et une source ^{252}Cf thermalisée (neutrons). La réaction de capture neutronique du ^6Li est visible à 4,78 MeV et celles du ^{10}B à 2,31 MeV et 2,79 MeV.

b) Lithium Gadolinium Europium : $Li_6Gd(BO_3)_3$

La lumière de scintillation d'un petit cristal de borate de lithium et de gadolinium ($Li_6Gd(BO_3)_3$) prêté par l'Institut de Chimie de la Matière Condensée de Bordeaux (ICMCB) a été étudiée à basse température sous irradiation de rayons X sur un banc optique mis au point au PSI dédié à ce type de mesure. Cette étude montre la possibilité de monter ce cristal en bolomètre scintillant (Figure 6.5). Le rendement est relativement stable de 300 K à 4 K. De la même manière que le cristal précédent, ce montage sera testé à froid à 20 mK à l'IAS. La présence potentielle et la conjonction exceptionnelle dans la formule chimique du cristal de trois des cibles préférentielles utilisées pour la détection de neutrons (à savoir ^{10}B, ^6Li et ^{157}Gd) rendent ce matériau unique. De très nombreuses variations de

composition isotopique sont envisageables pour enrichir les propriétés de détection de neutrons de ce matériau.

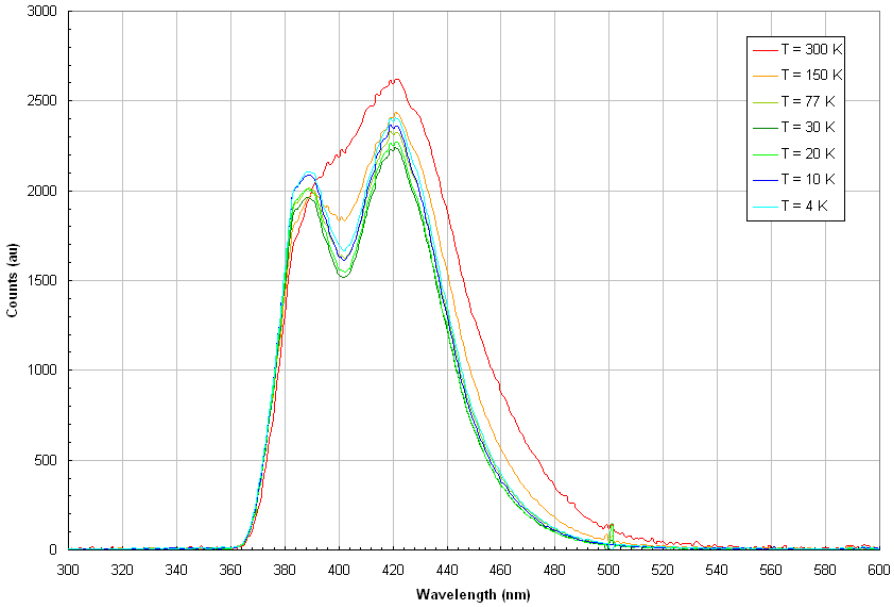


Figure 6.5 : Superposition de spectres de fluorescence d'un cristal $Li_6Gd(BO_3)_3$ de l'ICMCB mesurés entre 4 et 300 K. Ces spectres ont été obtenus par irradiation du cristal par une source de rayons X (PSI).

Une discrimination entre les diffusions élastiques et les réactions de capture neutronique du lithium-6 semble possible par l'utilisation de nouveaux cristaux scintillant à base de lithium et d'autres éléments sensibles aux neutrons. Des études complémentaires sont actuellement en cours à l'IAS dans le cadre de ces développements.

6.2.2 Adaptation du détecteur pour la mesure de flux intenses

Plusieurs solutions techniques peuvent être envisagées pour répondre à cette contrainte à partir d'un cristal de ^{6}LiF.

6.2.2.1 Diminuer la taille de l'absorbeur

Diminuer la taille du cristal aurait directement une influence sur l'efficacité de détection. Cette diminution doit tenir compte des parcours des particules alpha et tritium dans le cristal car une partie des produits des réactions de capture va s'échapper par les surfaces pour des épaisseurs de l'ordre de quelques dizaines de micromètres. Ceci induirait alors une dégradation dans la mesure de l'énergie.

