

Direction des bibliothèques

AVIS

Ce document a été numérisé par la Division de la gestion des documents et des archives de l'Université de Montréal.

L'auteur a autorisé l'Université de Montréal à reproduire et diffuser, en totalité ou en partie, par quelque moyen que ce soit et sur quelque support que ce soit, et exclusivement à des fins non lucratives d'enseignement et de recherche, des copies de ce mémoire ou de cette thèse.

L'auteur et les coauteurs le cas échéant conservent la propriété du droit d'auteur et des droits moraux qui protègent ce document. Ni la thèse ou le mémoire, ni des extraits substantiels de ce document, ne doivent être imprimés ou autrement reproduits sans l'autorisation de l'auteur.

Afin de se conformer à la Loi canadienne sur la protection des renseignements personnels, quelques formulaires secondaires, coordonnées ou signatures intégrées au texte ont pu être enlevés de ce document. Bien que cela ait pu affecter la pagination, il n'y a aucun contenu manquant.

NOTICE

This document was digitized by the Records Management & Archives Division of Université de Montréal.

The author of this thesis or dissertation has granted a nonexclusive license allowing Université de Montréal to reproduce and publish the document, in part or in whole, and in any format, solely for noncommercial educational and research purposes.

The author and co-authors if applicable retain copyright ownership and moral rights in this document. Neither the whole thesis or dissertation, nor substantial extracts from it, may be printed or otherwise reproduced without the author's permission.

In compliance with the Canadian Privacy Act some supporting forms, contact information or signatures may have been removed from the document. While this may affect the document page count, it does not represent any loss of content from the document.

Université de Montréal

**Caractérisation de la réponse de détecteurs aux neutrons de très basses énergies
dans le cadre du projet PICASSO**

par
Martin Auger

Département de physique
Faculté des arts et des sciences

Mémoire présenté à la Faculté des études supérieures
en vue de l'obtention du grade de Maître ès sciences (M.Sc.)
en physique

février, 2008

© Martin Auger, 2008.



Université de Montréal
Faculté des études supérieures

Ce mémoire intitulé:

**Caractérisation de la réponse de détecteurs aux neutrons de très basses énergies
dans le cadre du projet PICASSO**

présenté par:

Martin Auger

a été évalué par un jury composé des personnes suivantes:

François Schiettekatte,	président-rapporteur
Viktor Zacek,	directeur de recherche
Georges Azuelos,	membre du jury

Mémoire accepté le:

RÉSUMÉ

Une large gamme d'observations astronomiques nous mène à la conclusion convainquante que la matière sombre doit exister. Dans le cadre de la physique des particules, la supersymétrie prédit que la particule supersymétrique stable la plus légère, le neutralino $\tilde{\chi}$, serait un candidat idéal à la matière sombre froide. Le projet PICASSO vise à détecter le neutralino directement. Le principe de détection utilise des gouttelettes de fréon en surchauffe à température et pression ambiante afin d'y détecter des reculs nucléaires induits par des collisions élastiques. Le dépôt d'énergie créé par une collision vaporise la gouttelette et cette transition de phase émet une onde sonore captée par des cristaux piézo-électriques.

Le présent travail utilise l'accélérateur TANDEM de l'Université de Montréal pour produire des faisceaux de neutrons mono-énergétiques par accélération de protons sur des cibles métalliques. Les neutrons sont utilisés pour induire les reculs nucléaires dans les gouttelettes de fréon en surchauffe. En contrôlant la température à laquelle le module de détection est gardé, la surchauffe du fréon est connue et l'énergie nécessaire pour induire une transition de phase l'est aussi. Les neutrons mono-énergétiques permettent une étude précise de la réponse du module de détection en fonction de l'énergie de recul. Des simulations Monte Carlo utilisant les outils de simulation Geant4 viennent apporter des prédictions sur l'effet des matériaux entourant le détecteur, sur l'énergie des neutrons et sur la détection des signaux.

Un système de contrôle de la température et de la pression du module est mis en place ainsi qu'un système d'acquisition qui sont contrôlables par réseau informatique. Un système d'analyse des données hors-ligne automatisé est créé et utilisé pour produire les résultats de l'exposition du module de détection PICASSO à des neutrons d'énergies de 97, 61, 50, 40 et de 4.8 keV.

Mots clés: Matière sombre froide, neutrons mono-énergétiques, WIMP, neutralino, détecteur à gouttelettes surchauffées, projet PICASSO, détecteur à seuil, astrophysique des particules.

ABSTRACT

A large amount of astronomical observations provide convincing evidence of the existence of dark matter. In the field of particle physics, supersymmetry predicts that the lightest stable supersymmetric particle, the neutralino $\tilde{\chi}$, would be an ideal candidate for cold dark matter. The PICASSO project aims at directly detecting the neutralino. The detection principle uses superheated freon droplets at room temperature and ambient pressure in order to detect nuclear recoils induced by elastic collisions. The energy deposition created by a collision vaporises a droplet and that phase transition emits a sound wave read out by piezo-electric crystals.

The present work uses the TANDEM accelerator at the Université de Montréal to create mono-energetic neutron beams by accelerating protons onto metallic targets. The neutrons are used to induce nuclear recoils inside superheated freon droplets. By controlling the temperature at which the detection module is kept, the freon superheat and the energy necessary to induce a phase transition are known. The mono-energetic neutrons guarantee a recoil source of constant and well defined energy and thus allow a precise study of the response of the detection module according the recoil energies. Monte carlo simulations using the Geant4 simulation toolset make predictions on the effects of the environment on the neutron energies and on the shape of the results.

A temperature and pressure control system and a data acquisition machine are built for the detection module and are all controllable through computer networks. An automated, off-line analysis system is put in place and used to produce results from exposing the PICASSO detection module to neutron energies of 97, 61, 50, 40 and 4.8 *keV*.

Keywords: cold dark matter, mono-énergetic neutrons, WIMP, neutralino, superheated droplet detector, PICASSO project, threshold detector, particle astrophysics.

TABLE DES MATIÈRES

RÉSUMÉ	iii
ABSTRACT	iv
TABLE DES MATIÈRES	v
LISTE DES TABLEAUX	viii
LISTE DES FIGURES	ix
LISTE DES ANNEXES	xviii
REMERCIEMENTS	xix
CONTRIBUTIONS DE L'AUTEUR	xx
CHAPITRE 1 : INTRODUCTION : LA MATIÈRE SOMBRE ET PICASSO	1
1.1 Les observations astronomiques	1
1.1.1 Courbes de rotation de galaxies	2
1.1.2 L'univers à très grande échelle	3
1.1.3 Lentille gravitationnelle et observations astronomiques	4
1.2 Les observations directes : les accélérateurs	8
1.3 La matière sombre : les particules candidates	9
1.3.1 SUSY : un modèle pour le WIMP	10
1.4 PICASSO	15
1.4.1 Le détecteur PICASSO	15
1.4.2 Le fonctionnement	16
1.5 PICASSO à SNOLab	22
CHAPITRE 2 : LE FAISCEAU DE NEUTRONS	27
2.1 L'interaction des neutrons pour étudier la matière sombre	27

2.1.1	La production de neutrons	27
2.1.2	L'absorption	29
2.1.3	La collision	29
2.1.4	Dynamique de la collision élastique	30
2.1.5	La relation avec la matière sombre	30
2.2	La production de neutrons	31
2.2.1	L'accélérateur Tandem	32
2.2.2	La cible de Lithium	38
2.2.3	La cible de Vanadium	39
2.2.4	Le montage du module	41
2.3	Le module de détection expérimental	43
2.4	Simulation Monte Carlo	45
2.4.1	Géométrie du montage	46
2.4.2	Reproduction des résultats précédents	47
2.4.3	Prévision de l'atténuation des énergies de neutrons	48
CHAPITRE 3 : CADRE D'ANALYSE		52
3.1	Le modèle théorique	52
3.2	Le programme d'analyse	53
3.2.1	Bases de l'analyse	54
3.2.2	Structure du code	55
3.2.3	Filtration en fréquences	55
3.2.4	Coupure sur la puissance	56
3.2.5	Coupure des décharges électroniques	57
3.2.6	Coupure en temps	58
3.2.7	Résultats du filtre en fréquences	59
3.2.8	Résultat de la coupure en puissance	59
3.2.9	Comparaison avec les autres codes d'analyse	60
CHAPITRE 4 : RÉSULTATS		66
4.1	Étalonnage de l'énergie de l'accélérateur	66

4.2	Bruit de fond	67
4.2.1	Le module 905	68
4.2.2	Le module 906	69
4.3	Analyse d'une session de prise de données type	70
4.3.1	La distribution des événements dans le temps	70
4.3.2	La normalisation du compteur ^3He	72
4.4	L'exposition aux neutrons de basse énergie	76
4.4.1	La résonance de 40 <i>keV</i> du ^{51}V	76
4.4.2	La résonance 4.8 <i>keV</i>	79
4.4.3	Les résonances de production de neutrons de 50, 61 et 97 <i>keV</i>	81
4.4.4	Analyse des paramètres des ajustements aux données	81
4.4.5	Comparaison des différentes énergies de neutrons	82
4.5	Vérification de la concordance avec les résultats obtenus auparavant et les simulations	83
4.5.1	Énergie de seuil en fonction de la température	84
4.5.2	Vérification de la concordance du paramètre a	85
4.5.3	L'accord aux simulations	87
4.6	Discussion sur la qualité des accords aux ajustements	87
	CHAPITRE 5 : CONCLUSION	91
	BIBLIOGRAPHIE	92

LISTE DES TABLEAUX

1.1	Comparaison des différents noyaux pour la recherche de la matière sombre dans le secteur dépendant du spin	14
1.2	Différentes phases du projet PICASSO	26
2.1	Différentes résonances de la réaction $^{51}\text{V}(p,n)^{51}\text{Cr}$	42
3.1	Paramètres du filtre passe-haut	55
4.1	Valeur des paramètres de l'ajustement des données du seuil de la réaction $^7\text{Li}(p,n)^7\text{Be}$ (éq. 4.1)	67
4.2	Valeurs des paramètres de l'ajustement aux données pour toutes les énergies de neutrons étudiées.	86
4.3	Valeurs des paramètres de l'ajustement aux données pour toutes les énergies de neutrons étudiées.	88

LISTE DES FIGURES

1.1	Les contributions à la vitesse de rotation de la Voie Lactée de ses différentes composantes. La partie de gauche présente la vitesse de rotation selon la distance au centre de la Galaxie ; les contributions du bulbe et du disque ont une dépendance en \sqrt{R}^{-1} telle qu'attendu. Le halo de matière sombre contribue principalement à maintenir la vitesse de rotation stable à de grands rayons. Le graphique de droite montre la contribution de masse de chacune des parties de notre Galaxie. Le bulbe et le disque atteignent vite leur contribution maximale alors que la matière sombre est présente en grande quantité même loin du centre de la Galaxie [23].	2
1.2	Résultats de la sonde WMAP. La position et l'amplitude des pics sur l'échelle angulaire nous éclairent sur la composition de l'univers. Le premier pic confirme la densité critique de l'univers, $\Omega_{tot} = 1.003_{-0.017}^{+0.013}$ tandis que les deux suivants sont utilisés pour déterminer les densités de la matière baryonique et de la matière sombre respectivement à $\Omega_b = 0.042_{-0.005}^{+0.003}$ et $\Omega_{dm} = 0.20_{-0.04}^{+0.02}$ [30]	4
1.3	Répartition de la matière baryonique, de la matière sombre et de l'énergie sombre dans la composition de l'univers	5
1.4	Distribution de matière sombre reconstruite par l'observation d'effet de lentille gravitationnelle. Cette observation représente une mesure faite à l'aide du télescope spatial Hubble. En observant de plus en plus loin le long d'une même ligne de visée, il est possible de comparer les images en séquence pour déceler des petites déformations explicables par la présence de matière sombre. Cette distribution peut donc être reconstruite en 3D en analysant l'orientation et l'amplitude des déformations et en sachant que l'étirement est perpendiculaire à la direction du centre de la lentille gravitationnelle [15, 20].	6

1.5	Interaction de deux galaxies du Bullet Cluster. La distribution de gaz chauds intergalactiques est colorée en rose et la distribution reconstituée de matière sombre, en bleu. Les galaxies elles-mêmes demeurent intactes malgré la collision. Le gaz interstellaire interagit électromagnétiquement et dessine l'onde de choc des deux systèmes tandis que la matière sombre n'interagit pas et conserve sa forme initiale.	7
1.6	Événement simulé produisant de la matière sombre au LHC (a) et au ILC (b). Les trajectoires de deux particules de matière sombre $\tilde{\chi}_1^0$ sont clairement reconstruites au LHC. Le diagramme de l'événement simulé au ILC ne montre pas les trajectoires mais présente un déséquilibre de la quantité de mouvement totale mesurée attribuable à la matière sombre qui s'échapperait du détecteur [48].	8
1.7	Variation de la vitesse de la Terre par rapport au halo galactique entre deux positions séparées par un intervalle de six mois.	12
1.8	Spectres de recul attendus pour des neutralinos de différentes masses .	12
1.9	Diagramme de phase des gouttelettes. La partie colorée correspond aux conditions d'opération du détecteur. La zone plus foncée représente la partie où les gouttelettes sont en état de surchauffe, donc où le détecteur est actif	16
1.10	Un module de détection PICASSO, avec ses neuf senseurs piézo-électriques, placé dans son support d'acier	17
1.11	Senseur piézo-électrique vu de face et de côté	18
1.12	Quatre modules dans un TPCS à SNOLab	19
1.13	Positionnement des événements dans un des modules situés dans le montage PICASSO à SNOLab. Le positionnement se fait par triangulation à l'aide des différences de temps entre la perception d'un même signal par chacun des neuf senseurs piézo-électriques.	20

1.14	Sensibilité du détecteur PICASSO en fonction de la température d'opération. Le détecteur PICASSO étant un détecteur à seuil, sa sensibilité aux différentes particules dépend de la quantité d'énergie déposée dans une gouttelette par chaque type de particule. Les rayons δ , γ et les muons étant des particules au minimum d'ionisation, leur perte d'énergie est considérée comme faible et le détecteur doit donc être opéré à haute température pour y être sensible. Quant au dépôt d'énergie des particules α , il est considérablement plus élevé et le détecteur y est donc sensible sur toute la gamme des températures auxquelles nous opérons. La zone à l'intérieur du rectangle tireté rouge est la zone à l'étude dans le présent travail. Les valeurs existantes ont été déterminées par Nadim Boukhira [3].	22
1.15	Atténuation des flux de particules au SNOLab	23
1.16	PICASSO à SNOLab. L'image de gauche montre l'emplacement du détecteur PICASSO dans la zone d'entreposage de l'eau lourde de SNO et la photo de droite montre le détecteur lui-même ; on y voit seulement la structure et le bouclier d'eau	24
1.17	Courbes d'exclusion obtenues et prévues pour les différentes phases du projet PICASSO et d'autres expériences de recherche de la matière sombre.	25
2.1	Les sections efficaces élastiques totales du neutron sur ^{19}F et ^{12}C [36] .	31
2.2	Diagramme de l'injecteur A - Source d'ions par pulvérisation 860A, communément appelée <i>cathode sputtering</i> B - Source d'ions duoplasmatron C - Valve manuelle D - Lentilles Einzel E - Canal d'échange de charge au lithium F - Guide faisceau G - Aimant d'analyse H - Fente de définition de masse I - Cage de Faraday rétractable J - Analyseur de profil du faisceau K - Lentille de focalisation <i>Q-snout</i> L - Tube d'accélération	33
2.3	Diagramme de la source duoplasmatron de l'injecteur	34
2.4	Diagramme de l'aimant d'analyse	35

2.5	Diagramme de la lentille de focalisation <i>Q-snout</i> A - Fentes de définition de masse B - Écart de l'accélérateur C - Cylindre de la lentille de focalisation <i>Q-snout</i> D - Région de transition de champ E - Première section active du tube F - Voltage variable G - Chambre pressurisée H - <i>Stripper</i> du terminal I - Résistance de division de voltage	36
2.6	Diagramme du Tandem	36
2.7	Diagramme du système d'accumulation de charge <i>Pelletron</i>	37
2.8	La chaîne du système <i>Pelletron</i>	38
2.9	Schéma des installation d'accélération à Montréal	39
2.10	Section efficace de la réaction ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ [36]	40
2.11	Production de neutrons par une cible de ${}^{51}\text{V}$	41
2.12	Résonances de la cible de ${}^{51}\text{V}$ telles que publiées dans [40], en rouge, comparées aux mesures faites au Tandem à Montréal, en noir [2]	43
2.13	Chambre isotherme dans laquelle est placé le petit module de détection. Le module est placé derrière trois minces feuilles de <i>Mylar</i> TM qui permettent le passage des neutrons sans modifier significativement leur énergie. La chambre est suffisamment volumineuse pour y placer un module de production de 4.5 L si désiré.	44
2.14	Système de contrôle de la pression. On y voit en haut, au centre, un bloc de distribution de la pression destiné à l'opération simultanée de plusieurs modules. En haut, à gauche, on aperçoit le régulateur électronique qui contrôle la pression de gaz appliquée sur le système. En bas, au centre, on observe l'accumulateur à diaphragme formant la frontière entre l'azote et l'huile minérale.	45
2.15	Système d'acquisition des données. Tout en haut se trouve la carte qui distribue l'horloge cadencée à 1 MHz à tout le système. Au centre, on peut voir la carte d'acquisition avec ses 5 canaux de lecture dont seulement 3 sont utilisés ici. Finalement, on aperçoit en bas l'ordinateur <i>VMIC</i> qui exécute le programme d'acquisition et qui conserve une copie des données recueillies.	46

2.16	Module expérimental de 63 mL	47
2.17	Modèle virtuel de la chambre de contrôle de température pour les simulations Monte Carlo	48
2.18	Simulation de la réponse d'un module de 50 mL à des neutrons de 200 keV. Les points expérimentaux [3], sans barres d'erreurs, ont été échelonnés correctement	49
2.19	Représentation des différentes énergies produites par l'atténuation des neutrons d'énergie initiale de 40 keV par le montage expérimental. La droite rouge représente le seuil de détection le plus bas atteint pour les mesures effectuées à cette énergie de neutrons, à une température de 55°C.	50
2.20	Représentation des différentes énergies produites par l'atténuation des neutrons d'énergie initiale de 4.8 keV. La droite rouge représente le seuil de détection le plus bas atteint pour les mesures effectuées à cette énergie de neutrons, à une température de 59.8°C.	51
3.1	Spectre de réponse en fonction de l'énergie de recul pour les noyaux de carbone et de fluor [58]. Le noyau de carbone, avec son facteur cinématique de 0.28 possède une énergie seuil plus basse mais sa section efficace est désavantageuse comparativement au fluor qui n'a qu'un facteur cinématique de 0.19 mais une section efficace qui peut être jusqu'à 100 fois plus élevée. Les facteurs E_{th} sont les énergies seuils aux températures indiquées. On voit que les spectres sont constants en deçà de l'énergie de recul maximale de chacun des types de noyaux.	53
3.2	Ajustement de l'équation 3.2 aux données pour la réponse d'un détecteur à des neutrons incidents de 400 keV. Les différentes courbes sont pour des pressions d'opération de 1.01, 1.36, 1.70 et 2.05 bars, respectivement, à partir de la gauche.	54
3.3	Filtre passe-haut	56
3.4	Filtrage d'un événement ne provenant pas de la transition de phase d'une gouttelette	60

3.5	Filtrage d'un événement provenant de la transition de phase d'une gouttelette	61
3.6	Filtrage d'un événement causé par une décharge électronique	62
3.7	L'opération de la coupure en puissance	63
3.8	Comparaison des taux de comptage du module 72 en place à SNOLab pour l'acquisition de données de première génération pour les prises de données numérotées de 69 à 271. Présents sur le graphique sont les résultats produits par Razvan Gornea [28], Queen's et Montréal (le programme d'analyse présenté ici)	64
3.9	Comparaison des taux de comptage obtenus pour le module 72 pour les prises de données de deuxième génération. Présents sur ce graphique sont les résultats produits par Queen's, en bleu, et Montréal, en rouge.	65
4.1	Ajustement d'une fonction à trois paramètres sur les données du compteur de neutrons pour retrouver le seuil de la réaction ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$	66
4.2	Bruit de fond intrinsèque du module 905	69
4.3	Bruit de fond intrinsèque du module 906. Le bruit de fond aux températures supérieures à 48°C contiennent une contribution provenant des rayons γ émis par le ${}^{51}\text{Cr}$ dans la cible. La réaction ${}^{51}\text{V}(p,n){}^{51}\text{Cr}$ produit un atome de ${}^{51}\text{Cr}$ émet un γ pour retourner à son état fondamental.	70
4.4	Comparaison de la distribution dans le temps des événements lors d'une mesure. Les données en rouge représentent tous les signaux acquis lors de la mesure et les verts sont les signaux qui ont passé les coupures et qui représentent donc de véritables événements.	71
4.5	Effet de l'analyse sur la distribution des intervalles de temps.	73

- 4.6 Efficacités relatives de deux compteurs ^3He pourvus de modérateurs de paraffine d'épaisseurs différentes. Le *slow counter* a un modérateur de 1.27 cm d'épaisseur tandis que l'autre a un modérateur de 12.7 cm . Le type *slow counter* est plus efficace dans la région d'énergie de neutrons que nous avons sondée. Notre compteur avait un modérateur de 15 mm d'épaisseur. La figure est tirée de [19] 74
- 4.7 Facteur de normalisation de détection du compteur de neutrons ^3He pour les résonances de 4.8 keV , 50 keV et 97 keV de la cible de ^{51}V 75
- 4.8 Position des différentes énergies de neutrons par rapport à la section efficace $^{19}\text{F}(n, tot)$ et $^{12}\text{C}(n, tot)$ [36] 77
- 4.9 Distribution angulaire de la production de neutrons. La courbe (a) correspond à la résonance de 34 keV et la (b) à la résonance de 40 keV . Les droites continues ont été calculées théoriquement et correspondent à des protons et des neutrons avec $l = 1$ [40] 78
- 4.10 Correction des données de la résonance 40 keV pour tenir compte de l'anisotropie dans la production des neutrons. Les points en rouge représentent les données brutes et ceux en verts sont corrigés en tenant compte de l'anisotropie de production des neutrons de 40 keV telle qu'illustrée à la figure 4.9. 79
- 4.11 Taux de comptage en fonction de la température pour des neutrons incidents de 40 keV . L'ajustement aux données [47], en vert, retourne une température de seuil de 38°C . La courbe rouge est le meilleur ajustement possible en définissant la température de seuil avec la théorie actuelle. 80
- 4.12 Correction des taux de comptage à la résonance de production de neutrons de 4.8 keV . Les points rouges ne sont pas corrigés et les points verts le sont. Les courbes pleines sont les meilleurs ajustements aux données dans les deux cas. Les γ produits par le ^{51}Cr sont responsables de la plus grande partie de la correction aux très hautes températures. 81

- 4.13 Taux de comptage en fonction de la température pour des neutrons incidents de 4.8 keV . L'ajustement aux données, en vert, retourne une température de seuil de 50°C . La courbe rouge est le meilleur ajustement possible en déterminant la température de seuil en utilisant les propriétés thermodynamiques du C_4F_{10} 82
- 4.14 Taux de comptage en fonction de la température pour des neutrons incidents de 50 keV . L'ajustement aux données, en vert, prédit une température de seuil de 36°C . La courbe rouge est le meilleur ajustement possible en définissant la température de seuil avec la théorie actuelle. . 83
- 4.15 Taux de comptage en fonction de la température pour des neutrons incidents de 61 keV . L'ajustement aux données, en vert, prédit une température de seuil de 35°C . La courbe rouge est le meilleur ajustement possible en définissant la température de seuil avec la théorie actuelle. . 84
- 4.16 Taux de comptage en fonction de la température pour des neutrons incidents de 97 keV . L'ajustement aux données, en vert, prédit une température de seuil de 33°C . La courbe rouge est le meilleur ajustement possible en définissant la température de seuil avec la théorie actuelle. . 85
- 4.17 Comparaison des cinq énergies de neutrons étudiées. Chaque courbe a été normalisée individuellement. La couleur rouge représente les neutrons de 4.8 keV , le mauve 40 keV , le bleu 50 keV , le vert 61 keV et le turquoise 97 keV 86
- 4.18 Comparaison de toutes les données prises par l'exposition d'un module de détection PICASSO à un faisceau de neutrons. De gauche à droite, les courbes représentées correspondent à des énergies de neutrons incidents de 4 MeV , 2 MeV , 400 keV , 300 keV , 200 keV , 97 keV , 61 keV , 50 keV , 40 keV et 4.8 keV respectivement. 87

4.19	Comparaison des énergies seuil de neutrons en fonction de la température d'opération du détecteur avec les données existantes. La courbe est déterminée par la thermodynamique du C_4F_{10} , les points noirs proviennent des travaux de Nadim Boukhira [3] tandis que les points bleus ont été produits par les mesures présentées dans ce document.	89
4.20	Accord entre les simulations Monte Carlo et les données expérimentales. Les résultats des simulations Monte Carlo sont représentés par les points et les courbes sont les ajustements faits aux données expérimentales. . .	90
I.1	Diagramme technique de la construction du système de recompression PICASSO. On y voit toutes les composantes du système jusqu'aux <i>TPCS</i> qui contiennent les modules de détection	xxii
I.2	Différentes parties du système de recompression hydraulique PICASSO	xxiv

LISTE DES ANNEXES

Annexe I :	Le système de recompression hydraulique PICASSO . . .	xxi
-------------------	--	------------

REMERCIEMENTS

J'aimerais d'abord remercier mon directeur, M. Viktor Zacek qui m'a donné la chance de faire partie de sa fantastique équipe, de cette collaboration et de ce projet passionnant. Je tiens aussi à remercier M. Louis Lessard qui m'a fait don de beaucoup de son temps et de tout son savoir pour mener à terme cette expérience. Merci aussi à M. Claude Leroy de s'être impliqué dans les débuts plus compliqués du projet.

Je tiens à saluer spécialement tous les étudiants passés et présents de PICASSO : Razvan, François, Patrick, Marie-Cécile, Marik, Guillaume, Roxanne, Rachel et Marie-Hélène ; les membres honoraires : John, Andrew et Amélie ; sans oublier les post-docs Ubi et Tomoko.

Toute cette expérience n'aurait jamais eu lieu sans les multiples talents du Groupe Technologique : M. Jean-Pierre Martin, Nick, Christian et Yannick ; l'équipe de l'accélérateur : Louis Godbout et Xavier ; et l'atelier : Jean, Tom et Bruno ; merci à tous !

Finalement, merci à ma famille et mes amis qui adoucissent les sacrifices qu'il faut endurer.

CONTRIBUTIONS DE L'AUTEUR

Au sein du groupe PICASSO, j'ai eu la chance de participer à plusieurs aspects du projet et d'y contribuer par des efforts de conception et de construction de différents systèmes. J'ai d'abord conçu le système de recompression hydraulique utilisé par la collaboration. Le système permet d'appliquer une pression sur les module de détection afin que les gouttelettes vaporisées durant une prise de données retournent à l'état liquide. Ce système est nécessaire pour l'opération à long terme de l'expérience. Il est présenté en plus de détails dans l'annexe I.

J'ai aussi développé, en collaboration avec Guillaume Giroux, un système d'analyse automatique des données PICASSO. Ce système d'analyse hors-ligne a été écrit sans utiliser les bases existantes dans la collaboration afin de vérifier, d'un même coup, si notre analyse et celle qu'effectuaient d'autres membres de la collaboration concordent. J'ai participé, avec Guillaume Giroux, à la création d'un programme de sélection de bons événements et de rejet de bruits. J'ai principalement été responsable de la mise en place d'un ordinateur de calcul dédié à l'analyse de toutes les données sans opérateur. Cette machine télécharge automatiquement les données à analyser à partir d'un serveur de la collaboration, effectue la sélection des événements et retourne les statistiques résultantes dans un format utilisable. Les données sont ensuite effacées de la machine de calcul local, supprimant ainsi le besoin croissant d'espace disque.

CHAPITRE 1

INTRODUCTION : LA MATIÈRE SOMBRE ET PICASSO

Plusieurs observations expérimentales [10, 33] semblent démontrer qu'une bonne partie de notre univers nous est cachée. En effet, l'analyse de courbes de rotation de galaxies, l'observation d'amas de galaxies et l'explication de certains effets de lentille gravitationnelle nécessitent un apport supplémentaire de masse à celle que nous pouvons déjà observer directement. Il y aurait donc un type de matière qui nous est encore invisible, une matière sombre. Plusieurs physiciens prédisent, simulations à l'appui, que les prochains grands accélérateurs, nommément le LHC et le ILC [48], pourraient produire des particules de matière sombre. De plus, plusieurs modèles phénoménologiques contiennent différentes particules candidates au rôle de matière sombre. Une multitude de projets ont donc pour but de détecter cette matière sombre afin d'approfondir nos connaissances de notre propre univers. Le projet PICASSO est l'une de ces expériences. Ce chapitre expose les observations qui laissent croire à l'existence de la matière sombre. Aussi, ce chapitre présente le modèle supersymétrique sur lequel le projet PICASSO s'appuie pour réaliser ses mesures. Enfin, les bases observationnelles du projet lui-même seront discutées.

1.1 Les observations astronomiques

Les observations astronomiques [59] sont probablement les premiers indices qui nous ont menés à l'élaboration d'une théorie sur la matière sombre. Trois types d'observations constituent la majeure partie de l'évidence astronomique de l'existence de la matière sombre. Il y a tout d'abord l'observation des courbes de rotations de galaxies, l'observation de l'univers à très grande échelle et des effets de lentille gravitationnelle.

1.1.1 Courbes de rotation de galaxies

L'observation de la vitesse de rotation des étoiles d'une galaxie en fonction de leur distance au centre de la galaxie nous offre un premier indice de l'existence de la matière sombre. Si on utilise les équations newtoniennes pour décrire la vitesse de rotation attendue en fonction du rayon au centre de la galaxie, nous obtenons :

$$v_{rot}(R) = \sqrt{\frac{GM(R)}{R}} \quad (1.1)$$

où G représente la constante gravitationnelle, $M(R)$ la masse contenue dans une sphère de rayon R centrée sur la galaxie et R le rayon mesuré du centre de la galaxie.

Avec ceci, nous pourrions nous attendre à ce qu'une courbe de vitesse suive une forme en \sqrt{R}^{-1} et tende vers zéro à de très grandes valeurs de R . Cependant, l'observation expérimentale ne suit pas cette règle.

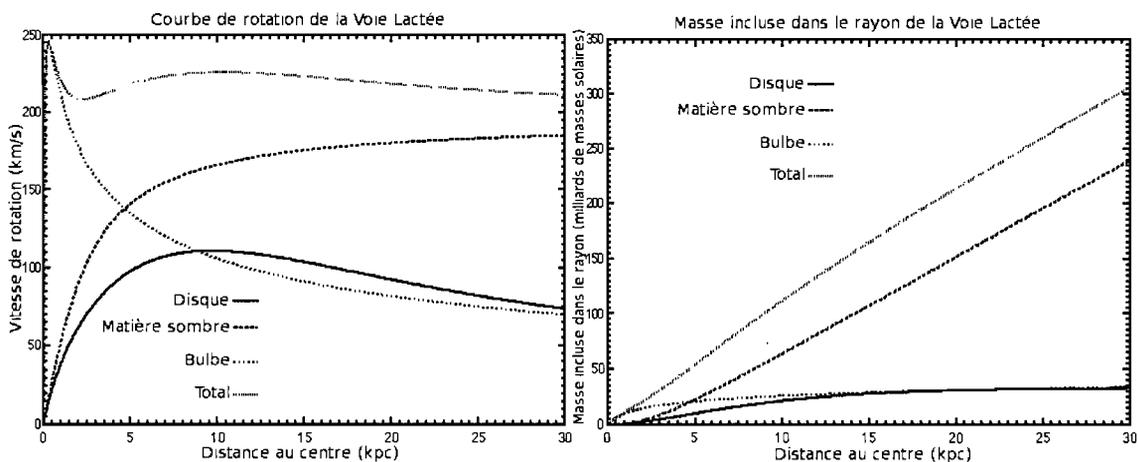


Figure 1.1 – Les contributions à la vitesse de rotation de la Voie Lactée de ses différentes composantes. La partie de gauche présente la vitesse de rotation selon la distance au centre de la Galaxie ; les contributions du bulbe et du disque ont une dépendance en \sqrt{R}^{-1} telle qu'attendu. Le halo de matière sombre contribue principalement à maintenir la vitesse de rotation stable à de grands rayons. Le graphique de droite montre la contribution de masse de chacune des parties de notre Galaxie. Le bulbe et le disque atteignent vite leur contribution maximale alors que la matière sombre est présente en grande quantité même loin du centre de la Galaxie [23].

1.1.2 L'univers à très grande échelle

L'observation de l'univers à très grande échelle donne une valeur à la quantité de matière sombre qu'il devrait contenir et est probablement l'un des arguments les plus puissants en faveur de l'existence de la matière sombre. Les résultats de WMAP (*Wilkinson Microwave Anisotropy Probe*) sont précis et concluants [9]. L'expérience visait à mesurer l'anisotropie dans la température du rayonnement fossile avec une précision de $20 \mu K$ par pixel de 0.3° . WMAP a placé un satellite en orbite autour du point Lagrangien L2 situé à 1.5 millions de kilomètres au-delà de l'orbite de la Terre. Les points Lagrangiens sont les points dans l'espace où un petit objet soumis aux seules forces gravitationnelles peut être stationnaire par rapport à deux objets beaucoup plus massifs. Le rayonnement fossile provient de l'époque où l'univers est devenu transparent [53]. L'expansion de l'univers faisait en sorte qu'il se refroidissait de manière adiabatique et donc, 380 000 années après le Big Bang, à une température d'environ 3 000 K, il était maintenant favorable pour les électrons de s'apparier aux protons pour former des atomes d'hydrogène. Ceci a effectivement éliminé les interactions continues entre les photons et les particules libres laissant ainsi les photons libres de se propager dans l'espace. Depuis ce temps, le refroidissement s'est poursuivi par l'expansion de l'univers et sa température est aujourd'hui de 2.725 K. En mesurant la température du rayonnement fossile dans toutes les directions, WMAP a montré qu'il existe des variations dans la température du rayonnement. Ces variations sont causées par des fluctuations quantiques provenant de l'époque du Big Bang. Beaucoup plus tard, ces puits sont devenus des points d'accrétion de la matière formant les galaxies et aussi de la matière sombre.

Les résultats de la sonde WMAP fixent certaines proportions du contenu en matière de l'univers. Les pics présentés à la figure 1.2 traduisent plusieurs caractéristiques de l'univers. La position du premier pic sur l'échelle angulaire nous informe sur la courbure de l'univers ; c'est à partir de ce pic que nous pouvons conclure à un univers plat, $\Omega_{tot} = 1.003^{+0.013}_{-0.017}$ [30]. Le second pic détermine la densité réduite des baryons, tandis que le troisième pic peut être utilisé pour déterminer la densité de matière sombre. La matière baryonique, la matière connue, ne forme que 4 % de la masse totale de l'univers.

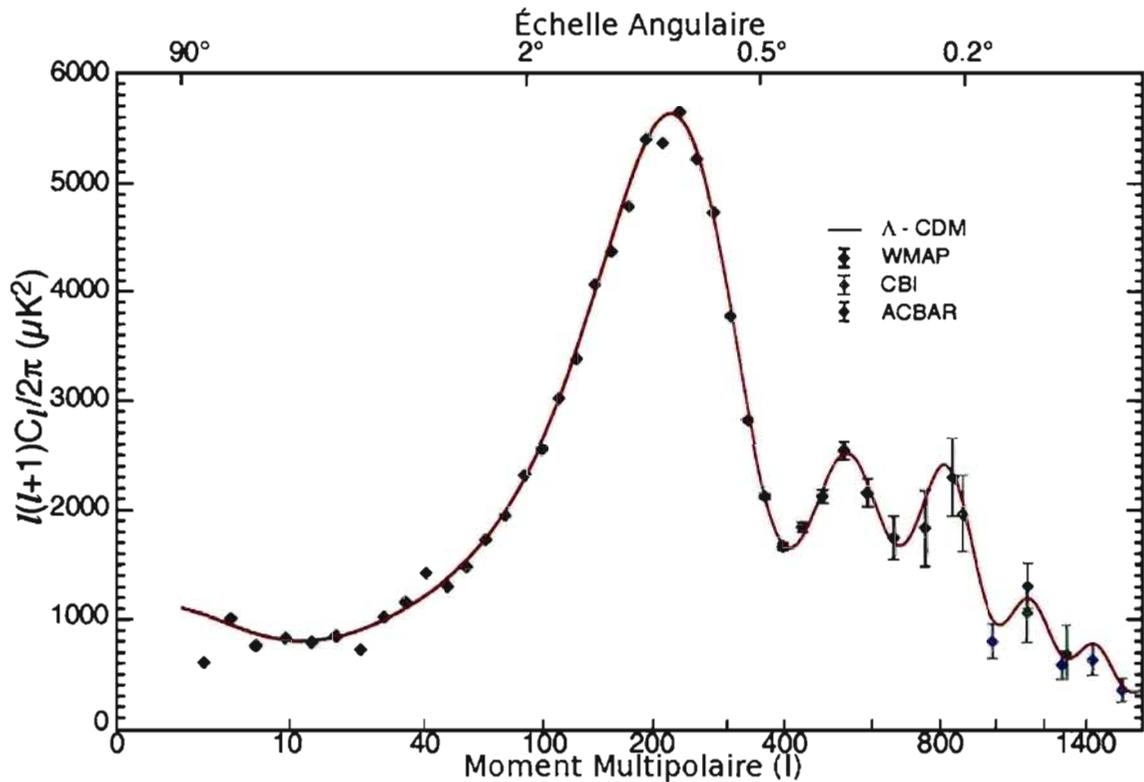


Figure 1.2 – Résultats de la sonde WMAP. La position et l’amplitude des pics sur l’échelle angulaire nous éclairent sur la composition de l’univers. Le premier pic confirme la densité critique de l’univers, $\Omega_{tot} = 1.003^{+0.013}_{-0.017}$ tandis que les deux suivants sont utilisés pour déterminer les densités de la matière baryonique et de la matière sombre respectivement à $\Omega_b = 0.042^{+0.003}_{-0.005}$ et $\Omega_{dm} = 0.20^{+0.02}_{-0.04}$ [30]

Une autre contribution vient de la présence d’énergie sombre qui s’accapare 73 % de la composition de l’univers. Il reste donc 23 % de l’univers qui devrait être composé de matière sombre.

