

2m11.2906.3

Université de Montréal

Fabrication et étude de détecteurs de gros volume
dans le cadre du projet PICASSO

par

Ingrid Boussaroque

Département de physique
Faculté des Arts et Sciences

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

Mai 2001

©Ingrid Boussaroque, 2001



QC
3
U54
2001
N. 014

10/10/10
10/10/10
10/10/10

Université de Montréal
Faculté des études supérieures

Ce mémoire intitulé :

Fabrication et étude de détecteurs de gros volume
dans le cadre du projet PICASSO

présenté par :

Ingrid Boussaroque

a été évalué par un jury composé des personnes suivantes :

MM. Louis-André Hamel, président-rapporteur
Viktor Zacek, directeur de recherche
Louis Lessard, directeur de recherche
Georges Azuelos, membre du jury

Mémoire accepté le : _____

Sommaire

La recherche de la matière sombre occupe bien des astrophysiciens et des physiciens des particules. La particule la plus légère du modèle supersymétrique, le neutralino, pourrait constituer la majeure partie de la matière sombre non-baryonique. Cependant, seuls des détecteurs sensibles aux reculs d'atome causés par des collisions élastiques pourraient révéler la présence de neutralinos. Le projet PICASSO propose une méthode de détection ingénieuse, se basant sur la métastabilité de liquides modérément surchauffés. Cette technique a été étudiée ces dernières années par les membres du projet PICASSO. Utilisant des dosimètres de 8 ml fabriqués selon nos spécifications par la compagnie BTI (Chalk River, Ontario), la réponse de ce type de détecteur à différentes radiations (alpha, gamma, neutrons, rayons X, muons cosmiques) et dans différentes conditions (pression, température) a été étudiée en détail.

Une fois la compréhension de la méthode de détection obtenue, dans l'optique de la détection du neutralino, il était nécessaire d'augmenter la masse active de nos détecteurs et ainsi leur sensibilité. Dans ce mémoire, après un aperçu théorique du problème de la matière sombre ainsi que des études faites sur les détecteurs PICASSO de 8 ml, nous décrivons les étapes qui ont permis d'élaborer une méthode de fabrication reproductible de modules d'un litre. Nous présentons par

la suite les résultats des étalonnages des deux premières générations de détecteurs de gros volume. Nous évaluons la réponse de ces modules à différentes radiations et résumons ce qui a pu être appris sur leur contamination en impuretés et sur leur fonctionnement. Nous soulignons les modifications qui ont été apportées entre la première et la deuxième génération de détecteurs, et les améliorations qui ont suivi.

Nous expliquons ensuite les simulations Monte Carlo des détecteurs de gros volume, qui ont été élaborées de façon à compléter la compréhension de ces modules. Nous comparons certaines mesures avec les résultats des simulations, ce qui nous permet d'obtenir un très bon accord entre les prédictions et les données.

Toujours à l'aide de simulations Monte Carlo, nous présentons une étude de types de blindage que nous utilisons pour protéger nos détecteurs des neutrons de l'environnement. Deux matériaux sont étudiés (eau et paraffine), à différentes épaisseurs. On s'intéresse à la fraction des neutrons transmise ainsi qu'à la modification du spectre d'énergie des neutrons incidents.

Table des matières

| | |
|---|-----|
| SOMMAIRE | I |
| TABLE DES MATIÈRES | III |
| TABLE DES FIGURES | IV |
| INTRODUCTION | 1 |
| CHAPITRE 1 : La matière sombre | 4 |
| CHAPITRE 2 : Le détecteur PICASSO | 23 |
| CHAPITRE 3 : Détecteurs de gros volume | 36 |
| CHAPITRE 4 : Simulations Monte Carlo | 57 |
| CONCLUSION | 75 |
| BIBLIOGRAPHIE | 80 |
| ANNEXE 1 : Code du <i>Physics List</i> utilisé dans Géant 4 | 87 |
| REMERCIEMENTS | 94 |

Table des figures

CHAPITRE 1

| | |
|--|----|
| 1. Courbe de rotation pour la galaxie NGC 3198. Les lignes pleines correspondent à des modèles de contributions du halo et du disque. Les points sont des mesures..... | 6 |
| 2. La croix d'Einstein, un exemple de lentille gravitationnelle..... | 8 |
| 3. Répartition de la matière dans l'Univers..... | 12 |
| 4. Mouvement du Soleil à travers le halo; on voit que l'orbite de la Terre autour de l'astre ajoute une composante à la vitesse par rapport au halo, composante qui varie selon le moment de l'année..... | 17 |
| 5. Spectres de reculs pour différentes masses de neutralinos, pour un noyau de fluor [1]..... | 20 |
| 6. Sensibilités actuelles de certaines expériences et prévisions pour le projet PICASSO, alors que sa masse active augmente et que son bruit de fond intrinsèque diminue [1]. Le tout est comparé avec les sections efficaces dépendantes du spin telles que proposées par J. Ellis [7]..... | 22 |

CHAPITRE 2

| | |
|--|----|
| 1. Taux de comptage de détecteurs dopés à l'américium 241 en fonction de la température..... | 28 |
| 2. Sensibilité gamma des détecteurs en fonction de la température..... | 30 |
| 3. Efficacité au plateau pour différentes sources gamma..... | 30 |

| | |
|--|----|
| 4. Mesure des muons cosmiques ainsi que du bruit de fond gamma..... | 31 |
| 5. Réponse des détecteurs en fonction de la température à des gammas et à des rayons X..... | 32 |
| 6. Réponse des détecteurs à des neutrons de différentes énergies incidentes et seuils calculés en fonction de la « reduced superheat »..... | 33 |
| 7. Efficacité des détecteurs à voir les reculs nucléaires engendrés par des WIMPS, en fonction de la masse du neutralino et de la température de fonctionnement..... | 35 |
| | |
| CHAPITRE 3 | |
| 1. Premier prototype de détecteur maison..... | 38 |
| 2. Montage pour la fabrication de détecteurs selon le principe de l'aiguille vibrante..... | 42 |
| 3. Photos du mécanisme du mélangeur à peinture utilisé pour la préparation des détecteurs..... | 45 |
| 4. Schéma des détecteurs de gros volume, avec le couvercle utilisé pour la prise de mesure..... | 47 |
| 5. Évolution des détecteurs PICASSO. De gauche à droite, le modèle 8 ml, le modèle 60 ml, le modèle 1.5 l, et l'étape suivante prévue, un module de 3 l..... | 47 |
| 6. Exemple de configurations des senseurs piézo-électriques sur le prototype de gros détecteur..... | 48 |

| | |
|---|----|
| 7. Réponse de trois détecteurs placés dans un blindage de paraffine et « flushés » à l'azote pendant plusieurs jours..... | 51 |
| 8. Bruit de fond en fonction de la température pour BDA-1 et BDB-1..... | 52 |
| 9. Bruit de fond en fonction de la température pour BDA-1, ainsi que mesures alpha faites avec des détecteurs 8 ml dopés à l'américium et réponse aux gammas de détecteurs 8 ml..... | 53 |
| 10. Bruit de fond en fonction de la température pour BDB-1, ainsi que mesures alpha faites avec des détecteurs 8 ml dopés à l'américium et réponse aux gammas de détecteurs 8 ml..... | 54 |
| 11. Réponse du détecteur BDA-2 aux neutrons en fonction de la température, à 60 cm de la source AcBe..... | 55 |

CHAPITRE 4

| | |
|--|----|
| 1. Spectres d'énergie des neutrons utilisés dans les simulations Monte Carlo..... | 63 |
| 2. Fraction des neutrons parvenant à traverser une certaine épaisseur de blindage d'eau ou de paraffine; dans certains cas, les neutrons incidents avaient un spectre d'énergie de type « environnement », dans d'autres, un spectre de type « source »..... | 64 |
| 3. Spectre d'énergie des neutrons ayant traversé un blindage de 30 cm d'eau ou de paraffine; pour comparaison, on a aussi représenté le spectre des neutrons initiaux (de type « environnement »)..... | 66 |

| | |
|---|----|
| 4. Spectre d'énergie des neutrons ayant traversé un blindage de 30 cm d'eau ou de paraffine; pour comparaison, on a aussi représenté le spectre des neutrons initiaux (de type « source »)..... | 67 |
| 5. Spectre des neutrons transmis à travers des blindages de 30 cm d'eau ou de paraffine, avec des neutrons incidents ayant un spectre de type « environnement » ou « source »..... | 68 |
| 6. Énergies de seuil des neutrons pour la formation de bulles en fonction de la température, pour le fluor et le carbone. Le graphique du bas présente les mêmes données sur une plus petite gamme d'énergie..... | 71 |
| 7. Réponse d'un détecteur 1.5 l à des neutrons d'une source AcBe, en fonction de la température..... | 73 |
| 8. Taux de comptage différencié en fonction de la température pour les mesures faites avec BDA-2..... | 73 |
| 9. Spectre des énergies de recul initiales, retrouvé à partir des données présentées dans le graphique 7..... | 74 |

Introduction

De nombreux projets à travers le monde recherchent présentement la matière sombre sous forme de WIMPS (weakly interacting massive particle) [1,2]. La plupart de ces expériences cherchent à observer directement ces particules, c'est-à-dire en détectant des reculs de noyaux causés par des collisions avec des particules massives. Comme nous le montrerons plus loin, on estime que ces reculs déposent de 10 à 100 keV d'énergie.

Pour détecter ces reculs, une méthode largement répandue repose sur l'utilisation de scintillateurs. Dans ce cas, les reculs produisent des photons qui sont captés par les photomultiplicateurs. Les expériences DAMA et UKDMC, par exemple, utilisent ce type de technique de détection, avec des cristaux de NaI ou encore du Xe liquide [1,2,8,9].