6.2.2.2 Diminuer la concentration de ^{6}Li / ^{7}Li

La concentration de ^{6}Li par rapport au ^{7}Li peut être adaptée afin de rendre l'absorbeur moins neutrophile. Néanmoins, cette solution ne pourra pas éviter le problème des diffusions élastiques qui seront aussi nombreuses.

6.2.2.3 Multiplier le nombre de détecteurs

Une batterie de détecteurs de tailles différentes et de compositions différentes pourrait être utilisée pour accentuer le contraste entre les diffusions élastiques et réactions de capture (par exemple un kit de détecteurs jumeaux ^{6}LiF et ^{7}LiF).

6.2.2.4 Filtrage passif adapté

Afin de s'affranchir des neutrons de basse énergie (thermiques et épithermiques) qui ralentissent l'acquisition et gênent la détection de neutrons rapides, des filtres passifs adaptés laissant passer les neutrons de plus hautes énergies pourraient être placés autour du détecteur. Ce filtrage devra s'appuyer sur des simulations informatiques.

6.2.2.5 Constante de temps

Pour pouvoir mesurer un flux intense, le détecteur pourrait être rendu plus rapide en ajustant la taille du cristal de ^{6}LIF ou celle de la fuite thermique. Les caractéristiques techniques actuelles du spectromètre donnent des constantes de temps déjà intéressantes. Cependant, l'amélioration de la rapidité du détecteur est déjà en partie conditionnée par les différentes résistances de Kapitza inéluctables dues aux collages, comme nous l'avons vu, et qui s'opposeront à un transfert rapide de la chaleur.

L'adaptation de la réponse du détecteur à des flux intenses soulève indirectement la question du rapport entre un besoin de rapidité et celui d'une très bonne résolution. La technique bolométrique, intrinsèquement lente, semble plus appropriée à une spectrométrie en énergie fine associée à des flux contrôlable.

Bibliographie

Adriani, 2008
O. Adriani et al., Observation of an anomalous positron abundance in the cosmic radiation, (2008) 0810.4995

Alevra, 2003
A. V. Alevra et D. J.Thomas, Quality assurance Section 10 Neutron spectrometry for radiation protection, Radiat. Prot. Dosim., 107, 37 (2003)

Alcock, 1997
C. Alcock, The MACHO Project LMC Variable Star Inventory IV: Multimode RR Lyrae Stars and the Distance to the LMC, ApJ., 482, 89 (1997)

Alcock, 2000
C. Alcock et al., The MACHO Project: Microlensing Results from 5.7 Years of LMC Observations, Ap. J., 542, 281 (2000)

Alfonso, 2003
C. Alfonso, Limits on Galactic dark matter with 5 years of EROS SMC data, A&A, 400, 951 (2003)

Anderson, 2009
I.S. Anderson, R.L. McGreevy et H.Z. Bilheux, Neutron imaging and Application, Editions Springer, (2009).

Angle, 2008
J. Angle et al. First Results from the Xenon 10 Dark Matter Experiment at the Gran Sasso National Laboratory, Phys. Rev. Lett., 100:021303 (2008)

Araújo, 2008
H.M. Araújo et al., Measurements of neutrons produced by high-energy muons at the Boulby Underground Laboratory, Astro Phys, 29, 471 (2008)

Arneodo, 1997
F. Arneodo et al., Underground neutron spectrometry with a liquid scintillator detector, INFN/AE-97/52, (1997)

Aroua, 1992a
A. Aroua et al., Evaluation and test of the response matrix of a multisphere neutron spectrometer in a wide energy range Part 1. Calibration, , Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A, 321, 298 (1992)

Aroua, 1992b
A. Aroua et al., Evaluation and test of the response matrix of a multisphere neutron spectrometer in a wide energy range Part 2. Simulation, Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A, 321, 305 (1992)

Audi, 2003
G. Audi, A.H. Wapstra et C. Thibault, The AME2003 atomic mass evaluation (II). Tables, graphs and references, Nucl Phys A, 729, 337 (2003).