1.1.3 Lentille gravitationnelle et observations astronomiques

Des observations d’amas de galaxies lointains démontrent la présence de matière sombre dans l’espace séparant notre Galaxie de ces amas car les images sont sujettes à l’effet de lentille gravitationnelle qui prouve l’existence d’une masse qui courbe les rayons lumineux. Des observations astronomiques [14, 37] démontrent déjà comment

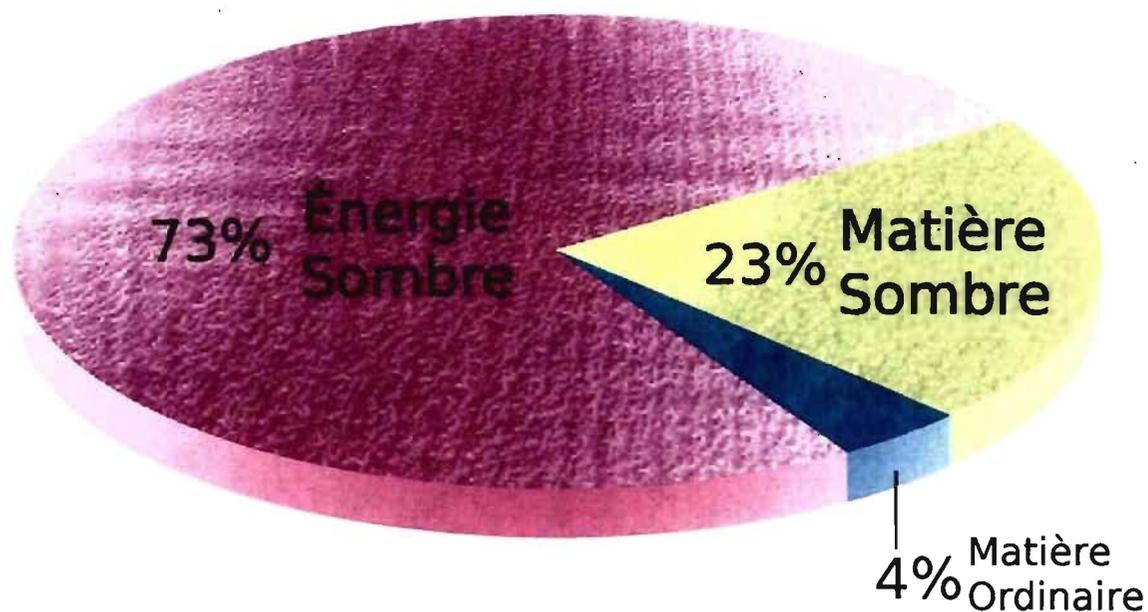


Figure 1.3 – Répartition de la matière baryonique, de la matière sombre et de l'énergie sombre dans la composition de l'univers

des galaxies dévient les rayons lumineux et peuvent agir comme une lentille gravitationnelle. Comme la matière sombre interagit aussi gravitationnellement, la présence d'un amas de cette dernière devrait déformer la trajectoire de la lumière. La figure 1.4 montre comment il est possible de reconstruire une distribution de densité de matière sombre par l'analyse d'observations astronomiques. En utilisant un effet de lentille faible, il est possible de reconstruire une distribution de masse qui causerait la déformation observée. L'effet de lentille faible étant, comme son nom l'indique, faible, des observations astronomiques de grandes qualités sont nécessaires pour détecter les déformations recherchées et pour ensuite pouvoir reconstruire adéquatement la distribution de masse responsable [7, 37]. Les déformations sont repérées statistiquement par l'observation d'un très grand nombre de cibles. Une analyse des observations est ensuite effectuée pour déterminer si une déformation cohérente existe avec un étirement de l'image perpendiculaire à la direction de l'emplacement du centre de la lentille gravitationnelle.

Une observation datant de 2006 qui est décrite comme étant la première preuve empirique de l'existence de la matière sombre [14] est l'observation de l'interaction du

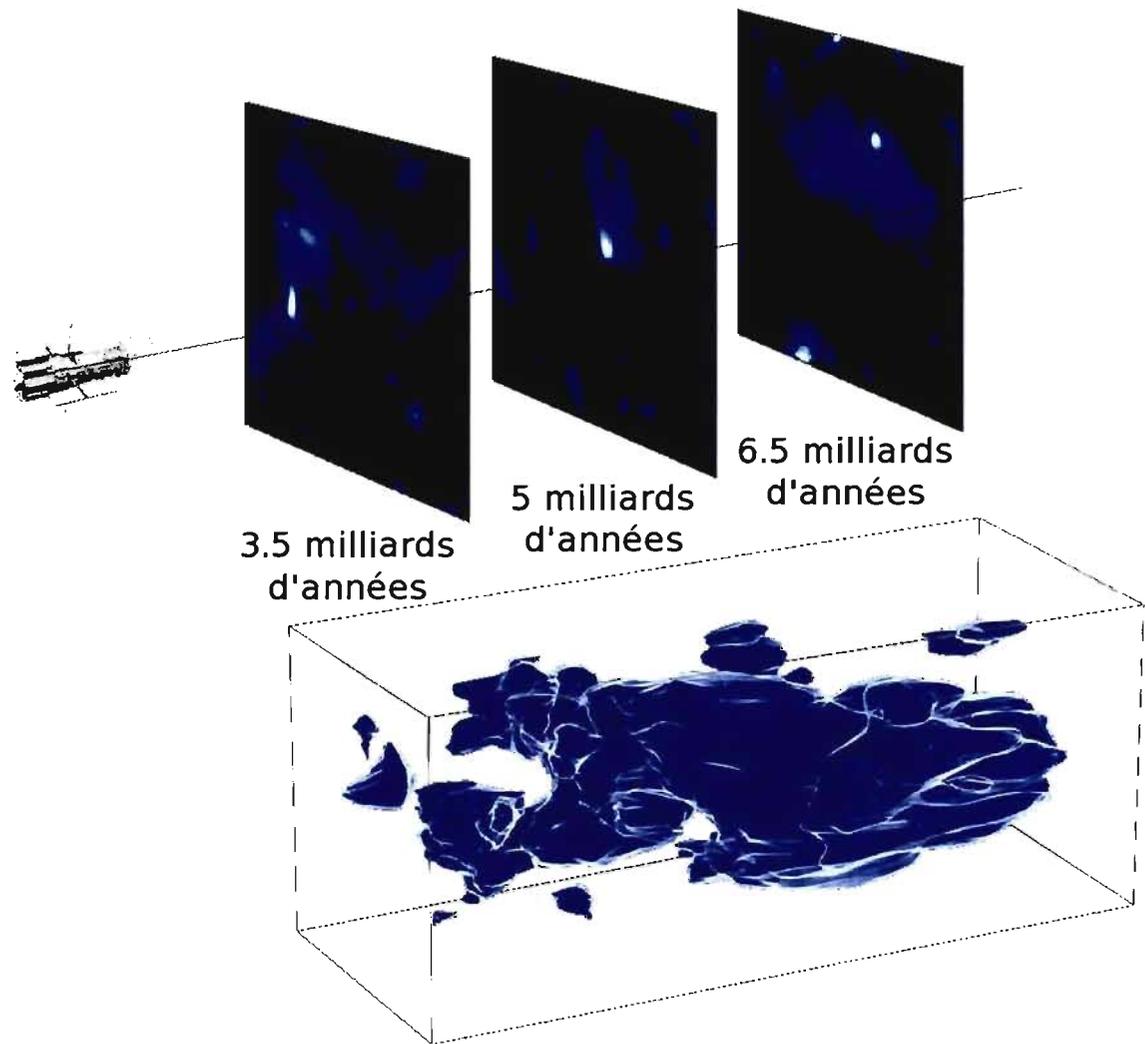


Figure 1.4 – Distribution de matière sombre reconstruite par l’observation d’effet de lentille gravitationnelle. Cette observation représente une mesure faite à l’aide du télescope spatial Hubble. En observant de plus en plus loin le long d’une même ligne de visée, il est possible de comparer les images en séquence pour déceler des petites déformations explicables par la présence de matière sombre. Cette distribution peut donc être reconstruite en 3D en analysant l’orientation et l’amplitude des déformations et en sachant que l’étirement est perpendiculaire à la direction du centre de la lentille gravitationnelle [15, 20].

Bullet Cluster tel que vu à la figure 1.5 et démontre bien la présence de halos de matière sombre. Cette image montre deux amas de galaxies après leur collision. La collision n’a

aucunement affecté la matière observable dans le visible, à l'exception d'un ralentissement gravitationnel prévisible par la mécanique newtonienne. Par contre, les gaz chauds intergalactiques ont interagit électromagnétiquement et leur température s'est élevée à plusieurs milliers de degrés, au point d'émettre des rayons-X. L'onde de choc créée est colorée en rose dans l'image. Les amas de matière sombre reconstruits par effet de lentille gravitationnelle, en bleu, n'interagissent pas électromagnétiquement et sont demeurés intacts, sans déformation apparente, même après la collision.

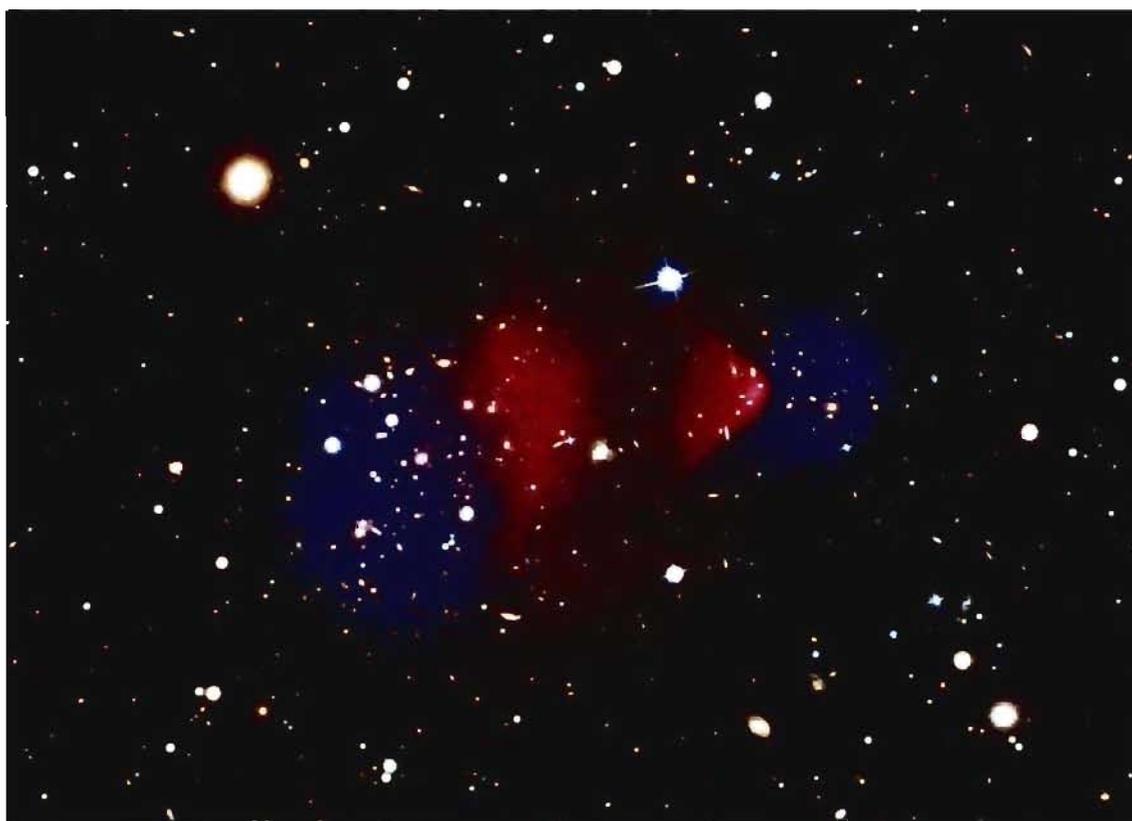


Figure 1.5 – Interaction de deux galaxies du Bullet Cluster. La distribution de gaz chauds intergalactiques est colorée en rose et la distribution reconstituée de matière sombre, en bleu. Les galaxies elles-mêmes demeurent intactes malgré la collision. Le gaz interstellaire interagit électromagnétiquement et dessine l'onde de choc des deux systèmes tandis que la matière sombre n'interagit pas et conserve sa forme initiale.

1.2 Les observations directes : les accélérateurs

Les observations astronomiques ne permettent pas de déterminer la nature de la particule de matière sombre. L'évidence accumulée par les observations astronomiques encourage un effort pour déceler la nature de la matière sombre en laboratoire. La venue des prochains grands accélérateurs de particules promet la production de particules de matière supersymétriques dont le $\tilde{\chi}$ qui est le candidat préféré de la théorie. En effet, au LHC (*Large Hadron Collider*), les détecteurs CMS (*Compact Muon Spectrometer*) et ATLAS (*A Toroidal LHC Apparatus*) devraient pouvoir voir la signature de la matière sombre [26, 48]. Bien entendu, comme la matière sombre semble si peu interagissante, elle s'échappera du détecteur sans problème. Sa présence sera inférée par un manque d'énergie et un déséquilibre dans la quantité de mouvement de la réaction. On s'attend à des événements comme celui présenté à la figure 1.6(a).

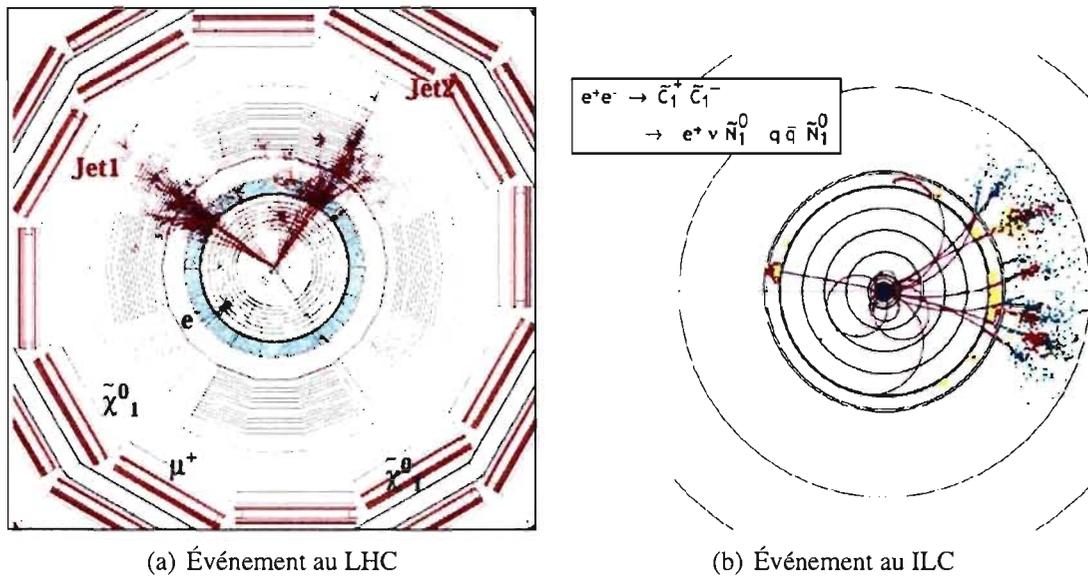


Figure 1.6 – Événement simulé produisant de la matière sombre au LHC (a) et au ILC (b). Les trajectoires de deux particules de matière sombre $\tilde{\chi}_1^0$ sont clairement reconstruites au LHC. Le diagramme de l'événement simulé au ILC ne montre pas les trajectoires mais présente un déséquilibre de la quantité de mouvement totale mesurée attribuable à la matière sombre qui s'échapperait du détecteur [48].

Dans la figure 1.6(a), nous pouvons voir les traces de deux particules de matière sombre, notées $\tilde{\chi}_1^0$, qui échappent au détecteur. Leur propriétés devraient pouvoir être déterminées à partir de l'analyse des particules produites par les réactions qui ont pu être détectées. Le LHC devrait entrer en opération en 2008.

Le futur grand collisionneur international, le ILC (*International Linear Collider*), promet aussi de donner des résultats intéressants dans le domaine de la matière sombre (figure 1.6(b)). En effet, les collisions électron-positron de haute énergie devraient produire les particules qui se désintègrent, entre autres, en candidats de la matière sombre. L'un des avantages de la collision électron-positron vient du fait qu'elle est beaucoup plus "propre". L'électron étant une particule élémentaire et le proton étant un état lié de quarks et de gluons, la réaction électron-positron est unique contrairement aux multiples possibilités d'une collision proton-proton.

1.3 La matière sombre : les particules candidates

Plusieurs modèles phénoménologiques proposent des candidats de particules qui rempliraient le rôle de la matière sombre ; le neutrino, les axions et le neutralino. Regardons comment chacun pourrait remplir le rôle de particule de matière sombre [57].

Les neutrinos reliques restant de l'époque du Big Bang pourraient régler la question de la matière sombre en un tour de main. C'est une particule qui possède toutes les caractéristiques que nous cherchons : neutralité et faible interaction. Si le neutrino était la particule de matière sombre la question serait réglée car c'est une particule bien connue du modèle standard. Mais le neutrino est vite disqualifié par sa masse beaucoup trop faible. En effet, les limites supérieures de la masse du neutrino et la limite sur sa densité dans l'univers font en sorte que la masse totale de tous les neutrinos ne suffit pas pour assurer le rôle de la matière sombre. En effet, si on exprime la densité des neutrinos par son facteur oméga, le neutrino est limité par $\Omega_\nu < 0.014$ (95 % CL) [30].

Les axions [21, 56] sont le fruit d'une théorie qui réglerait le problème de la violation CP forte dans le cadre de la chromodynamique quantique. Le terme de la violation forte $\bar{\Theta}$, apparaît comme un paramètre libre du Modèle Standard. Ce terme contribue, entre

autres, à expliquer un moment dipolaire du neutron. Comme un moment dipolaire du neutron n'a toujours pas été observé, le paramètre $\overline{\Theta}$, serait donc très faible, voire nul. L'apparition d'un paramètre nul dans le modèle standard cause un problème qui serait réglé en élevant $\overline{\Theta}$ au rang de champ. Ceci introduit une nouvelle symétrie globale qui est brisée spontanément donnant ainsi naissance à l'axion. La recherche de l'axion se fait principalement à l'aide de champs magnétiques très puissants car l'axion possède la propriété de se convertir en photon dans un champ magnétique, et vice-versa. L'axion aurait été créé en grande quantité lors du Big Bang. Les axions auraient complètement perdu leur énergie cinétique lors de l'inflation et pourraient donc former un condensé de Bose-Einstein dans l'univers moderne. La masse extrêmement faible de l'axion ($< 10^{-6}$ eV) fait en sorte qu'il ne peut pas se désintégrer spontanément en particules plus légères. L'axion n'est pas encore totalement exclu comme candidat de la matière sombre [6].

Le dernier candidat est le neutralino. Le neutralino $\tilde{\chi}$, est la particule supersymétrique stable la plus légère vers laquelle se désintègrent toutes les autres particules supersymétriques plus massives.

Les deux candidats principaux pour remplir le rôle de la matière sombre demeurent donc l'axion et le neutralino. Comme le projet PICASSO vise à détecter le neutralino, voyons comment nous pouvons déterminer ses paramètres à l'aide du modèle qui le contient.

1.3.1 SUSY : un modèle pour le WIMP

La supersymétrie est une extension du Modèle Standard qui propose l'existence de superpartenaires à toutes les particules qui y sont répertoriées [44]. Cet appariement se fait entre des particules de spin i et des superparticules de spin $|i - \frac{1}{2}|$. Les bosons s'associent à des partenaires fermioniques supersymétriques, les superfermions, et les fermions à des partenaires bosoniques supersymétriques, les superbosons. Le modèle exige aussi que les particules supersymétriques soient beaucoup plus massives que les particules connues car si elles étaient du même ordre de grandeur de masse, leur existence aurait déjà été découverte à l'aide des moyens de détection actuels.

Le neutralino, la particule supersymétrique stable possédant la masse la plus faible,

interagit de façon électrofaible et aurait une masse contrainte par $10 \text{ GeV} < M_{\tilde{\chi}} < 10 \text{ TeV}$ [30]. Le neutralino est une combinaison des partenaires supersymétriques des bosons de jauge neutres et des Higgs neutres.

$$\tilde{\chi}_1 = N_{11}\tilde{\gamma} + N_{12}\tilde{Z} + N_{13}\tilde{H}_1^0 + N_{12}\tilde{H}_2^0 \quad (1.2)$$

Comme on peut le constater de par l'équation 1.2, le neutralino est formé du superpartenaire du photon, le photino $\tilde{\gamma}$, du partenaire du boson Z, le zino \tilde{Z} , et du boson de Higgs supersymétrique, le Higgsino \tilde{H} . Comme cette combinaison implique des particules supersymétriques, les sparticules, massives, le neutralino serait donc massif. Le neutralino aurait pu être formé dans les premiers instants denses et chauds de l'univers. Le fait qu'il interagisse si peu avec le reste de la matière baryonique aurait permis un découplage précédant l'inflation. Le neutralino aurait donc eu le temps de s'agréger par interaction gravitationnelle. L'inflation aurait ensuite projeté ces fluctuations quantiques microscopiques vers des dimensions macroscopiques respectant les mesures d'anisotropie évaluées par des expériences comme WMAP. Ces structures sont ensuite devenues les berceaux d'accrétion de masse qui s'est organisée en différentes structures galactiques. Ceci fait en sorte que nous pouvons nous attendre à en retrouver dans notre Galaxie, la Voie lactée.

Comme illustré à la figure 1.7, la Terre se déplace à une vitesse moyenne relative de $v_r = 244 \text{ km s}^{-1}$ par rapport au halo de matière sombre prévu. Ensuite, les neutralinos ont une dispersion de vitesse dans le halo de $v_d = 230 \text{ km s}^{-1}$. Donc sur une période d'une année, nous pouvons nous attendre à voir une variation de 20 km s^{-1} sur la vitesse relative entre la Terre et les neutralinos du halo selon que nous nous dirigeons dans le sens de sa rotation ou à contre-sens.

Nous devons maintenant nous attarder à étudier le fonctionnement de l'interaction du neutralino avec la matière. Ceci est primordial si nous souhaitons construire un détecteur adéquat et comprendre les données que nous en retirerons. Le principe de détection que nous utilisons est la détection de reculs induits par une collision élastique avec un neutralino.

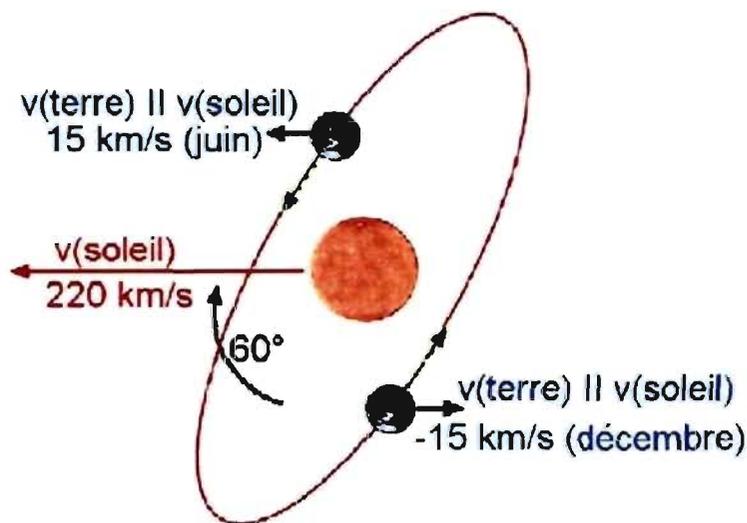


Figure 1.7 – Variation de la vitesse de la Terre par rapport au halo galactique entre deux positions séparées par un intervalle de six mois.

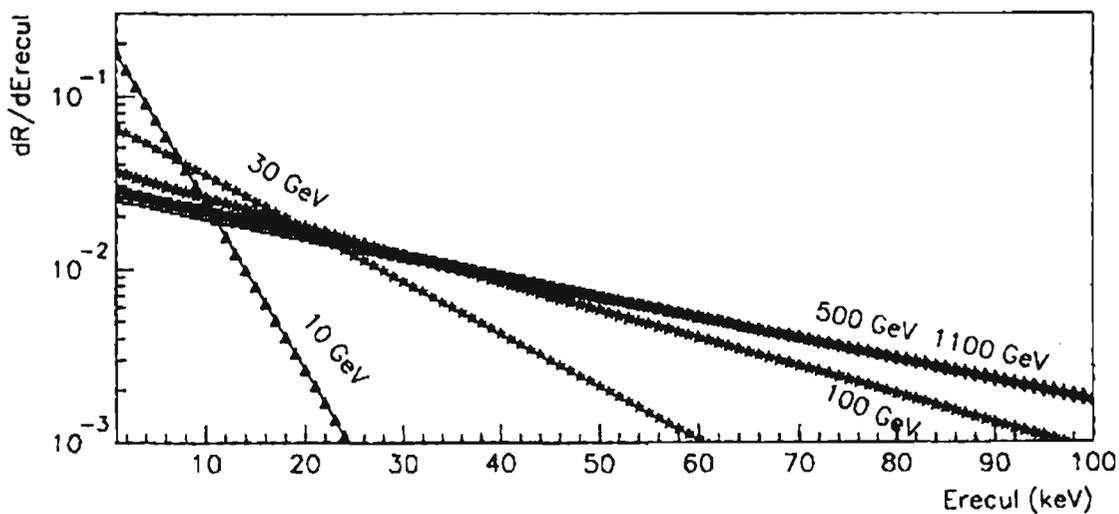


Figure 1.8 – Spectres de recul attendus pour des neutralinos de différentes masses

La figure 1.8 présente les spectres de recul pour des masses de neutralinos attendues. Les masses plus faibles doivent être sondées avec des énergies de recul de moins de 20 keV. Le présent programme de recherche sonde des énergies de recul aussi faibles

que 1 keV.

Le neutralino agit par le biais de l'interaction faible et peut donc faire reculer des protons et des neutrons. L'énergie de ces reculs peut être détectée par plusieurs moyens. Une quantité primordiale à évaluer pour toute réaction est la section efficace. La section efficace du neutralino est de la forme suivante :

$$\sigma_a = 4G_F^2 \left(\frac{M_A M_{\tilde{\chi}}}{M_A + M_{\tilde{\chi}}} \right)^2 C_A F(q^2) \quad (1.3)$$

où G_F est la constante de couplage de Fermi, M_A la masse du noyau cible, $M_{\tilde{\chi}}$ la masse du neutralino, C_A un facteur d'interaction et $F(q^2)$ le facteur de forme du noyau. Le facteur d'interaction se sépare en deux classes : les interactions indépendantes du spin et les interactions dépendantes du spin. La portion indépendante va comme l'équation 1.4

$$C_A^{si} = \frac{1}{4\pi} [Zf_p + (A-Z)f_n]^2 \quad (1.4)$$

$$C_A^{sd} = \frac{8}{\pi} \lambda^2 (J+1)J \quad (1.5)$$

$$\lambda = a_p \langle S_p \rangle + a_n \langle S_n \rangle \quad (1.6)$$

où f_p et f_n sont les constantes de couplage au proton et au neutron dans une interaction indépendante du spin, a_p et a_n sont les constantes de couplage au proton et au neutron dans une interaction dépendante du spin et finalement, $\langle S_p \rangle$ et $\langle S_n \rangle$ sont les spins moyens des protons et des neutrons dans le noyau.

L'interaction indépendante du spin favorise l'utilisation de noyaux lourds. L'équation 1.4 est proportionnel à A^2 , si $f_p = f_n$. Les expériences de recherche dans le secteur indépendant du spin ont donc avantage à utiliser des détecteurs à noyaux lourds. Toutefois, la forme de l'équation peut aussi défavoriser grandement l'interaction indépendante du spin. Les facteurs f_p et f_n pourraient être de signes inverses [27] résultant ainsi en une interférence destructive et une section efficace faible.

La partie dépendante du spin prend sa valeur maximale pour le noyau de ^{19}F car son

nucléon isolé est un proton et que son spin total est de $\frac{1}{2}$. Le facteur $\lambda^2 = [a_p \langle S_p \rangle + a_n \langle S_n \rangle]^2$ de l'équation 1.6 prend alors la valeur de 0.863 ± 0.008 . Le tableau 1.1 montre les valeurs intéressantes de différents éléments pour la recherche de la matière sombre dans le secteur dépendant du spin. Les spins y sont calculés par le modèle en couches du noyau.

Isotope	Spin	Nucléon isolé	λ^2
^1H	$\frac{1}{2}$	p	1
^7Li	$\frac{3}{2}$	p	0.11
^{19}F	$\frac{1}{2}$	p	0.863
^{23}Na	$\frac{3}{2}$	p	0.011
^{29}Si	$\frac{1}{2}$	n	0.084
^{73}Ge	$\frac{9}{2}$	n	0.0026
^{127}I	$\frac{5}{2}$	p	0.0026
^{131}Xe	$\frac{3}{2}$	n	0.0147

Tableau 1.1 – Comparaison des différents noyaux pour la recherche de la matière sombre dans le secteur dépendant du spin

Le principe de détection utilisé est particulièrement sensible au spin étant donné l'utilisation de C_4F_{10} comme matière active. Le noyau de fluor - dix par molécule dans ce cas - est le meilleur noyau pour sonder la portion dépendante du spin de l'interaction de la matière sombre. D'autres expériences (DAMA [16, 17] et HDMS [11]) utilisent des noyaux lourds tels que l'iode et le germanium pour explorer le secteur indépendant du spin.

1.4 PICASSO

Le projet PICASSO vise à détecter la matière sombre, le $\tilde{\chi}$ en particulier. La structure du détecteur, son principe de fonctionnement et les résultats que la collaboration a pu extraire des données que nous avons recueillies jusqu'à présent seront décrits [13].

1.4.1 Le détecteur PICASSO

Le détecteur du projet PICASSO utilise le fait que le C_4F_{10} est dans un état de surchauffe métastable [5] sur une grande plage de température à pression ambiante, comme on peut le voir sur la figure 1.9; P_{vap} est la pression de vapeur exercée par le liquide, P_{ext} est la pression extérieure, T_b est la température d'ébullition et T_{op} est la température d'opération du détecteur. La surchauffe consiste donc à placer le liquide à une température au-delà de la température d'ébullition et une pression en deçà de la pression de vapeur. La surchauffe est un état métastable et ce principe est celui utilisé par la collaboration PICASSO lors de l'opération du détecteur.

Le C_4F_{10} est dispersé dans un gel polymère sous forme de gouttelettes liquides. Un module de détection sous sa forme actuelle a un volume de 4.5 L et contient entre 50 et 100 g de C_4F_{10} . Un module est composé d'un cylindre d'acrylique dans une structure d'acier inoxydable. Le cylindre est muni de neuf emplacements destinés à contenir des senseurs piézo-électriques.

Le gel est formé d'un polymère dans lequel du C_4F_{10} liquide est incorporé. Le fréon est dispersé en gouttelettes dont le diamètre peut être contrôlé à la fabrication par l'ajustement de la vitesse de brassage de la solution. Le rayon moyen des gouttelettes [46] est actuellement de 50 μm . Un agent polymérisant est injecté dans la solution pour solidifier le gel contenant maintenant des millions de gouttelettes de C_4F_{10} liquide. Les modules de la présente phase ont une quantité de masse active de 80 g et contiennent donc environ 100 millions de gouttelettes.

Neuf senseurs piézo-électriques (figure 1.11) sont posés sur la paroi du cylindre pour recueillir les signaux acoustiques.

Quatre modules sont placés dans un TPCS (*Temperature & Pressure Control System*,

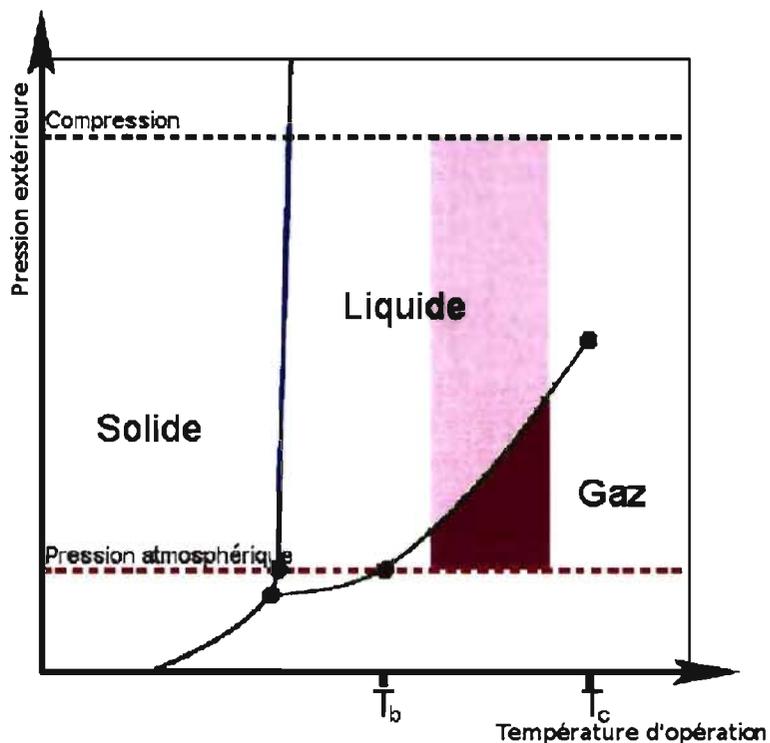


Figure 1.9 – Diagramme de phase des gouttelettes. La partie colorée correspond aux conditions d’opération du détecteur. La zone plus foncée représente la partie où les gouttelettes sont en état de surchauffe, donc où le détecteur est actif

figure 2.13). Cette chambre permet de contrôler la température des détecteurs et de les relier à un système de recompression hydraulique. Le contrôle de la température permet de faire des mesures à plusieurs températures afin de couvrir une plage d’énergie de recul qui pourrait déclencher un événement. Le système de recompression hydraulique permet d’appliquer de la pression sur les détecteurs afin que les gouttelettes qui sont devenues des bulles puissent retourner à l’état liquide initial et être réutilisées lors de la mesure suivante.

1.4.2 Le fonctionnement

Le principe de fonctionnement du détecteur PICASSO peut être résumé par la théorie de Seitz [54, 55] des chambres à bulles. En effet, chaque gouttelette métastable de fréon

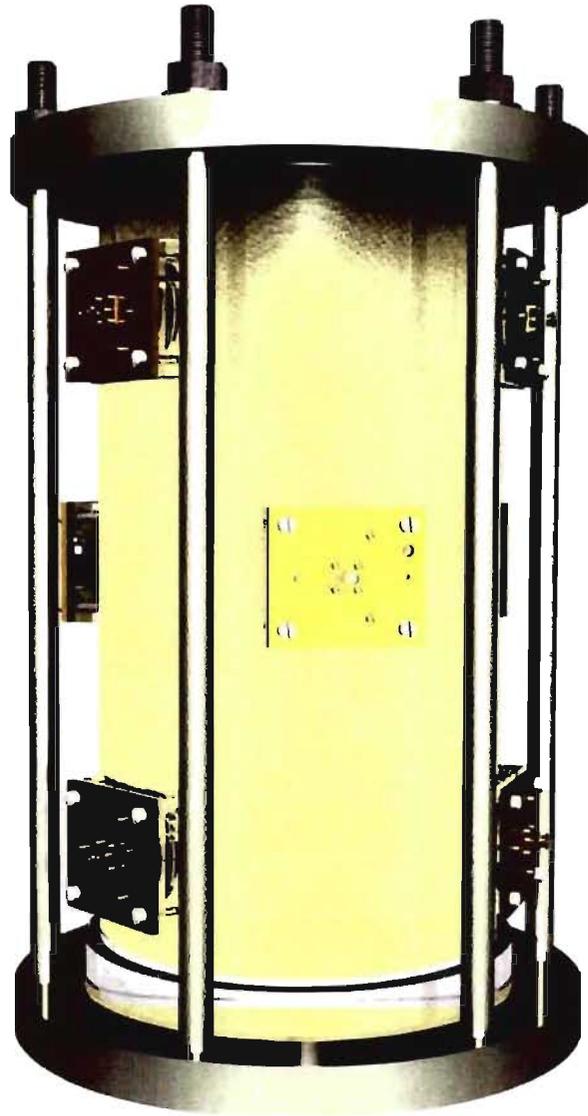


Figure 1.10 – Un module de détection PICASSO, avec ses neuf senseurs piézo-électriques, placé dans son support d'acier

agit comme une chambre à bulles totalement indépendante des autres. Il s'agit alors que l'interaction dans une gouttelette dépose une certaine quantité d'énergie critique, E_c , à l'intérieur d'un certain rayon critique, R_c , afin de faire une transition de phase.

$$E_c = \frac{16\pi}{3} \frac{\sigma(T)^3}{(p_v(T) - p_0)^2} \quad (1.7)$$

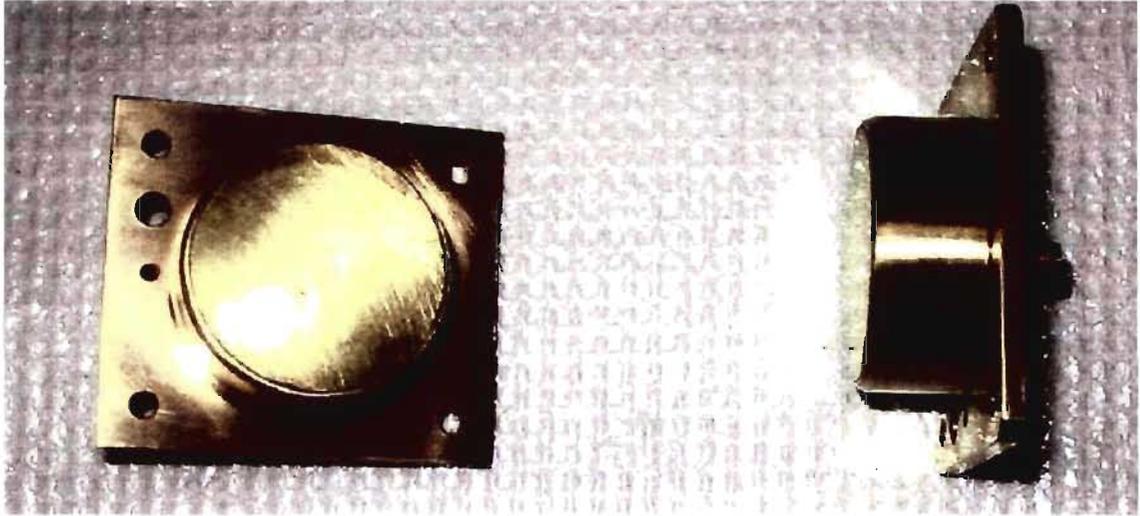


Figure 1.11 – Senseur piézo-électrique vu de face et de côté

$$R_c = \frac{2\sigma(T)}{p_v(T) - p_0} \quad (1.8)$$

$$\sigma(T) = \sigma_0 \frac{T_c - T}{T_c - T_0} \quad (1.9)$$

Dans les équations 1.7, 1.8 et 1.9, p_v représente la pression de vapeur du C_4F_{10} , p_0 la pression d'opération du détecteur, σ_0 la tension de surface du fréon à la température T_0 et T_c la température critique du C_4F_{10} . La température critique est la température au-delà de laquelle aucune autre phase autre que la phase gazeuse ne peut exister. Cette température est importante car la température d'opération doit toujours y être inférieure pour ne pas vaporiser spontanément le C_4F_{10} contenu dans le module de détection. Les équations 1.10 et 1.11 décrivent comment l'énergie déposée, ΔE , dans la gouttelette liquide doit dépasser l'énergie critique à l'intérieur du rayon critique.

$$\Delta E = \frac{dE}{dx} l \quad (1.10)$$

$$\Delta E = \frac{dE}{dx} R_c > E_c \quad (1.11)$$



Figure 1.12 – Quatre modules dans un TPCS à SNOLab

Donc, lorsqu'une particule pénètre dans un gouttelette de fréon, si elle interagit et dépose au moins l'énergie critique sur une distance en deçà du rayon critique, la métastabilité est compromise et un violent changement de phase se produit ; la gouttelette explose en bulle gazeuse. Cette transition de phase produit une onde acoustique qui se propage dans le gel et se rend jusqu'aux différents cristaux piézo-électriques et est détectée. Cette technique de détection permet, entre autres, d'effectuer une localisation spatiale [1] de chaque événement, comme présentée à la figure 1.13. La localisation se fait en évaluant la différence de temps entre l'arrivée de l'onde acoustique produite par la

transition de phase d'une gouttelette à chaque cristal piézo-électrique. Connaissant la localisation précise de chacun des neufs cristaux, il est possible de reconstruire la position d'origine de l'onde acoustique par triangulation. Ceci permet une discrimination entre ce qui pourrait être un vrai événement comparativement à un bruit acoustique qui aurait comme origine un point à l'extérieur d'un module de détection. En effet, si l'algorithme de localisation détermine que l'origine du signal provient de l'extérieur d'un module de détection, le signal doit être rejeté.