Les détecteurs basés sur la création par le passage d'une particule de paires électron-trou ($e^- - t^+$) dans un semiconducteur sont aussi assez courants. Les paires $e^- - t^+$ sont récoltées par des électrodes où le signal se traduit par un changement de tension. La collaboration Heidelberg-Moscow utilise ce principe de détection avec des détecteurs au Ge; c'est aussi le cas du projet HDMS, ainsi que de GENIUS [1,2,10,11].

Selon le type de détecteur, une bonne partie de l'énergie déposée par les reculs de noyaux peut l'être sous forme de phonons. On trouve beaucoup d'expériences qui exploitent ce fait à l'aide de bolomètres. Parmi celles-ci, mentionnons CDMS, EDELWEISS et CRESST [1,2,12,13].

Une autre méthode utilise des détecteurs à gouttelettes surchauffées. Ce type de détecteur est traditionnellement utilisé en dosimétrie et fut développé par R.E. Apfel [3]. L'application de cette méthode de détection à l'étude de la matière sombre a été suggérée pour la première fois en 1994 [4]. Le projet PICASSO ainsi que SIMPLE utilisent cette technique. Elle repose sur la métastabilité de liquides surchauffés; un apport d'énergie, comme le recul d'un noyau frappé par un WIMP, peut suffire à déclencher la vaporisation du liquide, transition qui se détecte de plusieurs façons [5,6].

Cette technique offre entre autres le grand avantage, par un ajustement approprié des paramètres de fonctionnement (gaz utilisés, température de travail, pression de fonctionnement), d'avoir un seuil d'énergie de détection variable. Il est ainsi possible que les détecteurs soient absolument aveugles aux particules à ionisation minimale, et ne détectent que les reculs nucléaires très ionisants. Le fonctionnement des détecteurs à bulles est de plus bien connu et décrit dans la littérature [3,5,6,7].

Dans le cadre de ce mémoire, après un retour sur le problème de la matière sombre, nous examinerons plus en détail le principe de fonctionnement des détecteurs utilisés dans le projet PICASSO. Nous présenterons les étalonnages effectués précédemment sur la première génération de détecteurs de 8 ml. Nous aborderons ensuite le développement de détecteurs d'1 l; nous expliquerons les méthodes de fabrication, ainsi que les premiers étalonnages effectués sur ces nouveaux modules et l'étude du bruit de fond. Un chapitre sera consacré aux études de ces détecteurs qui ont été faites à l'aide de programmes Monte Carlo. Ces programmes nous ont permis de tester notre compréhension du principe de fonctionnement. On abordera également des études qui ont été faites, toujours par Monte Carlo, de blindages possibles pour les mesures à long terme. On a étudié l'effet de différents matériaux de blindage, ainsi que de différentes épaisseurs de parois.

Note : L'auteur tient à mentionner que les programmes Géant 4 qui vont être décrits dans le chapitre 4 sont tous basés sur des programmes préalablement mis sur pied par un étudiant d'été, Jérémie Vinet, qui avait lui-même utilisé certaines contributions d'un étudiant au niveau M.Sc., Nadim Boukhira. L'auteur s'est servi de ces programmes et les a modifiés pour les adapter à ses besoins.

Chapitre 1. La matière sombre

Depuis les premiers travaux de Zwicky sur le sujet, en 1968, beaucoup a été fait dans le domaine de la matière sombre. L'énoncé de départ « la matière visible ne constitue qu'une fraction de la masse totale de l'Univers » s'est raffiné et l'on est maintenant en mesure d'évaluer les densités de masse et d'énergie des différents constituants de l'Univers.

1.1. La problématique de la matière sombre

-La matière sombre dans les galaxies

Le premier indice de l'existence de matière sombre fut trouvé dans la cinématique des galaxies.

Dans le cas des galaxies spirales, on peut supposer que les étoiles parcourent des trajectoires circulaires autour du centre des galaxies. En considérant l'équilibre qui doit exister entre la force gravitationnelle F_G et la force centripète F_C , nous pouvons écrire, pour un objet de masse m se déplaçant à une vitesse v_r à une distance r du centre de la structure :

$$F_G = \frac{GmM_r}{r^2} = \frac{mv_r^2}{r} = F_C \quad 1.1$$

ce qui nous permet d'isoler :

$$v_r = \sqrt{\frac{GM_r}{r}} \quad 1.2$$

Ici, M_r représente la masse comprise à l'intérieur du rayon r , et G est la constante gravitationnelle. Dans le noyau de la galaxie, en le supposant sphérique avec une densité constante ρ , on a :

$$M_r(\text{noyau}) = \rho \cdot V_r = \rho \frac{4}{3} \pi r^3 \quad 1.3$$

tandis qu'à l'extérieur du noyau, on a plutôt :

$$M_r(\text{extérieur}) = M_{\text{tot}} \quad 1.4$$

En plaçant ces expressions décrivant la masse dans la formule **1.2**, on peut déduire que

$$v_r(\text{noyau}) \approx r \quad \text{et} \quad v_r(\text{ext.}) \approx r^{-1/2} \quad 1.5$$

Cependant, les observations nous montrent que les vitesses de rotation plafonnent sur des distances beaucoup plus grandes que le rayon du disque lumineux. On a donc :

$$v_r(\text{observations}) \approx \text{cte} \quad 1.6$$

ce qui a pour conséquence que $M_r \approx r$, et donc que la masse de la galaxie s'étend bien au-delà du disque visible. On imagine cette matière comme répartie sous forme d'un halo de masse considérable ayant un rayon 10 fois plus grand que celui de la galaxie[1,2]. La masse de ce halo compterait pour environ 90% de la masse de la galaxie.

On observe des courbes de rotation semblables pour à peu près tous les types de galaxies. Comme exemple, on se référera à la **Fig. 1**.

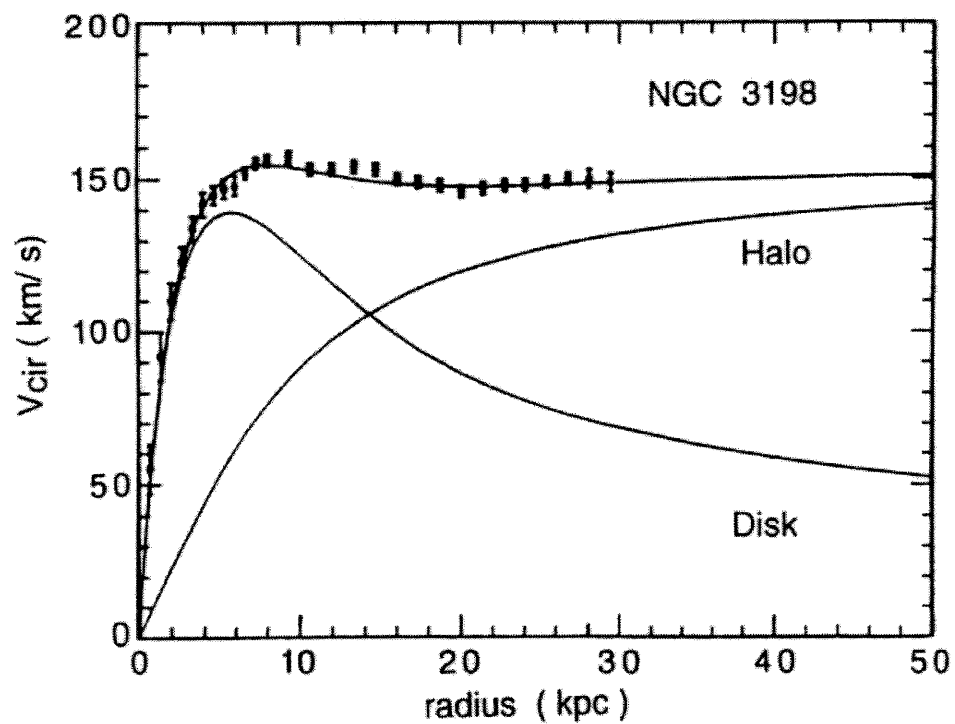


Figure 1: Courbe de rotation pour la galaxie NGC 3198. Les lignes pleines correspondent à des modèles de contributions du halo et du disque. Les points sont des mesures.

Notons aussi que des mesures effectuées sur 69 galaxies satellites confirment la présence d'un halo massif autour des galaxies spirales [1].

-La matière sombre dans les amas de galaxies

On peut mesurer la masse d'un amas de galaxies de trois façons indépendantes :

- l'observation des mouvements des galaxies au sein de l'amas : plus celles-ci se déplacent rapidement, plus la masse de l'amas doit être importante pour permettre sa cohésion;
- la température du gaz chaud présent dans l'amas : cette température correspond à la vitesse des particules de gaz, et est, encore une fois, un bon indicateur de masse;
- l'effet de lentille gravitationnelle causé par l'amas.

Cette dernière méthode repose sur le fait que les objets massifs courbent l'espace qui les entoure. Ainsi, de la lumière passant à proximité de ces masses sera courbée. Un observateur regardant l'astre A pourra en voir une image déformée, ou même une image multiple, si l'objet massif B se trouve entre l'observateur et A. La **Fig. 2** montre un exemple de lentille gravitationnelle bien connu (la *Croix d'Einstein*).

Ces trois types de mesures de la masse des amas donnent des résultats comparables. Le ratio *masse/lumière* pour ces amas est d'environ 200 $M_{\text{Soleil}}/L_{\text{Soleil}}$ [3]. On estime en général que près des deux tiers de la masse des amas sont sous forme de matière sombre [2].