Baer, 2008
H. Baer and X. Tata. Dark matter and the LHC. 0805.1905 (2008)

Begeman, 1991
K. G. Begeman, A. H. Broeils, and R. H. Sanders, Mon. Not. R. Astron. Soc., 249, 523 (1991)

Bennett, 2003
C. L. Bennett et al., Astrophys. J. Suppl., 148,1 (2003)

Bernabei, 2008
R. Bernabei et al. First results from DAMA/LIBRA and the combined results with DAMA/NaI. (2008), 0804.2741.

Bertone, 2005
G. Bertone, Dan Hooper and Joseph Silk, Particle Dark Matter: Evidence, Candidates and Constraints, Phys. Rept., 405, 279 (2005)

de Boer, 2005
W. de Boer et al, EGRET Excess of Diffuse Galactic Gamma Rays as Tracer of Dark Matter, Astronomy & Astrophysics, aa3726-05 (2005)

Bramblett, 1960
R.L. Bramblett, R.I. Ewing et T.W. Bonner, A new type of neutron spectrometer. Instr. And Meth., 9, 1 (1960)

Buchiller, 2006
Buchillier et al., Rapport de l'Institut Universitaire de Radiophysique Appliquée – Lausanne Août 2006

Burles, 1999
S. Burles et al., Big-Bang Nucleosynthesis: Linking Inner Space and Outer Space, arXiv :astro-ph, page 9903300v1 (1999)

Carson, 2004
M. J. Carson et al., Neutron background in large-scale xenon detectors for dark matter searches, Astroparticle Physics 21, 667, (2004)

Carron, 2007
N. J. Carron, An Introduction to the Passage of Energetic Particles through Matter, Edition Taylor & Francis (2007).

CDMS, 2008
CDMS Collaboration, A search for wimps with the first five-tower data from cdms, arXiv :astro-ph (2008)

Chabert, 2006
L. Chabert, Étude du bruit de fond neutron induit par les muons dans l'expérience EDELWEISS-II, Thèse de l'Université Claude Bernard - LYON 1 (2004)

Chang, 2008
J. Chang et al., An excess of cosmic ray electrons at energies of 300–800 GeV, Nature, 456, 362 (2008)

Clowe, 2004
D. Clowe, A. Gonzalez, and M. Markevitch, Weak-Lensing Mass Reconstruction of the Interacting Cluster 1E 0657-558: Direct Evidence for the Existence of Dark MatterAp. J., 604, 596 (2004)

Clowe, 2006
D. Clowe et al., A direct empirical proof of the existence of dark matter, Ap. J., 648, L109 (2006), astro-ph/0608407

De Pangher, 1966
J. De Pangher et L. L.Nichols, A precision long counter for measuring fast neutron flux density, BNWL-260, (1966)

Dunkley, 2008
J. Dunkley, Five-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Likelihoods and Parameters from the WMAP data,arXiv:0803.0586v2 [astro-ph], (2008)

EDELWEISS, 2010
EDELWEISS collaboration, First results of the EDELWEISS-II WIMP search using Ge cryogenic detectors with interleaved electrodes,Physics Letters B, 687, Issues 4-5, 294 (2010)

Enss, 2005
C. Enss, Cryogenic particle detection, Edition Springer, (2005).

Fitoussi, 2006
C. Fitoussi, Recherche de signatures isotopiques dans les sédiments marins de l'explosion d'une supernova proche du système solaire, Thèse de l'Université Paris XI - Orsay (2006)

Fukugita, 1998
M. Fukugita, The Cosmic Baryon Budget, Ap. J., 503, 518 (1998)

Gressier, 2003
V. Gressier et al., New IRSN facilities for neutron production, Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A, 505, 370 (2003)

Gressier, 2004
V. Gressier et al.,AMANDE: A new facility for monoenergetic neutron fields production between 2 keV and 20 MeV, Radiat. Prot. Dosim., 110, 49 (2004)