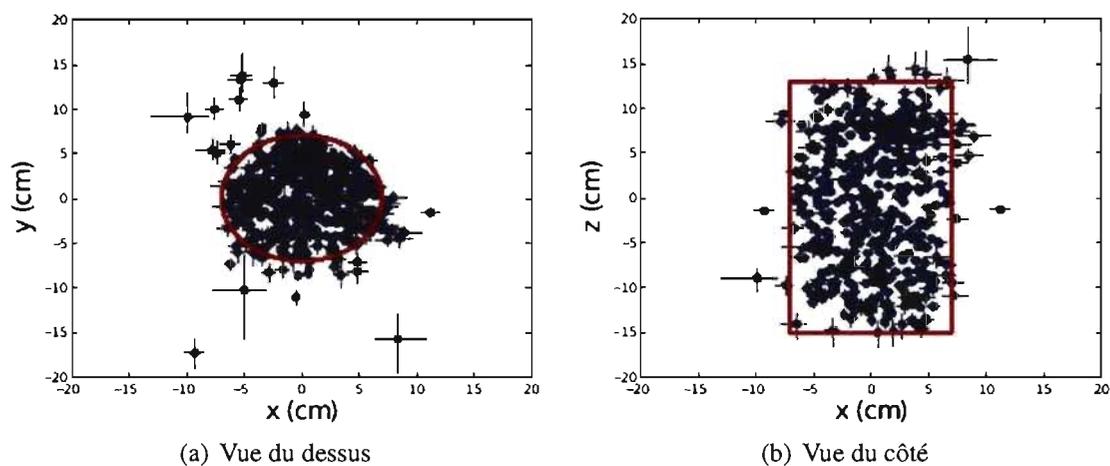


Figure 1.13 – Positionnement des événements dans un des modules situés dans le montage PICASSO à SNOLab. Le positionnement se fait par triangulation à l'aide des différences de temps entre la perception d'un même signal par chacun des neufs senseurs piézo-électriques.

Comme plusieurs particules déposent leur énergie de façons différentes, la réponse du détecteur doit être étudiée pour comprendre comment nous pouvons extraire un signal neutralino parmi tous les autres signaux qui causent des événements.

Un défi pour le projet PICASSO devient donc d'éliminer les sources d'événements autres que les neutralinos [41]. Ceci se fait entre autres par une fabrication de détecteurs dans des conditions ultra-propres et par la purification rigoureuse de tous les ingrédients qui composent le détecteur. Comme on le voit sur la figure 1.14, sur toute la plage des températures où nous sommes sensibles aux reculs causés par le neutralino, nous sommes aussi sensibles aux reculs causés par les particules alpha. Le contrôle de cette

contamination peut être approché par différents moyens. Une purification est possible par la filtration physique et chimique. La filtration chimique se fait par l'utilisation de réactions qui captent les actinides radioactifs par des hydrures d'oxyde de zircon. Le principe est celui de l'échange d'ions ; l'opération produit la réaction $U + HZrO \rightarrow H^+ + UZrO$. Les molécules ainsi formées peuvent être précipitées et recueillies par des filtres de grades médicaux ayant des pores aussi petits que $0.1 \mu m$. La purification physique se fait par le contrôle du diamètre de gouttelettes de C_4F_{10} . En effet, étant donnée la portée d'environ $30 \mu m$ des particules α , l'augmentation du volume de gouttelettes augmente la distance moyenne entre ces mêmes gouttelettes pour une masse active donnée et réduit ainsi la probabilité qu'une particule α pénètre dans une gouttelette et y dépose suffisamment d'énergie pour déclencher une transition de phase.

$$\varepsilon = \frac{3}{2} \delta \frac{R_\alpha}{\phi_{gout}} \quad (1.12)$$

L'équation 1.12 représente l'efficacité de détection des particules α , R_α représente la portée des particules α dans le milieu, ϕ_{gout} est le diamètre des gouttelettes et le facteur δ représente l'efficacité de détection du signal produit par la transition de phase causée par une particule α . La connaissance de cette efficacité est très importante comme les particules α sont la principale source de bruit de fond provenant de l'intérieur même des modules de détection. En effet, les traces d'uranium et de thorium naturellement présentes dans l'environnement deviennent d'importantes sources de contamination dans l'environnement ultra-propre d'un module de détection PICASSO.

La figure 1.14 présente les énergies seuil du ^{19}F en fonction de la température d'opération du détecteur. On voit que PICASSO utilise un principe de détection qui élimine naturellement les rayons δ , γ ou encore les μ . Ce type de rayonnement provoque une transition de phase à partir de $55^\circ C$ et cette température n'est jamais atteinte lors de l'opération normale du détecteur.

L'exposition aux neutrons de basse énergie de ce programme de recherche sonde les énergies seuils faibles. Ceci permet de vérifier la forme de la courbe (figure 1.14) jusqu'à une température de $60^\circ C$.

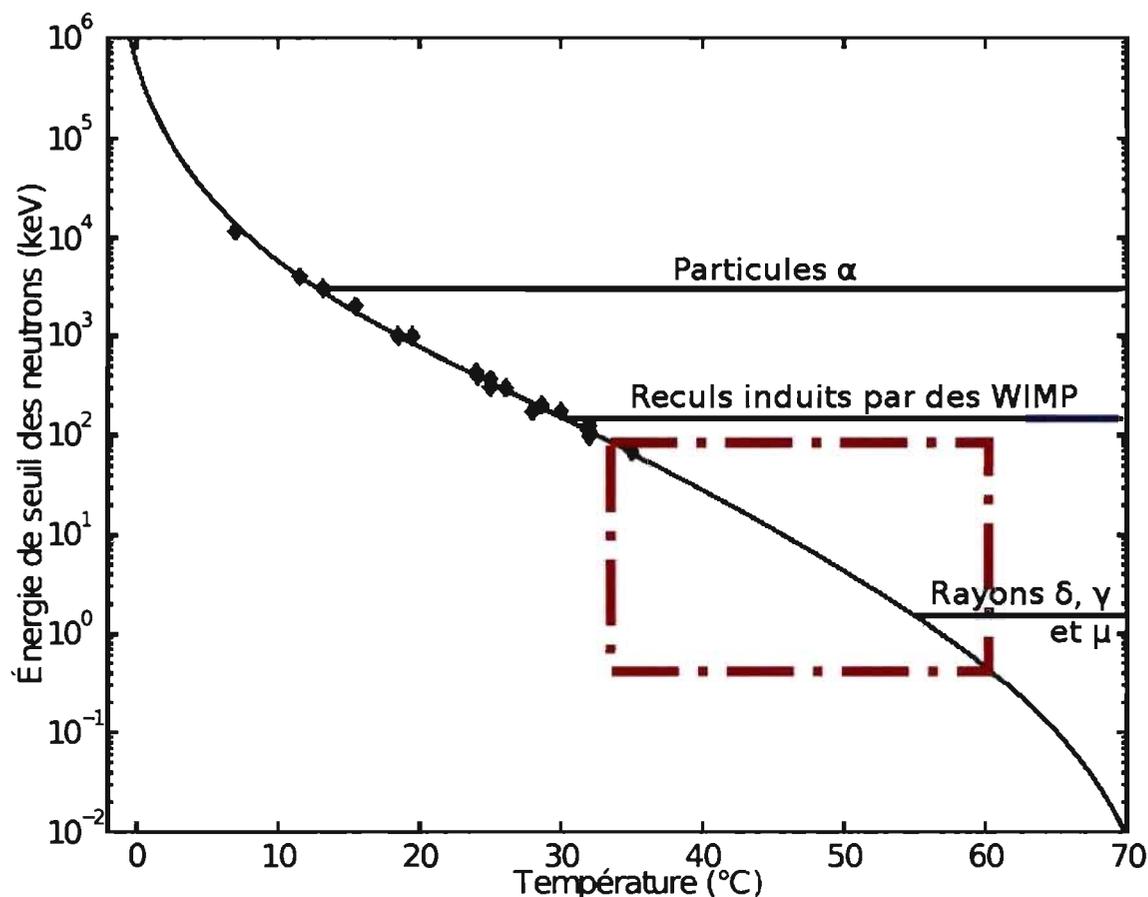


Figure 1.14 – Sensibilité du détecteur PICASSO en fonction de la température d’opération. Le détecteur PICASSO étant un détecteur à seuil, sa sensibilité aux différentes particules dépend de la quantité d’énergie déposée dans une gouttelette par chaque type de particule. Les rayons δ , γ et les muons étant des particules au minimum d’ionisation, leur perte d’énergie est considérée comme faible et le détecteur doit donc être opéré à haute température pour y être sensible. Quant au dépôt d’énergie des particules α , il est considérablement plus élevé et le détecteur y est donc sensible sur toute la gamme des températures auxquelles nous opérons. La zone à l’intérieur du rectangle tireté rouge est la zone à l’étude dans le présent travail. Les valeurs existantes ont été déterminées par Nadim Boukhira [3].

1.5 PICASSO à SNOLab

Le centre d’opération du projet PICASSO est situé à SNOLab dans la mine de nickel Creighton, propriété de la compagnie Vale-INCO. Le laboratoire est situé à 2073 m

(6800') sous le niveau de la terre. Ceci a pour effet de fournir une protection contre les rayons et les muons cosmiques qu'il est impossible de reproduire dans un laboratoire à la surface. Le flux de muons cosmiques à la surface de la Terre est de $60 \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$. Ce flux de muons crée des neutrons cosmiques en interagissant dans l'atmosphère. Nous sommes donc limités par le flux de neutrons cosmiques à la surface ($1.24 \times 10^{-4} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$) pour la mesure des bas taux de comptage des modules de détection ; les modules sont insensibles aux muons et aux autres particules au minimum d'ionisation.

Comme le type de minerai affecte grandement la protection contre les radiations, la mesure de profondeur est normalisée en la rapportant sur l'épaisseur d'eau qui serait nécessaire pour reproduire une protection équivalente. Avec cette normalisation, le SNO-Lab se retrouve une profondeur équivalente à 6010 m d'eau.

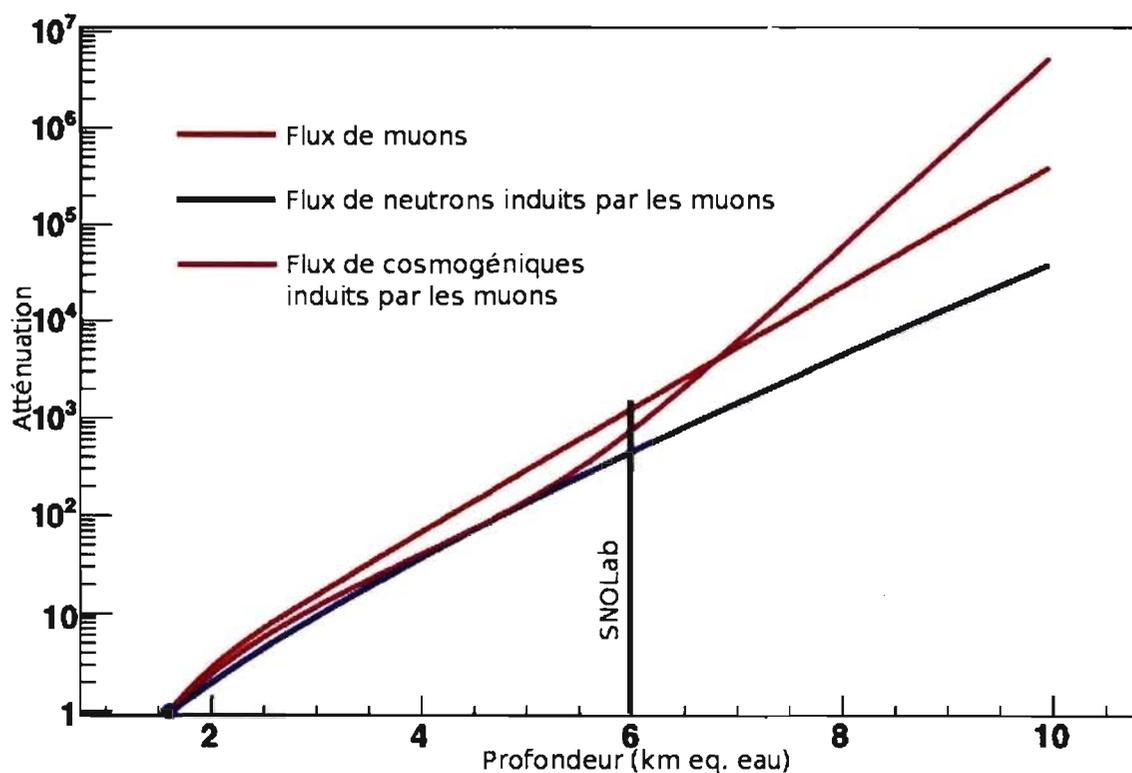
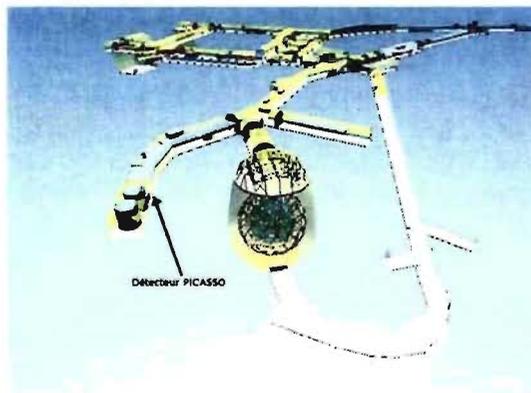


Figure 1.15 – Atténuation des flux de particules au SNO Lab

Par exemple, le bruit de fond qui limite le taux de comptage que nous pouvons atteindre à Montréal est de 0.07 événement par gramme de masse active par heure de mesure.

Comparativement, à SNOLab, un même module peut atteindre un taux aussi bas que $0.005 \text{ g}^{-1} \text{ h}^{-1}$. SNOLab est un laboratoire ultra-propre [31] de classe 2000 qui nous permet aussi de nous assurer que les efforts de purification investis lors de la fabrication des détecteurs ne soient pas vains. Le rang de propreté 2000 signifie qu'il y a moins de 2000 particules de $5 \mu\text{m}$ ou plus par pied cube d'air. Cette classe se traduit aussi par moins de $0.1 \mu\text{g}$ de poussière par centimètre carré de sol par année.

L'objectif de la phase actuelle du projet est de placer 3 kg de masse active dans notre montage sous-terrain. Ceci se fera par l'installation de 32 détecteurs de 4.5 L tel que présenté dans la figure 1.16.



(a) Diagramme de l'emplacement de la structure



(b) Structure contenant la phase en cours du projet PICASSO

Figure 1.16 – PICASSO à SNOLab. L'image de gauche montre l'emplacement du détecteur PICASSO dans la zone d'entreposage de l'eau lourde de SNO et la photo de droite montre le détecteur lui-même ; on y voit seulement la structure et le bouclier d'eau

La première phase d'opération de PICASSO [12] comptait 3 détecteurs de 1 L chacun avec des gouttelettes d'un diamètre moyen de $10 \mu\text{m}$. La masse active totale de cette phase était de $19.4 \pm 1.0 \text{ g}$. La contamination interne des détecteurs était de 10^{-10} grammes d'uranium ou de thorium par gramme de détecteur. On peut voir la courbe d'exclusion qui a été tirée de cette phase expérimentale à la figure 1.17. La courbe rouge est la courbe calculée à partir des trois détecteurs de 1 L . Les résultats obtenus durant cette phase ont été publiés dans *Physics Letters B* [12]. La courbe de la phase *Ib* est une

projection de ce que devrait être l'exclusion produite par la phase actuelle de projet.

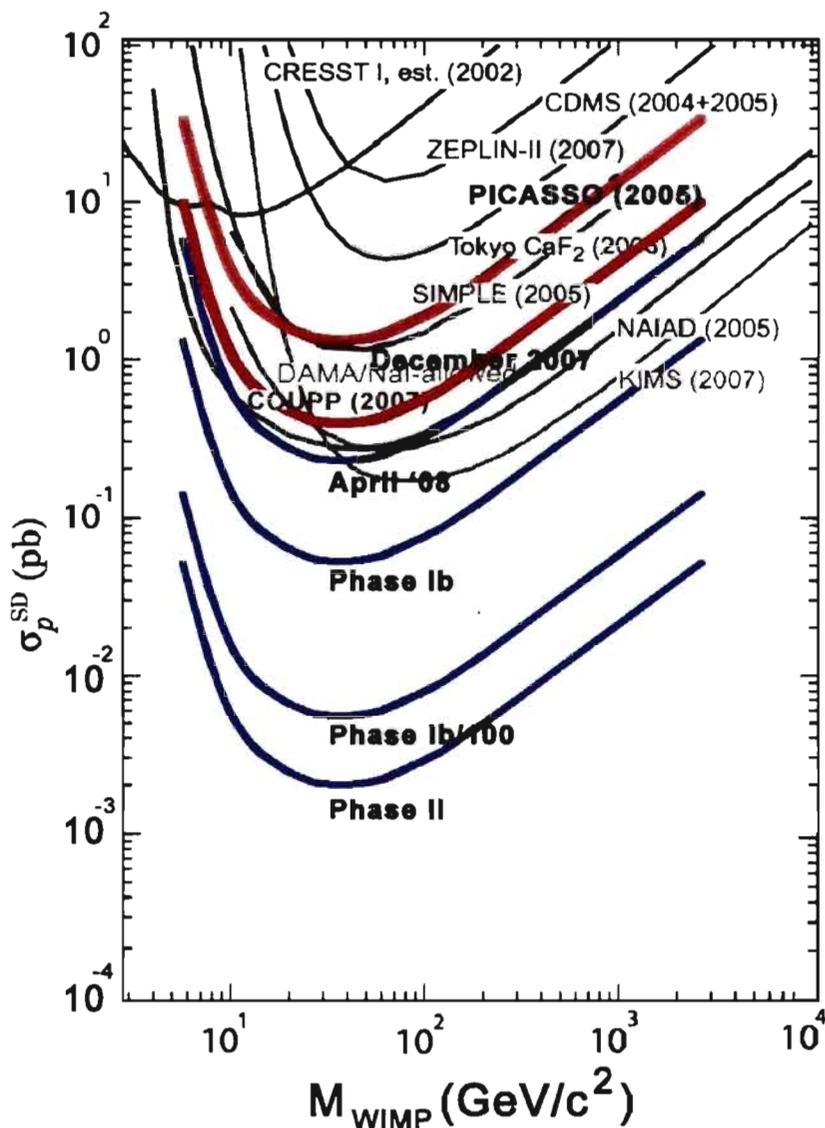


Figure 1.17 – Courbes d'exclusion obtenues et prévues pour les différentes phases du projet PICASSO et d'autres expériences de recherche de la matière sombre.

Les projections des phases *Ib/100* et *II* tiennent pour acquis des contaminations de $10^{-13} \text{ g(U, Th)g}^{-1}(\text{détecteur})$ et $10^{-15} \text{ g(U, Th)g}^{-1}(\text{détecteur})$ respectivement. La phase *Ib/100* implique la réduction du bruit de fond actuel par un facteur 100. Ceci permet de prolonger la vie de l'infrastructure existante tout en augmentant la qualité des

résultats. La dernière phase nécessite le développement et l'utilisation de détecteurs de 30 L contenant chacun en moyenne 400 g de masse active. Le tableau 1.2 présente bien les différentes phases du projet de recherche PICASSO. Nous procédons présentement à l'installation et à l'opération de la phase *Ib*¹.

Phase	Masse active	Exposition	Bruit de fond
<i>Ia</i>	20 g	2 kg d	480 kg ⁻¹ d ⁻¹
<i>Ib</i>	2.6 kg	700 kg d	80 kg ⁻¹ d ⁻¹
<i>Ib/100</i>	2.6 kg	700 kg d	0.8 kg ⁻¹ d ⁻¹
<i>II</i>	25 kg	7 000 kg d	0.08 kg ⁻¹ d ⁻¹

Tableau 1.2 – Différentes phases du projet PICASSO

La recherche et le développement sont toujours en cours afin de créer un détecteur plus propre, plus gros et un système d'acquisition et de contrôle pour lire un nombre grandissant de canaux de données. Ceci n'est pas une mince tâche car une simple opération d'échelle n'est pas possible pour passer de 2.6 kg à 25 kg de masse active. Les efforts conjoints et soutenus de tous les collaborateurs mèneront certainement à de futurs résultats très compétitifs dans le domaine de la recherche de la matière sombre.

¹Au moment du dépôt de ce mémoire, 24 des 32 détecteurs sont en opération à SNOLab

CHAPITRE 2

LE FAISCEAU DE NEUTRONS

Le projet PICASSO doit pouvoir détecter des reculs de très faibles énergies [38] : en deçà de 100 keV. Cette gamme d'énergie de recul doit donc être sondée le plus précisément possible afin que la réponse du détecteur soit bien connue pour retirer une information pertinente des données prises à SNOLab. Cette caractérisation peut se faire en laboratoire, sous des conditions connues et contrôlables, par la production de neutrons mono-énergétiques. L'utilisation de l'accélérateur Tandem de l'Université de Montréal permet la production de neutrons par le bombardement de cibles métalliques par des protons. Le choix des cibles s'est fait en fonction de différentes résonances de production de neutrons d'énergies intéressantes.

2.1 L'interaction des neutrons pour étudier la matière sombre

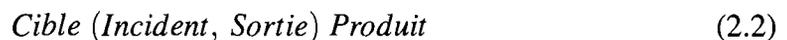
Les réactions mettant en jeu le neutron peuvent être sous forme de collision ou d'absorption. Les collisions peuvent être élastiques ou inélastiques. L'absorption, quant à elle, peut être ou non suivie par l'émission de rayonnement.

2.1.1 La production de neutrons

La production de neutrons à l'aide de cibles se fait par la réaction générale :



aussi notée :



Habituellement, la particule incidente et celle à la sortie sont des nucléons légers tandis que la cible et le produit sont des éléments plus lourds, par exemple, ${}^7\text{Li}$ ou encore

⁵¹V. Lorsqu'une particule incidente d'énergie donnée interagit avec la cible, plusieurs réactions différentes peuvent se produire selon l'énergie de la particule incidente. La réaction peut produire une *Sortie* et un *Produit* qui peuvent être dans des états d'excitation quantique selon l'énergie de la particule incidente. Une réaction possède donc plusieurs canaux résultants. Selon le principe de conservation de l'énergie, il faut que :

$$K_i - E_{cible} - E_{incident} + E_{cible}^* + E_{incident}^* = K_f - E_{sortie} - E_{produit} + E_{sortie}^* + E_{produit}^* \quad (2.3)$$

où K_i et K_f sont les énergies cinétiques initiale et finale dans le référentiel du centre de masse, E est l'énergie de liaison des éléments en jeu et E^* est l'énergie d'excitation de ces mêmes éléments. Habituellement [49], comme dans le travail présent, E_{cible}^* , $E_{incident}^*$, E_{sortie}^* , $E_{incident}$ et E_{sortie} sont toutes des quantités nulles. La cible est dans son état fondamental et les particules incidentes et de sortie sont des nucléons et n'ont donc aucune énergie de liaison ni d'excitation. La Q -value pour la réaction *Cible (Incident, Sortie) Produit* peut donc être définie comme

$$Q = E_{sortie} + E_{produit} - E_{cible} - E_{incident} \quad (2.4)$$

Une Q -value positive signifie que la réaction est spontanée, ou exothermique. Elle se produira sans apport supplémentaire d'énergie. Une Q -value négative dénote, pour sa part, une réaction endothermique nécessitant un apport d'énergie pour avoir lieu. L'énergie nécessaire pour amorcer la réaction doit être fournie par la quantité d'énergie cinétique initiale K_i de l'équation 2.3.

La production de neutrons par bombardement de protons se fait toujours par une réaction endothermique avec un seuil énergétique minimal de 0.8 MeV [45]. La réaction fictive $Y(p,n)Z$ le démontre. La différence des masses du proton et du neutron est de 1.3 MeV et $M_Y - M_Z$ doit être inférieure à 511 keV , la masse de l'électron, sinon Y devrait se désintégrer spontanément par émission β . Donc de par la définition de la Q -value de l'équation 2.4, il faut que $|Q| > 0.8 \text{ MeV}$. Pour convertir ceci en énergie cinétique du proton incident, il faut utiliser la relation 2.5.

$$K_p = \frac{M_Y + m_p}{M_Y} |Q| > 0,8 \text{ MeV} \quad (2.5)$$

Les énergies de seuil plus typiques se situent entre 1 et 3 *MeV*. Par exemple, la réaction ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ utilisée pour l'étalonnage de l'accélérateur possède un seuil de 1.88 *MeV*.

2.1.2 L'absorption

Lorsqu'un neutron interagit avec un noyau, le neutron peut être absorbé par le noyau. Le noyau peut alors soit se scinder en deux ions lourds, soit émettre un proton ou une particule α . Cette réaction nécessite une énergie du neutron incident d'au moins un ordre de grandeur au-dessus de la plus haute énergie de neutron que nous étudierons. Cette réaction ne sera donc pas produite par les manipulations en cause ici.

Lors de l'absorption d'un neutron, il peut aussi y avoir émission d'un γ . La sensibilité du détecteur PICASSO aux γ est négligeable sauf à haute température (figure ??). Étant donné le faible dépôt d'énergie des γ comparativement aux ions, le détecteur peut être considéré comme étant insensible aux γ en ce qui concerne nos applications.

2.1.3 La collision

La collision élastique laisse le neutron et le noyau intacts et implique seulement un transfert d'énergie. La collision inélastique laisse le noyau cible dans un des ses états excités. Pour atteindre un niveau d'excitation, l'énergie disponible à la réaction dans le référentiel du centre de masse doit être égale ou supérieure à l'énergie du niveau en question. Les noyaux de ${}^{19}\text{F}$ et de ${}^{12}\text{C}$ ont leur premier niveau d'excitation à 1.5 *MeV* et 4.3 *MeV* respectivement. Cette gamme d'énergie ne sera jamais disponible dans nos manipulations.

La collision élastique laisse le noyau dans son état fondamental mais le fait reculer avec une fraction de l'énergie incidente du neutron. Ce type de réaction ne requiert pas d'énergie minimale et sera donc la seule réaction qui nous permettra d'étudier les reculs dans le détecteur PICASSO.

2.1.4 Dynamique de la collision élastique

Comme l'énergie des neutrons produits est un ordre de grandeur au-dessous du MeV, le neutron peut être considéré comme étant non-relativiste. Ceci implique que la mécanique des collisions peut être appliquée à la réaction. L'énergie de recul du noyau prend donc la forme

$$E_{recul} = 2 \frac{m_n}{m_{noyau}} \frac{1 - \cos\theta}{\left(1 + \frac{m_n}{m_{noyau}}\right)^2} E_n \quad (2.6)$$

où E_{recul} est l'énergie de recul du noyau, m_n et m_{noyau} sont les masses du neutron et du noyau respectivement, θ est l'angle de diffusion du neutron dans le centre de masse et E_n est l'énergie du neutron.

Les énergies de recul maximales des noyaux de fluor et de carbone peuvent donc facilement être évaluées ; l'énergie maximale pour le noyau de ^{12}C est de $0.248 E_n$ et de $0.19 E_n$ pour le ^{19}F . La distribution angulaire peut être considérée comme étant isotrope jusqu'à des énergies de neutrons dans le voisinage de 500 keV , bien au-delà des énergies que nous allons explorer.

L'énergie maximale produite par l'atome de carbone est plus élevée que celle produite par le fluor, alors pourquoi porter autant d'attention aux noyaux de fluor ? En observant les sections efficaces des collisions élastiques neutron sur fluor et neutron sur carbone à la figure 2.1, il est clair que la section efficace sur le fluor est plus élevée que celle sur le carbone.

Par la figure 2.1, la réaction neutron-fluor est fortement favorisée. Ceci n'interdit pas que le recul d'un noyau de carbone pourrait causer un événement mais ces reculs sont trop peu nombreux comparativement à ceux des atomes de fluor.

2.1.5 La relation avec la matière sombre

L'utilité des neutrons pour simuler la matière sombre vient du fait que les événements sont causés par le recul d'un noyau, peu importe la provenance de l'énergie incidente. Avec l'hypothèse que la masse du neutralino se situe entre 10 GeV et 1 TeV [22], et

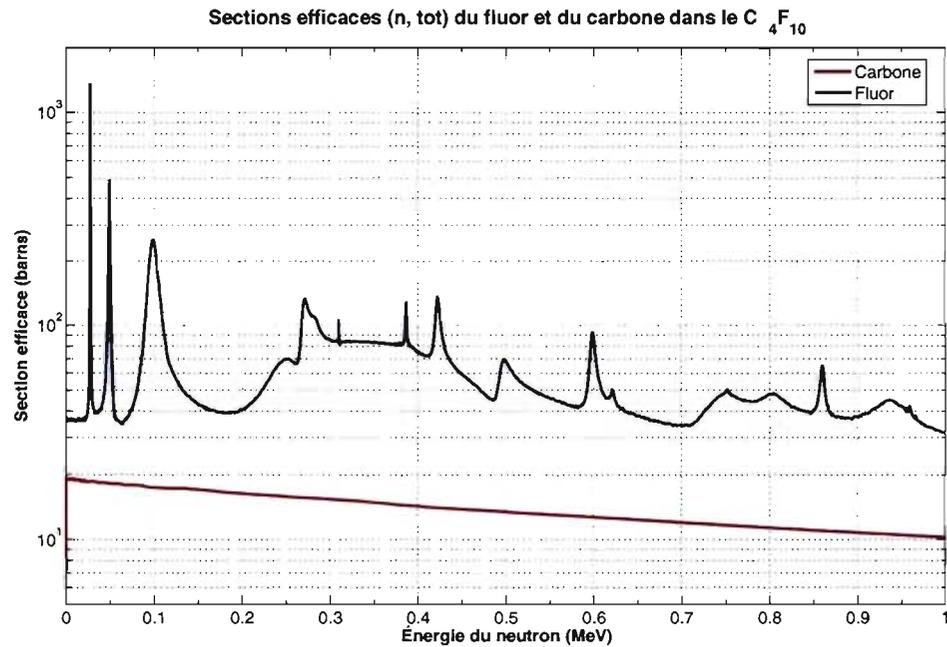


Figure 2.1 – Les sections efficaces élastiques totales du neutron sur ^{19}F et ^{12}C [36]

en substituant ces valeurs dans l'équation 2.6, un neutralino de 10 GeV provenant du halo galactique causera un recul maximal du fluor de 4 keV tandis qu'un neutralino d'une masse de 1 TeV causera un recul de 30 keV . Ces deux énergies de recul sont produites par des neutrons incidents de 21 keV et 158 keV respectivement. Il suffit donc de bombarder un module de détection PICASSO avec des neutrons ayant une énergie contenue dans cette plage afin de recréer la dynamique du neutralino.

2.2 La production de neutrons

Nous avons établi que le neutron pouvait reproduire fidèlement le comportement dynamique du neutralino. Nous devons donc produire des neutrons pour vérifier la réponse attendue du détecteur. La production se fait par le bombardement de cibles par des protons à l'aide d'un accélérateur Tandem. Les deux cibles retenues sont le lithium et le vanadium.

2.2.1 L'accélérateur Tandem

L'accélérateur Tandem [4] de l'Université de Montréal est un accélérateur de type Van de Graaff. L'accélérateur se sépare en deux parties principales : l'injecteur et le Tandem.

L'injecteur (figure 2.2) est responsable de la production des ions à accélérer. L'injecteur du laboratoire est un système à double sources.

La source duoplasmatron est utilisée pour la production du faisceau de protons. Étant une source gazeuse, sa durée de vie est proportionnelle au volume de gaz disponible et sa stabilité est assurée tant que du gaz, dans le cas présent, H_2 , y est injecté. Son opération se base sur une décharge en deux étapes. La région A de la figure 2.3 est le lieu de la première décharge ; elle est produite par des électrons émis par thermo-ionisation d'un filament. Les électrons sont dirigés vers la région B, qui contient le gaz, par un champ magnétique de confinement. Le gaz ionisé entame la seconde décharge entre l'anode et l'électrode intermédiaire. Comme l'anode est maintenue à un potentiel de -20 kV , les ions sont dirigés vers la plaque d'extraction qui est maintenue à la masse. La source duoplasmatron produit un courant typique de $35\ \mu\text{A}$.

Le faisceau est ensuite acheminé vers l'aimant d'analyse comme montré à la figure 2.4.

L'analyse de masse du faisceau injecté se fait par le biais d'un aimant d'analyse de 90° breveté. L'aimant peut guider deux sources différentes d'ions vers une même sortie, les fentes de définition de masse.

La prochaine étape dans l'accélération du faisceau vient sous la forme de la lentille de focalisation *Q-snout*. Il est représenté à la figure 2.5.