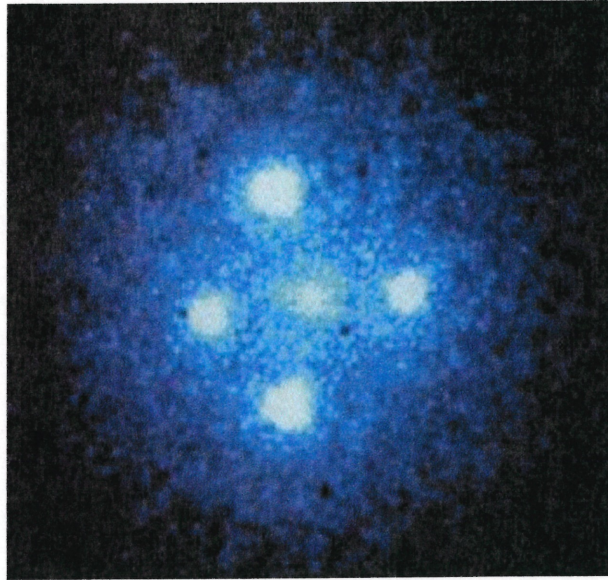


Figure 2: La croix d'Einstein, un exemple de lentille gravitationnelle

1.2. Caractéristiques de la matière sombre

Les observations recensées dans la section précédente semblent bien montrer qu'une grande partie de la masse gravitationnelle de l'Univers nous est inconnue. Cependant, bien qu'on ne puisse dire précisément de quoi la matière sombre est constituée, on peut déduire certaines caractéristiques de ses manifestations [1].

► Premièrement, la matière sombre n'émet pas de lumière, n'en absorbe pas non plus, et interagit très faiblement, sans quoi on pourrait l'observer.

► Deuxièmement, il est difficile d'expliquer la formation des galaxies de même que la structure à grande échelle observée avec la seule matière visible. La matière supplémentaire qui pourrait régler ce problème, en plus d'exister, doit être en partie non-relativiste, car des particules trop rapides ne permettraient pas la formation des premiers agrégats devant mener à l'apparition d'une structure.

► La nucléosynthèse du Big Bang nous permet d'estimer que la matière baryonique représente au plus 1/8 de la masse gravitationnelle de l'Univers. Sur ce huitième, la matière visible ne constituerait qu'environ 0.5%. On voit donc qu'on a en fait deux problèmes de matière sombre : le premier consiste de matière baryonique, le deuxième, de quelque chose de différent. On reviendra dans la prochaine section sur les objets qui peuvent expliquer chacune de ces problématiques.

► Le modèle inflationnaire standard prédit un Univers « plat » [3]. Par « plat », on entend que la densité de matière serait exactement égale à la densité critique ρ_c telle que décrite par la théorie de la relativité générale d'Einstein :

$$\rho_c = \frac{3H_0^2}{8\pi G} \approx 1.7 \times 10^{-29} \text{ g} \cdot \text{cm}^3 \quad 1.7$$

où H_0 est la valeur à l'heure actuelle de la constante d'Hubble et G est la constante gravitationnelle de Newton.

Cette densité critique est une valeur essentielle pour la compréhension de l'avenir de l'Univers. Si la densité est plus élevée que ρ_c , cela signifie que la quantité de matière sera suffisante pour éventuellement ralentir l'expansion de l'Univers et même l'inverser, menant à un « anti-Big Bang », un Big Crunch. Si, au contraire, la densité est moindre, alors rien ne viendra contrebalancer l'expansion et les objets et astres continueront à s'éloigner les uns des autres pour toujours. Par contre, si l'Univers a une densité exactement égale à ρ_c , alors on s'attend à ce que la force d'expansion soit contrebalancée par la gravitation, et qu'éventuellement on atteindra un niveau de stabilité.

Les observations montrent que la matière ordinaire et le rayonnement comptent pour moins de 10% de la densité critique. Ceci confirme la constatation faite à partir de la nucléosynthèse du Big Bang, c'est-à-dire que la plus grande partie de la matière sombre est non-baryonique.

Cependant, des mesures toujours plus précises semblent montrer que la densité de matière totale de l'Univers compte pour moins de la moitié de la densité critique. Parallèlement à cela, les observations des anisotropies de la distribution de température du bruit de fond cosmique (*cosmic microwave background* ou CMB), combinées à la distribution des galaxies à grande échelle suggère fortement que l'Univers est plat, ainsi que prédit par le modèle inflationnaire standard. Il semble donc qu'en plus de la composante baryonique et de celle non-baryonique, la matière sombre comporte une troisième partie complètement différente.

Pour terminer cette section, nous présenterons la répartition de la matière de l'Univers, telle qu'on la comprend à ce jour [1,3,4]. La **Fig. 3** résume assez bien tout ce qui sera expliqué. La plupart des constituants qui vont maintenant être présentés seront décrits plus en détail dans la prochaine section.

De la densité totale de l'Univers, on estime que seulement 5% serait constitué de matière ordinaire, de matière baryonique. Sur ces 5%, ainsi qu'on l'a déjà mentionné, seulement 0.5% est visible. Ce sont les objets que l'astronomie nous a permis d'observer, étoiles, galaxies, nébuleuses, nuages de gaz, etc.

Avec les avancées de ces dernières années dans le domaine des neutrinos, il semble raisonnable de supposer que ces particules ont une masse, même si celle-ci est infime. Vu leur grande abondance dans l'Univers (de l'ordre de 200 particules par cm^3), on peut estimer que les neutrinos pourraient constituer de 0.5% à 15% de la densité totale.

On évalue la quantité de matière présente dans l'Univers comme comptant pour environ 35% à 40% de la densité critique. Il nous reste donc à peu près 30% de ρ_c à combler. Cette composante serait sous forme de particules exotiques, de matière sombre froide comme les axions et les monopôles magnétiques, ou sous forme de WIMPS (weakly interacting massive particles), tel le neutralino ou le neutrino lourd.

Il nous reste donc environ 60% de la densité de l'Univers à combler avec autre chose que de la matière. Nous n'avons pas encore abordé la nature de ce constituant. Nous reviendrons sur les caractéristiques de ces 60%. Contentons-nous, pour l'instant, de leur donner un nom : l'énergie sombre.

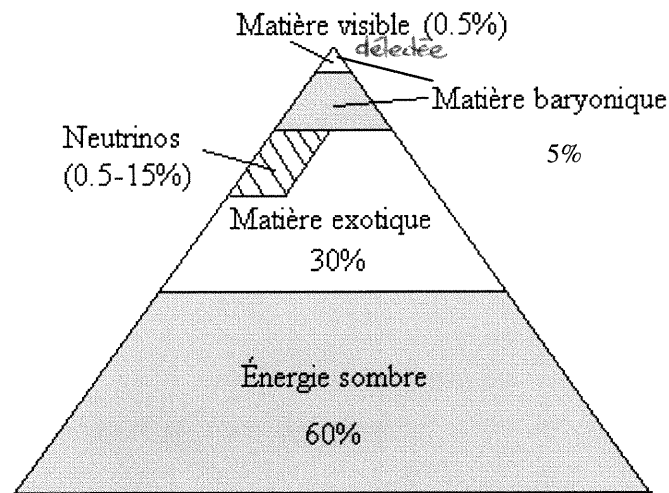


Figure 3: Répartition de la matière dans l'Univers

1.3. Candidats à la matière sombre

-Matière baryonique

Dans cette catégorie, on retrouve tous les objets astronomiques connus qui n'émettent pas de lumière : nuages d'hydrogène froid, naines brunes, naines

blanches, trous noirs, etc. On peut réunir la plupart de ces objets sous l'appellation MACHO (massive compact halo object).

Les MACHOS ont été pendant longtemps des candidats favoris pour expliquer la matière sombre, avant qu'il ne devienne évident que seule une petite partie de cette masse manquante se trouvait sous forme baryonique. Pour observer ces objets massifs (autour de 0.08 masses solaires pour les naines brunes, entre 0.5 et 2 masses solaires pour les naines blanches) mais non lumineux, on utilise le phénomène des « lentilles gravitationnelles ». En effet, ainsi qu'expliqué précédemment, la présence d'une masse importante entre un observateur et une source affectera la luminosité de cette source. Par exemple, on observe des images multiples d'un même quasar lointain, ces images étant produites par des galaxies ou des amas de galaxies situées entre nous et le quasar. Parfois, le phénomène de lentilles gravitationnelles se manifeste sous forme d'arcs lumineux, ou même d'anneaux. À plus petite échelle, si on observe par exemple l'effet d'un MACHO en orbite autour de notre galaxie sur une étoile du Nuage de Magellan, on verra une intensification lumineuse de l'étoile s'étalant sur une certaine période de temps. On devrait observer ce genre d'effet pour des objets ayant des masses situées entre 10^{-5} et 10^2 masses solaires. La durée du phénomène et l'amplification lumineuse suffisent pour déterminer la masse du MACHO.

Des projets comme MACHO et EROS ont observé des millions d'étoiles du Grand Nuage de Magellan pendant des années. Le groupe OGLE, de même que MACHO, se sont intéressés à l'observation du centre galactique.

Les résultats obtenus par MACHO (13-17 candidats) indiquent une contribution de 8%-50% des MACHOS à la masse du halo. EROS, quant à lui, limite cette contribution à 30%, pour des MACHOS de 0.5 masses solaires. Très peu d'événements de courte durée –et donc causés par des objets de masse plus faible- ont été observés, ce qui limite la contribution des objets de 10^{-7} à 10^{-1} masses solaires à 10%-20%; les naines brunes se trouvent donc éliminées comme candidates. Cependant, OGLE et MACHO ont observé trois fois plus d'événements que prévu pour le centre de notre galaxie.

Ces résultats combinés limitent la masse des MACHOS dans les galaxies à 50% de la matière sombre, et à moins de 25% de la densité critique [1,2].

Autres candidats MACHOS, les trous noirs seraient détectables par le rayonnement de Hawking qu'ils émettent. Cependant, l'absence d'observations de rayons gamma à des énergies d'environ 100 MeV limite la contribution de trous noirs avec $m < 10^{15}$ g à moins de 10^{-6} % de la densité critique [1].