Gressier, 2009
V. Gressier, Habilitation à Diriger des Recherches, Détecteurs et installations de référence dédiés à la métrologie des neutrons, Université Bordeaux 1 - IRSN (2009)

Gualdrini, 2004
G. Gualdrini, R. Bedogni et F. Monteventi, Developing a thermal neutron irradiation system for the calibration of personal dosemeters in terms of HP(10), Radiat. Prot. Dosim., 110, 43 (2004)

Gualdrini, 2004a
G. Gualdrini et al., The ENEA criticality accident dosimetry system: a contribution to the 2002 international intercomparison at the SILENE reactor, Radiat. Prot. Dosim., 110, 465 (2004)

Hinshaw, 2009
G. Hinshaw et al. Five-Year Wilkinson Microwave Anisitropy Probe (WMAP) Observations: Data processing, Sky Maps, & Basic Results, Astrophys. J. Suppl., 180, 225 (2009)

Huu, 2004
V. Huu Tan et N. Canh Hai, Neutron Capture Cross Section Measurements of 109Ag, 186W and 158Gd on Filtered Neutron Beams of 55 and 144 keV, International Nuclear Data Committee, (2004)

Kolb, 1999
E. W. Kolb et al., DARK98 Proceedings of the Second International Conference on Dark Matterin Astro and Particles Physics, édité par H. V. Klapdor-Kleingrothaus et L. Baudis (Institute of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia), (1999).

Kinion, 2005
D. Kinion et al., Searches for Astrophysical and Dark Matter Axions, Nuclear Physics B, 143, 417 (2005)

IAEA, 2001
International Atomic Energy Agency – Technical Reports Series n. 403, Compendium of neutron spectra and detector responses for radiation protection purposes ; Supplement to Technical Report Series No. 318. IAEA, Vienna (2001)

ICRU, 1985
Internatinal Commission in Radiation Units and measurements: Determination of dose equivalents resulting from external source. Report 39. (Bethesda, Maryland:ICRU) (1985)

ICRU, 1993
Internatinal Commission in Radiation Units and measurements: Quantities and units in radiation protection dosimetry. Report 39. (Bethesda, Maryland:ICRU) (1985)

ISO 8529
International Standart ISO 8529. Rayonnements neutroniques de référence - Partie 3: Étalonnage des dosimètres de zone (ou d'ambiance) et individuels et détermination de leur réponse en fonction de l'énergie et de l'angle d'incidence des neutrons

ISO, 2000
International Standart ISO 8529. Reference neutron radiations - Part 2: Calibration fundamentals of radiation protection devices related to the basic quantities characterising the radiation field. International Standart ISO 8529-2 (2000).

Kittel, 1996
C. Kittel, Introduction to Solid State Physics, 8th Edition, (1996).

Klein, 2003
H. Klein et al., Neutronspectrometryinmixed fields: NE213/BC501a liquid scintillation spectrometers.Rad.Pro.Dos., (2003) 107,95e109.

Kurylov, 2004
A. Kurylov et M. Kamionkowski, Generalized analysis of weakly-interacting massive particle searches. Phys. Rev., D69 :063503 (2004)

Lasserre, 2000
T. Lasserre, C. Afonso, and J.N. Albert, Not enough stellar mass Machos in the Galactic halo, A&A, 355, L39 (2000)

Lacoste, 2006
V. Lacoste, Etude et modélisation d'un long compteur pour l'établissement des références neutroniques en fluence de l'installation AMANDE, Rapport DRPH/SDE 2006-48.

Lacoste, 2010a
V. Lacoste, Design of a new long counter for the determination of the neutron fluence reference values at the IRSN AMANDE facility, Radiation Measurements (2010), doi:10.1016/j.radmeas.2010.06.026

Lacoste, 2010b
V. Lacoste, Review of radiations sources, calibration facilities and simulated workplace fields, Radiation Measurements (2010), doi:10.1016/j.radmeas.2010.05.036

Lebedenko, 2009
V.N. Lebedenko et al., Result from the First Science Run of the ZEPLIN-III Dark Matter Search Experiment, Phys.Rev.D80:052010, (2009)

Leclercq, 2004
S. Leclercq, Conception d'une caméra bolométrique pour la radioastronomie millimétrique à grand champ, Thèse del'Université Joseph Fourier Grenoble 1 (2004).