La lentille *Q-snout* sert à focaliser les ions négatifs vers le tube d'accélération du Tandem. Le système de la lentille *Q-snout* permet la focalisation à partir des fentes de définition de masse qui sont situées à l'extérieur de la chambre pressurisée. Le système de la lentille de focalisation *Q-snout* peut être opéré sur une large plage de voltage du terminal sans affecter de manière significative la transmission du courant à travers le tube d'accélération. Le système de la lentille de focalisation *Q-snout* est formé d'un cylindre

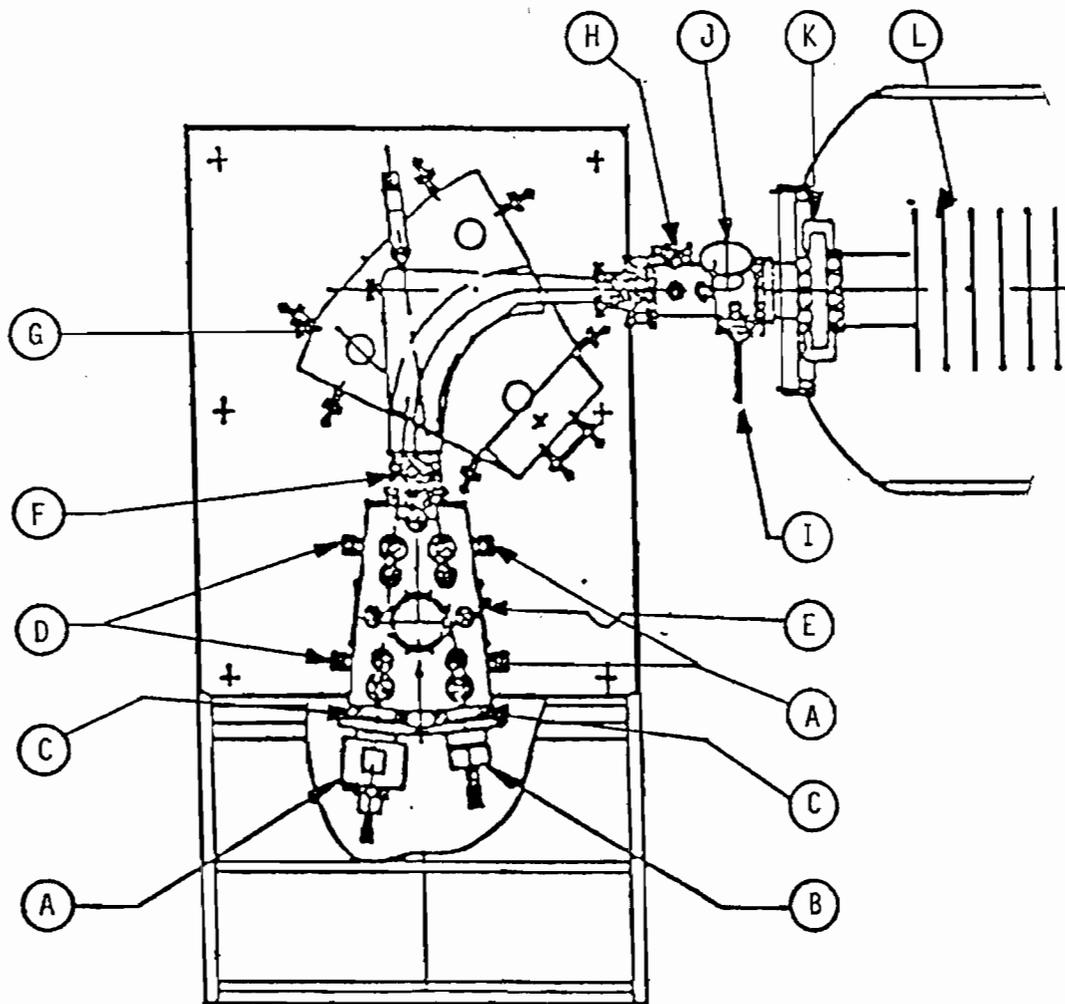


Figure 2.2 – Diagramme de l'injecteur | A - Source d'ions par pulvérisation 860A, communément appelée *cathode sputtering* | B - Source d'ions duoplasmatron | C - Valve manuelle | D - Lentilles Einzel | E - Canal d'échange de charge au lithium | F - Guide faisceau | G - Aimant d'analyse | H - Fente de définition de masse | I - Cage de Faraday rétractable | J - Analyseur de profil du faisceau | K - Lentille de focalisation *Q-snout* | L - Tube d'accélération

métallique à l'entrée du tube d'accélération et il est alimenté par un générateur externe. Le cylindre de la lentille de focalisation *Q-snout* procure un environnement équipotentiel qui annule les effets de bord des premières sections actives du tube d'accélération. À la sortie de la lentille de focalisation *Q-snout*, le champ passe d'une valeur nulle à un

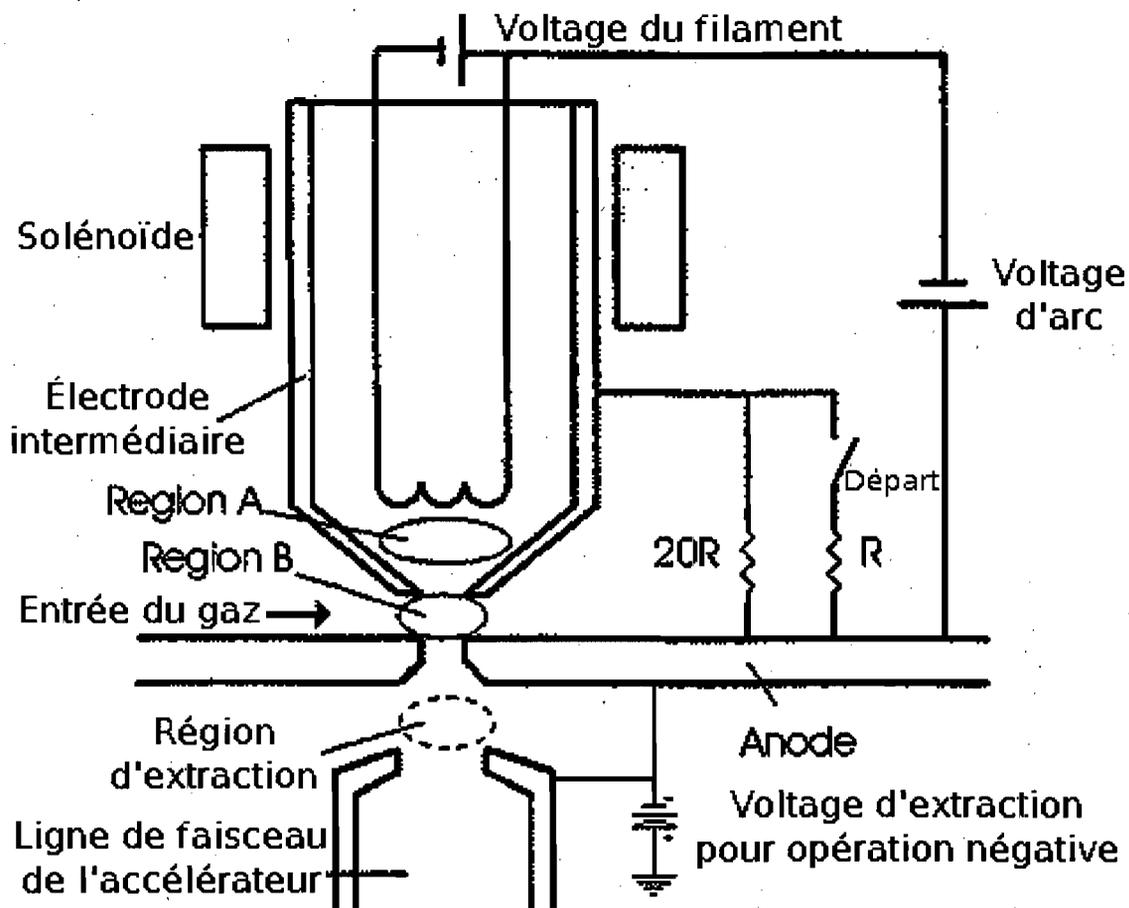


Figure 2.3 – Diagramme de la source duoplasmatron de l'injecteur

champ constant dans l'axe du faisceau. Ceci crée une lentille fortement convergente de distance focale

$$l_F = \frac{V}{E} \quad (2.7)$$

où l_F est la distance focale, V le potentiel d'accélération total précédant la lentille et E le gradient du champ électrique au-delà de la lentille. Le système de la lentille de focalisation *Q-snout* s'ajuste automatiquement au changement du voltage d'opération du terminal. Ceci fait en sorte que les ions qui en sortent ont toujours la bonne fraction de l'énergie finale visée afin que la focalisation soit toujours adéquate.

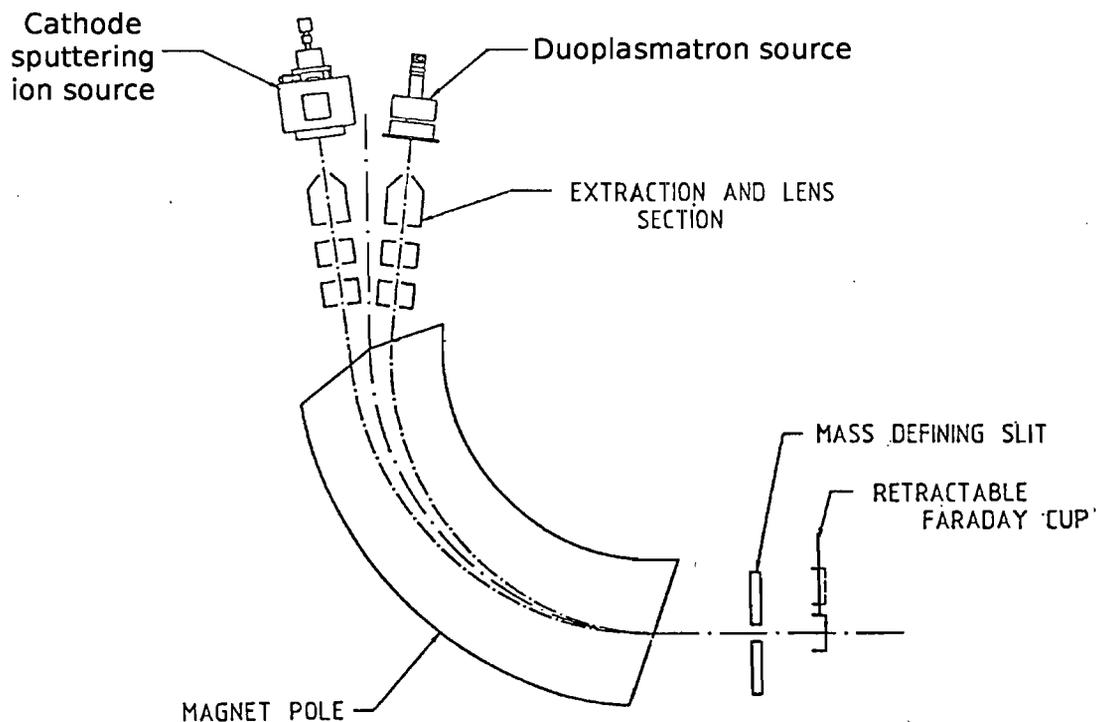


Figure 2.4 – Diagramme de l'aimant d'analyse

Le Tandem de l'Université de Montréal (figure 2.6) utilise le système *Pelletron* pour l'accumulation des charges. Ce système est illustré à la figure 2.7. Les chaînes du système *Pelletron* sont faites de pastilles métalliques reliées par des liens en nylon, comme sur la figure 2.8. La charge s'accumule par un régime d'induction qui n'a pas recours à des contacts de frottement ou à des décharges de corona comme le système Van de Graaff à courroies. Pour obtenir un terminal positif, l'électrode d'induction chargée négativement retire des électrons des pastilles tandis qu'elles sont en contact avec la poulie d'entraînement mise à la masse. Comme les pastilles sont toujours dans le champ d'induction lorsqu'elles quittent la poulie, elles demeurent donc chargées positivement. La chaîne transporte cette charge vers le terminal à haut voltage où le processus inverse se produit. Au terminal, la chaîne passe par une électrode de suppression chargée négativement, ce qui prévient la formation d'arcs électriques lorsque les pastilles entrent en

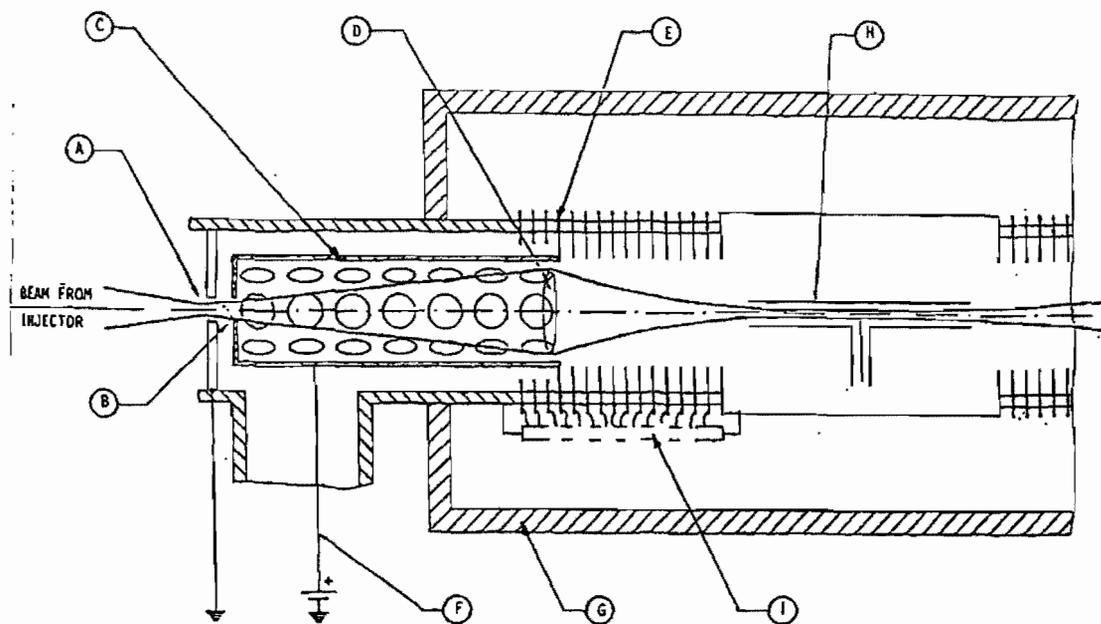


Figure 2.5 – Diagramme de la lentille de focalisation *Q-snout* | A - Fentes de définition de masse | B - Écart de l'accélérateur | C - Cylindre de la lentille de focalisation *Q-snout* | D - Région de transition de champ | E - Première section active du tube | F - Voltage variable | G - Chambre pressurisée | H - *Stripper* du terminal | I - Résistance de division de voltage

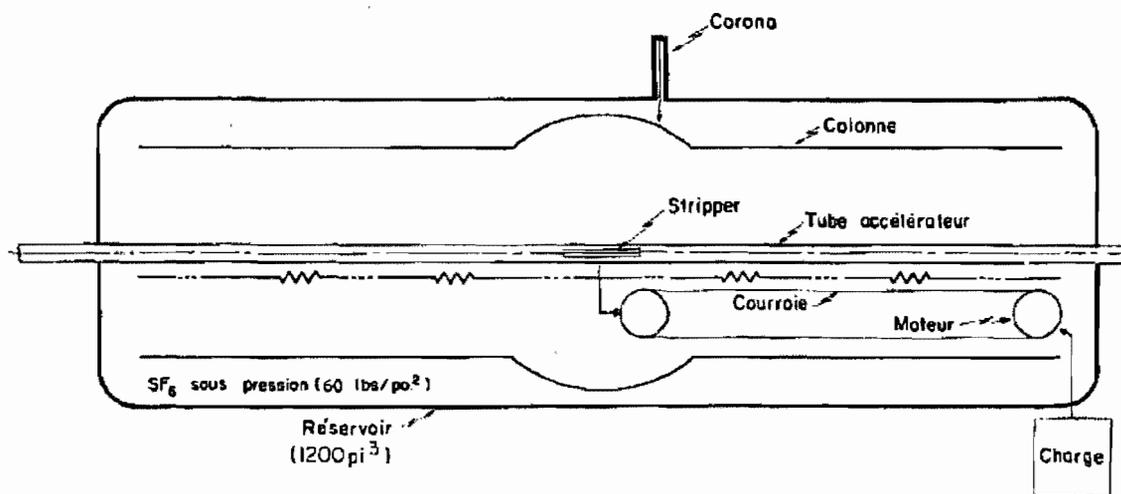


Figure 2.6 – Diagramme du Tandem

contact avec la poulie du terminal. Lorsque les pastilles quittent l'électrode de suppression, la charge s'écoule dans la poulie du terminal donnant ainsi une charge positive au terminal. Les petites poulies à l'intérieur du terminal servent à doubler le courant de chargement sans nécessiter l'installation de générateurs de potentiel à l'intérieur du terminal lui-même. Ces petites poulies viennent charger l'électrode qui lui est opposée. La chaîne produit un courant de charge typiquement entre 100 et 200 μA

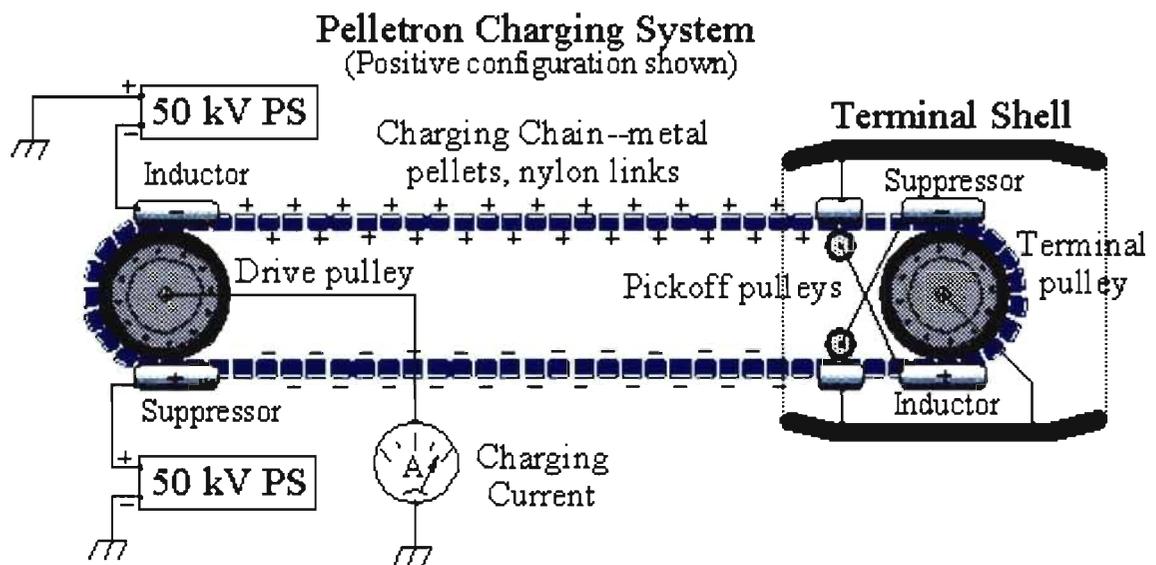


Figure 2.7 – Diagramme du système d'accumulation de charge *Pelletron*

Ce système de chargement à chaîne possède plusieurs caractéristiques avantageuses :

- Voltage stable à l'intérieur de $\pm 5 kV$
- Aucun dommage dû aux arcs électriques, protégé intrinsèquement
- Efficacité élevée
- Isolé de toute fluctuation dans le voltage du réseau d'alimentation
- Aucun équipement électronique d'analyse nécessaire
- Pratiquement insensible à l'humidité
- Longue vie utile (plus de 50 000 heures)
- Efficace jusqu'à plus de 30 *MV*

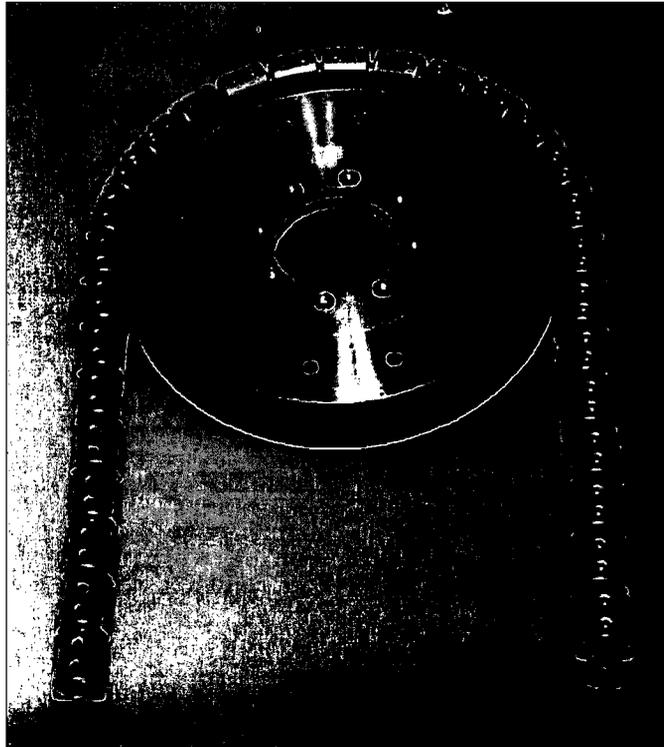


Figure 2.8 – La chaîne du système *Pelletron*

2.2.2 La cible de Lithium

La cible de lithium (${}^7\text{Li}$) produit la réaction présentée à l'équation 2.8.



Elle présente quelques avantages notables comme son seuil de réaction extrêmement franc à une énergie de proton de 1.88 MeV . Ce seuil très franc nous aide à étalonner notre accélérateur afin de nous assurer de la précision de l'énergie des protons que nous produisons. Un autre point fort de la cible de lithium est sa résonance unique à 2.28 MeV (figure 2.10); cette résonance produit des neutrons de 500 keV [52]. Ces neutrons sont assez énergétiques pour produire des événements à des températures qui ne risquent aucunement d'endommager le détecteur ou de le rendre sensible aux rayons γ

La cible de lithium possède une section efficace plusieurs ordres de grandeur plus

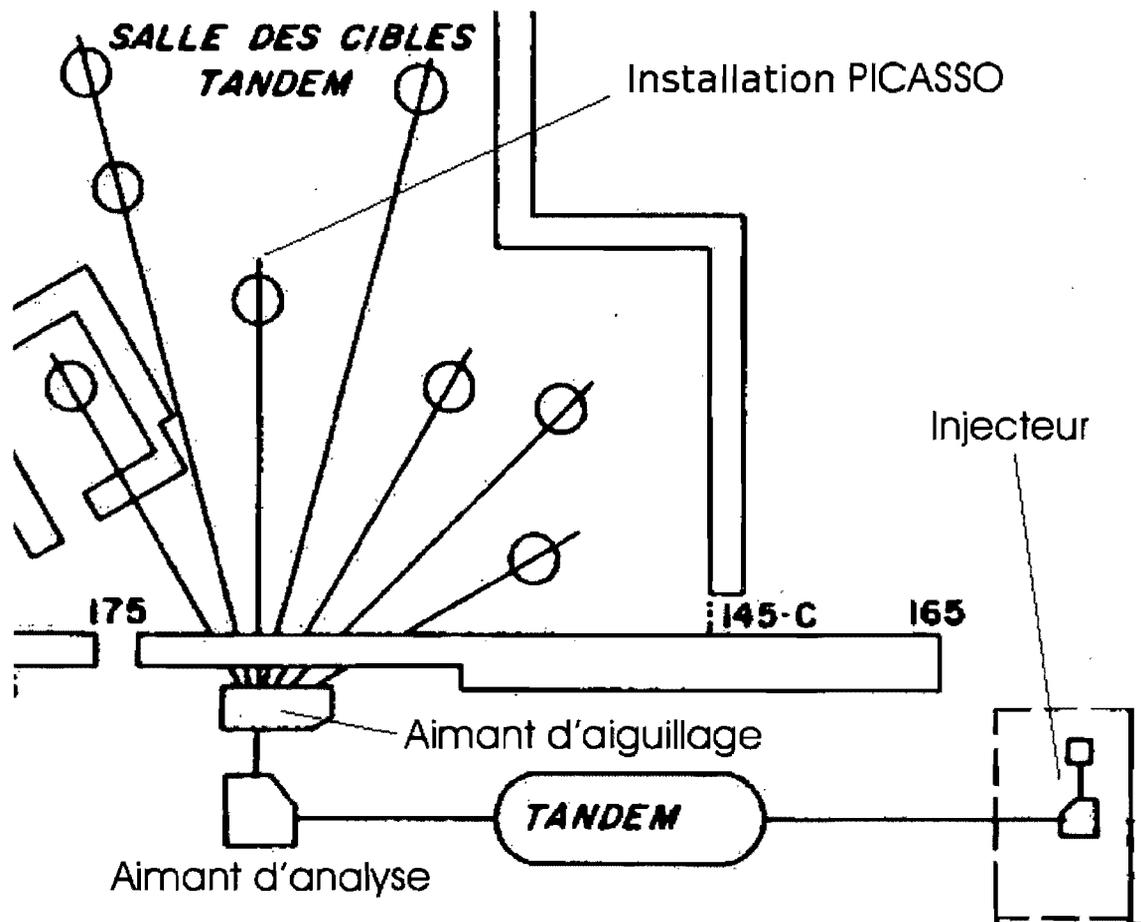


Figure 2.9 – Schéma des installations d'accélération à Montréal

élevée que les autres cibles que nous avons retenues. Ceci fait en sorte que la production de neutrons est facilitée et la caractérisation rapide d'un module devient alors facile.

2.2.3 La cible de Vanadium

La deuxième cible que nous avons choisie est le vanadium (^{51}V).



Cette cible possède plusieurs résonances très étroites et les neutrons que ces résonances produisent sont de basse énergie. La figure 2.11 montre bien les nombreux pics

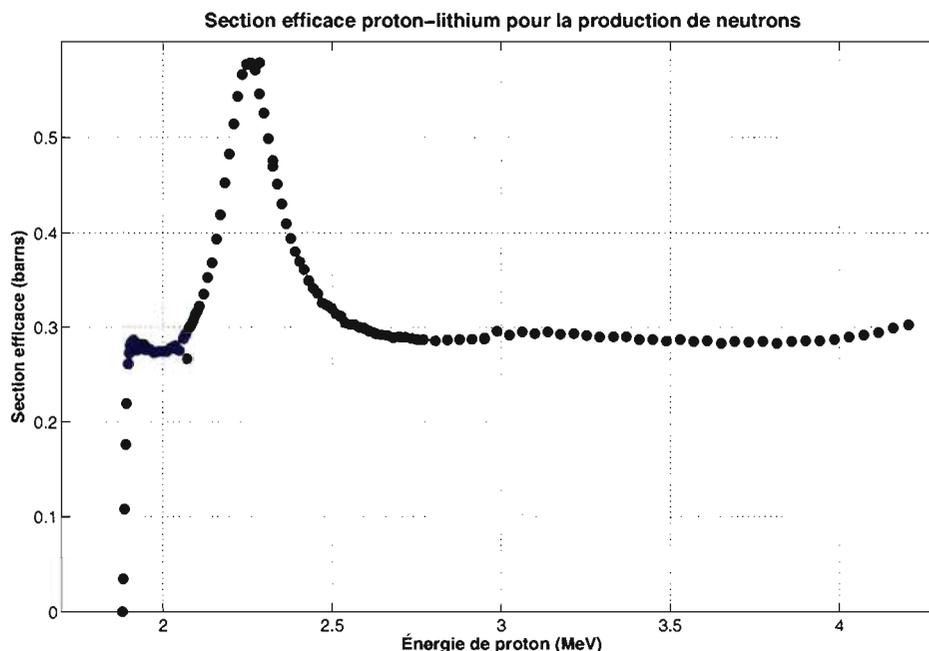


Figure 2.10 – Section efficace de la réaction ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ [36]

de résonances.

Le tableau 2.1 explicite les valeurs des énergies pour les résonances numérotées à la figure 2.11. La précision et la stabilité de l'accélérateur Tandem sont requises ici plus qu'ailleurs en vue du fait que les résonances sont très étroites et très rapprochées les unes des autres.

Le désavantage principal de la cible de vanadium est sa faible section efficace. La production de neutrons est plutôt lente comparativement à celle obtenue avec d'autres cibles que nous possédons. Néanmoins, la cible de vanadium nous permet de sonder les énergies de neutrons les plus intéressantes : celles qui reproduisent les interactions que ferait le neutralino dans notre détecteur.

Le Tandem et le compteur ${}^3\text{He}$ ont été utilisés pour vérifier la forme de ces résonances. Le champ de l'aimant d'analyse de l'accélérateur était augmenté par étapes de 1 G et la charge accumulée lors de chacune des mesures était de 1.5×10^6 nC.

La figure 2.12 montre que les résonances attendues sont bien reproduites par les

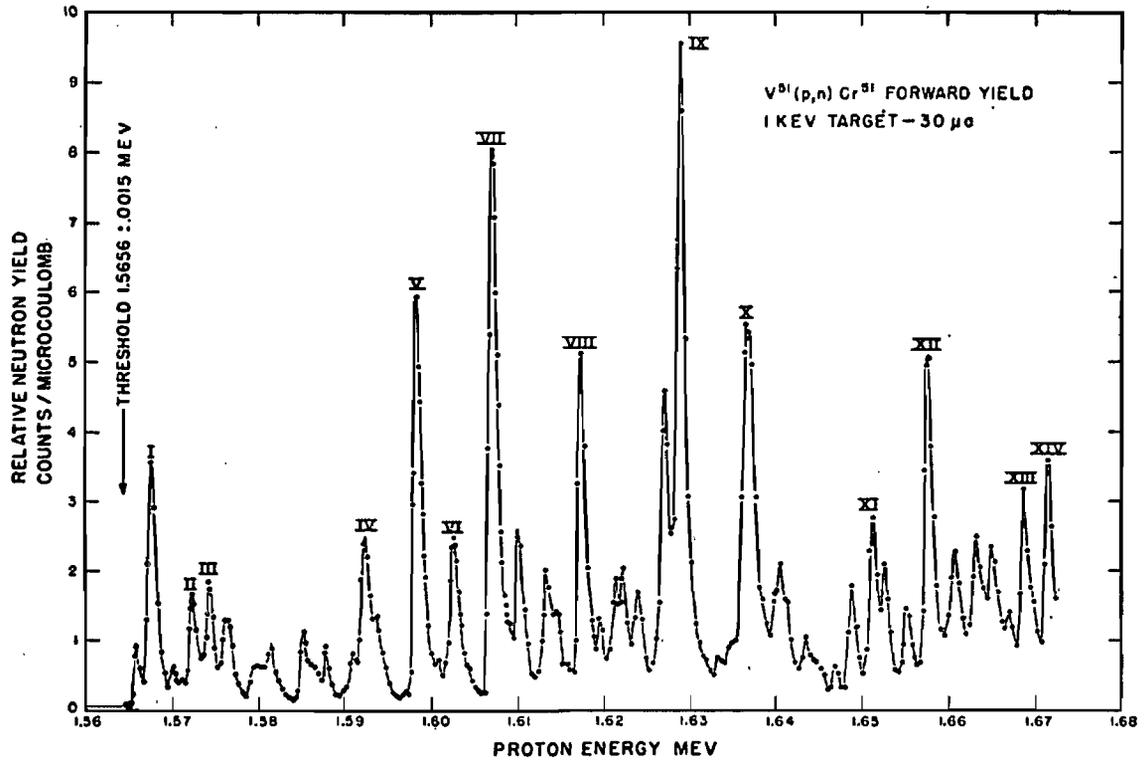


Figure 2.11 – Production de neutrons par une cible de ^{51}V

installations disponibles à Montréal. La courbe sur les points mesurés à Montréal sert de guide pour l'oeil afin de mieux comparer les deux séries de données. Avec cet exercice, la précision de l'aimant d'analyse a pu être établie. Les énergies de protons couvertes s'étendaient sur une plage de 45 keV et le champ magnétique a été modifié de 29 G. Ceci donne une précision de 1.6 keV G^{-1} . Comme l'aimant est stable à l'intérieur de $\pm 0.1 \text{ G}$, l'énergie de proton est stable à l'intérieur de $\pm 0.2 \text{ keV}$.

2.2.4 Le montage du module

Le montage utilisé pour opérer le module se veut une réplique aussi fidèle que possible des conditions du détecteur PICASSO à SNOLab. Il contient tous les mêmes éléments de contrôle : système de contrôle de la température, système de contrôle de la pression, système d'acquisition de données.

Résonance	E_p (MeV)	E_n (keV)
I	1.568	4.8
II	1.573	11.3
III	1.575	13.6
IV	1.592	34
V	1.598	40
VI	1.603	45
VII	1.607	50
VIII	1.617	61
IX	1.629	74
X	1.637	82
XI	1.651	97
XII	1.658	104
XIII	1.669	116
XIV	1.672	119

Tableau 2.1 – Différentes résonances de la réaction $^{51}\text{V}(p,n)^{51}\text{Cr}$

Le contrôle de la température est assuré par une chambre thermiquement isolée (figure 2.13). La température à l'intérieur est maintenue constante grâce à quatre jonctions Peltier contrôlées électroniquement par un ordinateur. L'utilisation de jonctions Peltier donne la capacité de refroidir et de chauffer le module seulement en inversant la polarité du courant dans les jonctions. La plage des températures stables va de 14°C à 60°C . La stabilité de la température est de $\pm 0.2^{\circ}\text{C}$.

Le système de contrôle de la pression (figure 2.14) est, pour sa part, une copie exacte de celui en place à SNOLab (voir l'annexe I). Le système est alimenté par une bouteille d'azote qui applique la pression sur un diaphragme qui pousse à son tour l'huile minérale dans le module. Le système est entièrement contrôlable électroniquement par réseau car le régulateur de pression et la jauge électronique sont branchés sur une unité FieldPoint de National Instruments permettant la lecture et le contrôle par ordinateur. Le système peut se rendre à une pression de 8 bars mais nous la limitons ici à 6 bars pour éviter la fatigue mécanique du contenant du module.

Le système d'acquisition des données est la première génération du système actuel

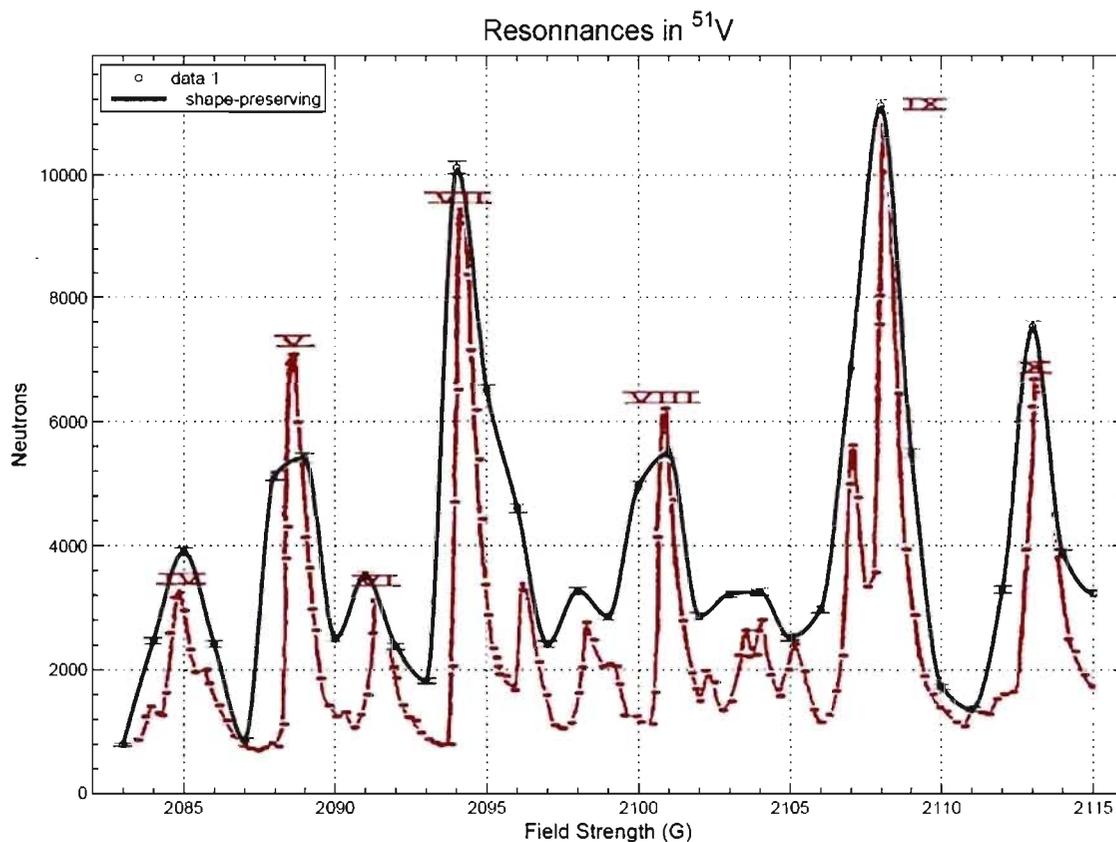


Figure 2.12 – Résonances de la cible de ^{51}V telles que publiées dans [40], en rouge, comparées aux mesures faites au Tandem à Montréal, en noir [2]

qui avait été utilisé au début de la présente phase à SNOLab (figure 2.15). Ce système peut lire jusqu'à 36 canaux acoustiques simultanément et numérise les ondes à une cadence de 1 MHz . La fenêtre de temps acquise à chaque événement contient 4096 points étalés sur 4 ms .

2.3 Le module de détection expérimental

En raison de la quantité de masse active dans un module de production PICASSO ($\sim 80 \text{ g}$), il faut utiliser une version à échelle réduite pour effectuer les mesures. Le taux de comptage d'un module de production soumis à un flux de neutrons comparable serait tel que le système d'acquisition aurait beaucoup de temps mort. La possibilité de

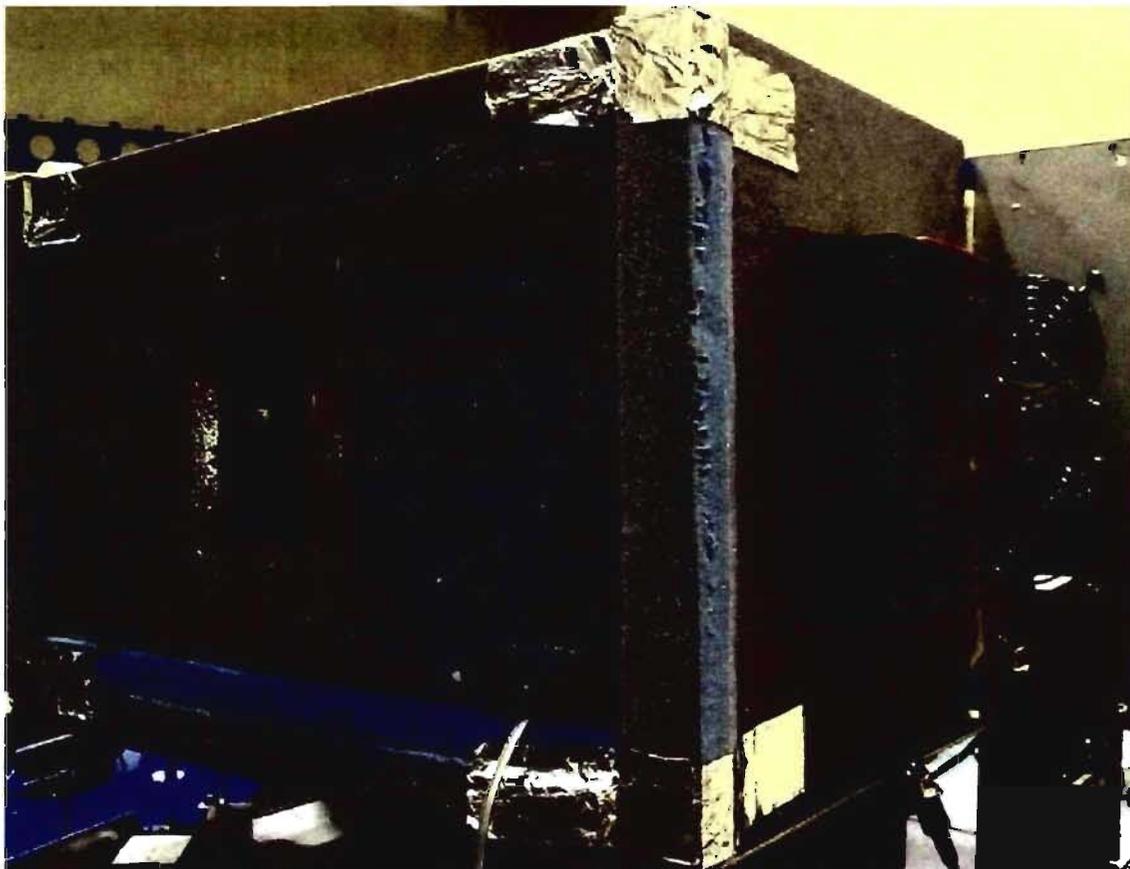


Figure 2.13 – Chambre isotherme dans laquelle est placé le petit module de détection. Le module est placé derrière trois minces feuilles de *Mylar*TM qui permettent le passage des neutrons sans modifier significativement leur énergie. La chambre est suffisamment volumineuse pour y placer un module de production de 4.5 L si désiré.

placer le module de production plus loin afin de réduire le flux entraîne des problèmes d'atténuation et de diffusion des neutrons produits. Un petit module de 63 mL de volume a donc été produit. Ce module (2.16) contient seulement 1.1 g de C_4F_{10} . Son taux de comptage est donc encore en deçà de la limite du système d'acquisition des données qui est d'environ dix événements par seconde.