-Matière non-baryonique

On a déjà mentionné quelques candidats de cette catégorie. Nous ne décrivons pas plus avant ces particules, à l'exception du neutralino.

Nous présenterons cependant tout d'abord certaines caractéristiques de la matière sombre froide qui sont importantes pour sa détection :

- ▶ elle serait regroupée dans des halos sphériques entourant les galaxies. Au sein de ces halos, sa densité serait répartie selon $\rho_{dm} \approx \frac{1}{r^2}$. Ces halos permettraient l'existence de disques stables dans les galaxies. En l'absence de halo, les simulations montrent que les galaxies ont tendance à former une barre; pourtant, on n'observe que très peu de galaxies comportant une barre [2].

- ▶ sa distribution de vitesses est supposée être isotrope localement, de type Maxwell-Boltzmann. Vue de la Terre, la distribution relative est centrée autour d'une vitesse moyenne $v_0 = 250$ km/s, et est de forme :

$$f(v)dv = \left(\frac{\sqrt{3/2\pi}}{v_0} \right)^3 \exp\left(-\frac{|v - v_T|^2}{v_0^2} \right) dv \quad 1.8$$

Ici, v est la vitesse des particules de matière sombre incidente sur la Terre et v_T est la vitesse de la Terre par rapport au halo [1,2,5].

- ▶ on estime la densité du halo local à 0.3-0.5 GeV/cm³. Ce halo ne serait pas en rotation et serait de plus statique [1].

- ▶ le signal des WIMPS présents dans le halo présenterait une modulation annuelle. En effet, le Soleil, comme toutes les étoiles, orbite autour du centre de

la galaxie, traversant ainsi le halo supposé immobile. La Terre suit le mouvement du Soleil, en y ajoutant la vitesse de sa propre rotation autour de l'astre. Ainsi, autour du 2 juin, les vitesses de la Terre et du Soleil dans le plan galactique sont alignées (et donc s'additionnent), alors qu'elles sont opposées au mois de décembre (voir **Fig. 4**). On devrait donc observer une variation dans le signal des WIMPS, avec un maximum au mois de juin, et un minimum six mois plus tard [5].

Le neutralino est une particule supersymétrique prédite comme étant la « plus légère particule supersymétrique » (LSP). En effet, la supersymétrie conserverait la « R-parité », caractéristique attribuée aux particules selon

$$R_p = (-1)^{3B+L+2S} \quad 1.9$$

où B est le nombre baryonique, L le nombre leptonique et S le spin. Les particules ont donc une R-parité de 1, tandis que leurs superpartenaires ont $R_p = -1$ [1]. Les conséquences de la conservation de la R-parité sont les suivantes [6] :

- les particules supersymétriques peuvent seulement être produites par paires
- les particules supersymétriques lourdes peuvent se désintégrer en particules SUSY plus légères
- la particule supersymétrique la plus légère (LSP) doit être stable (conservation de R_p)

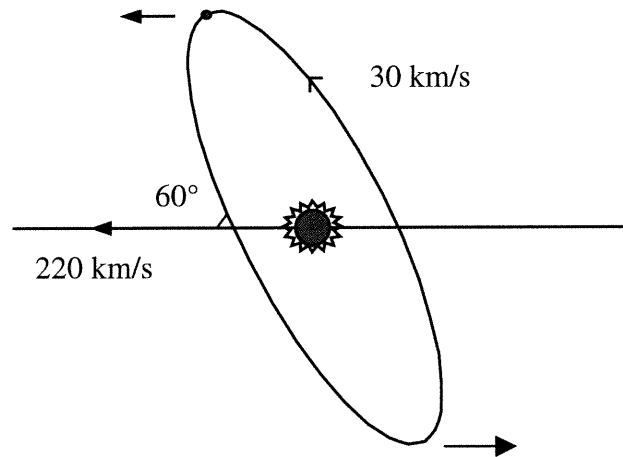


Figure 4: Mouvement du Soleil à travers le halo; on voit que l'orbite de la Terre autour de l'astre ajoute une composante à la vitesse par rapport au halo, composante qui varie selon le moment de l'année.

Le neutralino consiste en un mélange de fermions supersymétriques neutres :

$$\chi_0 = a\tilde{\gamma} + b\tilde{Z}^0 + c\tilde{H}_1^0 + d\tilde{H}_2^0 \quad 1.10$$

Dans le cadre du modèle supersymétrique minimal (MSSM), les expériences sur accélérateur fixent une limite inférieure à sa masse de 50 GeV. De plus, pour que le neutralino demeure un candidat intéressant à la matière sombre, sa masse ne doit pas dépasser 600 GeV [1].

En plus de la modulation annuelle déjà mentionnée, on s'attend à ce que les reculs de noyaux causés par des neutralinos aient des énergies variant de 10 à 100 keV. En effet, lors de la collision d'un noyau et d'un neutralino d'énergie

cinétique $E = \frac{1}{2}M_\chi v^2$, l'énergie de recul dans le système du centre de masse s'exprimera ainsi :

$$E_r = \frac{M_\chi M_N}{(M_\chi + M_N)^2} 2E(1 - \cos\theta) \quad 1.11$$

où M_χ correspond à la masse du neutralino, M_N à celle du noyau, θ à l'angle de diffusion. Pour M_χ variant de 10 à 1000 GeV/c² et pour des noyaux tels que le carbone (M= 11,2 GeV/c²) et le fluor (M=17,7 GeV/c²), on obtient des énergies de recul de 10 à 100 keV.

La densité des neutralinos peut être exprimée sous forme différentielle ainsi :

$$dn = \frac{n_0}{k} f(\vec{v}, \vec{v}_T) d^3\vec{v} \quad 1.12$$

où n_0 est le nombre de densité moyen, k une constante de normalisation, et f est telle que présentée à l'équation 1.8. Le taux de réaction différentiel peut donc s'exprimer ainsi :

$$dR = \frac{N_0}{A} (v dn) \sigma$$

$$dR = R_0 \frac{1}{2\pi v_0^4} v f(\vec{v}, \vec{v}_T) d^3v \quad 1.13$$

où N_0 est le nombre d'Avogadro, A le nombre atomique des noyaux cibles, R_0 le signal obtenu en négligeant le mouvement de la Terre ($\vec{v}_T = 0$) et posant une vitesse d'échappement à la galaxie infinie [1].

On peut maintenant obtenir le spectre des reculs en différentiant le taux de réaction par rapport à l'énergie. Supposons cependant tout d'abord que la diffusion est isotrope et qu'ainsi les énergies de recul du noyau cible sont distribuées uniformément entre 0 et $\frac{4M_\chi M_N}{(M_\chi + M_N)^2} E_r$ (voir **équation 1.11**).

Pour alléger la notation, nous écrirons $\mu = \frac{4M_\chi M_N}{(M_\chi + M_N)^2}$. Ainsi :

$$\frac{dR}{dE_r} = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \frac{1}{\mu E} dR(E) \equiv \frac{1}{\mu E_0} \int_{v_{\min}}^{v_{\max}} \frac{v_0^2}{v^2} dR(v) \quad \mathbf{1.14}$$

En utilisant **1.13** et en posant $v_{\min} = 0$, $v_{\max} = \infty$ et $v_T = 0$, nous obtenons :

$$\frac{dR}{dE_r} = \frac{R_0}{\mu E_0} \exp\left(\frac{-E_r}{\mu E_0}\right) \quad \mathbf{1.15}$$

En réalité, $v_T \neq 0$ et $v_{\max} = v_{\text{échap}}$, et donc **1.15** prend une forme plus compliquée qui peut s'écrire ainsi, avec c_1 et c_2 des constantes de lissage interdépendantes [1] :

$$\frac{dR}{dE_r} \approx c_1 \frac{R_0}{\mu E_0} \exp\left(\frac{c_2 E_r}{\mu E_0}\right) \quad \mathbf{1.16}$$

Nous pouvons maintenant tracer les spectres de reculs présentés à la **Fig. 5**.

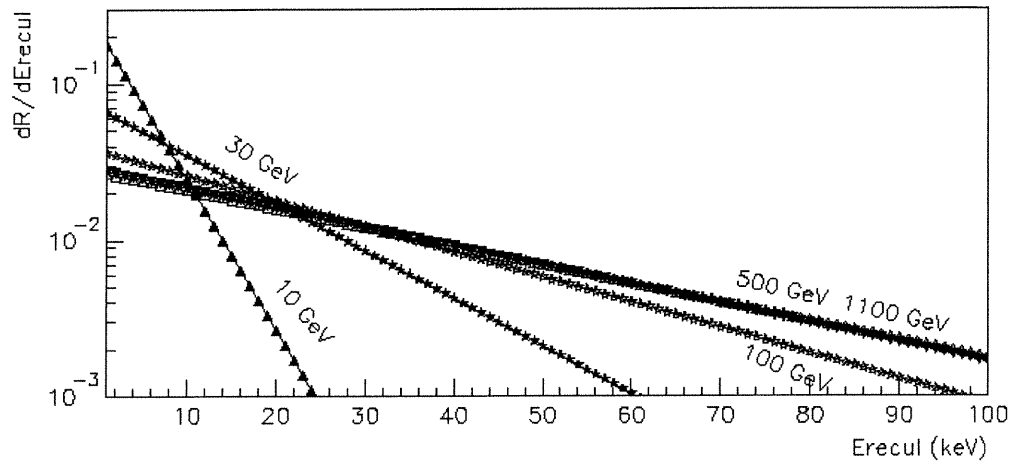


Figure 5: Spectres de reculs pour différentes masses de neutralinos, pour un noyau de fluor [1]

On peut détecter les neutralinos de deux façons.