McDonald, 2001
J.C. McDonald, Determination of personal dose quivalents in accelerator radiation fields, Rad. Prot. Dosim., 96, 423 (2001)

Marrache-Kikuchi, 2006

C. Marrache-Kikuchi, Effets dimensionnels dans un systµeme désordonné au voisinage des transitions métal-isolant et supraconducteur-isolant,PhD thesis, Université Paris-Sud 1, (2006).

de Marcillac, 1993
P. de Marcillac et al., Characterization of a 2g LiF bolometer, Nucl. Instr. Meth. Res. A, 337, 95 (1993).

Marnieros, 1998
S. Marnieros, Couches minces d'isolant d'Anderson. Application à la bolometrie à très basse température, PhD thesis, Université de Paris-Sud XI, (1998).

Mei, 2006
D. .M. Mei and A. Hime, Muon-induced background study for underground laboratories, Phys. Rev. D 73, 053004, (2006)

Milgrom, 1983
M. Milgrom, A modification of the Newtonian dynamics as a possible alternative to the hidden mass hypothesis, Ap. J., 270, 365, (1983)

Moseley, 1984
S.H. Moseley, J.C. Mather, D. McCammon, Thermal detectors as X-ray spectrometers, J. Appl. Phys. 56 (5), 1257, (1984)

Niedermayr, 2007
T. Niedermayr et al., Unfolding of cryogenic neutron spectra, Nucl. Instr. Meth. Res. A, 579, 165 (2007)

Oort, 1932
J. H. Oort, The force exerted by the stellar system in the direction perpendicular to the galactic plane and some related problems, Bulletin of the Astronomical Institutes of the Netherlands, 6, 249 (1932)

Patterson, 2005
B.D. Patterson, The materials science beamline at the Swiss Light Source: design and realization, Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A, 540, 42 (2005)

Peebles, 2003
P. J. E. Peebles et The cosmological constant and dark energy, Rev. Mod. Phys., 75, 559 (2003)

Peng, 2000
H. Peng et al., Cryogenic cavity detector for a large-scale cold dark-matter axion search, Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A, 444, 569 (2000)

Pipe, 2010
M. Pipe et al. , Progress report on DRIFT-II, Journal of Physics: Conference Series 203 (2010) 012031

ROSEBUD, 2010
ROSEBUD collaboration, 2010 update on the ROSEBUD project, proceedings of Identification of Dark Matter 2010, à paraître dans Proceedings of Science, (2010)

Rubin, 1983
V.C. Rubin, The rotation of spiral galaxies, Science, 220, 1339 (1983)

Silver, 2002
Silver et al., Optimization of a 6LiF bolometric detector, Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A, 485, 615 (2002)

Smith, 1990
P.F. Smith and J.C. Lewin, Phys. Rep., 187, 203 (1990)

The SNO Collaboration, 2010
The SNO Collaboration, arXiv:0910.2984v2, (2010)

Spergel, 2003
D.N. Spergel et al., First Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Determination of Cosmological Parameters, ApJ. Suppl. 148, 175 (2003)

Tagziria, 2003
H. Tagziria, N.J. Roberts, D.J. Thomas.,Measurementofthe 241Am-Li radionuclide neutronsourcespectrum.Nucl.Instr.Meth.Phys.Res.A, 510, (2003), 346e356.