Ce module est produit par la même technique utilisée pour la production des modules de mesure installés à SNOLab [39]. Ceci nous assure que les résultats obtenus par ce petit module expérimental peuvent être appliqués à la compréhension du comportement



Figure 2.14 – Système de contrôle de la pression. On y voit en haut, au centre, un bloc de distribution de la pression destiné à l’opération simultanée de plusieurs modules. En haut, à gauche, on aperçoit le régulateur électronique qui contrôle la pression de gaz appliquée sur le système. En bas, au centre, on observe l’accumulateur à diaphragme formant la frontière entre l’azote et l’huile minérale.

des modules de production. La seule différence de fabrication vient du fait que le petit module n’est pas soumis à toute la purification rigoureuse des modules de production de chaîne. La purification n’est pas nécessaire dans ce cas car nous ne sommes pas limités par le bruit de fond intrinsèque pour extraire un résultat ; nous produisons beaucoup plus d’événements par l’irradiation de neutrons que par la contamination interne.

2.4 Simulation Monte Carlo

Les simulations ont été effectuées en utilisant la boîte d’outils de simulation de phénomènes physiques de hautes énergies, Geant4. Cette structure de simulation, ayant fait ses preuves dans plusieurs domaines de la physique des hautes énergies, est par-

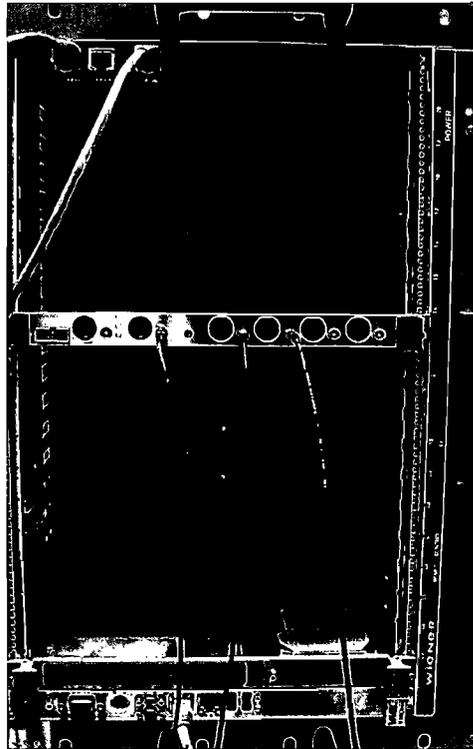


Figure 2.15 – Système d’acquisition des données. Tout en haut se trouve la carte qui distribue l’horloge cadencée à 1 MHz à tout le système. Au centre, on peut voir la carte d’acquisition avec ses 5 canaux de lecture dont seulement 3 sont utilisés ici. Finalement, on aperçoit en bas l’ordinateur VMIC qui exécute le programme d’acquisition et qui conserve une copie des données recueillies.

faite pour vérifier des hypothèses, émettre des prédictions et vérifier les résultats. Les simulations ont été effectuées par Rachel Faust [24]

2.4.1 Géométrie du montage

L’un des buts principaux des simulations Monte Carlo est de vérifier l’impact de de la géométrie et des matériaux du montage expérimental sur l’énergie des neutrons produits. Pour ce faire, la géométrie doit être reproduite dans l’environnement virtuel de la simulation.

La figure 2.17 montre la chambre de contrôle de la température telle que reproduite pour les simulations Monte Carlo. Les matériaux sont aussi définis dans le modèle in-



Figure 2.16 – Module expérimental de 63 mL

formatique afin que l'interaction avec les neutrons soit bien reproduite selon le type de matériau.

2.4.2 Reproduction des résultats précédents

Un bon moyen de vérifier la validité des simulations Monte Carlo est de reproduire des résultats existants. Les résultats de la première phase, réalisés avec la cible de ${}^7\text{Li}$, ont été sélectionnés à des fins de comparaison.

La figure 2.18 montre comment les simulations Monte Carlo reproduisent les données existantes. L'accord entre simulations et résultats est excellent.

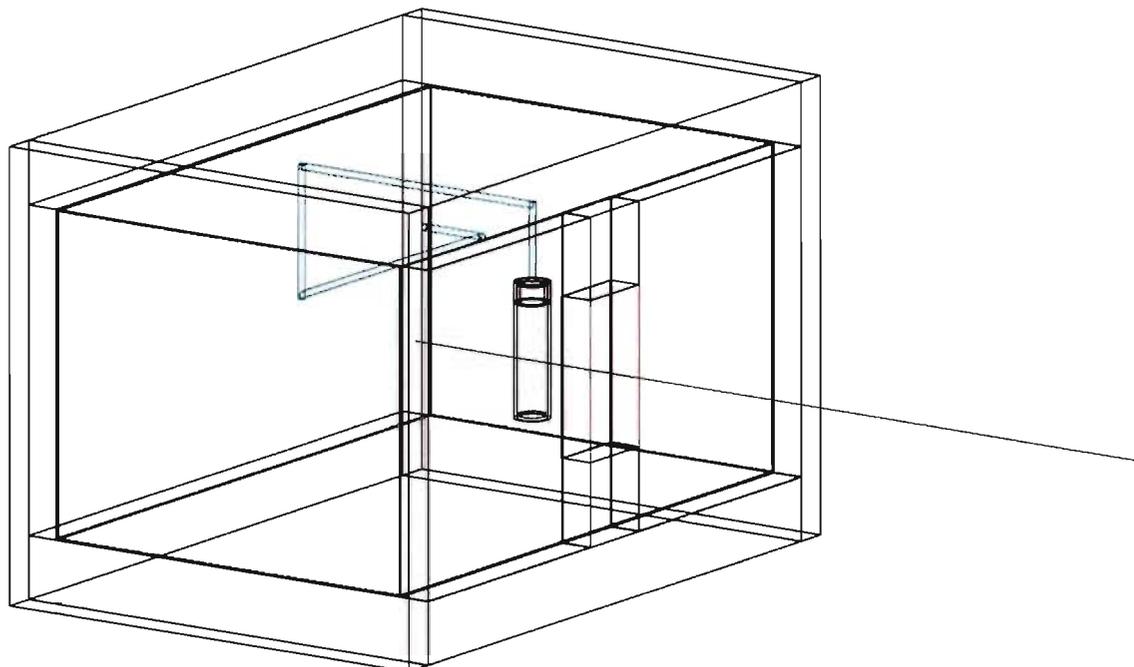


Figure 2.17 – Modèle virtuel de la chambre de contrôle de température pour les simulations Monte Carlo

2.4.3 Prédiction de l'atténuation des énergies de neutrons

L'environnement et le module de détection lui-même contribuent à thermaliser les neutrons produits par le faisceau de protons et les cibles métalliques. Il faut alors évaluer la quantité d'atténuation causée par l'environnement et le module de détection. Ceci se fait avec les outils de simulation Geant4, utilisés pour toutes les simulations Monte Carlo discutées dans cette section.

L'importance de quantifier l'atténuation provient du fait que plus le module de détection est opéré à haute température, plus son énergie seuil de détection sera basse. Ceci pourrait donc entraîner une réponse de forme différente de celle attendue avec un faisceau de neutrons *purement* monoénergétique. Si l'atténuation était significative, il y aurait une quantité non-négligeable d'événements qui seraient causés par une transition de phase déclenchée par un recul induit par un neutron qui a déjà subi une ou plusieurs interactions dans l'environnement ou le milieu du module de détection. Comme la probabilité

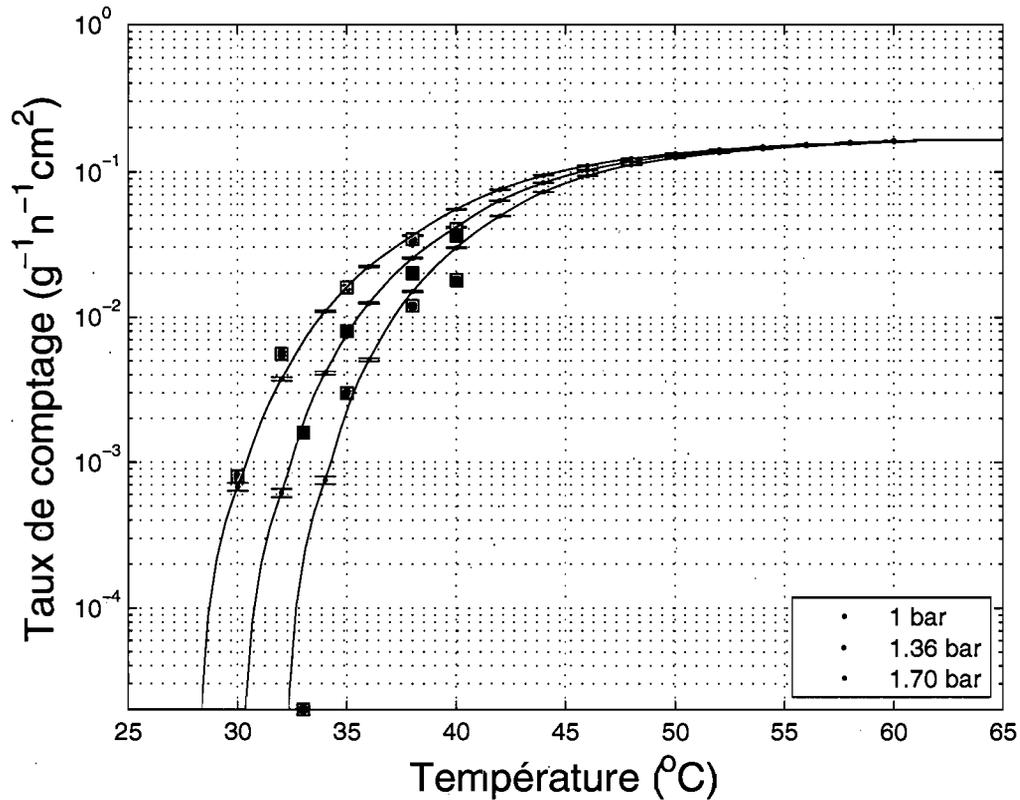


Figure 2.18 – Simulation de la réponse d'un module de 50 mL à des neutrons de 200 keV. Les points expérimentaux [3], sans barres d'erreurs, ont été échelonnés correctement

d'interaction des neutrons est plus grande lorsque ces derniers sont moins énergétiques, la production de neutrons de 4.8 keV aurait pu être difficile.

La figure 2.19 présente la distribution en énergie de neutrons résultant de l'atténuation dans le milieu de détection du module pour une énergie initiale de 40 keV. À la plus haute température d'opération du module pour cette énergie de neutrons, seules les énergies au-delà de la droite rouge (située à 4 keV sur ce graphique) pouvaient causer des événements. Vu la proportion des neutrons qui sont demeurés à leur énergie initiale de 40 keV, la quantité d'événements causés par des neutrons atténués est négligeable. Même à une température d'opération élevée, les neutrons atténués sont responsables d'au plus 10 % des événements enregistrés.

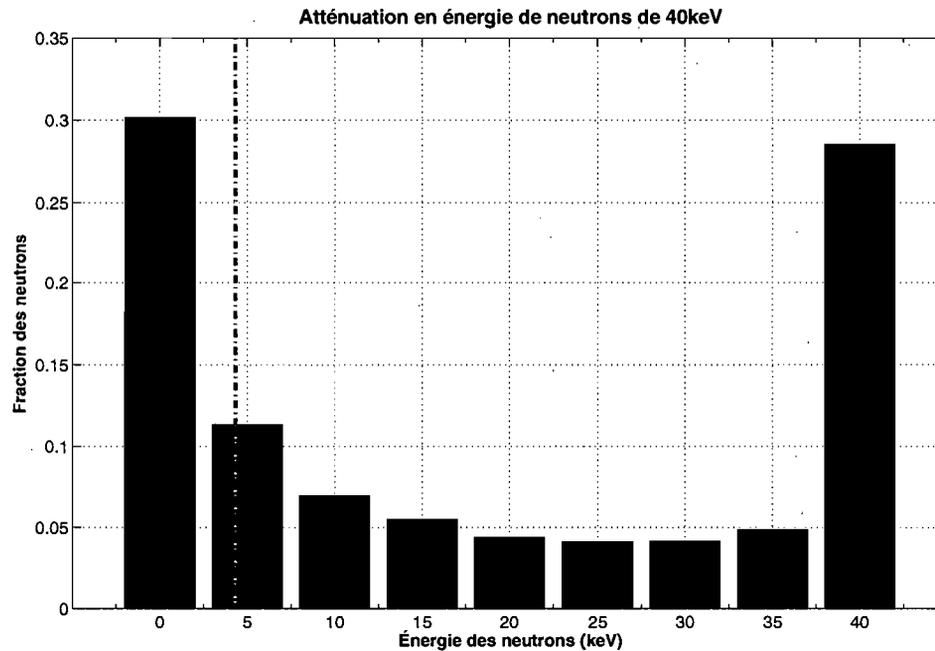


Figure 2.19 – Représentation des différentes énergies produites par l’atténuation des neutrons d’énergie initiale de 40 keV par le montage expérimental. La droite rouge représente le seuil de détection le plus bas atteint pour les mesures effectuées à cette énergie de neutrons, à une température de 55°C.

La figure 2.20 présente l’atténuation des neutrons de 4.8 keV. La droite rouge représente toujours le seuil absolu de détection pour l’opération à cette énergie de neutrons. On voit comment les proportions de neutrons atténués sont presque identiques aux proportions des neutrons de 40 keV. Ceci fait en sorte que la même analyse peut être appliquée à toutes les résonances sans faire de cas spécial d’une résonance qui souffrirait d’une atténuation relative plus élevée et qui compterait donc un surplus d’événements qui ne serait pas causé par des neutrons d’énergies désirées.

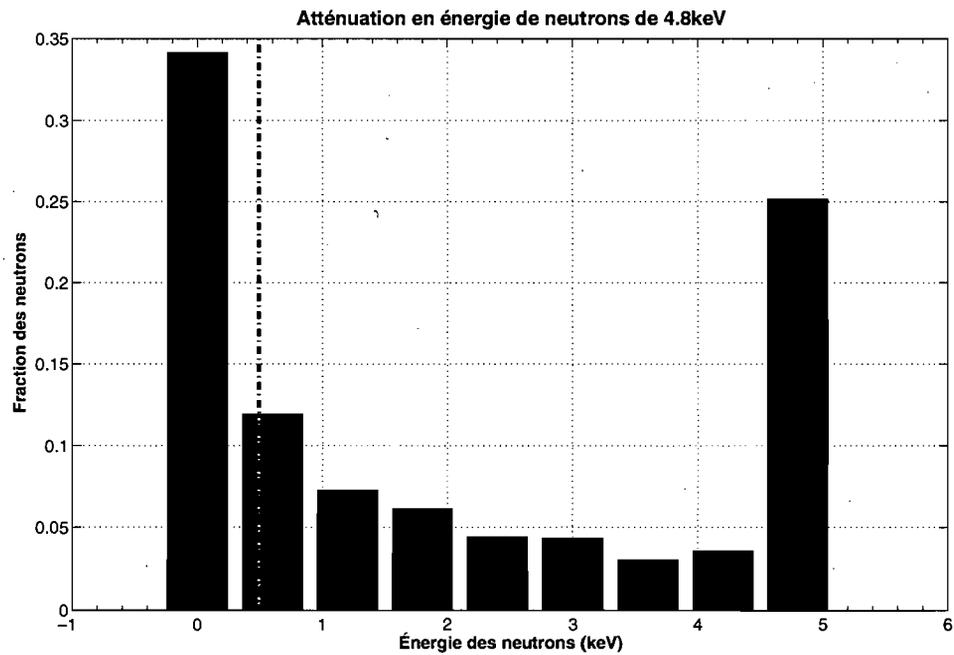


Figure 2.20 – Représentation des différentes énergies produites par l’atténuation des neutrons d’énergie initiale de 4.8 keV. La droite rouge représente le seuil de détection le plus bas atteint pour les mesures effectuées à cette énergie de neutrons, à une température de 59.8°C.

CHAPITRE 3

CADRE D'ANALYSE

Un effort particulier a été investi dans l'analyse des données pour qu'elle soit aussi fidèle que possible à l'analyse appliquée aux données du détecteur PICASSO à SNO-Lab. Un modèle théorique est ajusté aux données expérimentales qui sont elles-mêmes filtrées par une suite de critères appliqués aussi aux données de SNO Lab. Les mesures d'analyses développées ici sont totalement indépendantes des autres méthodes d'analyse de la collaboration PICASSO.

3.1 Le modèle théorique

Le modèle théorique se base sur les observations d'Apfel [38, 50] de et Harper [32] pour établir une fonction qui donne un seuil de détection en fonction de différents paramètres d'opération. Il est d'abord possible d'établir une fonction de probabilité pour la transition de phase d'une gouttelette :

$$P(E_{min}, E_{R max}) = 1 - \exp\left(-a \frac{E_R - E_{min}}{E_{min}}\right) \quad (3.1)$$

où E_{min} est l'énergie minimale requise pour déclencher une transition de phase et E_R l'énergie de recul du noyau impliqué dans la réaction.

Comme l'énergie de recul dépend du noyau cible, nous nous attendons à ce que chaque élément constituant notre masse active ait une réponse en énergie particulière. La particule incidente dans notre cas est le neutron ; nous cherchons donc une fonction qui décrira correctement le taux de comptage observé par l'exposition aux neutrons de basse énergie. Nous présumons que notre fonction de réponse est isotrope car nous produisons des neutrons d'énergie suffisamment basse.

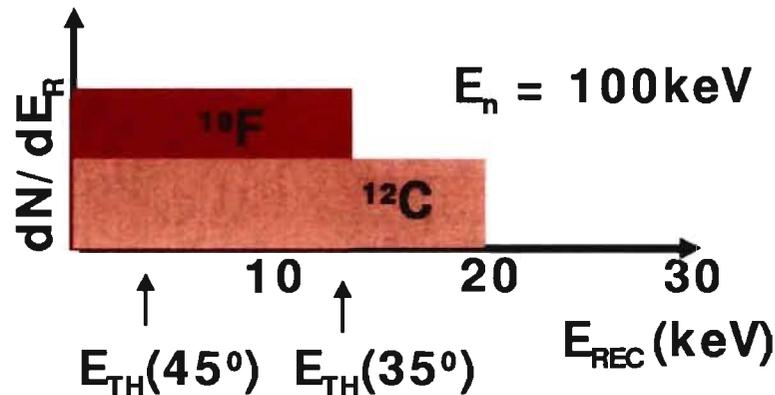


Figure 3.1 – Spectre de réponse en fonction de l'énergie de recul pour les noyaux de carbone et de fluor [58]. Le noyau de carbone, avec son facteur cinématique de 0.28 possède une énergie seuil plus basse mais sa section efficace est désavantageuse comparativement au fluor qui n'a qu'un facteur cinématique de 0.19 mais une section efficace qui peut être jusqu'à 100 fois plus élevée. Les facteurs E_{th} sont les énergies seuils aux températures indiquées. On voit que les spectres sont constants en deçà de l'énergie de recul maximale de chacun des types de noyaux.

La figure 3.1 démontre les différences entre les noyaux du composé actif des modules de détection PICASSO.

Ceci nous donne une expression du taux de comptage par type de noyau cible :

$$\left(\frac{dn}{dE_n}\right)_i = \frac{B_i}{E_n} \left[E_n - E_{th\ i} - \frac{E_{th\ i}}{a} \left(1 - \exp\left(-a \frac{E_n - E_{th\ i}}{E_{th\ i}}\right) \right) \right] \sigma_{n\ i}(E_n) \quad (3.2)$$

Cette équation s'ajuste aux points expérimentaux présentés à la figure 3.2 [12].

La figure 3.2 montre comment la théorie s'accorde aux données expérimentales. Ceci démontre qu'une mesure de l'efficacité du détecteur peut être expliquée par une fonction analytique préalablement déterminée.

3.2 Le programme d'analyse

Cette section présentera les techniques utilisées pour filtrer les données recueillies lors de l'exposition du module PICASSO aux neutrons [25].

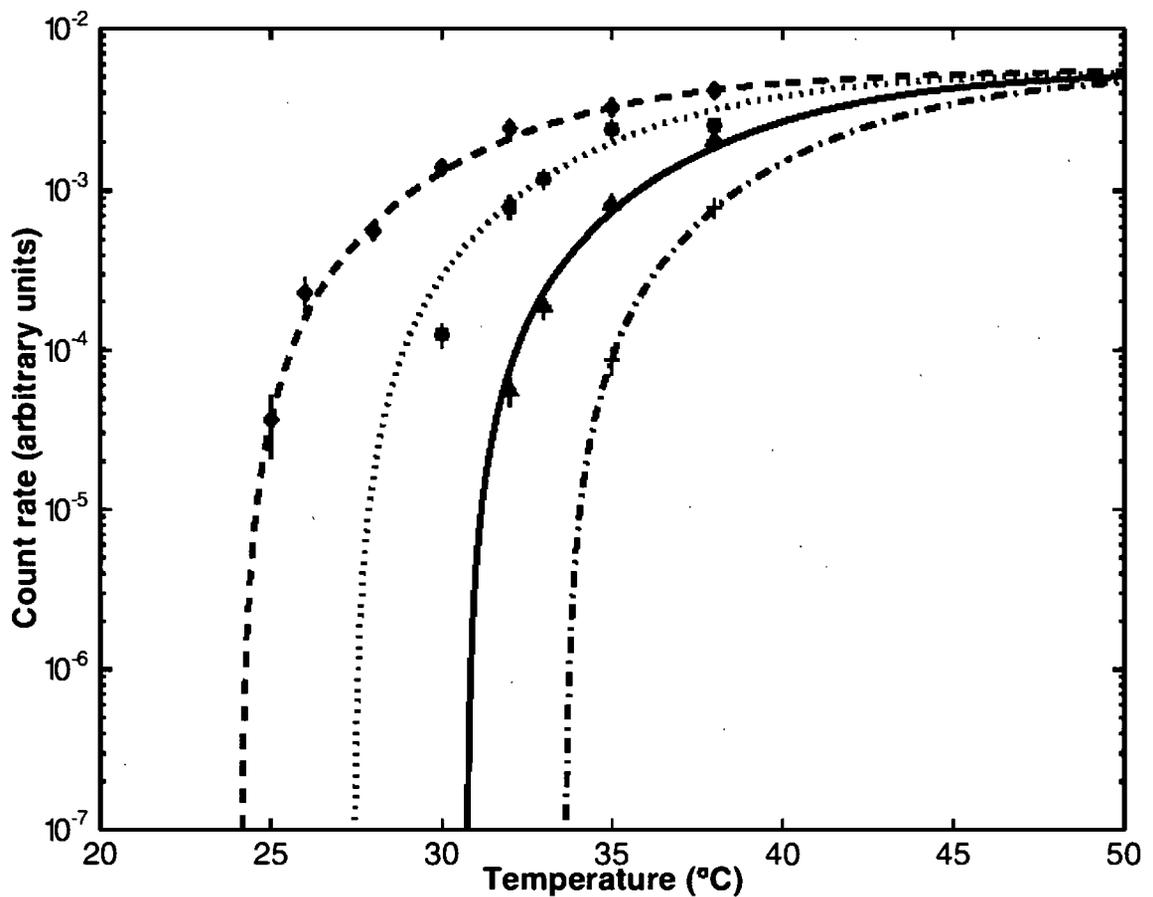


Figure 3.2 – Ajustement de l'équation 3.2 aux données pour la réponse d'un détecteur à des neutrons incidents de 400 keV. Les différentes courbes sont pour des pressions d'opération de 1.01, 1.36, 1.70 et 2.05 bars, respectivement, à partir de la gauche.

3.2.1 Bases de l'analyse

Le code d'analyse a été mis sur pied dans le but d'être original et indépendant des autres codes d'analyse qui existaient déjà dans la collaboration. Les critères appliqués ne sont pas tirés des autres analyses. Une approche complètement isolée a servi à établir les critères à partir desquels les événements qui ne proviennent pas de la transition de phase d'une gouttelette ont été rejetés. La nouveauté et l'indépendance du nouveau programme sert à la fois à vérifier que les analyses précédentes sont cohérentes et à introduire de nouvelles techniques d'analyse qui pourront être intégrées aux mesures existantes dans

une version finale du code d'analyse de la collaboration entière.

3.2.2 Structure du code

Le code utilise la librairie PICASSO développé par Razvan Gornea qui sert à interpréter les données telles qu'elles sont produites par le système d'acquisition des données, la machine DAQ. La quantité de manipulations des données a été restreinte au maximum afin que l'exécution soit rapide même sur un ordinateur de puissance limitée. Lorsque c'était possible, l'analyse est effectuée sur le signal d'onde sonore brute, sans manipulation supplémentaire. Un filtre en fréquence précède trois étapes de rejet des mauvais événements : un rejet basé sur la puissance sonore contenue dans le signal, un rejet visant les décharges électroniques et un troisième basé sur la différence de temps entre deux événements successifs.

3.2.3 Filtration en fréquences

La première étape de l'analyse des données est la filtration en fréquences des ondes acoustiques recueillies ; ceci se fait par l'application d'un filtre passe-haut. Le filtre utilisé est décrit dans le tableau 3.1 et présenté à la figure 3.3

Il est toujours possible de modifier les paramètres lors de l'exécution de l'analyse. Il est alors possible de tester différents filtres sans grand effort supplémentaire.

Le but de ce filtre passe-haut est de se débarrasser des basses fréquences qui ne contiennent pas d'information sur l'origine de l'événement enregistré. En effet, les événements enregistrés lors de l'étalonnage des modules à destination de SNOLab ont une majorité de hautes fréquences comparativement aux basses fréquences. L'étalonnage consiste à exposer le module à une source de neutrons AcBe ; ceci nous assure que

Paramètre du filtre	Valeur
Fréquence d'arrêt	16 kHz
Fréquence de passage	18 kHz
Atténuation de la fréquence d'arrêt	80 dB

Tableau 3.1 – Paramètres du filtre passe-haut

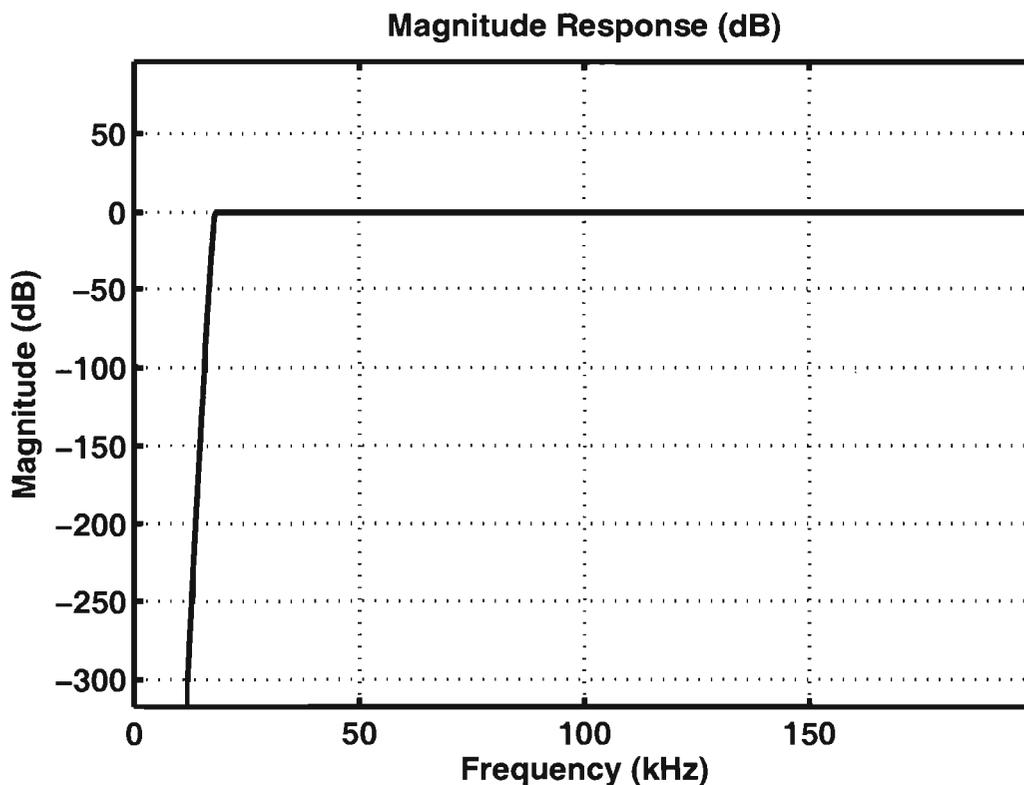


Figure 3.3 – Filtre passe-haut

la majorité des événements est causée par un recul induit par un neutron. Nous croyons que les basses fréquences sont surtout attribuables aux résonances qui sont causées par de véritables événements ou encore à des bruits acoustiques provenant de l'extérieur du module de détection.

3.2.4 Coupure sur la puissance

La première étape de rejet des données considérées parasites est appelée la coupure en puissance. Cette étape est construite de la façon suivante : premièrement, le carré de l'amplitude en volts de l'onde est calculé. La prochaine quantité à être évaluée est la somme cumulative du carré de l'onde acoustique. La somme cumulative d'un vecteur est simplement la somme de chaque élément du vecteur et de tous les éléments qui le précèdent. Par exemple, si le vecteur représentant le carré de l'onde est [0 2 5 7 10]

sa somme cumulative est donc $[0 \ 2 \ 7 \ 14 \ 24] = [0 \ (2 + 0) \ (5 + 2 + 0) \ (7 + 5 + 2 + 0) \ (10 + 7 + 5 + 2 + 0)]$. La dernière valeur d'une somme cumulative est donc effectivement la valeur de l'intégrale numérique du vecteur entier. Ensuite, une droite est évaluée avec la première valeur de la somme cumulative comme origine et la dernière valeur de la somme cumulative comme valeur finale. Dans l'exemple présent, la pente serait $(24 - 0) \div (4 - 0) = 6$. Alors, le vecteur représentant notre pente serait $[0 \ 6 \ 12 \ 18 \ 24]$. La valeur absolue de la différence entre la somme cumulative et la droite est ensuite évaluée : $|[0 \ 2 \ 7 \ 14 \ 24] - [0 \ 6 \ 12 \ 18 \ 24]| = [0 \ 4 \ 5 \ 4 \ 0]$. La première et la dernière valeur de la différence sont toujours nulles dû à la méthode de construction de la pente avec la première et dernière valeur de la somme cumulative. La somme de tous les éléments du vecteur est ensuite évaluée : $\sum[0 \ 4 \ 5 \ 4 \ 0] = 13$. Cette valeur est ensuite comparée à une valeur prédéterminée par une mise au point avec des données d'étalonnage qui constituent une source d'événements de référence et par une analyse manuelle et auditive des ondes enregistrées.

La motivation derrière cette coupure est que la somme cumulative d'un événement qui ne provient pas de l'explosion d'une gouttelette ressemble beaucoup plus à la droite qui y est associée que l'événement réel provenant de la transition de phase. Quand la soustraction s'effectue, le faux événement aura des valeurs près de zéro alors que le véritable événement aura seulement trois points à valeur nulle alors que tous les autres seront différents. La valeur de la puissance à franchir est de 0.5 V^2 . Si la valeur de la puissance est supérieure à la valeur précédente, l'événement est considéré réel.

Voici un petit résumé mathématique du processus expliqué plus haut :

$$\text{Puissance} = \sum |\text{SommeCum}(\text{onde}^2) - \text{Droite}| \quad (3.3)$$

$$\text{Coupe si Puissance} < 0.5 \text{ V}^2 \quad (3.4)$$

3.2.5 Coupure des décharges électroniques

Une étape supplémentaire a dû être ajoutée pour s'assurer que les événements causés par les décharges électroniques ne se retrouvent pas dans la liste des bons événements.

Cette étape s'effectue sur le signal acoustique sans le faire passer par le filtre en fréquences ; la forme de la décharge serait filtrée dans le cas contraire (la forme de la décharge est montrée à la figure 3.6). La base de la coupure est assez simple ; l'écart type du signal est évaluée pour tous les signaux acquis, la somme des valeurs du vecteur de la déviation standard est comparée à une valeur déterminée par l'observation de signaux acquis lors de l'étalonnage. Cette technique est très simple et possède aussi l'avantage d'être très rapide pour l'élimination des signaux provenant des décharges électroniques.

$$\text{DevStdTot} = \sum(\sigma(\text{onde})) \quad (3.5)$$

$$\text{Coupe si DevStdTot} < 300 \quad (3.6)$$

La valeur optimale pour la somme du vecteur de déviation standard a été établie à 300.

3.2.6 Coupure en temps

Une coupure en temps est nécessaire pour deux raisons principales. Premièrement, un événement peut causer une résonance dans le module de détection, qui fait en sorte que l'acquisition peut se poursuivre sur une seconde fenêtre d'acquisition de 4 ms suivant immédiatement l'acquisition du signal de l'explosion lors de la première fenêtre de temps. Deuxièmement, l'onde de choc causée par l'explosion d'une gouttelette peut engendrer la transition de phase d'une gouttelette voisine ; les signaux sont donc corrélés. La coupure en temps est effectuée à l'analyse plutôt qu'à l'acquisition car ceci nous assure que nous ne rejetons pas de signaux à la source qui pourraient être de vrais événements. La coupure suit la technique suivante : la différence entre les temps d'acquisition de chaque événement qui a passé la coupure en puissance et la coupure de décharge est évaluée. Cette différence est comparée à une valeur établie par l'observation des différences qui doivent suivre une distribution statistique. Deux valeurs de temps optimales ont été retenues : pour des mesures de bruit de fond, sans source de neutrons, un événement séparé par moins de 3.1 secondes de son prédécesseur est rejeté. Pour l'évaluation de la réponse en présence d'une source de neutrons, la valeur de séparation est réduite à 0.1 seconde. Ces valeurs ont été déterminées par un ajustement aux données d'étalon-

nage et aux données de bruit de fond prises à SNOLab. Les valeurs de coupure en temps donnent le meilleur ajustement aux taux de comptage.

$$\text{DiffTemps} = \text{temps}(\text{événement}(i+1)) - \text{temps}(\text{événement}(i)) \quad (3.7)$$

$$\text{Coupe événement}(i+1) \text{ si } \text{DiffTemps} < 0.1 \text{secs en présence d'une source} \quad (3.8)$$

$$\text{Coupe événement}(i+1) \text{ si } \text{DiffTemps} < 3.1 \text{secs en l'absence d'une source} \quad (3.9)$$

3.2.7 Résultats du filtre en fréquences

Voici quelques exemples de l'effet du filtre passe-haut sur différents types de signaux recueillis. La figure 3.4 montre un signal qui ne provient pas de l'explosion d'une bulle ; il ne contient pas de composante à hautes fréquences et sera donc éliminé de la liste des bons événements. On remarque alors une forme puissance acoustique qui s'apparente à la puissance du bruit électronique ; ceci fera en sorte que la comparaison de la somme cumulative à une droite nous permettra d'éliminer cet événement.

La figure 3.5 montre un événement provenant de la transition de phase d'une gouttelette. On voit que la puissance acoustique est très différente de celle d'un mauvais événement, surtout dans la région riche en hautes fréquences au moment où le front d'onde frappe le cristal piézo-électrique.

La figure 3.6 montre un événement provenant d'une décharge électronique. La forme de la puissance acoustique est semblable à celle d'un événement réel et démontre bien la nécessité d'une coupure spéciale pour ce type d'événement précis.

3.2.8 Résultat de la coupure en puissance

La coupure en puissance s'effectue comme à la figure 3.7. La droite discontinue est la référence à laquelle il faut comparer la somme cumulative pour différencier les bons des mauvais événements. En comparaison, la forme de la puissance de la figure 3.4 est très linéaire ; la différence sera presque nulle et l'événement sera coupé. Notez que les figures ne présentent qu'un des canaux d'acquisition. Les autres canaux présentent des

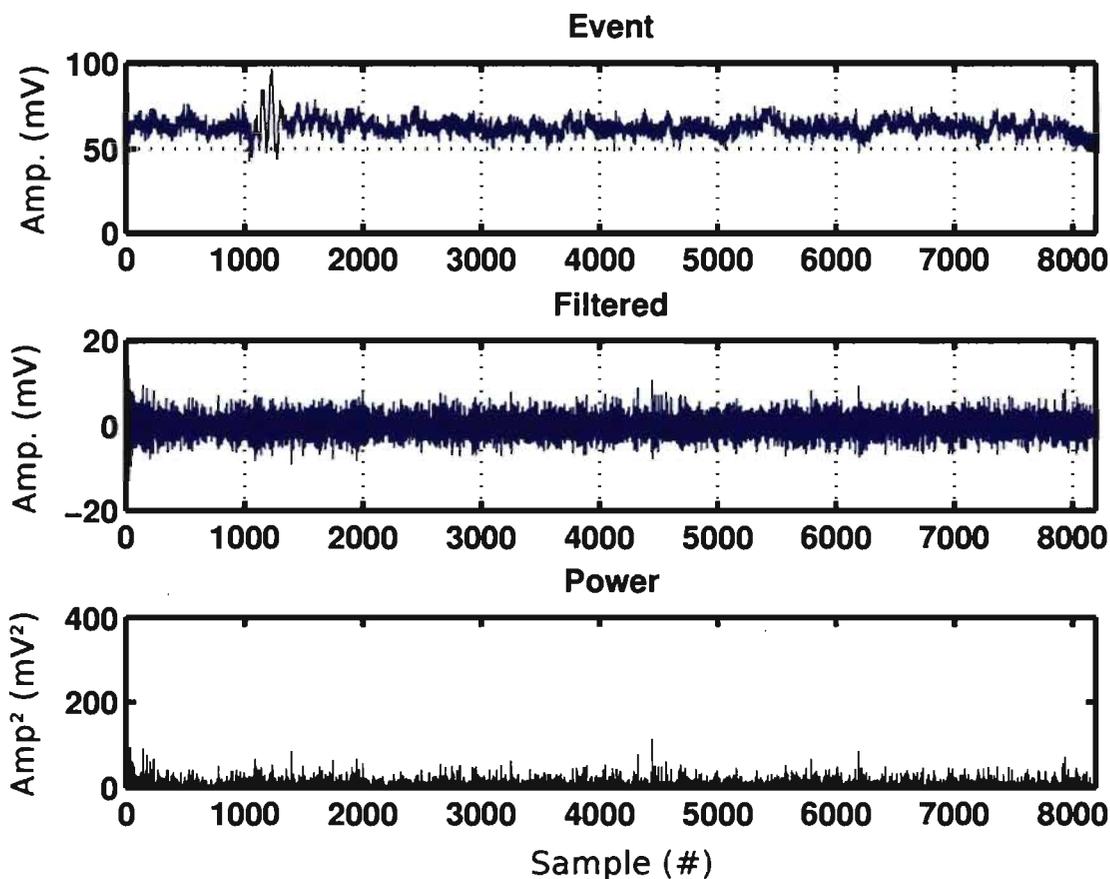


Figure 3.4 – Filtrage d'un événement ne provenant pas de la transition de phase d'une gouttelette

formes similaires.