La méthode *indirecte* repose sur l'observation de neutrinos produits par l'annihilation des χ_0 dans le Soleil ou dans la Terre. On suppose en effet qu'un neutralino traversant un astre (comme le Soleil ou la Terre) pourraient y perdre assez d'énergie par diffusions multiples pour se retrouver piégé gravitationnellement. Il y aurait donc des accumulations de neutralinos au cœur des objets massifs. En s'annihilant, les neutralinos produiraient des quarks ou des bosons de jauge, qui eux-mêmes produiraient entre autres des ν_μ . Ces neutrinos auraient une énergie bien plus importante que celle des neutrinos solaires (de $\frac{1}{3}$ à $\frac{1}{2} M_\chi$), les rendant observables [1].

La méthode *directe*, quant à elle, consiste à observer les reculs de noyaux cibles causés par des collisions élastiques avec des neutralinos. Le projet PICASSO

appartient à cette catégorie. Comme cette technique de détection sera abondamment décrite dans les chapitres qui suivent, nous ne nous y attarderons pas plus ici.

Pour terminer cette section, nous présentons (**Fig. 6**) des courbes d'exclusion pour l'interaction dépendante du spin, calculées à partir du modèle supersymétrique minimal, en tenant compte des résultats obtenus au LEP et au Tevatron [7]. Dans la même figure, nous trouvons les sensibilités actuelles de certaines expériences, ainsi que des prévisions pour le projet PICASSO. On peut voir qu'aux alentours d'une tonne de matériau actif, en ayant réduit le bruit de fond d'un facteur 100 par rapport au bruit de fond actuel, nous atteindrions des régions où des modèles assez pessimistes prévoient que le neutralino sera observable.

-Énergie sombre

Nous avons expliqué précédemment ce qui a conduit à supposer l'existence de l'énergie sombre. Pour expliquer un Univers de faible densité mais cependant plat, il nous faut une composante non-lumineuse supplémentaire, qui dominerait l'Univers d'aujourd'hui. Cette énergie sombre ne devrait pas être sensible à

l'attraction gravitationnelle; en fait, elle serait au contraire répulsive. Cependant, dans un Univers dominé par l'énergie, aucune structure n'aurait pu être formée, vu l'absence d'effondrement gravitationnel. Ce problème peut se régler si la contribution de l'énergie sombre était négligeable dans le passé, mais a maintenant pris le pas sur la contribution de la matière [1,3].

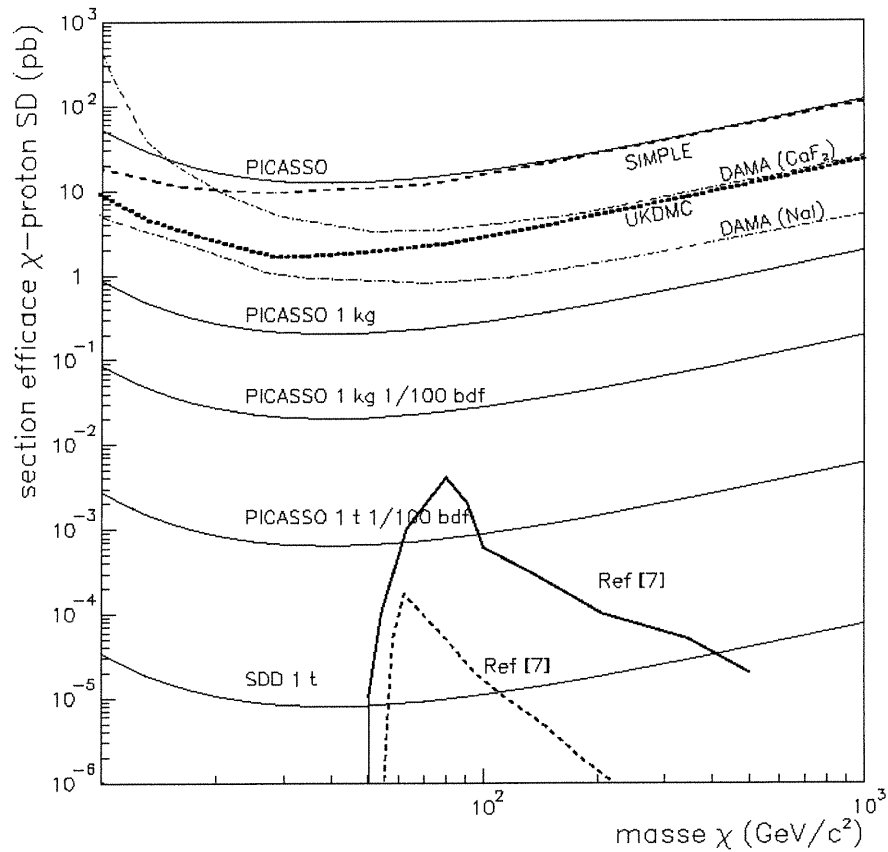


Figure 6: Sensibilités actuelles de certaines expériences et prévisions pour le projet PICASSO, alors que sa masse active augmente et que son bruit de fond intrinsèque diminue [1]. Le tout est comparé avec les sections efficaces dépendantes du spin telles que proposées par J. Ellis [7]

Chapitre 2. Le détecteur PICASSO

2.1. Principe de détection

Pour observer le neutralino, nous avons besoin d'un détecteur sensible aux reculs produits par des collisions neutralino-noyau. Le projet PICASSO s'est intéressé aux détecteurs à gouttelettes surchauffées (aussi appelés détecteurs à bulles) qui sont utilisés couramment en dosimétrie [1].

Le principe de base des détecteurs PICASSO [1,3,4,5,6,9,10] repose sur le fait qu'il est possible de maintenir une substance dans son état liquide à des conditions où elle devrait être gazeuse. Ce liquide se trouve alors dans un état « métastable » ou « surchauffé ». Nos détecteurs sont composés d'un gel dans lequel sont dispersées des gouttelettes d'un liquide surchauffé à température et pression ambiantes. Selon la théorie des pics de chaleur de Seitz [2], une particule chargée traversant un liquide (comme, par exemple, une gouttelette de nos détecteurs) sera ralentie en libérant son énergie cinétique sous forme de pics thermiques le long de sa trajectoire. Cet apport de chaleur génère des ébullitions localisées et, ainsi, une traînée de cavités de vapeur. Ces cavités sont soumises à différentes forces, soit leur pression *intérieure* (ou *de vapeur*) p_i , qui tend à faire augmenter leur volume, s'opposant à la tension de surface $\sigma(T)$ et à la pression

extérieure p_o . L'expansion de ces proto-bulles est considérée comme irréversible si elles dépassent un rayon critique R_C , rayon qui correspond à l'équilibre mécanique entre les forces mentionnées plus haut.

Nous pouvons définir R_C par la formule suivante :

$$R_C(T) = \frac{2\sigma(T)}{p_i - p_o} \quad 2.1$$

De plus, pour qu'il y ait formation de bulle, l'énergie déposée par la particule chargée doit être supérieure à une énergie de seuil que nous déduirons comme suit :

$$E_C = \frac{8\pi R_C \sigma(T)^2}{3 (p_i - p_o)} \quad 2.2$$

ce qui, à l'aide de **2.1**, peut se réécrire :

$$E_C = \frac{16\pi \sigma(T)^3}{3 (p_i - p_o)^2} \quad 2.3$$

On remarquera que, la plupart du temps, p_o correspond à la pression atmosphérique. Que se passe-t-il lorsqu'on travaille dans des conditions où la pression est différente (par exemple dans la mine Creighton où se trouve le projet SNO)? On a alors $p_o = p_{atm} + \Delta p$, Δp étant petit par rapport à p_{atm} . Si on développe **2.3**, on obtient :

$$E_C = \frac{16\pi \sigma(T)^3}{3 p_i^2 + (p_{atm} + \Delta p)^2 - 2p_i(p_{atm} + \Delta p)} \quad 2.4$$

et

$$(p_{atm} + \Delta p)^2 \approx p_{atm}^2 + 2p_{atm}\Delta p \quad 2.5$$

Ce qui nous permet d'écrire :

$$E_C = \frac{16\pi}{3} \frac{\sigma(T)^3}{(p_i - p_{atm})^2 - 2(p_i - p_{atm})\Delta p} \quad 2.6$$

Nous pouvons résumer les conditions pour qu'il y ait formation de bulle en deux énoncés :

- l'énergie déposée doit être supérieure à l'énergie de seuil E_C
- cette énergie doit être déposée sur une distance inférieure au diamètre critique, $2R_C$ [8]

Nous devons ajouter à ce tableau un facteur d'efficacité η qui prend en compte la fraction d'énergie déposée sous forme de chaleur à l'intérieur de la distance critique. Ce facteur dépend de la nature du liquide et varie entre 2% et 6% [8] :

$$\eta \frac{dE}{dx} > \frac{E_C}{R_C} \quad 2.7$$

Les détecteurs PICASSO sont fabriqués jusqu'à présent par BTI Technology Industries (Chalk River, Ontario), selon nos spécifications. Ainsi que mentionné

précédemment, ils consistent en un gel transparent et élastique à base de polyacrylamide dans lequel des gouttelettes de fréon surchauffées (tels que CCl_2F_2 , C_3F_8 , C_4F_{10} , $\text{C}_2\text{ClF}_5\dots$) ont été dispersées. Le gel a pour objectif de maintenir les gouttelettes en place tout en leur offrant une surface lisse qui réduit les risques de nucléation spontanée. Lorsqu'une particule massive traverse le détecteur (par exemple, un neutron), elle produit des reculs de noyaux dans les gouttelettes de fréon, et si les conditions mentionnées plus haut sont réunies, il y a formation de bulle. On peut détecter cette vaporisation à l'aide d'un senseur piézo-électrique qui capte le bruit de l'explosion ou, dans les détecteurs utilisés en dosimétrie, à l'œil nu, car la bulle est maintenue en place par le gel et visible à travers celui-ci. Le dispositif est équipé d'un système de recompression qui permet, après une lecture, de comprimer le détecteur, ce qui force les bulles à retourner dans leur état liquide. Lorsque la pression est enlevée, le détecteur redevient sensible et peut ainsi être utilisé un grand nombre de fois.