Thomas, 2002
D.J. Thomas, Characterisation of a gold foil-based Bonner sphere set and measurements of neutron spectra at a medical accelerator, Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A, 476, 12 (2002)

Thomas, 2003
D.J Thomas et al., A handbook on neutron and photon spectrometry techniques for radiation protection, Rad. Prot. Dos., 107, 13 (2003)

Thrane, 2009
E. Thrane, Search for Neutrinos from GRB 080319B at Super-Kamiokande, arXiv:0903.0624v4 (2009)

Torre, 1985
Torre et Chanin, Rev. Sci. Instrum, 56, 318, (1985)

Turner, 1999
M. S. Turner, arXiv :astro-ph, page 9901109v1 (1999)

UltraSpec LLNL
https://ipo.llnl.gov/?q=technologies-gamma_and_fast_neutron_spectrometer

Wapstra, 2003
A.H. Wapstra, G. Audi et C. Thibault, The AME2003 atomic mass evaluation (I). Evaluation of input data, adjustment procedures, Nucl Phys A, 729, 129 (2003).

Weber, 2009
M. Weber et W. de Boer, Determination of the Local Dark Matter Density in our Galaxy, arXiv :astro-ph, page 09104272v2 (2009)

Woodcraft, 2004
A.L. Woodcraft et al., Journal of Low Temperature.Physics, 134(3), 925, (2004)

Wulandari, 2004
H.Wulandari et al., Neutron Flux Underground Revisited, hep-ex/0132050 v2 (2004)

Yakushev, 2010
E. Yakushev, Monitoring of the thermal neutron flux in the LSM underground laboratory, (2010), arXiv:1001.4383v1

Zwicky, 1933
F. Zwicky, Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln, Helvetica Physica Acta, 6, 110 (1933)

NOM : GIRONNET Prénoms : Johann	DATE de SOUTENANCE 30 septembre 2010

TITRE : **Spectrométrie de neutrons rapides par bolomètres à cible lithium pour la réduction du fond des expériences de détection directe de matière noire**

DIPLOME DE DOCT.	DOCTEUR-INGENIEUR	DOCTORAT D'ETAT	DOCTORAT DE 3e CYCLE	Spécialité : Astrophysique
X	☐	☐	☐	

CLASSE :

RESUME :

La spectrométrie des neutrons rapides est une technique essentielle dans plusieurs domaines notamment pour les expériences de détection d'évènements rares, telles que celles de détection directe de la matière noire, et pour les centres de recherches nucléaires. La détection des neutrons rapides se fait habituellement de manière indirecte. Les neutrons sont d'abord ralentis par des matériaux modérateurs pour être détectés ensuite dans une gamme d'énergie plus basse. Ces techniques de détection sont cependant complexes à mettre en place et sont limitées en résolution en énergie. Un nouveau type de spectrométrie de neutrons rapides a été développée à l'Institut d'Astrophysique Spatiale (IAS) dans le but d'avoir une meilleure connaissance des fonds de neutrons : il associe la technique bolométrique à des cristaux à base de lithium sensibles aux neutrons. Le lithium-6 est en effet un élément ayant une des plus grandes sections efficaces de capture neutronique avec la réaction $^{6}Li(n,\alpha)^{3}H$. La réaction libère 4.78 MeV signant ainsi énergétiquement chaque capture de neutron et lors de l'interaction avec un neutron rapide, l'énergie totale mesurée par le bolomètre devrait être la somme de cette énergie de réaction et de l'énergie cinétique du neutron rapide incident. Afin de valider ce principe, un prototype de spectromètre à neutrons rapides, compact et semi portable, a été construit à l'IAS. Ce détecteur cryogénique, fonctionnant entre 300 et 400 mK, consiste en un cristal de 0.5 g de ^{6}LiF enrichi à 95%, associé un thermomètre en Ge-NTD. Cette thèse a porté sur l'étude des caractéristiques de ce spectromètre, des premières mesures à l'IAS, aux mesures dans le centre de recherche de l'Institut Paul Scherrer (PSI), jusqu'au calibrage final sur l'installation Amande de l'Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire (IRSN).

MOTS-CLES : Spectrométrie ; neutrons rapides ; lithium ; bolomètres ; sphères de Bonner ; étalonnage ; matière noire ; radioprotection

Directeurs de recherches : Pierre de Marcillac

Composition du jury : A. Abergel – F.-X. Desert – J. Gascon – V. Grenier – A. Giuliani	150 pages