3.2.9 Comparaison avec les autres codes d'analyse

Pour s'assurer que les coupures effectuées sont adéquates, il est impératif de les comparer aux techniques d'analyse qui existent déjà dans la collaboration PICASSO. Deux autres programmes d'analyse de données précèdent celui ci-décrié ; le premier a été créé par Razvan Gornea à l'Université de Montréal, le second programme provient de nos collaborateurs de l'Université Queen's à Kingston. Ces deux programmes ont fait leurs

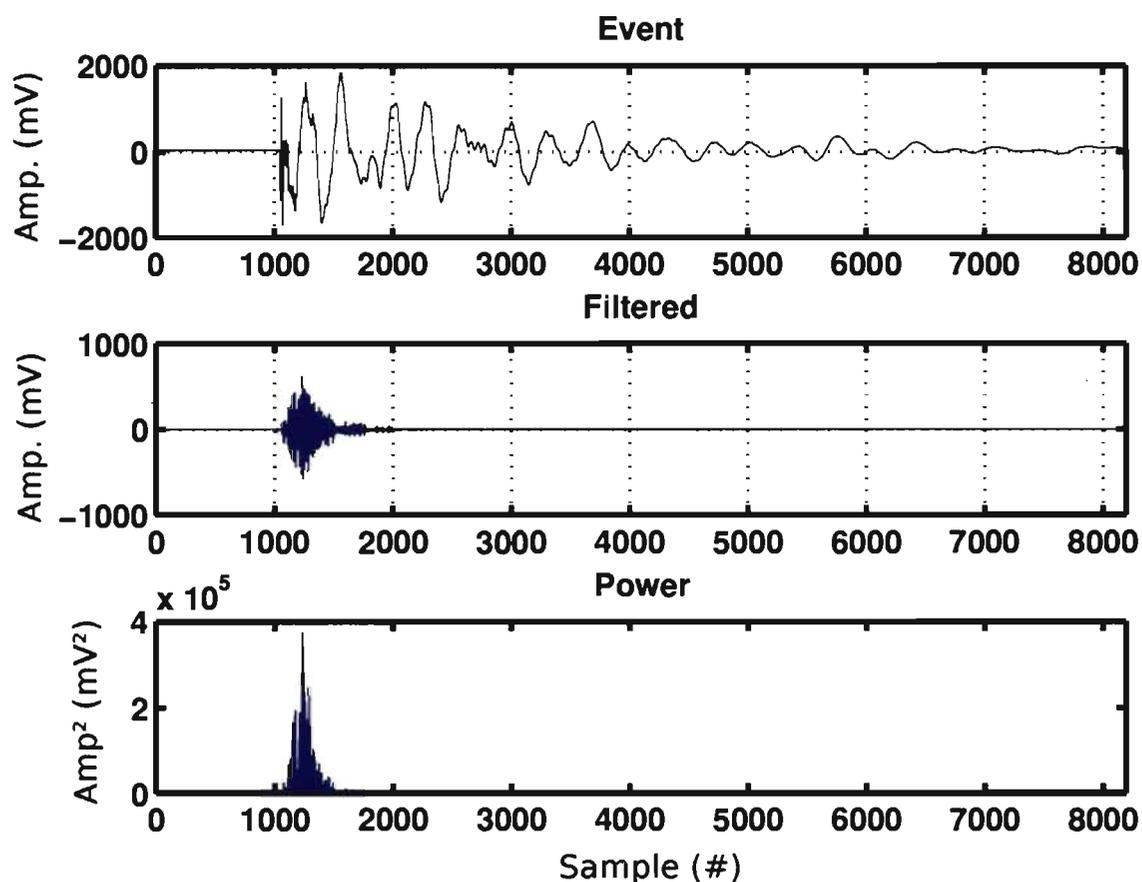


Figure 3.5 – Filtrage d'un événement provenant de la transition de phase d'une gouttelette

preuves dans le domaine de l'analyse des données expérimentales. Pour que ce programme d'analyse soit jugé adéquat, il doit reproduire les résultats existants provenant des programmes déjà en place.

La figure 3.8 montre un accord satisfaisant entre les trois programmes d'analyse existants. Ceci est une première étape dans la validation du programme d'analyse actuel. La figure 3.9 présente une comparaison entre l'analyse effectuée par le programme de Queen's et celui de Montréal. L'analyse des deux groupes s'accorde encore bien. Ceci est une deuxième étape dans la validation du présent programme d'analyse. L'accord démontre aussi que le système montréalais est versatile et indépendant de la plateforme

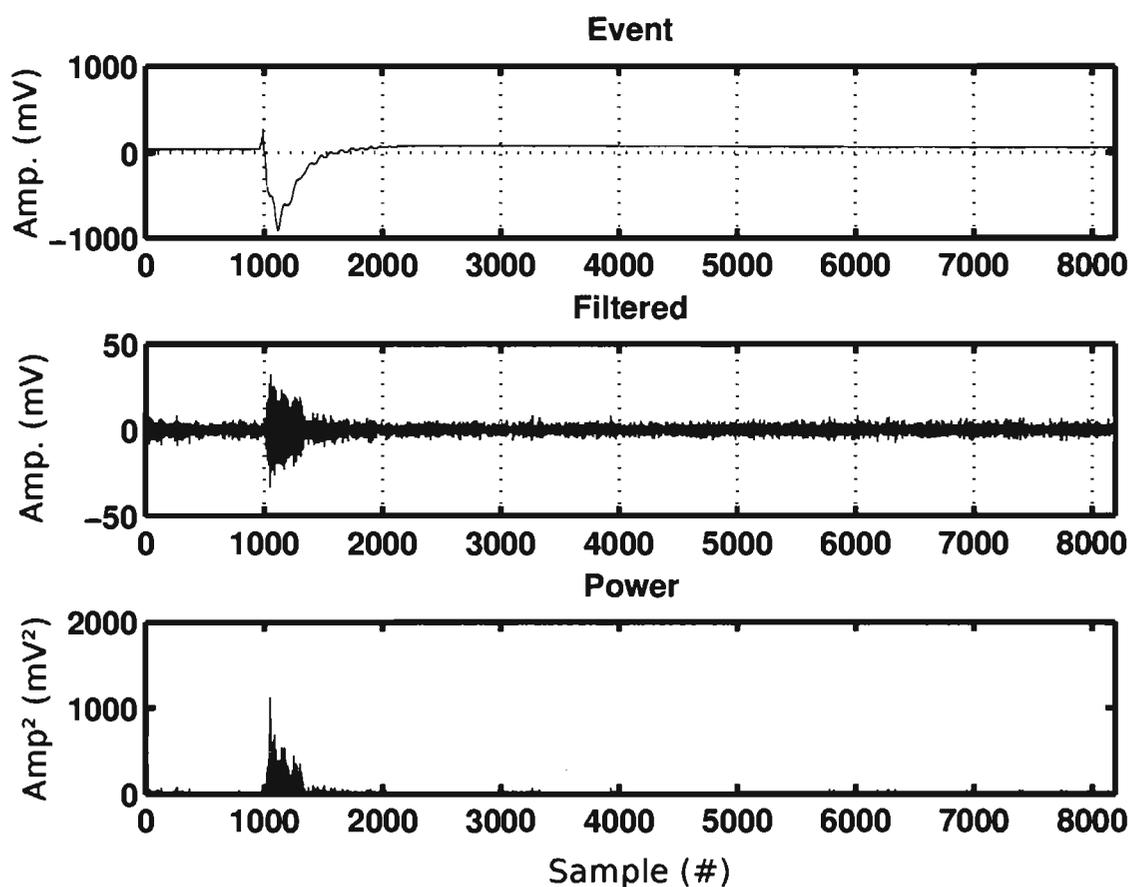


Figure 3.6 – Filtrage d'un événement causé par une décharge électronique

de prise de données peut importe qu'elle soit de première ou de seconde génération. L'analyse des données de Razvan Gornea est absente car elle n'a jamais été effectuée pour cette série de données. L'accord sur la forme de la courbe est importante car elle indique bien que nous traitons de manière similaire les différents signaux acquis lors d'une prise de données. Le fait que les amplitudes des taux de comptage soient aussi en accord confirme que la collaboration, malgré les approches différentes aux coupures, retrouvent les mêmes événements après l'application des filtres.

Ceci montre que le programme d'analyse utilisé pour juger si un événement est bon ou mauvais se compare bien aux programmes existant dans la collaboration et produit

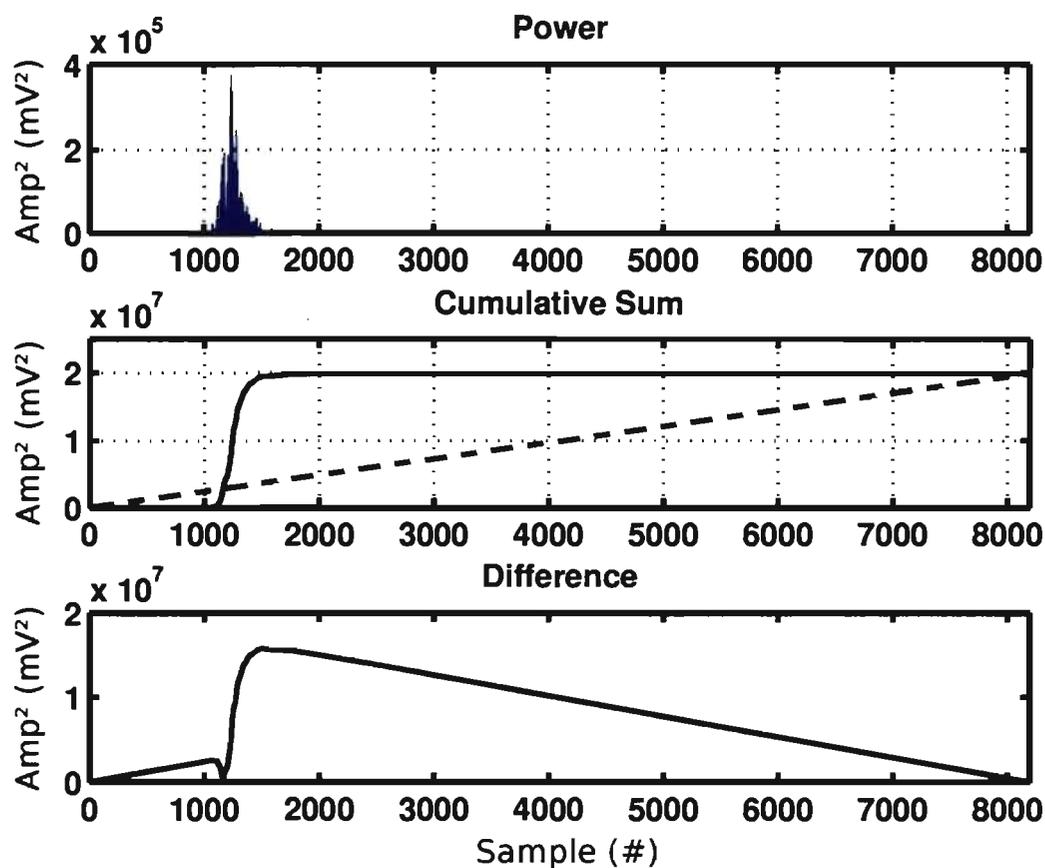


Figure 3.7 – L'opération de la coupure en puissance

des résultats fiables et reproductibles. L'utilisation de ce programme d'analyse automatique est donc justifiée pour séparer les bons des mauvais événements produits lors de l'exposition du module expérimental à des neutrons de basse énergie. L'utilisation de cette méthode standardisée nous assure aussi qu'aucune condition spéciale n'est utilisée pour obtenir des résultats et que ceux-ci pourront être utilisés dans la compréhension subséquente des modules de production de 4.5 L en place au SNOLab. L'effort particulier de simplicité et du minimum de manipulation des données est aussi accompagné du bénéfice qu'il ne faut que 190 secondes pour analyser une série de données comprenant 577 fenêtres avec un ordinateur ayant un processeur de seulement 1.5 GHz. S'il fallait analyser de nouveau la majorité ou la totalité des données, quelques heures seraient

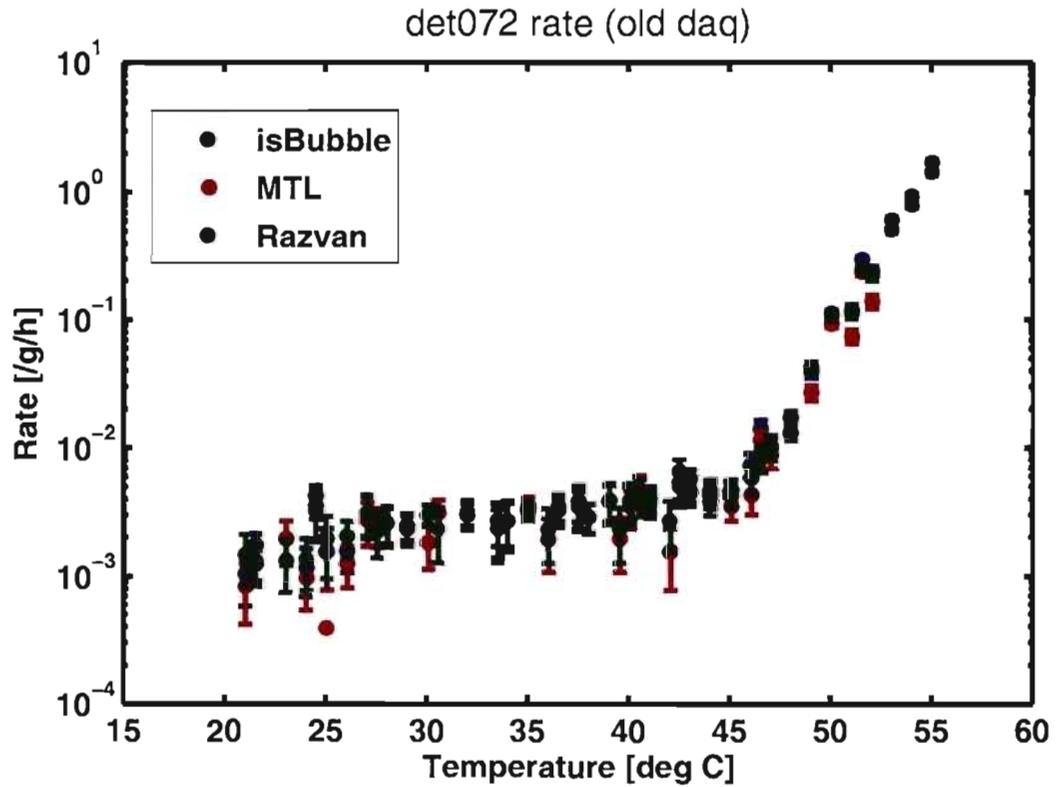


Figure 3.8 – Comparaison des taux de comptage du module 72 en place à SNOLab pour l’acquisition de données de première génération pour les prises de données numérotées de 69 à 271. Présents sur le graphique sont les résultats produits par Razvan Gornea [28], Queen’s et Montréal (le programme d’analyse présenté ici)

suffisantes pour faire le travail.

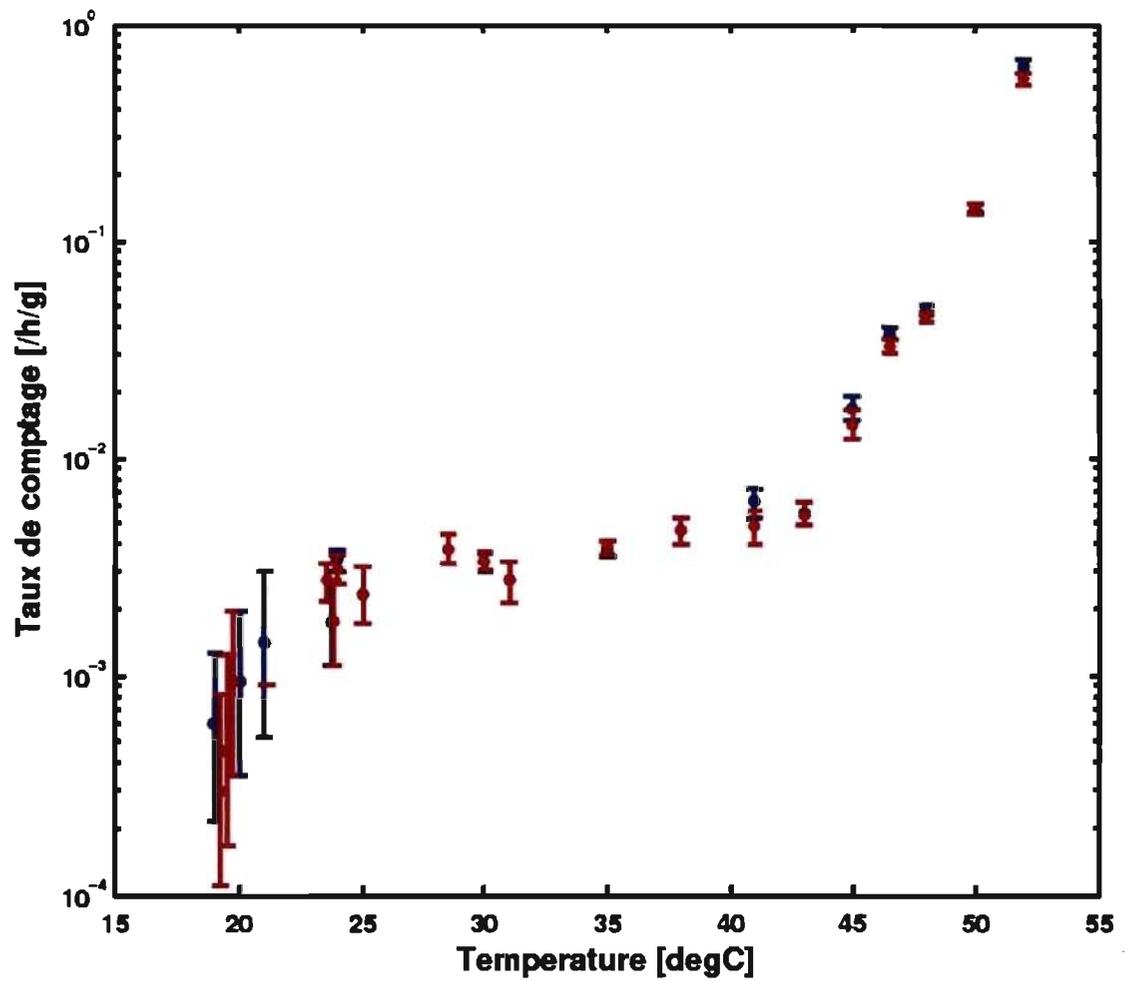


Figure 3.9 – Comparaison des taux de comptage obtenus pour le module 72 pour les prises de données de deuxième génération. Présents sur ce graphique sont les résultats produits par Queen's, en bleu, et Montréal, en rouge.

CHAPITRE 4

RÉSULTATS

4.1 Étalonnage de l'énergie de l'accélérateur

Il est important de connaître avec précision l'énergie des protons accélérés vers la cible afin de s'assurer de l'énergie des neutrons qui seront produits. Cet étalonnage est effectué avec la cible de lithium comme référence. Le seuil de réaction de la cible de lithium est bien connu [42, 43] et mesuré précisément. Comme mentionné au chapitre 2, le seuil de la réaction ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ se situe à une énergie de proton de 1.88 MeV . Il nous faut donc retrouver le seuil de la réaction et ceci fait en sorte que l'échelle du champ magnétique de l'aimant d'analyse trouve son équivalent en terme d'énergie de proton.

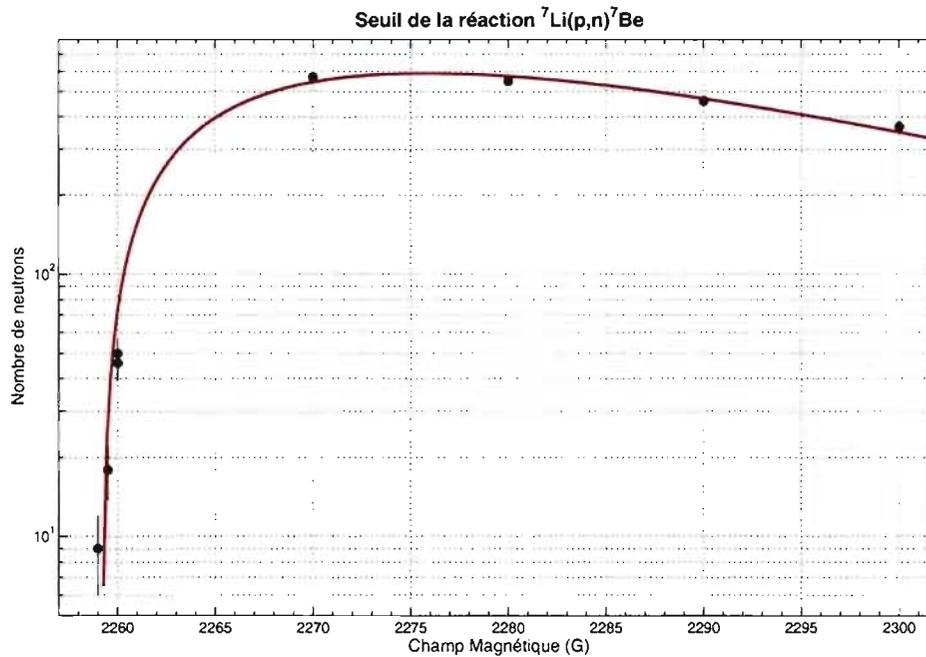


Figure 4.1 – Ajustement d'une fonction à trois paramètres sur les données du compteur de neutrons pour retrouver le seuil de la réaction ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$

Les données de la figure 4.1 ont été ajustées avec l'équation 4.1. Les paramètres résultants sont présentés dans le tableau 4.1.

$$y = 4ae^{-\frac{x-b}{c}} \left(1 - e^{-\frac{x-b}{c}}\right) \quad (4.1)$$

Le paramètre b nous informe sur la valeur du champ magnétique au seuil de la réaction. Le seuil de la réaction ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ se trouve à une valeur du champ magnétique de 2259 G et cette valeur du champ donne des protons d'une énergie de 1.88 MeV . L'étalonnage de l'aimant d'analyse effectuée par le manufacturier prédit une valeur de 1.90 MeV à la même valeur du champ magnétique.

4.2 Bruit de fond

Il est très important de bien caractériser le bruit de fond intrinsèque de chacun des modules utilisés pour pouvoir le soustraire efficacement des mesures faites par l'exposition aux neutrons. La connaissance précise du bruit de fond est d'autant plus importante près du seuil alors que la fraction des événements attribuables aux neutrons par rapport à ceux causés par la contamination résiduelle interne approche 50 %. L'emplacement du module de détection dans le laboratoire joue aussi un rôle dans la quantité de bruit de fond observé. L'absence d'un bouclier d'eau, utilisé pour la caractérisation du bruit de fond des modules de production, expose le module expérimental aux neutrons produits par les rayons cosmiques.

Les mesures de bruit de fond sont effectuées aux températures auxquelles les données vont être prises. Le processus de prise de données est plutôt simple : la pression du

Paramètre	Valeur
a	588 ± 55 neutrons
b	2259 ± 1 G
c	24 ± 4 G

Tableau 4.1 – Valeur des paramètres de l'ajustement des données du seuil de la réaction ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ (éq. 4.1)

module de détection est ajustée à la pression atmosphérique et le système d'acquisition de données est mis en marche. Les périodes d'évaluation du bruit de fond sont limitées à 20 heures de mesure ou 500 fenêtres d'acquisition. La limite en temps est imposée afin que les bulles ne puissent pas devenir trop volumineuses et endommager le gel. La limite de fenêtres d'acquisition est imposée afin que le nombre de bulles soit contrôlé et qu'il n'y ait pas agglomération de plusieurs bulles à proximité. Lorsque l'une des deux conditions est atteinte, l'acquisition de données est arrêtée et la pression du module est réajustée à 6 bars.

4.2.1 Le module 905

Le module 905 est le premier module à être utilisé pour la prise de données. Il a été préparé avec la même technique de fabrication que les modules de 4.5 L. Cependant, les ingrédients qui le constituent n'ont pas été soumis aux étapes de filtration radio-chimique requises pour les modules de production. Ceci s'explique par le fait que la filtration demande beaucoup de temps et n'était pas nécessaire dans le cas présent puisque le module allait être exposé à une source de neutrons. En effet, le bruit de fond intrinsèque d'un détecteur n'ayant pas été soumis à la purification est négligeable lorsqu'il est exposé à une source de neutrons. Le bruit de fond est responsable de moins de 1 % des événements au plateau d'efficacité de détection et devient responsable de plus de la moitié de événement près du seuil. La valeur absolue du taux de comptage, quant à elle, varie d'au moins trois ordres de grandeur entre le seuil et la plateau d'efficacité de détection.

La figure 4.2 montre le bruit de fond intrinsèque du module 905. Les taux de comptage illustrés sont attribuables à la contamination interne du module et à la détection de neutrons cosmiques présents dans le laboratoire. La majorité des contaminants sont des émetteurs de particules α . L'augmentation du taux de comptage observée à partir de 43°C est attribuable à la sensibilité du module aux γ à partir de cette température. Le module 905 a malheureusement été irrémédiablement endommagé lors de la prise de données. Le contenant de polycarbonate a craqué et près de la moitié de la masse active a été perdue. Les cycles de recompression et de chauffage sont probablement à l'origine d'une fatigue mécanique qui a engendré la brisure.

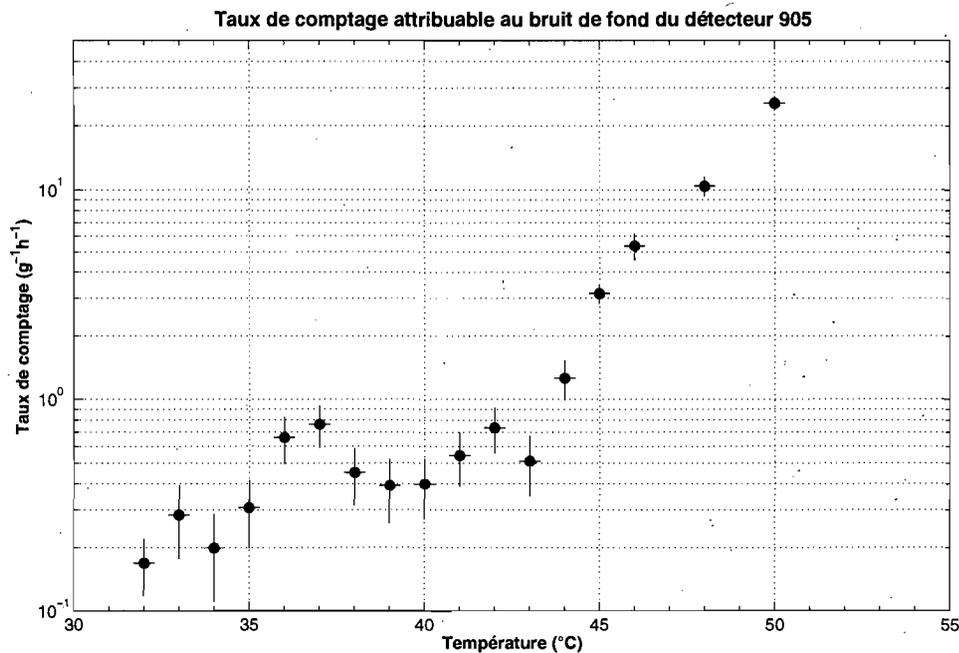


Figure 4.2 – Bruit de fond intrinsèque du module 905

4.2.2 Le module 906

Le module 906 est le module qui a succédé au 905. Il a aussi été préparé avec la même technique de fabrication que les modules de 4.5 L. Pour sa part, ce module de détection est constitué d'ingrédients purifiés. Les ingrédients ont été purifiés pour la production d'un module de 4.5 L et les quantités nécessaires ont été prélevées des surplus pour la fabrication de ce module de taille réduite.

La figure 4.3 montre le bruit de fond intrinsèque du module 906. On peut y voir l'effet du rayonnement γ du ^{51}Cr à 55°C. La première mesure à cette température, le point au taux de comptage le plus bas, a été effectuée après 15 jours d'inactivité suivant seulement 5 jours d'utilisation du faisceau de protons. Comparativement, le point au taux de comptage le plus élevé a été mesuré après 18 jours d'exposition aux protons et seulement 8 jours d'inactivité. La cible de ^{51}V contient beaucoup plus de ^{51}Cr qui émet un γ de 320 keV et a une demi-vie de 28 jours [8].

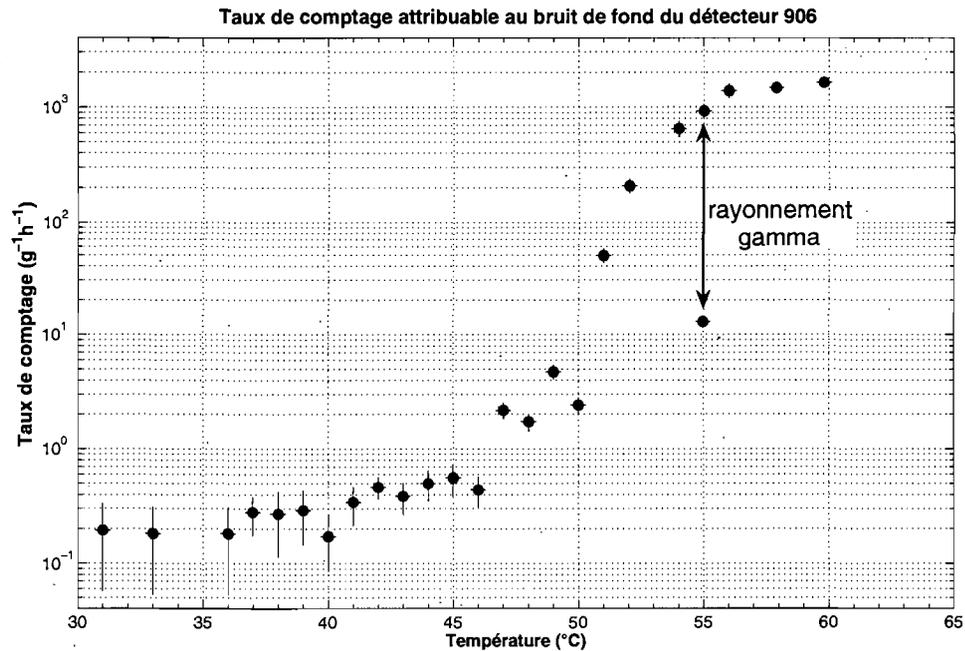


Figure 4.3 – Bruit de fond intrinsèque du module 906. Le bruit de fond aux températures supérieures à 48°C contiennent une contribution provenant des rayons γ émis par le ^{51}Cr dans la cible. La réaction $^{51}\text{V}(p,n)^{51}\text{Cr}$ produit un atome de ^{51}Cr émet un γ pour retourner à son état fondamental.

4.3 Analyse d'une session de prise de données type

Afin de retirer le maximum d'information de toutes les mesures effectuées lors d'une prise de données, il est important d'analyser correctement tous les aspects possibles.

4.3.1 La distribution des événements dans le temps

La distribution des événements dans le temps est une donnée qui peut indiquer la qualité d'une mesure. Observons d'abord comment les événements sont distribués dans le temps lors de la mesure. La figure 4.4 montre cette distribution.

Une fois que les signaux sont analysés et que seuls les événements provenant de la vaporisation d'une gouttelette demeurent, la linéarité de la distribution est supérieure à celle des signaux bruts. Ceci confirme que l'acquisition enregistre souvent plus d'une

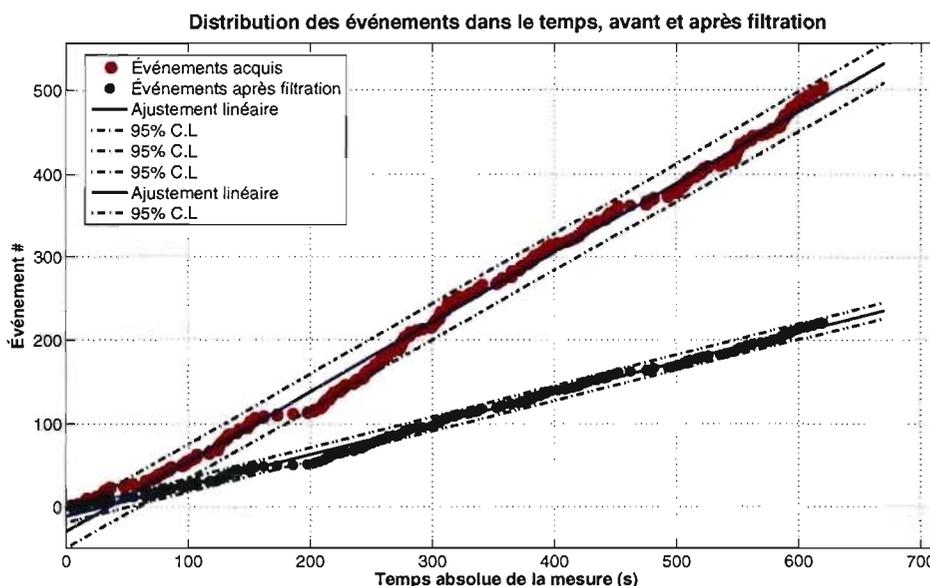


Figure 4.4 – Comparaison de la distribution dans le temps des événements lors d’une mesure. Les données en rouge représentent tous les signaux acquis lors de la mesure et les verts sont les signaux qui ont passé les coupures et qui représentent donc de véritables événements.

fenêtre pour un même événement. Ce phénomène est déjà bien connu par la collaboration PICASSO. C’est un trait associé au matériel d’acquisition qui a été utilisé pour ces mesures : une cadence d’acquisition de 1 MHz et un nombre d’échantillons de 4096 ne représentent que 4.096 ms en temps acquis. Ce court laps de temps est insuffisant pour permettre à l’onde sonore causée par la vaporisation d’une gouttelette d’être atténuée jusqu’en deçà du seuil d’acquisition. Ce problème est réglé avec la nouvelle génération de matériel d’acquisition [18] qui est cadencé à 400 kHz et qui peut échantillonner 8192 points pour un temps d’acquisition de 20.48 ms , laissant ainsi amplement de temps à l’atténuation. Une autre source de signaux indésirables provient de bruits acoustiques de forte amplitude qui sont produits dans l’environnement. Ces bruits acoustiques sont facilement identifiables et rejtables par leur composition exclusive de basses fréquences.

Il est ensuite intéressant d'observer la distribution des intervalles de temps séparant deux événements consécutifs. Cette pratique est la base sur laquelle s'établit l'intervalle de temps en deçà duquel deux événements consécutifs sont jugés comme étant corrélés, causant ainsi le rejet du second événement. Comme les événements sont non corrélés, nous pouvons nous attendre à obtenir une distribution exponentielle des intervalles de temps entre les événements. La fonction décrivant le taux de comptage est donnée par :

$$N(\Delta t) = \tau^2 e^{-\tau \Delta t} \quad (4.2)$$

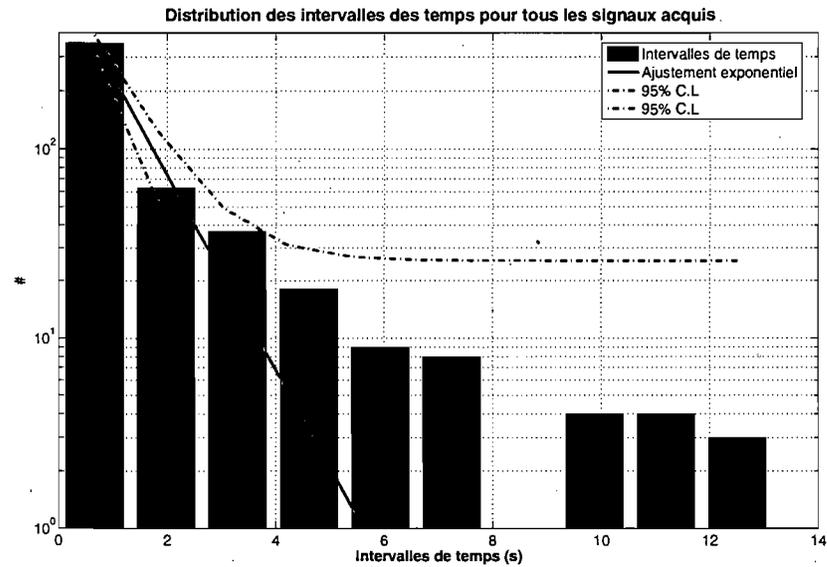
avec Δt l'intervalle de temps entre deux événements consécutifs et τ le taux de comptage. Il suffit de déterminer la valeur de coupure de temps qui détermine un ajustement optimal à l'équation 4.2.