Les conditions de fonctionnement (température et pression) ainsi que le choix du liquide actif permettent d'ajuster la sensibilité du détecteur. Nous avons utilisé plusieurs gaz qui, à température et pression ambiantes, étaient sensibles aux reculs nucléaires, mais ne voyaient pas les gammas et les particules de faible ionisation.

Les premiers prototypes avec lesquels les membres du projet PICASSO ont travaillé avaient un volume de 8.1 ml et pesaient 12 grammes. Le gel était

contenu dans des éprouvettes de polycarbonate transparente. Les détecteurs standards pour la dosimétrie ont une masse active de 0.04%; ceux fabriqués pour les besoins de PICASSO comptaient 0.7%.

2.2. Réponse des premiers prototypes à différents rayonnements

On a étudié la réponse des détecteurs de 8 ml décrits plus hauts à différents types de rayonnements et sur une large gamme de températures. Cela nous a permis de mieux comprendre la réponse de cette technique de détection aux reculs induits par des neutrons, ainsi que d'étudier les sources de bruit de fond qui pouvaient contaminer nos mesures [5].

-Sensibilité aux particules α de l'américium 241

Des détecteurs de charge active 0.7% ont été dopés avec une activité α connue d'américium-241 (10 Bq). L'américium 241 a été introduit sous forme de sel soluble et réparti de façon uniforme dans le gel polymérisé, mais n'était pas présent dans les gouttelettes. Les taux de comptage mesurés en fonction de la température ont permis d'obtenir la courbe présentée à la **Fig. 1**. Après une augmentation entre 0°C et 20°C, le taux de comptage reste constant jusqu'à 40°C où l'on observe alors une montée rapide. Les résultats s'expliquent

qualitativement comme suit : sous 40°C, les détecteurs mesurent les reculs des noyaux provoqués par la diffusion coulombienne des alphas, ainsi que le recul du ^{237}Np (93 keV) qui suit l'émission d'un α de 5.4 MeV. On peut cependant estimer qu'en raison de sa courte portée (100 nm), le ^{237}Np ne contribue qu'à environ 10% du taux de comptage observé entre 20°C et 40°C. Passé cette température, le détecteur devient assez sensible pour que les particules α elles-mêmes puissent déclencher la formation de bulles, ce qui explique la montée rapide observée.

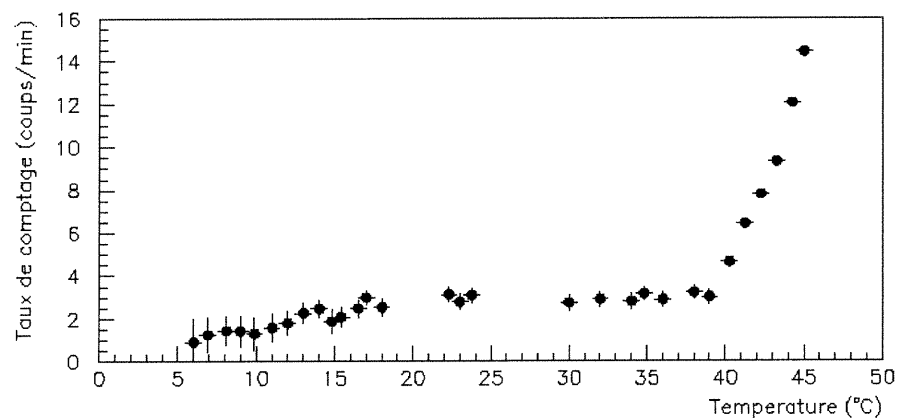


Figure 1: Taux de comptage de détecteurs dopés à l'américium 241 en fonction de la température

Le taux de comptage moyen observé au plateau était de 3 coups par minute, ce qui, avec les marges d'erreur, est compatible avec le taux calculé à l'aide de considérations géométriques, soit environ 8 coups par minute. Connaissant l'activité α (10 Bq), on trouve une efficacité de 0.5% pour compter les α au plateau. Cette valeur nous permet d'évaluer la contamination d'U/Th présente dans le gel [3,5].

-Sensibilité aux rayons X, gammas et rayonnement cosmique

Pour évaluer la réponse aux particules à faible ionisation, des détecteurs ayant une charge active de 0.7% et un seuil de 50 keV à température de la pièce ont été mis en présence de différentes sources γ (^{60}Co , ^{22}Na , ^{137}Cs , ^{57}Co) et on en a mesuré le taux de comptage en fonction de la température. Les résultats sont présentés à la **Fig. 2** (source de ^{60}Co). On voit que le détecteur devient sensible aux γ vers 34°C et atteint un plateau entre 40°C et 45°C. Cependant, passé 47°C, on assiste à de la nucléation spontanée homogène et le détecteur devient instable.

À ces résultats, on peut faire correspondre la fonction suivante sur plus de six ordres de grandeur :

$$\varepsilon_{\gamma}(T) = \frac{\varepsilon_{\max}}{1 + \exp\left(\frac{T - T_0}{\tau}\right)} \quad 2.8$$

avec $T_0 \approx 40^\circ\text{C}$ et $\tau \approx 0.9^\circ\text{C}$. Pour des détecteurs de même type (même charge active, même liquide détecteur), T_0 varie d'environ 1°C .

L'efficacité plafonne à $\varepsilon_{\max} = 0.7 \pm 0.1\%$, ainsi qu'on a pu le déterminer en utilisant des sources gammas de différentes énergies (**Fig. 3**).

On peut calculer, à l'aide de considérations géométriques, la probabilité qu'un électron reculant suite à une diffusion Compton (≈ 500 keV) traverse une

gouttelette le long de sa trajectoire. Cette probabilité correspond à l'efficacité de détection mesurée, connaissant l'intensité de la source gamma. Nous pouvons donc dire que dans la région du plateau, les électrons Compton qui traversent une gouttelette déclenchent sa vaporisation dans pratiquement 100% des cas.

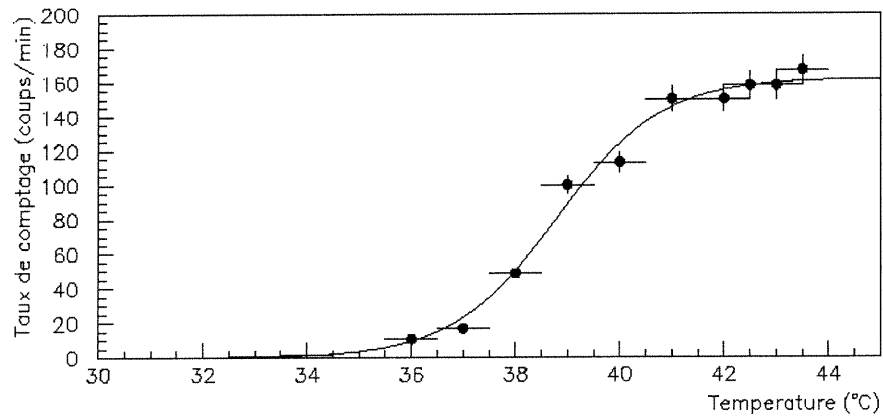


Figure 2: Sensibilité γ des détecteurs en fonction de la température (source de ^{60}Co)

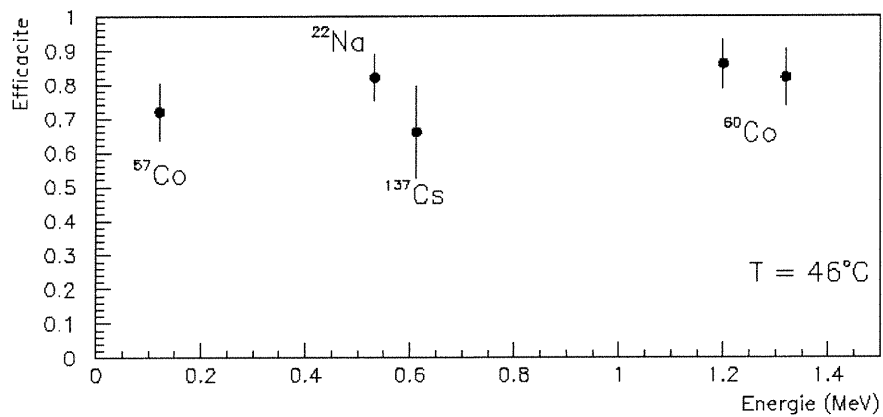


Figure 3: Efficacité au plateau pour différentes sources gamma

On a mesuré en coïncidence le taux de comptage de deux scintillateurs plastiques et d'un détecteur à bulle placé entre les deux. Les événements qui se produisaient simultanément dans les deux systèmes de comptage étaient nécessairement des muons cosmiques. On a ainsi pu mettre sur un même graphique la réponse de nos détecteurs aux gammas de l'environnement (énergies de l'ordre du MeV) et aux muons cosmiques (**Fig. 4**). On voit que la dépendance en température est semblable pour les deux types de mesures. De plus, le taux obtenu en coïncidence était de 6×10^{-3} coups/cm² s, ce qui correspond au flux de muons mesuré dans le laboratoire.

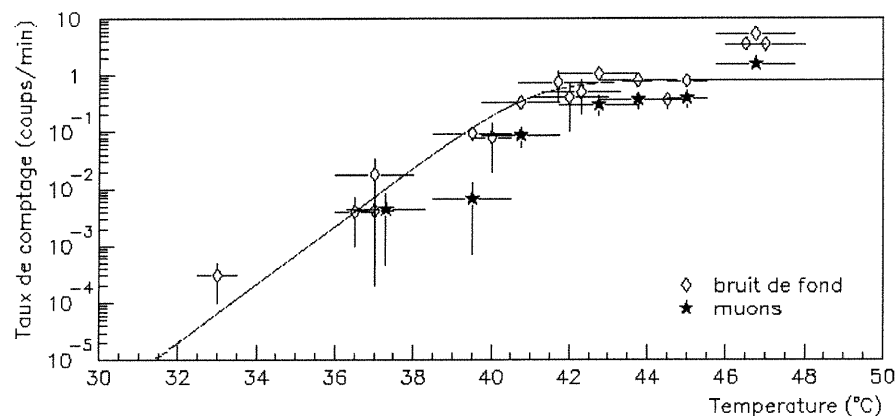


Figure 4: Mesure des muons cosmiques ainsi que du bruit de fond gamma

La grande sensibilité de nos détecteurs aux électrons Compton et aux muons a été attribuée à des rayons δ diffusés hors de la trajectoire de la particule primaire dont la fin de la trajectoire crée des points chauds où l'énergie déposée est de l'ordre du keV. On a pu étudier plus en détail cette hypothèse en plaçant nos détecteurs devant une source de rayons X collimée (⁵⁵Fe, 14 mCi). On trouve les résultats

de ces mesures à la **Fig. 5**. Cette source produit des photons de 5.9 keV et leur absorption crée une région de déposition d'énergie presque ponctuelle. Comme on peut le voir sur le graphique, les détecteurs sont bel et bien sensibles à ces rayons X de faible énergie. De plus, la dépendance en température des données ^{55}Fe suit une sigmoïde, comme c'était le cas des gammas de l'ordre du MeV [5].

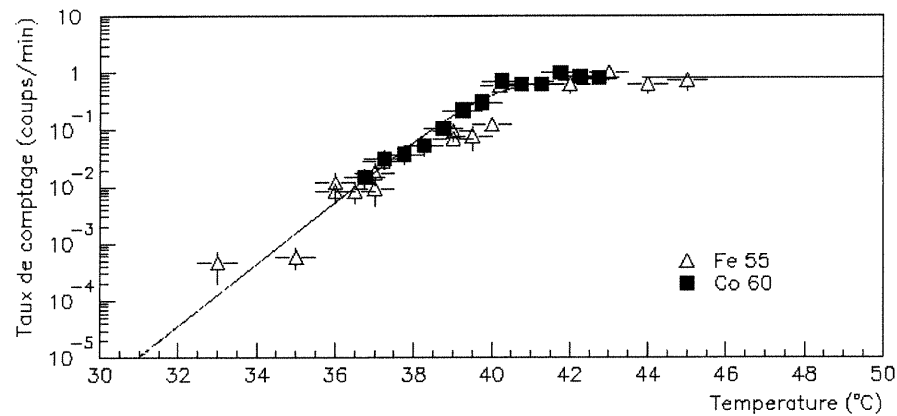


Figure 5: Réponse des détecteurs en fonction de la température à des gammas et à des rayons X

-Sensibilité aux neutrons [5,7]

Une voie de faisceau spéciale a été construite sur l'accélérateur TANDEM de l'Université de Montréal, de façon à connaître la réponse de nos détecteurs à des neutrons monochromatiques issus de la réaction $^7\text{Li}(p,n)^7\text{Be}$. Les résultats obtenus sont présentés à la **Fig. 6** en fonction de la variable S , le taux de surchauffe normalisé (« reduced superheat ») [10] :

$$S = \frac{T - T_b}{T_c - T_b}$$

2.9

où T_b est la température d'ébullition et T_c la température critique. Cette variable S nous permettra entre autre de comparer des résultats obtenus en fonction de la température avec des détecteurs contenant différents gaz.

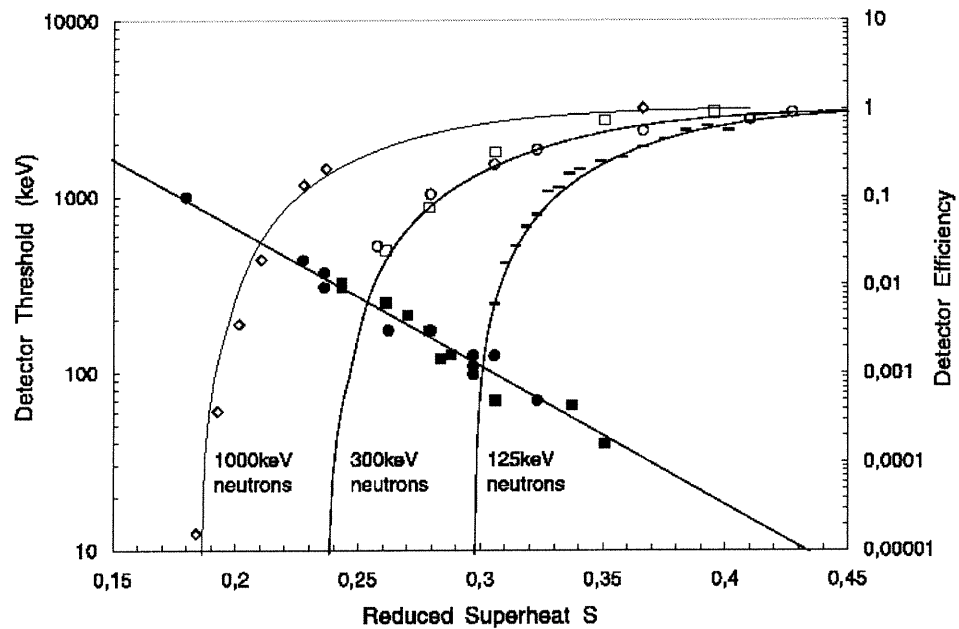


Figure 6: Réponse des détecteurs à des neutrons de différentes énergies incidentes et seuils calculés en fonction du taux de surchauffe normalisé

Tel que décrit dans [5], on obtient la formule d'efficacité suivante :

$$\varepsilon^i(T, E_n) = 1 - \frac{E_{th}^i(T)}{E_n} - \left(1 - \exp\left(-a \frac{E_n - E_{th}^i(T)}{E_{th}^i(T)}\right) \right) \frac{E_{th}^i(T)}{aE_n} \quad 2.10$$

où T est la température, E_n est l'énergie des neutrons, E_{th}^i est l'énergie de seuil pour le déclenchement d'une transition de phase pour une composition atomique i (dans notre cas, fluor ou carbone), et a est un paramètre. Cette fonction nous permet de lisser les données, en jouant avec les valeurs de a et de $E_{th}^i(T)$. On trouve une dépendance exponentielle en température pour $E_{th}^i(T)$, alors que a semble plutôt être constante autour de $a = 1.0 \pm 0.1$.

À partir de $E_{th}^i(T)$, nous avons pu établir l'énergie de recul minimale détectable pour les noyaux de ^{19}F et ceux de ^{12}C :

$$\begin{aligned} E_{R\min}^F(T) &= 148(\text{keV}) \exp(-\alpha(T - 3.16^\circ\text{C})) \\ E_{R\min}^C(T) &= 192(\text{keV}) \exp(-\alpha(T - 3.16^\circ\text{C})) \end{aligned} \quad 2.11$$

où $\alpha = 0.1662 \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$.

Nous avons aussi la fonction de sensibilité

$$P(E_R, E_{Rth}^i(T)) = 1 - \exp\left(-a \frac{E_R - E_{Rth}^i(T)}{E_{Rth}^i(T)}\right) \quad 2.12$$

Pour tracer la **Fig. 7**, il ne nous reste qu'à considérer de façon cinématique ce qui se produit lorsqu'un neutralino de masse M_χ (et d'énergie cinétique $E = \frac{1}{2}M_\chi v^2$) frappe un noyau de masse M_N (cf. chapitre 1). L'énergie de recul du noyau s'exprime comme suit dans le système du centre de masse :

$$E_r = \frac{M_\chi M_N}{(M_\chi + M_N)^2} 2E(1 - \cos\theta) \quad 2.13$$

où θ est l'angle de diffusion.

La combinaison des équations 2.11, 2.12 et 2.13 nous permet d'établir les courbes présentées à la Fig. 7. Cette figure permet entre autre de voir que nos détecteurs sont efficaces à 80% à 30°C, et qu'ils sont relativement aveugles aux neutralinos à 15°C.

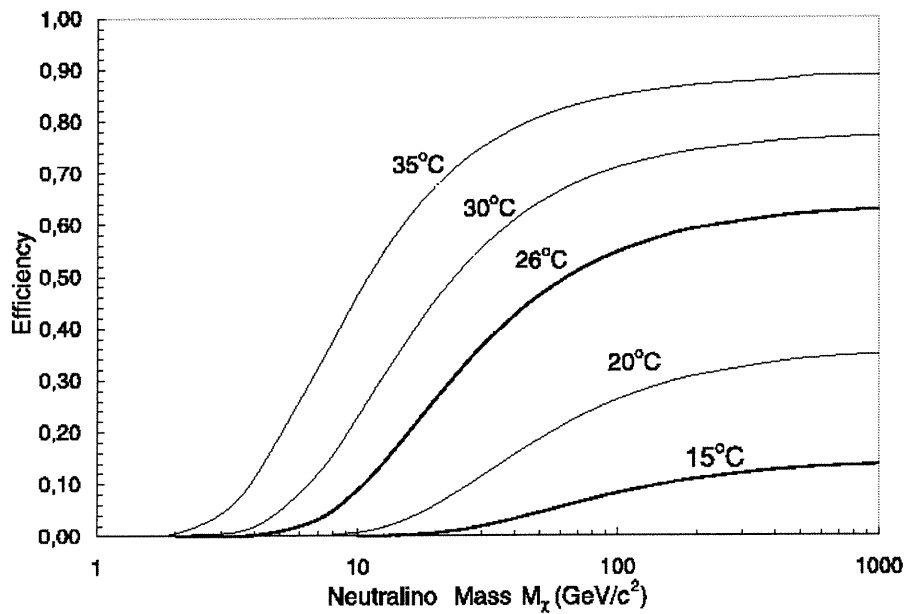


Figure 7: Efficacité des détecteurs (type BD-100) à voir les reculs nucléaires engendrés par des WIMPS, en fonction de la masse du neutralino et de la température de fonctionnement

Chapitre 3. Détecteurs de gros volume

Les premiers détecteurs PICASSO de 8 ml ont permis d'étalonner et d'étudier la réponse de cette méthode de détection à différents rayonnements, tout en étudiant le bruit de fond. Cependant, pour la recherche de la matière sombre, il était essentiel d'atteindre une plus grande sensibilité. Deux volets restaient à développer : 1) la fabrication de détecteurs avec plus de matière active; 2) la purification des matériaux composant les détecteurs, de façon à réduire le bruit de fond intrinsèque du détecteur. Dans le cadre de ma maîtrise, nous avons travaillé principalement sur le premier volet.