Les figures 4.5(a) et 4.5(b) montrent l'effet des différentes coupures appliquées aux données. La distribution présentée en 4.5(a) correspond aux intervalles de temps entre tous les signaux acquis lors de la mesure. La distribution possède trop d'éléments corrélés, visibles par la quantité d'intervalles de la première colonne. Ceci pointe vers la nécessité d'une coupure basée sur les intervalles de temps. La coupure qui donne les résultats optimaux (vus en 4.5(b)) rejette tous les événements qui suivent le précédent par 100 *ms* ou moins. Une fois la coupure en fréquence et cette coupure en temps appliquées, la distribution prend la forme de 4.5(b).

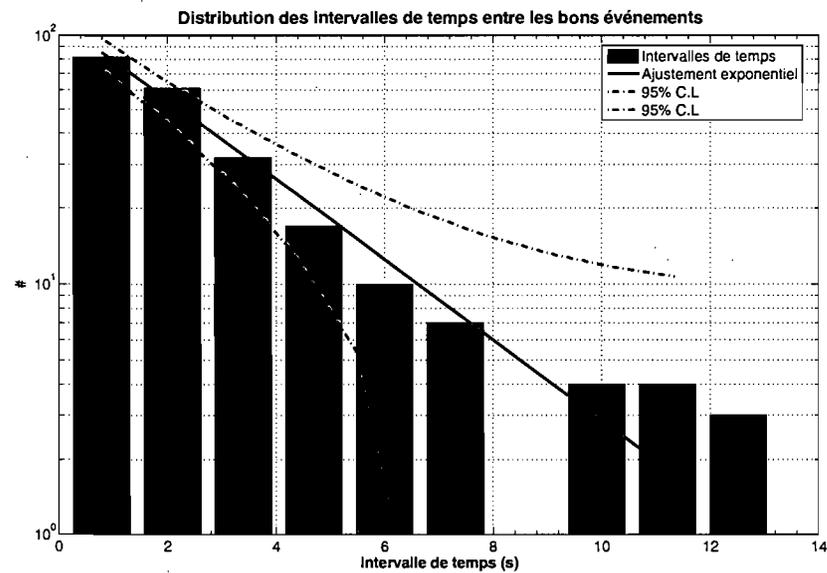
4.3.2 La normalisation du compteur ^3He

La vérification de la détection du compteur de neutrons à ^3He [34, 51] est importante car la détermination de l'efficacité du module de détection se base sur la quantité de neutrons détectés. Si le compteur devait changer de facteur de normalisation, la détection des neutrons en serait affectée et la détermination du taux de comptage du module PICASSO en serait à son tour affectée.

Le compteur ^3He utilisé était pourvu d'une couche modératrice mince de paraffine. La couche mesurait 15 *mm*. Ce choix a été fait car l'efficacité de détection de neutrons



(a) Distribution des intervalles de temps entre tous les signaux acquis lors d'une mesure



(b) Distribution des intervalles de temps entre les signaux qui passent les coupures

Figure 4.5 – Effet de l'analyse sur la distribution des intervalles de temps.

lents est beaucoup plus avantageée [19] par un modérateur mince que par un modérateur de 95 mm d'épaisseur dont l'utilisation est plus répandue.

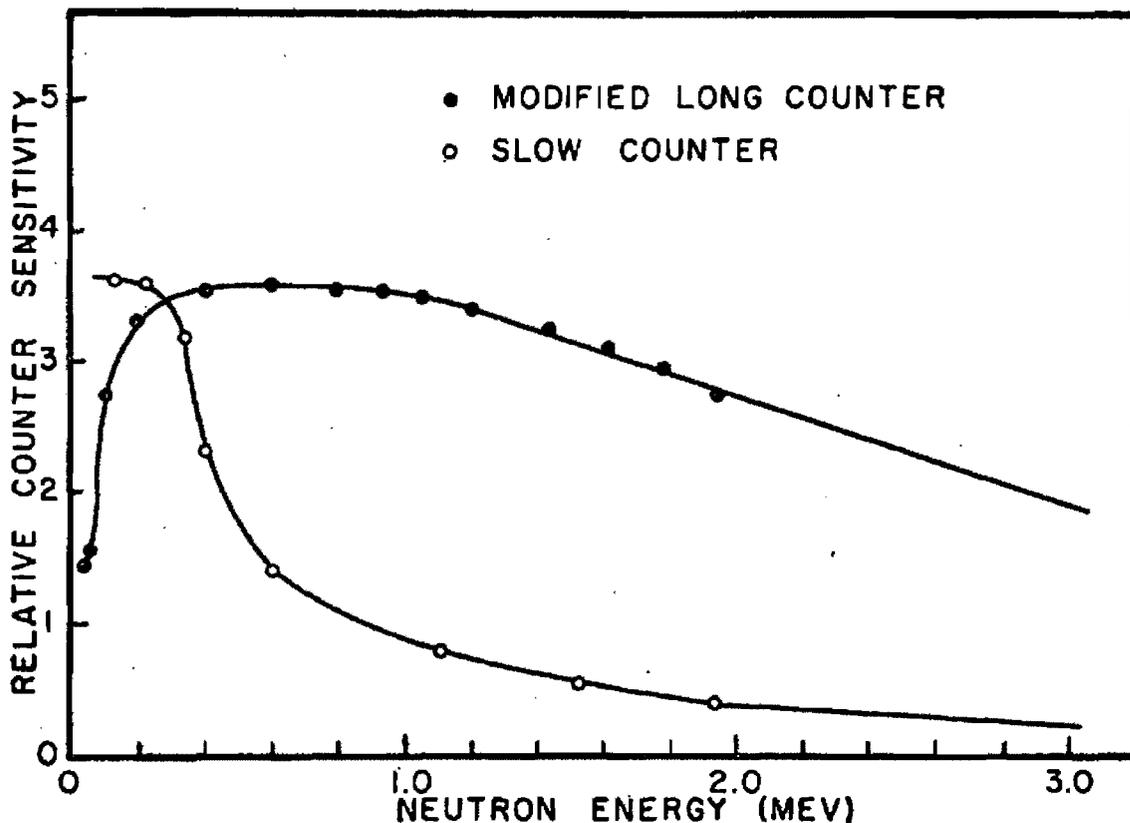


Figure 4.6 – Efficacités relatives de deux compteurs ^3He pourvus de modérateurs de paraffine d'épaisseurs différentes. Le *slow counter* a un modérateur de 1.27 cm d'épaisseur tandis que l'autre a un modérateur de 12.7 cm. Le type *slow counter* est plus efficace dans la région d'énergie de neutrons que nous avons sondée. Notre compteur avait un modérateur de 15 mm d'épaisseur. La figure est tirée de [19]

Le calcul du facteur de normalisation du compteur de neutrons se base sur l'hypothèse que la cible métallique ne se détériore pas appréciablement par son exposition aux protons. Ceci est raisonnable car la littérature [40] montre qu'un courant de protons de $30 \mu\text{A}$ ne réduit pas la production de neutrons alors que le courant typique obtenu au Tandem est de l'ordre de $1.5 \mu\text{A}$ avec un maximum enregistré à $3 \mu\text{A}$. Le temps total d'exposition total de la cible au faisceau de proton est de l'ordre de 300 heures mais sans période dépassant 24 heures d'exposition ininterrompue. Il est possible alors d'étalonner le détecteur ^3He . Le facteur de normalisation N_n est évalué en divisant le nombre total de neutrons détectés par la charge accumulée sur la cible et la moyenne des neutrons

enregistrés par tranche de dix secondes. On obtient donc la relation suivante :

$$N_n = \frac{n_{tot}}{q \bar{n}_{10}} \quad (4.3)$$

où N_n est le facteur de normalisation pour la détection des neutrons, n_{tot} le nombre total de neutrons recueillis, q la charge totale accumulée et \bar{n}_{10} la moyenne des neutrons accumulés par tranche de dix secondes.

Cette méthode de normalisation nous assure que même si, entre deux prises de données, l'énergie des protons se déplace quelque peu et que la production de neutrons est modifiée légèrement, la normalisation demeurera adéquate. En effet, les largeurs des résonances du ^{51}V sont inférieures à 1 keV et une modification de l'énergie des protons de cette ordre de grandeur peut engendrer un changement dans la quantité de neutrons produits. La normalisation par la moyenne des neutrons par tranches de dix secondes compense cette variation.

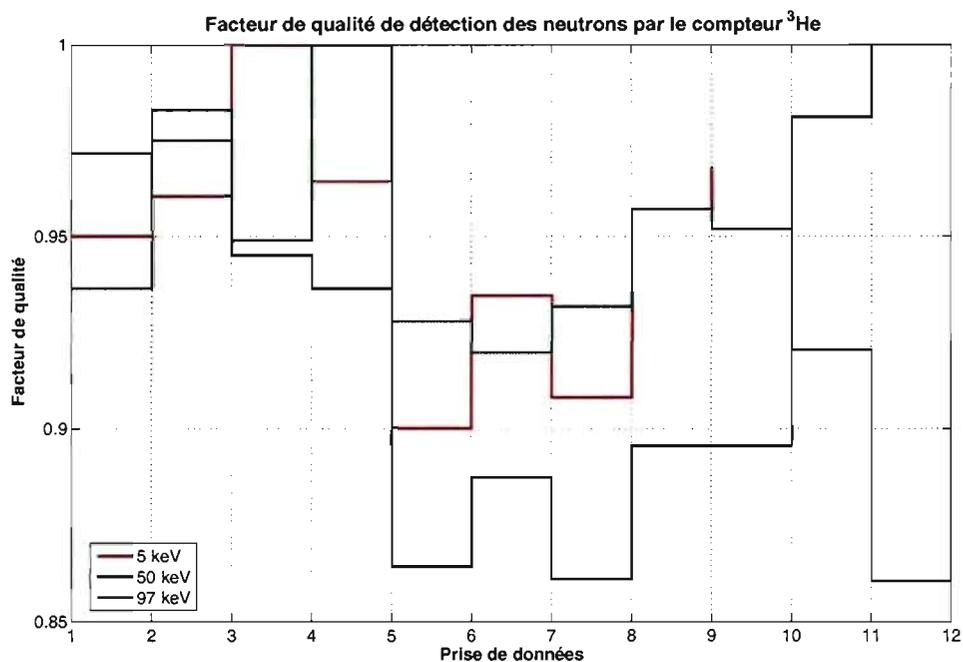


Figure 4.7 – Facteur de normalisation de détection du compteur de neutrons ^3He pour les résonances de 4.8 keV , 50 keV et 97 keV de la cible de ^{51}V

La figure 4.7 démontre bien que le facteur de normalisation change par, au plus, un facteur de 0.8. Ce facteur de normalisation de détection des neutrons est pris en compte dans l'analyse des taux de comptage du module de détection PICASSO.

4.4 L'exposition aux neutrons de basse énergie

La prise de données lors de l'exposition aux neutrons de basse énergie au Tandem a été faite afin d'enregistrer autant de paramètres utiles que possible. Tout d'abord, la charge déposée dans la cible était évaluée par l'intégrateur de charge qui était branché directement sur le porte-cible qui servait en même temps de cage de Faraday, puisqu'isolé électriquement du reste du montage. Le courant du faisceau de protons était mesuré à toutes les dix secondes et catalogué automatiquement par un oscilloscope qui renvoyait la lecture de l'intégrateur de charge vers un ordinateur au moyen du réseau informatique du laboratoire. Le nombre de neutrons détectés était cumulé en tranches de dix secondes et additionné à la toute fin de chaque prise de données. Toutes ces informations étaient automatiquement enregistrées et pourront donc être consultées de nouveau sans problème, s'il le faut. Les données sont enregistrées à trois endroits différents pour prévenir toute perte accidentelle d'information. Elles sont d'abord enregistrées localement, sur le disque dur de l'ordinateur DAQ. Après chacune des sessions de prise de données, l'information recueillie est immédiatement et automatiquement copiée vers un disque dur de haute capacité inaccessible de l'extérieur du réseau informatique du laboratoire. Une seconde copie est envoyée sur le serveur de la collaboration PICASSO. Le serveur est la seule source où la collaboration peut avoir accès aux données. Ce système assure une sécurité accrue de toute l'information prélevée lors des mesures.

4.4.1 La résonance de 40 keV du ^{51}V

La première résonance étudiée du ^{51}V est celle qui produit des neutrons de 40 keV. Ce choix a été fait car des neutrons de 40 keV se trouvent dans un creux de la section efficace $^{19}\text{F}(n, \text{tot})$ comme démontré à la figure 4.8. Le petit module de détection ayant été fabriqué et utilisé pour la toute première fois dans le cadre de cette expérience, il

était incertain que le taux de comptage serait suffisant pour obtenir de bonnes statistiques dans un temps de mesure raisonnable. Comme le taux de comptage devrait être à son plus faible dans un creux de la résonance $^{19}\text{F}(n, \text{tot})$, le fait que le taux de comptage était suffisant à cet endroit nous a assuré que toutes les autres mesures pouvaient être faites sans problème relié au taux de comptage du petit module. Celui-ci contenant seulement 1.1 g de masse active comparativement aux 80 g contenus dans les modules de production.

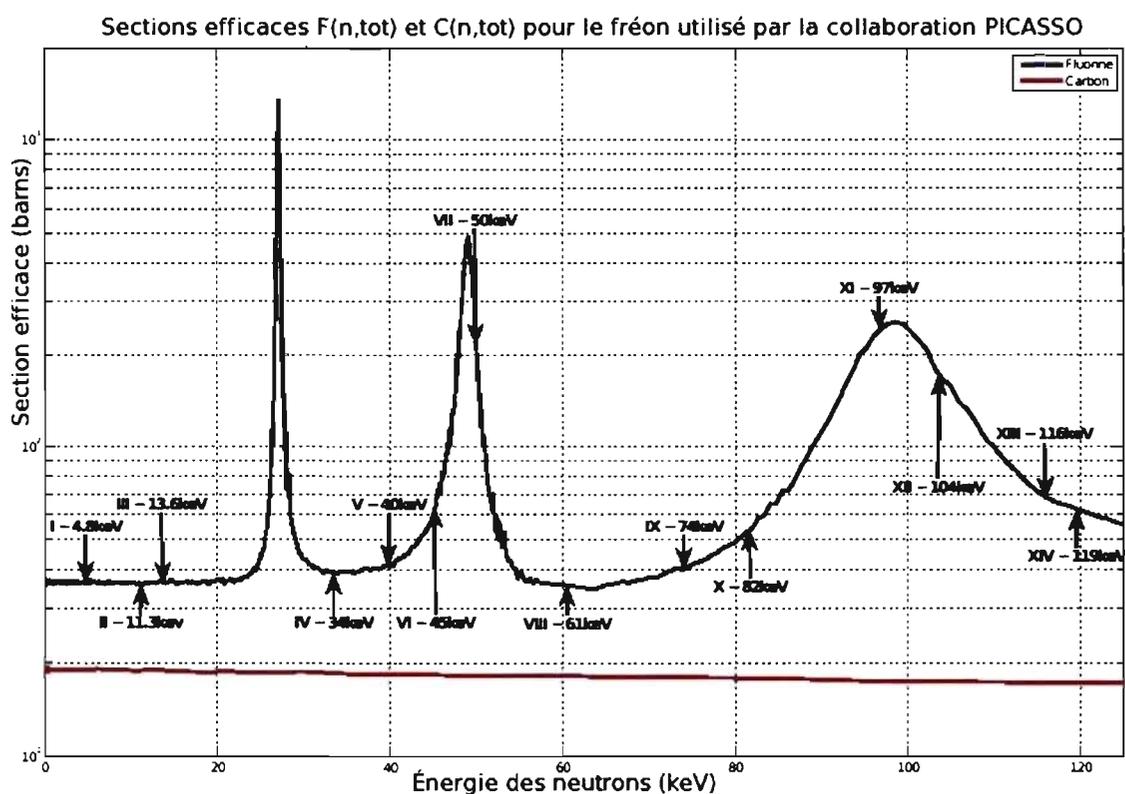


Figure 4.8 – Position des différentes énergies de neutrons par rapport à la section efficace $^{19}\text{F}(n, \text{tot})$ et $^{12}\text{C}(n, \text{tot})$ [36]

La résonance de 40 keV est aussi l'une des résonances du ^{51}V qui ne produit pas des neutrons de façon isotrope, malgré leur basse énergie. Ceci doit être considéré dans l'évaluation du taux de comptage du module de détection PICASSO car le compteur ^3He était situé au-dessus du porte-cible, à 90° par rapport à l'axe que formait le faisceau de

proton.

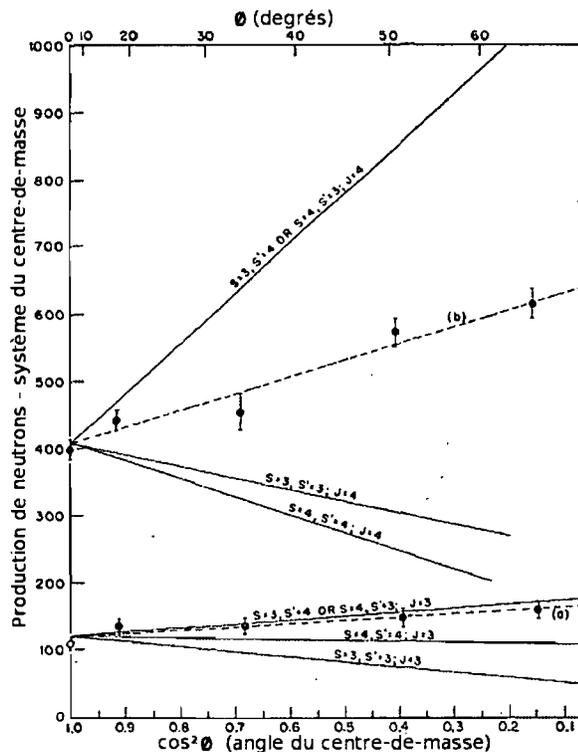


Figure 4.9 – Distribution angulaire de la production de neutrons. La courbe (a) correspond à la résonance de 34 keV et la (b) à la résonance de 40 keV. Les droites continues ont été calculées théoriquement et correspondent à des protons et des neutrons avec $l = 1$ [40]

La figure 4.9 représente la quantité de neutrons produits selon l'angle de la position du détecteur. Le module PICASSO se trouvait à 0° tandis que le détecteur ^3He était à 90° . Ceci fait en sorte que la quantité de neutrons a été surévaluée d'un facteur 1.75.

La figure 4.10 présente comment cette correction pour l'anisotropie dans la production des neutrons de 40 keV affecte les données.

Le taux de comptage en fonction de la température est présenté à la figure 4.11.

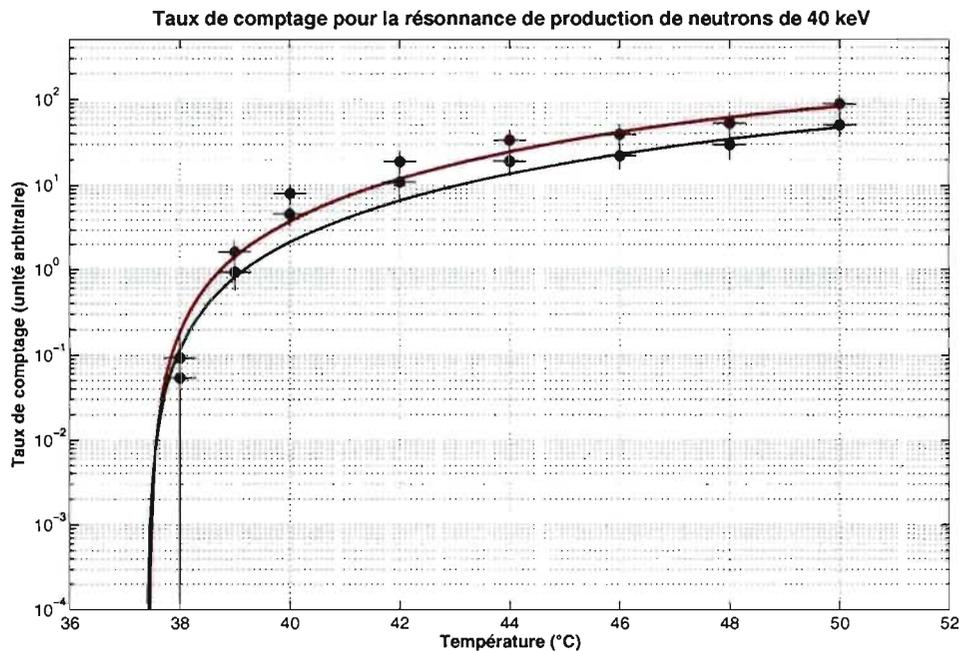


Figure 4.10 – Correction des données de la résonance 40 keV pour tenir compte de l’anisotropie dans la production des neutrons. Les points en rouge représentent les données brutes et ceux en verts sont corrigés en tenant compte de l’anisotropie de production des neutrons de 40 keV telle qu’illustrée à la figure 4.9.

4.4.2 La résonance 4.8 keV

La dernière résonance à être utilisée pour cette étude est la résonance *I* du ^{51}V qui produit des neutrons de 4.8 keV. Le seuil de détection de cette énergie est de 50°C. Des taux de comptage ont été évalués à des températures variant entre 48°C et 60°C. Cette gamme de température d’opération est considérée comme faisant partie des hautes températures par la collaboration PICASSO. L’opération du détecteur dans cette gamme de température le rend sensible aux rayons γ . Ces rayons γ peuvent provenir de plusieurs sources : l’environnement, les traces de potassium contenues dans un module lui-même ainsi que plusieurs autres possibilités. Dans le cas particulier de la production de neutrons par la réaction $^{51}\text{V}(p,n)^{51}\text{Cr}$, le chrome résultant émet un rayon γ et a une demi-vie de 28 jours. Le module de détection se trouvait donc à 10 cm d’une source de rayons γ !

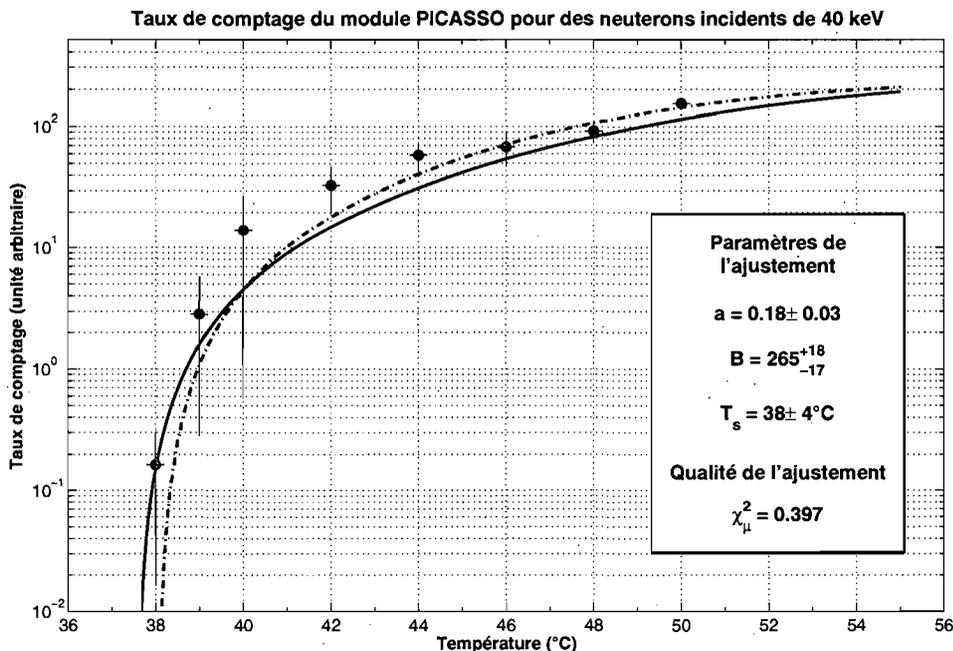


Figure 4.11 – Taux de comptage en fonction de la température pour des neutrons incidents de 40 keV. L'ajustement aux données [47], en vert, retourne une température de seuil de 38°C. La courbe rouge est le meilleur ajustement possible en définissant la température de seuil avec la théorie actuelle.

La façon dont cette production de rayonnement sur le taux de comptage a été considérée est la suivante : les mesures du taux de comptage en présence de la production de neutrons de 4.8 keV ont été effectuées presque sans arrêt. Ceci nous assure que la cible était saturée en atomes de ^{51}Cr . Immédiatement après la fin des mesures, le module a été exposé à la cible sans présence du faisceau de protons. Seuls les photons provenant du ^{51}Cr s'ajoutaient au bruit de fond qui affecte toutes les autres températures de détection. Toutes les températures où le taux de comptage avait été évalué en présence de neutrons ont été revisitées en exposant seulement le module à la cible.

La figure 4.12 présente la modification qu'apporte la correction pour la production de γ par le ^{51}Cr . La figure 4.13 présente les taux de comptage observés en fonction de la température pour les neutrons de 4.8 keV.

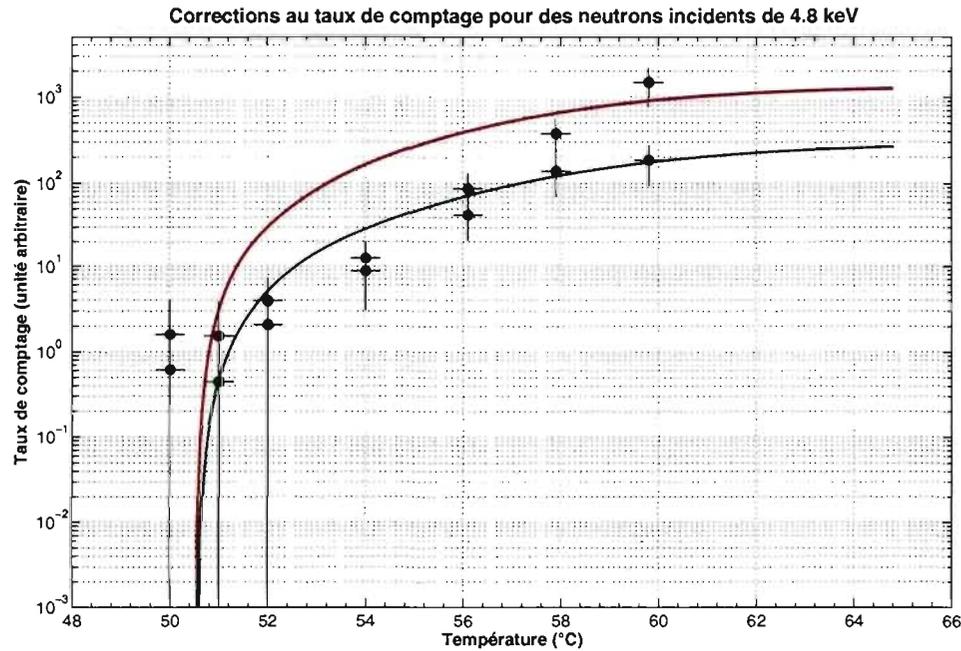


Figure 4.12 – Correction des taux de comptage à la résonance de production de neutrons de 4.8 keV. Les points rouges ne sont pas corrigés et les points noirs le sont. Les courbes pleines sont les meilleurs ajustements aux données dans les deux cas. Les γ produits par le ^{51}Cr sont responsables de la plus grande partie de la correction aux très hautes températures.

4.4.3 Les résonances de production de neutrons de 50, 61 et 97 keV

Les taux de comptage des trois autres énergies de neutrons sont présentés aux figures 4.14, 4.15 et 4.16

4.4.4 Analyse des paramètres des ajustements aux données

Le tableau 4.2 présente les paramètres tirés des ajustements aux données. La fonction ajustée est [35]

$$\frac{dn}{dE_n} = \frac{B}{E_n} \left[E_n - E_{th} - \frac{E_{th}}{a} \left(1 - \exp \left(-a \frac{E_n - E_{th}}{E_{th}} \right) \right) \right] \quad (4.4)$$

où E_n représente l'énergie des neutrons incident et où :

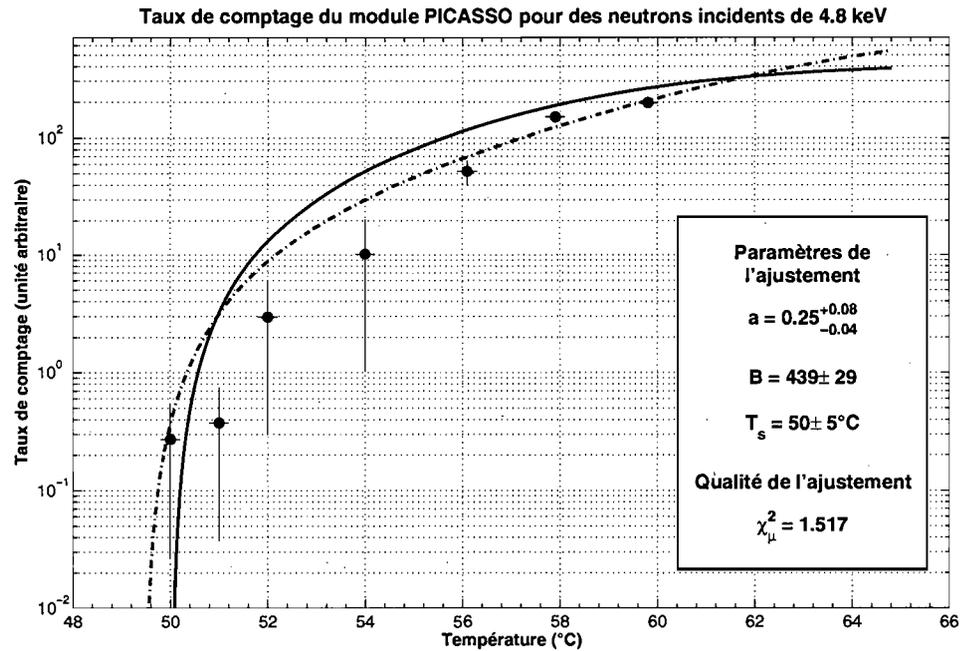


Figure 4.13 – Taux de comptage en fonction de la température pour des neutrons incidents de 4.8 keV. L'ajustement aux données, en vert, retourne une température de seuil de 50°C. La courbe rouge est le meilleur ajustement possible en déterminant la température de seuil en utilisant les propriétés thermodynamiques du C_4F_{10} .

$$E_{th} = C \exp(-a(T - T_0)) \quad (4.5)$$

Il y a donc un total de quatre paramètres libres : a , B , C et T_0 .

4.4.5 Comparaison des différentes énergies de neutrons

Une façon intéressante de présenter tous les résultats en même temps est de normaliser toutes les résonances individuellement, à leur plateau de comptage respectif. Ceci permet de voir le changement des températures seuil sur un seul et même graphique. La figure 4.17 présente une comparaison de toutes les énergies de neutrons étudiées.

La figure 4.17 montre aussi les différences que provoquent les différentes valeurs de la section efficace ($n, {}^{19}\text{F}$). Les neutrons de 61 keV, en vert, se retrouvent dans un

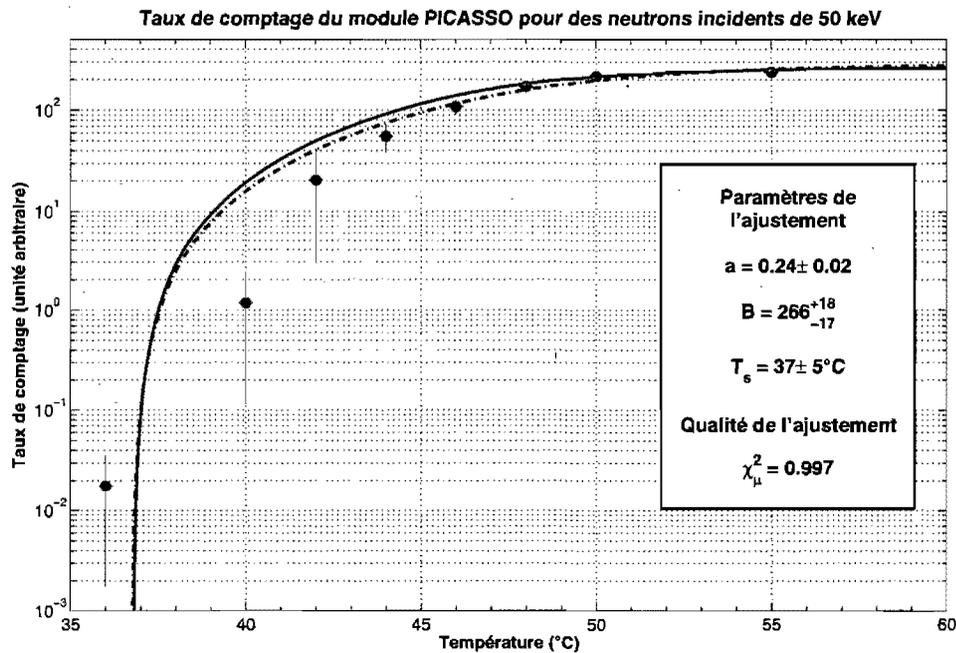


Figure 4.14 – Taux de comptage en fonction de la température pour des neutrons incidents de 50 keV. L'ajustement aux données, en vert, prédit une température de seuil de 36°C. La courbe rouge est le meilleur ajustement possible en définissant la température de seuil avec la théorie actuelle.

creux tandis que les neutrons de 50 keV sont sur un pic de haute section efficace comme présenté à la figure 4.8. Ceci se traduit sur la figure 4.17 par le fait que la courbe bleue croise la courbe verte avant que l'une des deux n'atteigne l'unité.

4.5 Vérification de la concordance avec les résultats obtenus auparavant et les simulations

Il est maintenant possible de vérifier que les résultats obtenus sont contenus dans le cadre de la théorie existante et qu'ils se raccordent avec les résultats obtenus auparavant [3, 29]. Cette vérification se fait sur trois points principaux : la vérification de la position des points obtenus sur la courbe d'énergie de seuil en fonction de la température, la vérification de la valeur du paramètre a de l'équation 4.4 et l'accord des résultats

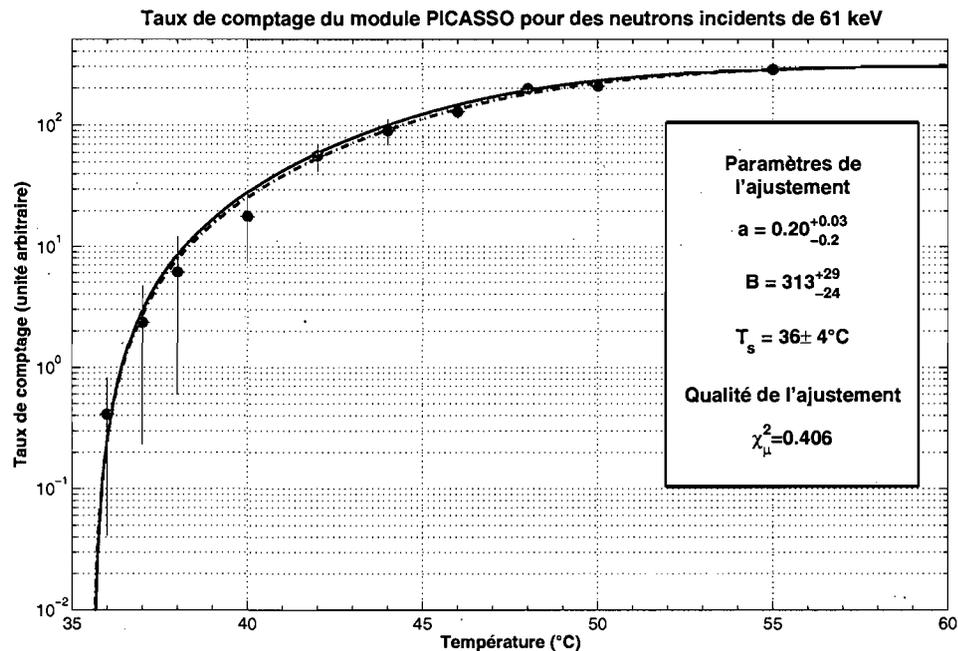


Figure 4.15 – Taux de comptage en fonction de la température pour des neutrons incidents de 61 keV. L'ajustement aux données, en vert, prédit une température de seuil de 35°C. La courbe rouge est le meilleur ajustement possible en définissant la température de seuil avec la théorie actuelle.

avec la simulation Monte Carlo effectuée par Rachel Faust.

4.5.1 Énergie de seuil en fonction de la température

Le module de détection PICASSO en est un qui fonctionne avec un seuil de détection comme exposé dans les sections précédentes. Le seuil de détection est une fonction de la température d'opération qui détermine l'état de surchauffe du composé actif, le C_4F_{10} . Des mesures similaires effectuées avec des neutrons de plus de 100 keV d'énergie ont déjà été effectuées.

La figure 4.18 montre les taux de comptage normalisés pour toutes les énergies de neutrons étudiées à l'aide du module de détection PICASSO.

Une autre bonne représentation des résultats comparativement aux mesures historiques

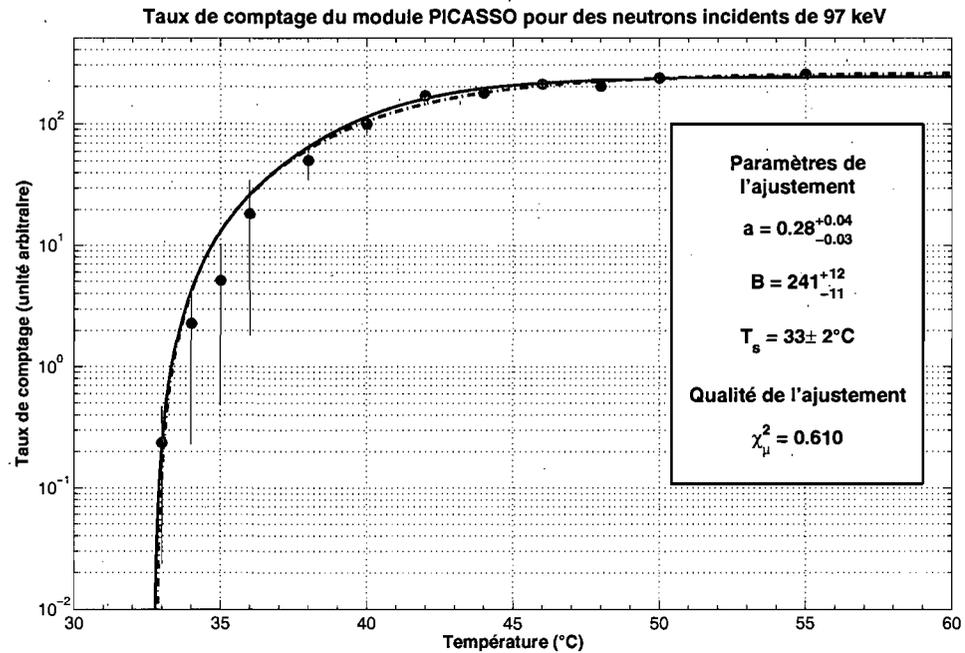


Figure 4.16 – Taux de comptage en fonction de la température pour des neutrons incidents de 97 keV. L'ajustement aux données, en vert, prédit une température de seuil de 33°C. La courbe rouge est le meilleur ajustement possible en définissant la température de seuil avec la théorie actuelle.

est de placer les températures seuils extraites des données sur une courbe des énergies seuil de neutrons en fonction de la température.

La figure 4.19 démontre que la fonction utilisée pour déterminer l'énergie seuil pour une température d'opération est toujours adéquate lorsque de petites énergies de recul, donc de hautes températures d'opération, sont en jeu.

4.5.2 Vérification de la concordance du paramètre a

Le second paramètre en importance dans la description de la réponse du détecteur PICASSO est le paramètre a des équations 4.4 et 4.5. Ce paramètre détermine le rythme de l'augmentation du taux de comptage de la température seuil jusqu'au plateau d'efficacité. Plus la valeur du paramètre est élevée, plus l'augmentation du taux de comptage

Énergie des neutrons incidents	a [#]	B [unité arbitraire]	T_s	χ_μ^2
4.8 keV	$0.25^{+0.08}_{-0.04}$	438 ± 29	$50 \pm 5^\circ\text{C}$	1.517
40 keV	0.18 ± 0.03	256^{+18}_{-17}	$38 \pm 4^\circ\text{C}$	0.387
50 keV	0.24 ± 0.02	266^{+18}_{-17}	$37 \pm 5^\circ\text{C}$	0.997
61 keV	$0.20^{+0.03}_{-0.2}$	313^{+29}_{-24}	$36 \pm 4^\circ\text{C}$	0.406
97 keV	$0.28^{+0.04}_{-0.03}$	241^{+12}_{-11}	$33 \pm 2^\circ\text{C}$	0.610

Tableau 4.2 – Valeurs des paramètres de l’ajustement aux données pour toutes les énergies de neutrons étudiées.

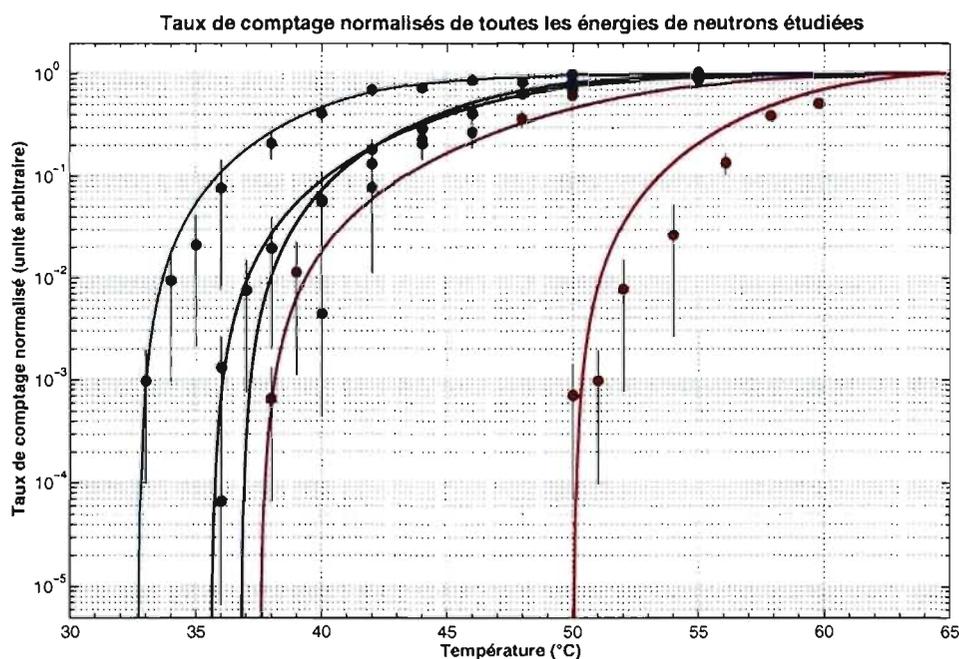


Figure 4.17 – Comparaison des cinq énergies de neutrons étudiées. Chaque courbe a été normalisée individuellement. La couleur rouge représente les neutrons de 4.8 keV, le mauve 40 keV, le bleu 50 keV, le vert 61 keV et le turquoise 97 keV

se fera rapidement pour atteindre le plateau. Il est important de valider l’utilisation du modèle actuel en comparant chacune des valeurs du paramètre obtenues pour toutes les

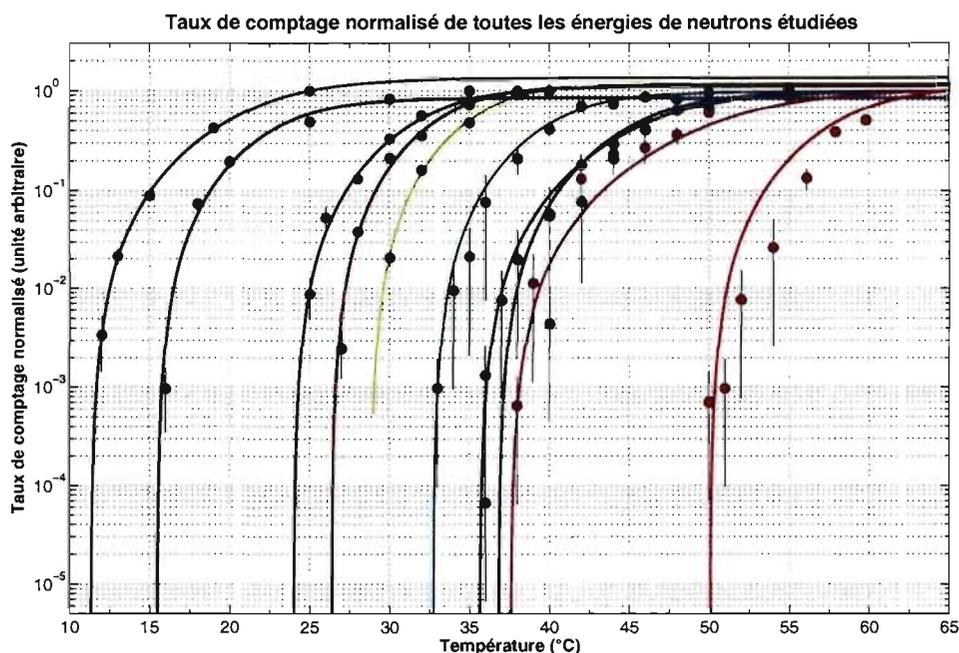


Figure 4.18 – Comparaison de toutes les données prises par l'exposition d'un module de détection PICASSO à un faisceau de neutrons. De gauche à droite, les courbes représentées correspondent à des énergies de neutrons incidents de 4 MeV, 2 MeV, 400 keV, 300 keV, 200 keV, 97 keV, 61 keV, 50 keV, 40 keV et 4.8 keV respectivement.

énergies de neutrons étudiées. Le tableau 4.3 présente les valeurs des paramètres obtenus.

On constate que toutes les valeurs du paramètre sont en accord. La valeur moyenne du paramètre a est alors $a = 0.25^{+0.12}_{-0.22}$.

4.5.3 L'accord aux simulations

L'accord des données expérimentales aux les simulations est présenté à la figure 4.20.

4.6 Discussion sur la qualité des accords aux ajustements

L'ajustement aux données des neutrons de 50 keV semble surestimer la valeur des points expérimentaux. Une explication possible pour ce mauvais accord vient du fait que le module de détection 906 a été mis en service 24 heures après sa fabrication pour

Énergie des neutrons incidents	a [#]	T_s
4.8 keV	$0.25^{+0.08}_{-0.04}$	$50 \pm 5^\circ\text{C}$
40 keV	0.18 ± 0.03	$38 \pm 4^\circ\text{C}$
50 keV	0.24 ± 0.02	$37 \pm 5^\circ\text{C}$
61 keV	$0.20^{+0.03}_{-0.2}$	$36 \pm 4^\circ\text{C}$
97 keV	$0.28^{+0.04}_{-0.03}$	$33 \pm 2^\circ\text{C}$
200 keV	0.30 ± 0.03	$29 \pm 4^\circ\text{C}$
300 keV	0.29 ± 0.03	$26 \pm 3^\circ\text{C}$
400 keV	0.26 ± 0.02	$24 \pm 2^\circ\text{C}$
2000 keV	$0.26^{+0.03}_{-0.02}$	$15 \pm 2^\circ\text{C}$
3000 keV	0.27 ± 0.04	$13 \pm 3^\circ\text{C}$
4000 keV	$0.22^{+0.02}_{-0.03}$	$11 \pm 3^\circ\text{C}$

Tableau 4.3 – Valeurs des paramètres de l’ajustement aux données pour toutes les énergies de neutrons étudiées.

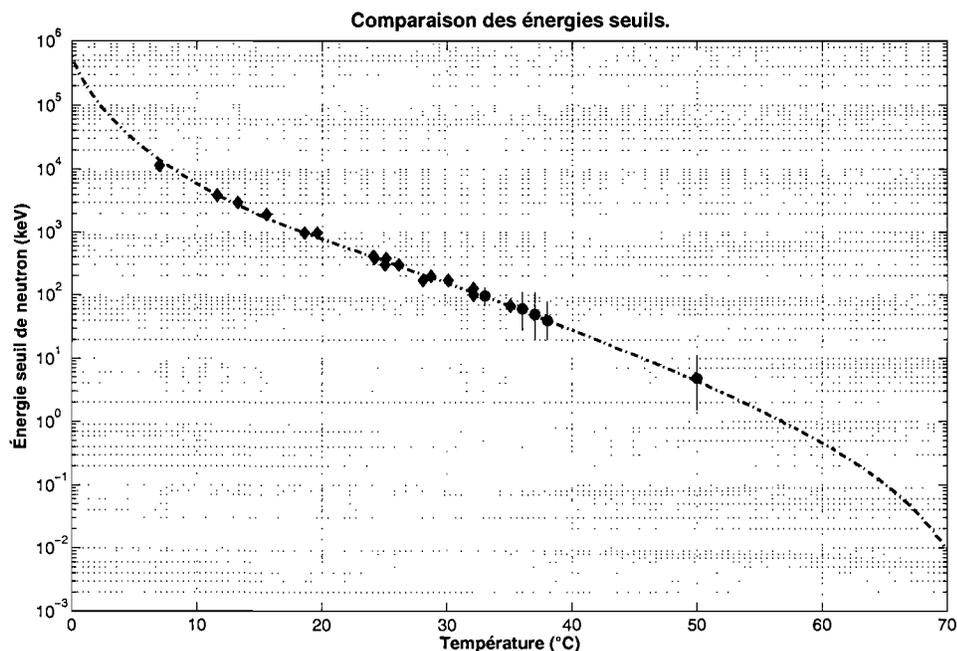


Figure 4.19 – Comparaison des énergies seuils de neutrons en fonction de la température d'opération du détecteur avec les données existantes. La courbe est déterminée par la thermodynamique du C_4F_{10} , les points noirs proviennent des travaux de Nadim Boukhira [3] tandis que les points bleus ont été produits par les mesures présentées dans ce document.

mesurer la réponse aux neutrons de 50 keV. C'est un fait connu dans la collaboration PICASSO que les modules nécessitent un temps de grâce d'environ une semaine après leur fabrication avant de devenir stables dans leur taux de comptage. Des contraintes temporelles et matérielles ont forcé le module 906 à entrer en service immédiatement après sa fabrication. Ce fait explique en partie l'accord discutable entre les points et l'ajustement.

L'ajustement aux données à 4.8 keV surestime globalement les points expérimentaux. Ceci semble être indicatif d'une perte de masse active. Les températures d'opération nécessaires à cette basse énergie sont considérées comme très élevées par la collaboration PICASSO. Le gel devient moins rigide à ces hautes températures et des bulles de gaz actif peuvent alors remonter à la surface et s'échapper du gel. L'analyse a été

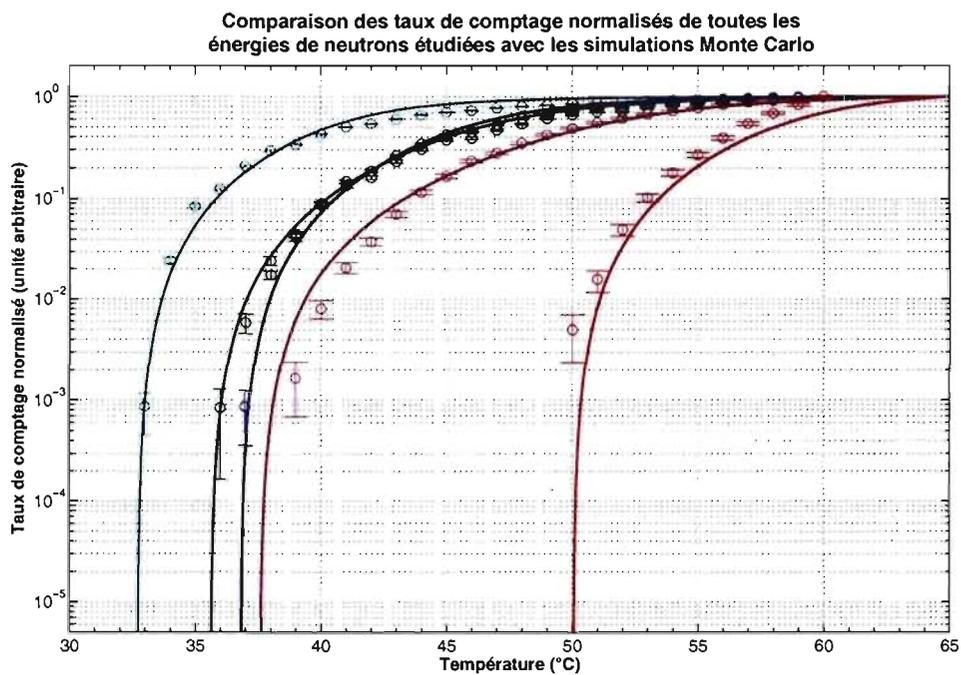


Figure 4.20 – Accord entre les simulations Monte Carlo et les données expérimentales. Les résultats des simulations Monte Carlo sont représentés par les points et les courbes sont les ajustements faits aux données expérimentales.

effectuée en tenant pour acquis que s'il y avait eu perte de masse active, elle devait être négligeable.

CHAPITRE 5

CONCLUSION

Somme toute, il est juste d'affirmer que la caractérisation de la réponse du détecteur PICASSO à des neutrons de très basse énergie a été effectuée à l'aide des installations améliorées d'accélération de particules du laboratoire René-J.-A.-Lévesque et l'élaboration d'un nouveau montage pour la prise de données. En effet, la stabilité et la fiabilité accrues de l'accélérateur TANDEM ont permis la production de neutrons mono-énergétiques d'énergie aussi basse que 4.8 keV . L'expérience visait à combler un manque de données expérimentales sur la réponse du détecteur PICASSO dans la région des basses énergies de recul. Cette fonction de réponse, qui jusqu'à maintenant servait à faire des prédictions sur le comportement du détecteur dans la région des basses énergies de recul, a été validée. Les points expérimentaux sont bien décrits par la même fonction, sans modification supplémentaire. Qui plus est, les résultats s'accordent parfaitement aux résultats obtenus auparavant pour des énergies de neutrons de plus de 100 keV .

Non seulement les points expérimentaux viennent combler un manque de données à basses énergies, mais cette expérience a aussi réussi à mettre sur pied le matériel, les logiciels et une méthode pour sonder de très basses énergies de recul. D'autres types d'études pourront facilement utiliser les ressources désormais disponibles pour caractériser une foule de paramètres du détecteur PICASSO. Par exemple, toutes les mesures présentées dans ce document pourraient être refaites à une pression de 1.2 bars , soit la pression ambiante à SNOlab. Ceci permettrait d'avoir une fonction de réponse applicable directement aux données expérimentales de la collaboration sans avoir recours à une fonction d'équivalence en pression. Il serait aussi facile d'étudier un autre gaz, comme le C_3F_8 ou le C_5F_{12} , comme composé actif. Il serait même envisageable de placer un module de 4.5 L dans un montage légèrement modifié afin d'y faire un étalonnage de très haute précision à l'aide de faisceaux de neutrons mono-énergétiques et non à partir de sources ayant une distribution d'énergies étalée. Les possibilités sont nombreuses et très intéressantes.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] François Aubin. Caractérisation spatiale des événements dans les détecteurs PICASSO. Mémoire de maîtrise, Université de Montréal, Avril 2007.
- [2] R. Faust, M. Auger. Neutron test beam calibration. Dans *PICASSO scientific and technical report*, 2007.
- [3] Nadim Boukhira. Étalonnage aux neutrons d'un détecteur à gouttelettes surchauffées pour la recherche de la matière sombre. Mémoire de maîtrise, Université de Montréal, Novembre 2001.
- [4] High Voltage Engineering Europa B.V. Tandetron accelerator systems. Dans *Technical description*. HVEe.
- [5] Francesco d'Errico. Radiation dosimetry and spectrometry with superheated emulsions. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*, (184):229–254, 2001.
- [6] C. Hagmann et al. Axions. *Review of Particle Physics*, page 26, 2007.
- [7] C. Heymans et al. The dark matter environment of the abell 901/902 supercluster : a weak lensing analysis of the hst stages survey. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, (000):1–13, 2008.
- [8] C. W. Tse et al. Half-lives of ^{51}Cr , ^{48}Cr , and ^{48}V . *Physical Review C*, 10(2): 838–839, 1974.
- [9] D. N. Spergel et al. Three-year *Wilkinson Microwave Anisotropy Probe* (WMAP) observations : Implications for cosmology. *The Astrophysical Journal*, (170):377–408, 2007.
- [10] D. Tytler et al. Review of big bang nucleosynthesis and primordial abundances. *Physica Scripta*, T85(T85):12–31, 2000.

- [11] H.V. Klapdor-Kleingrothaus et al. First results from the hdms experiment in the final setup. *Astroparticle Physics*, 18(5):525–530, 2003.
- [12] M. Barnabé-Heider et al. Improved spin-dependent limits from the PICASSO dark matter search experiment. *Physics Letters B*, (624):186–194, 2005.
- [13] M. Barnabé-Heider et al. Response of superheated droplet detectors of the PICASSO dark matter search experiment. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, (555):184–204, 2005.
- [14] M. Bradac et al. Strong and weak lensing united. iii. measuring the mass distribution of the merging galaxy cluster Ies 0657-558. *The Astrophysical Journal*, (652):937–947, 2006.
- [15] N. Scoville et al. Large structures and galaxy evolution in cosmos at $z < 1.1$. *arXiv :astro-ph/0612384v1*, page 72, 2006.
- [16] P. Belli et al. Extending the dama annual-modulation region by inclusion of the uncertainties in the astrophysical velocities. *Physical Review D*, 61(023512):1–9, 2000.
- [17] R. Bernabei et al. Dark matter particles in the galactic halo : results and implications from dama/nai. *International journal of Modern Physics D*, 13(10):2127–2160, 2004.
- [18] R. Gornea et al. Data acquisition system for PICASSO experiment. Dans 2007 *IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record*, pages 115–119, 2007.
- [19] R. M. Brugger et al. Study of the nuclear reactions $^{45}\text{Sc}(p,n)^{45}\text{Ti}$, $^{63}\text{Cu}(p,n)^{63}\text{Zn}$, $^{65}\text{Cu}(p,n)^{65}\text{Zn}$, and $\text{Zn}(p,n)\text{Ga}$. *Physical Review*, (1):84–90, 1955.
- [20] Richard Massey et al. Dark matter maps reveal cosmic scaffolding. *Nature*, pages 1–5, 2007.

- [21] S. Chang et al. The cold axion populations. Dans H. V. Klapdor-Kleingrothaus, éditeur, *Dark Matter in Astrophysics and Particle Physics 1998*, pages 471–498. Institute of Physics publishing, 1998.
- [22] V. Barger et al. Lightest neutralino in extensions of the MSSM. *Physics Letters B*, (630):85–99, 2005.
- [23] B. Villeneuve et M. Séguin. *Astronomie et Astrophysique*. ERPI, 2001.
- [24] R. Faust. Simulation of neutron transport during August 2007's calibration runs. Dans *PICASSO scientific and technical report 08 002*, 2008.
- [25] M. Auger G. Giroux. Montreal analysis program development and comparison. Dans *PICASSO scientific and technical report 07 008*, 2007.
- [26] Marie-Hélène Genest. *Recherche du neutralino avec les détecteurs ATLAS et PICASSO*. Thèse de doctorat, Université de Montréal, Juin 2007.
- [27] F. Giuliani. Are direct search experiments sensitive to all spin-independent weakly interacting massive particles ? *PHYSICAL REVIEW LETTERS*, (95):101301 1–4, 2005.
- [28] Razvan Gornea. *Détection directe de la matière sombre avec le détecteur à gouttelettes surchauffées dans le cadre du projet PICASSO*. Thèse de doctorat, Université de Montréal, Décembre 2007.
- [29] R.S. et al. Gornea. The operation of large-mass room-temperature superheated droplet detectors. *Nuclear Science Symposium Conference Record, 2001 IEEE*, (vol.2):844–849, 2001.
- [30] Particle Data Group. *Particle Physics Booklet*. Institute of Physics Publishing, 2006.
- [31] D. Hallman. Clean fabrication and cleanliness monitoring at SNO. Dans *Topical Workshop in Low Radioactivity Techniques*, 2004.

- [32] M. J. Harper. *A theoretical model of a superheated liquid droplet neutron detector*. Thèse de doctorat, University of Maryland, 1991.
- [33] D. Seckel J. R. Primack. Detection of cosmic dark matter. *Annual review of nuclear and particle science*, (38):751–807, 1988.
- [34] Glenn F. Knoll. *Radiation detection and measurement*. John Wiley and sons, 1979.
- [35] L.-A. Hamel L. Lessard et V. Zacek. Neutron response functions for superheated droplet detectors. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 46(6):1907–1912, 1999.
- [36] Brookhaven National Laboratory. Experimental nuclear reaction data. page www.nndc.bnl.gov/exfor7/exfor00.htm, 2008.
- [37] Jounghun Lee et Xi Kang. Reconstructing the triaxial shapes of dark matter halos from the anisotropic spatial distributions of their substructures in the concordance cosmology. *The Astrophysical Journal*, (637):561–566, 2006.
- [38] Y-C. Lo et R. E. Apfel. Prediction and experimental confirmation of the response function for neutron detection using superheated drops. *Physical Review A*, (10): 5260–5266, 1988.
- [39] T. Morlat M.-C. Piro. Review of the procedure for the fabrication of purified 4.5 L SBDs. Dans *PICASSO Scientific/Technical Reports*, 2007.
- [40] J. H. Gibbons, R. L. Macklin, et H. W. Schmitt. $V^{51}(p,n)Cr^{51}$ reaction as a 5- to 120-keV neutron source. *Physical Review*, 100(1):167–168, 1955.
- [41] Marie Di Marco. *Réduction du bruit de fond en vue de la détection de la matière sombre avec le projet PICASSO*. Thèse de doctorat, Université de Montréal, Novembre 2004.
- [42] J. B. Marion et J. L. Fowler. *Fast Neutron Physics Part I*. Interscience, 1960.
- [43] J. B. Marion et J. L. Fowler. *Fast Neutron Physics Part II*. Interscience, 1960.

- [44] S. P. Martin. A supersymmetry primer. *arXiv :hep-ph/9709356v4*, 2006.
- [45] K. N. Mukhin. *Experimental Nuclear Physics, Volume I, Elementary Particel Physics*. Mir Publishers, 1987.
- [46] P. Nadeau. A method for determining the droplet diameter distribution of the 4.5 l detectors. Dans *PICASSO Scientific/Technical Report : PSTR-07 006*, 2007.
- [47] D. K. Robinson P. R. Bevington. *Data Reduction and Error Analysis - Third edition*. McGraw Hill, 2003.
- [48] Michael E. Peskin. Dark matter and particle physics. *JPSJ*, special(special):1–9, 2007.
- [49] M. A. Preston. *Physics of the Nucleus*. Addison-Wesley, 1965.
- [50] S. C. Roy et Y.-C. Lo R. E. Apfel. Prediction of the minimum neutron energy to nucleate vapor bubbles in superheated liquids. *Physical Review A*, (31):3194–3198, 1985.
- [51] D. Reilly. Passive nondestructive assay of nuclear materials. Office of Nuclear Regulatory Research, 1991.
- [52] A. I. M. Ritchie. Neutron yields and energy spectra from the thick target $Li(p,n)$ source. *J. Phys. D : Appl. Phys.*, 9:15–26, 1976.
- [53] G. Rocha. Constraints on the cosmological parameters using cmb observations. Dans H. V. Klapdor-Kleingrothaus, éditeur, *Dark Matter in Astrophysics and Particle Physics 1998*, pages 238–304. Institute of Phycis publishing, 1998.
- [54] F. Seitz. On the theory of the bubble chamber. *The physics of Fluids*, (vol.1):no.1, 1958.
- [55] F. Seitz. On the theory of the bubble chamber. *The physics of Fluids*, (vol.1):no.2, 1958.

- [56] M. SREDNICKI. Axions : Past, present, and future. Dans *Continuous Advances in QCD 2002/Arkadyfest*, 2002.
- [57] V. Zacek. Dark matter. Dans *Proc. of the 2007 Lake Louise Winter Institute*, 2007.
- [58] V. Zacek. Search for dark matter with PICASSO. Dans *Argonne National Laboratory*, 2007.
- [59] F. Zwicky. *Helvetica Physic Acta*, (6):110, 1933.

Annexe I

Le système de recompression hydraulique PICASSO

Le système de recompression utilisé par la collaboration PICASSO représente une partie essentielle dans l'opération du détecteur. Le système de recompression permet de pouvoir utiliser les mêmes modules de détection pour une période de temps beaucoup plus longue qu'une opération qui se ferait sans recompression. Le but principal de la recompression des modules PICASSO est de reformer des gouttelettes liquides à partir de celles qui se sont vaporisées durant la prise de données. Le système de recompression applique une pression de 6 *bars* sur les modules afin de condenser les bulles gazeuses. La pression est suffisante pour que le C_4F_{10} se retrouve dans la zone liquide de l'espace des phases du composé. Une fois que les bulles se sont recondensées en gouttelettes, la pression peut être relâchée et les modules redeviennent *actifs*.

Le système de recompression possède deux parties distinctes : une partie sèche et une partie hydraulique. La partie sèche comprend un cylindre d'azote comprimé, un détendeur manuel et un régulateur de pression électronique. Le cylindre d'azote est la source de pression pour tout le système. Comme un cycle de recompression se termine par une décompression précédant la prise de données, il faut ventiler l'azote dans l'atmosphère ; ce volume d'azote est donc perdu. Ceci implique donc qu'il faut remplacer le cylindre d'azote lorsque la pression de ce dernier passe en deçà de la pression exigée par la recompression. Le détendeur manuel placé sur le cylindre d'azote doit être réglé à une pression de 8 *bars* (ou 150 *psi*) car c'est la pression maximale que peut accepter le régulateur électronique en aval. Cette pression est aussi la pression maximale de recompression permise par la collaboration PICASSO afin de ne pas endommager les modules de détection. Le régulateur électronique est le contrôleur principal du système de recompression. Il est alimenté par une tension de 24 *V* et est contrôlé par une tension variable de 0 à 10 *V*. La tension appliquée dicte la quantité de pression appliquée au-delà du régulateur jusqu'à concurrence de 8 *bars* (la pression maximale).

Deux soupapes de décharge viennent ajouter une double sécurité au système. La

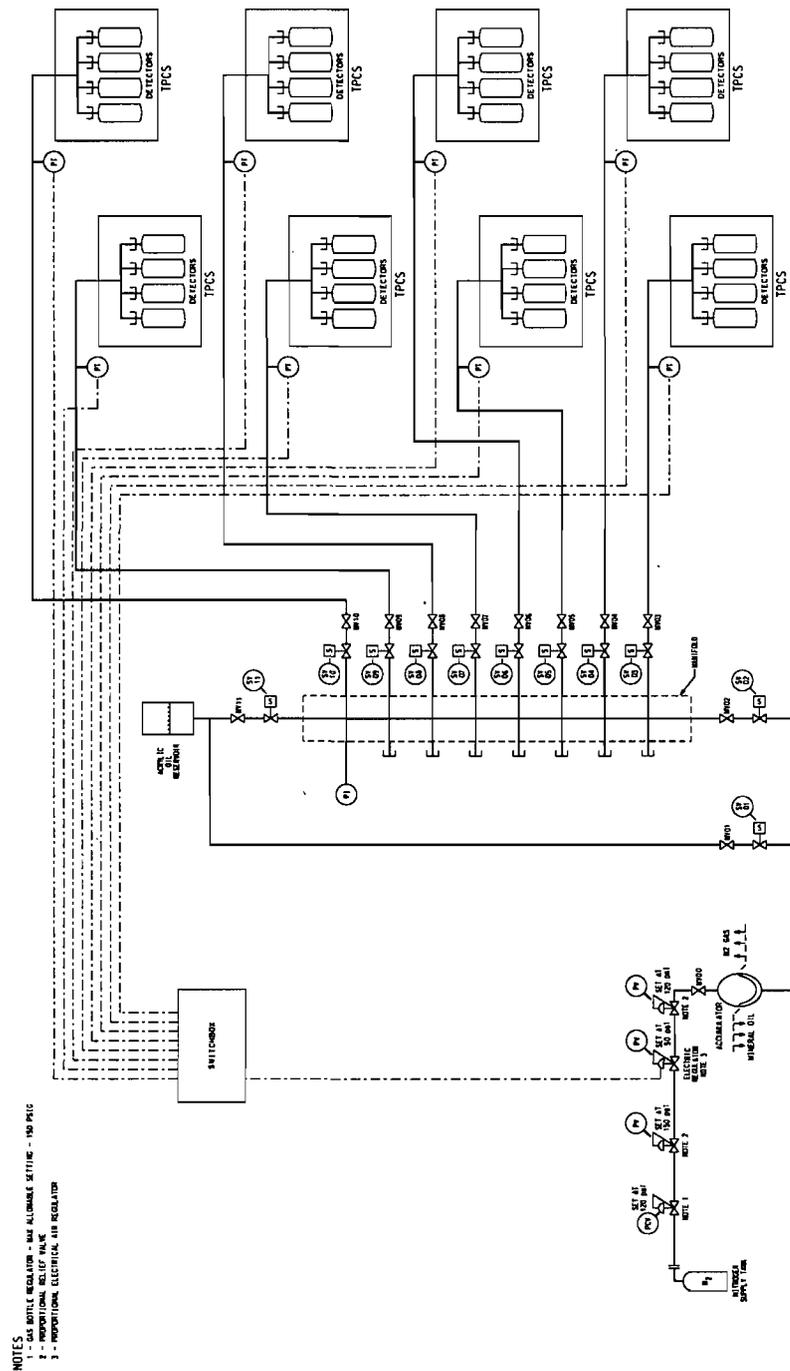


Figure I.1 – Diagramme technique de la construction du système de recompression PI-CASSO. On y voit toutes les composantes du système jusqu'aux *TPCS* qui contiennent les modules de détection

première valve est placée entre le cylindre d'azote et le régulateur électronique (figure I.2(a)). Cette première valve est réglée à une pression limite de 8 *bars* et elle fait en sorte de protéger le régulateur électronique. Si la pression provenant du cylindre d'azote venait à dépasser une pression de 8 *bars*, cette valve s'ouvrirait et laisserait s'échapper l'excédant de pression. Le régulateur est donc protégé mais la capacité d'opération n'est pas compromise. La seconde soupape de décharge est placée immédiatement après le régulateur électronique, avant l'accumulateur. Si la première valve venait à faire défaut et que le régulateur était endommagé par une surpression et qu'il laissait passer une pression supérieure à 8 *bars*, la seconde valve laisserait s'échapper la pression excédentaire pour assurer la sécurité des modules de détection. Cette valve est aussi réglée à une pression limite de 8 *bars*. Il devrait donc y avoir une triple défaillance simultanée pour que les modules de détection soient exposés à une pression supérieure à 8 *bars*.

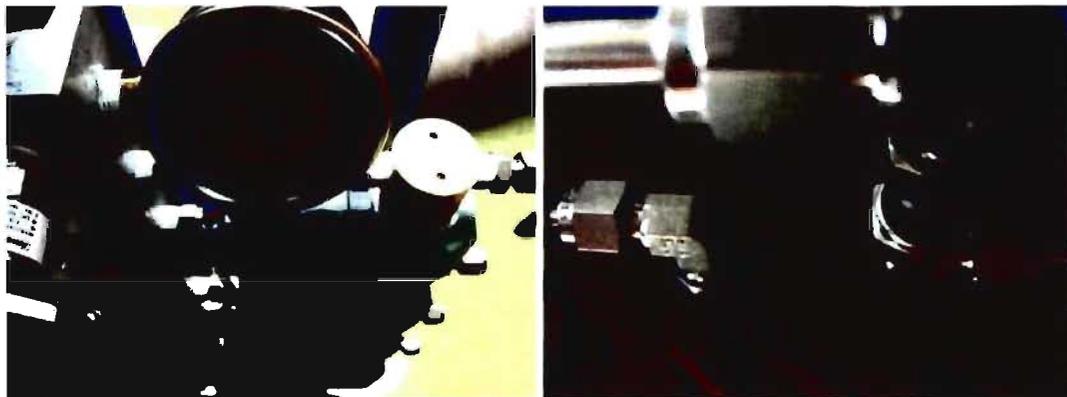
La prochaine pièce dans la chaîne de recompression est l'accumulateur à diaphragme (figure I.2(b)). Le volume de l'accumulateur est de 2.8 *L*. Son diaphragme est fait de caoutchouc *Nitrile*TM qui possède les propriétés de ne pas se désagréger au contact de l'huile minérale et d'être imperméable au Radon. L'accumulateur est la pièce qui joint les parties sèche et humide du système de recompression. C'est le diaphragme de caoutchouc qui est poussé par l'azote comprimé qui comprime à son tour l'huile minérale contenue dans la partie humide du système.

Une fois dans la partie hydraulique du système de recompression, il faut pouvoir distribuer la pression vers tous les *TPCS* en opération dans le détecteur. La distribution s'effectue par un système qui peut contrôler individuellement l'accès à chacun des *TPCS* à partir du système de recompression, comme illustré à la figure I.2(c). Ce système compartimenté permet de contrôler la compression ou décompression de chacune des unités individuellement. Avec ce contrôle compartimenté, la prise de données peut se faire de façon ininterrompue avec la moitié des modules dans l'état actif et l'autre moitié en période de recompression pour ensuite voir la population s'inverser et la prise de données se poursuivre sans arrêt considérable. Une autre utilité vient du fait qu'un *TPCS* dans lequel surviendrait une anomalie d'opération peut rapidement être recomprimé et isolé de la prise de données sans que celle-ci ne s'interrompe pour autant.



(a) Soupape de décharge située avant le régulateur électronique

(b) Accumulateur de 2.8 L de volume



(c) Distribution vers tous les TPCS du détecteur ; (d) Construction complètement en acier inoxydable-contrôle individuel de chaque tube de pression able préalablement lavé ultrasoniquement

Figure I.2 – Différentes parties du système de recompression hydraulique PICASSO

L'utilisation de valves électriques à opération par solénoïdes rend le système encore plus propice à être contrôlé à distance, sans intervention humaine directe. L'éloignement relatif de la collaboration PICASSO de son lieu de prise de données, le SNOLab, nous pousse à développer des systèmes opérables automatiquement ou par accès à distance. Les valves solénoïdes, ainsi que le régulateur électronique, sont contrôlés, tous indépendamment, par un relais électrique branché sur une base informatisée contrôlable par réseau informatique. Le système FieldPoint™ de National Instruments permet de contrôler plusieurs types d'appareils électriques par le biais d'un réseau informatique.

Un modulateur de tension permet de contrôler la tension appliquée au régulateur électronique et des relais électriques nous permettent de gérer l'application d'un courant électrique dans les valves solénoïdes, forçant leur ouverture ou leur fermeture.

Un point important de la conception du système de recompression PICASSO était de pouvoir y attacher les 32 modules prévus pour cette phase du projet. Deux obstacles devaient donc être surmontés : il fallait s'assurer que la déformation des modules sous pression était inférieure au déplacement d'huile minérale que pouvait fournir l'accumulateur et il fallait aussi pouvoir attacher de nouveaux modules lors de l'installation ou lors du remplacement d'un module par un autre plus performant. La première exigence est comblée par le volume de l'accumulateur seul. Le changement de volume d'un module de détection soumis à une pression de 6 bars à une température de 45°C a été mesuré à 23 mL. Même avec la présence des 32 modules de détection, le déplacement total n'excède pas 1 L. La deuxième exigence a nécessité la mise au point d'un moyen de remplir d'huile le système de recompression sans toutefois défaire une connexion du côté hydraulique. Cette opération est rendue possible grâce à l'ajout d'une voie de contournement du distributeur. Cette voie de contournement procure un lien entre le réservoir d'huile minérale, situé au-dessus du système, et l'accumulateur. Il s'agit ensuite d'utiliser l'incompressibilité de l'huile minérale pour créer une pression négative dans l'accumulateur. Il faut tout d'abord appliquer la pression normalement pour recomprimer les modules. Ensuite, il faut isoler le distributeur en fermant la valve qui le sépare de l'accumulateur. Après, la pression est relâchée mais le diaphragme de l'accumulateur ne peut pas se détendre puisqu'il se retrouve essentiellement coupé des modules ; ceci crée alors une légère pression négative. Finalement, il faut ouvrir la valve de la voie de contournement pour voir l'huile contenue dans le réservoir du haut aspirée jusque dans l'accumulateur. Lorsque le siphon s'arrête, la valve de la voie de contournement est refermée et la valve située entre l'accumulateur et le distributeur est ouverte à nouveau. Il y a donc eu un apport net d'huile minérale dans le système sans avoir besoin de défaire une seule connexion. Ce stratagème peut être utilisé autant de fois que nécessaire pour palier à tout changement de volume, aussi grand soit-il, tant que le réservoir d'huile supplémentaire est alimenté en huile.