3.1. Fabrication de détecteurs de gros volume

-Premiers essais

La fabrication de détecteurs de gros volumes selon la méthode BTI est restée pendant longtemps un problème, étant donné que la compagnie n'avait pas de matériel permettant de produire des modules beaucoup plus gros que leur modèle de 8 ml. Le problème était essentiellement qu'ils ne possédaient pas de vortexeur

suffisamment puissant pour produire des émulsions de plus d'environ 10 ml. Dans ces conditions, les premiers estimés des coûts pour un module d'un litre étaient astronomiques.

Nous avons donc cherché à développer d'autres techniques de fabrication.

Nous nous sommes intéressés aux gels qui pouvaient être utilisés : gels à base de polyacrylamide, comme décrit dans [1], substances visqueuses comme le glycérol [2,3,4], gels à base de glycérol et de gélatine [6], gels spéciaux préparés pour nous par le département de chimie de l'Université de Montréal (Laurent Masaro).

Le tout était d'arriver à trouver un gel suffisamment visqueux pour maintenir une émulsion, mais assez souple pour laisser des bulles se former sans s'endommager. Ce problème se retrouvait, par exemple, dans la plupart des gels à base de gélatine, qui se fracturaient lorsqu'une pression leur était appliquée.

Dans un premier temps, pour contourner le problème de créer une émulsion, nous avons pensé qu'il n'était pas nécessaire que le fréon soit réparti dans des gouttelettes. On pouvait imaginer qu'un détecteur comportant une ou plusieurs grosses gouttes serait aussi efficace. Pour éliminer le problème de la suspension des gouttelettes dans le gel, nous avons aussi pensé qu'un contenant de verre soufflé pourrait constituer une paroi comparable au gel, assez lisse pour éviter les risques de nucléation spontanée. Le montage présenté à la **Fig. 1** a donc été élaboré.

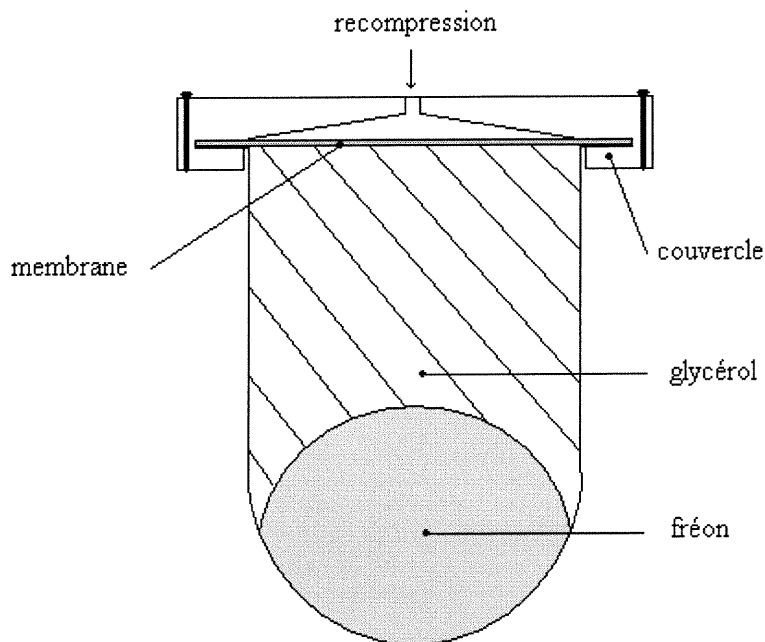


Figure 1: Premier prototype de détecteur maison.

Dans ce montage, nous avons fait préparer par un souffleur de verre un contenant de la forme représentée, avec un rebord sur lequel pouvait s'accrocher le couvercle conçu pour les besoins de l'expérience. Du fréon était versé dans le fond du contenant, en contact avec la paroi de verre, supposément lisse. Du glycérol était ensuite ajouté. Pour ce montage, nous avons utilisé du fréon 113, qui avait l'avantage d'être disponible en grandes quantités et d'être liquide à température de la pièce. Le couvercle comportait une membrane qui, lorsqu'on injecterait de l'air comprimé par l'orifice supérieur du couvercle, servirait de système de recompression.

L'assemblage de ce « détecteur » est très aisé. Pour tester ce prototype, il fallait s'assurer qu'on pouvait surchauffer le gaz, c'est-à-dire opérer à une température

d'environ 92°C. Il fallait donc chauffer le contenant de verre en maintenant une pression sur son contenu.

Les premiers problèmes rencontrés furent reliés à l'étanchéité du couvercle. En effet, si du glycérol ou du gaz s'échappe du contenant de verre, de l'air peut y entrer, la pression y diminue et le gaz peut se mettre à bouillir. Il était aussi délicat de doser la pression appliquée sur la membrane durant le chauffage, ainsi que celle créée par les vis du couvercle sur le verre. Un montage trop serré est dangereux puisque le verre n'a pas la place nécessaire pour se dilater sous l'effet de la chaleur.

Ce type de détecteur ne se révéla pas très concluant. Il a été impossible de rendre le fréon métastable sans le faire bouillir, à cause d'imperfections dans le verre ou de problèmes d'étanchéité de couvercle. De plus, le montage était relativement dangereux et il est arrivé que le contenant de verre se fende.

En fait, la dispersion du fréon en gouttelettes a au moins deux avantages : tout d'abord, cela assure qu'au moins certaines ne contiendront pas d'impuretés qui peuvent déclencher de la nucléation, et deuxièmement que, lorsque de la radiation déclenche la vaporisation, ce n'est qu'une gouttelette qui est touchée, et non pas tout le volume, ce qui s'avérait dangereux dans notre montage [5].

Suite à ces essais, nous nous sommes intéressés à développer une technique pour faire des émulsions. Nous avons essayé plusieurs méthodes mécaniques pour mélanger du glycérol avec du fréon. Une méthode assez prometteuse fut développée à l'aide d'un vortexeur. Après quelques tests avec du fréon 113, nous avons utilisé des échantillons de gaz servant à faire les détecteurs de type BD 100 et BD 1000 de BTI. Voici comment nous procédons :

Nous versons quelques millilitres de glycérol dans un tube de polycarbonate de 12 ml de volume. Les échantillons de gaz (qui se trouvaient dans des éprouvettes bouchées de même type) sont plongés dans l'azote liquide pendant plusieurs minutes. Il est ensuite possible d'ouvrir ces éprouvettes et de verser une certaine quantité de fréon refroidi (et donc liquide) dans le glycérol. On referme alors le tube et on le place sur un vortexeur. Après un certain temps de brassage, on laisse reposer le mélange. Lorsqu'on ouvre le tube, un peu de gaz en surface du glycérol s'évapore, mais il reste quand même du fréon en émulsion. En plaçant ces prototypes devant la source de neutrons, nous avons même pu observer la formation de bulles. Nous avons suivi l'évolution dans le temps d'un de ces « détecteurs-maison », contenant environ 8 ml de mélange glycérol-fréon. Le taux de comptage initial était très bon (3.7 bulles/min à 30 cm de notre source AcBe), mais comme le glycérol ne retient que faiblement les bulles formées suite à une irradiation, la sensibilité de ce détecteur décroît assez vite. Après quelques jours, le détecteur n'était plus actif.

Ces essais, quoique prometteurs, nous avaient montré plusieurs limites. Tout d'abord, le vortexeur à notre disposition était peu puissant et ne permettait de préparer qu'environ 2 ml de mélange à la fois. De plus, le gel utilisé (tout simplement du glycérol) ne permettait pas de garder des émulsions stables sur des périodes excédant environ une semaine, et lorsqu'on utilise ces détecteurs, le gaz qu'ils contiennent s'échappe peu à peu et leur sensibilité diminue. Nous avons fait quelques essais en dissolvant du CsCl dans le glycérol pour en augmenter la densité, mais les cristaux de ce sel engendraient de la nucléation spontanée dans les gouttelettes de fréon.

Bref, pour progresser, il nous fallait toujours trouver un moyen de mélanger de grandes quantités de gel et de gaz, ainsi qu'un gel plus approprié. Nous nous étions heurtés au même problème que BTI, qui ne possède pas de vortexeur de taille suffisante pour manipuler des contenants de plus d'une dizaine de millilitres.

Un schéma présenté dans la référence [4] nous donne l'idée d'utiliser un mélangeur magnétique. De plus, de nombreuses sources [6-14] nous permettaient de penser qu'au moyen d'une aiguille vibrante dont on contrôlerait la fréquence de vibration et le débit d'écoulement, nous pourrions générer des gouttelettes de taille uniforme. Nous avons donc assemblé le montage présenté à la **Fig. 2**.

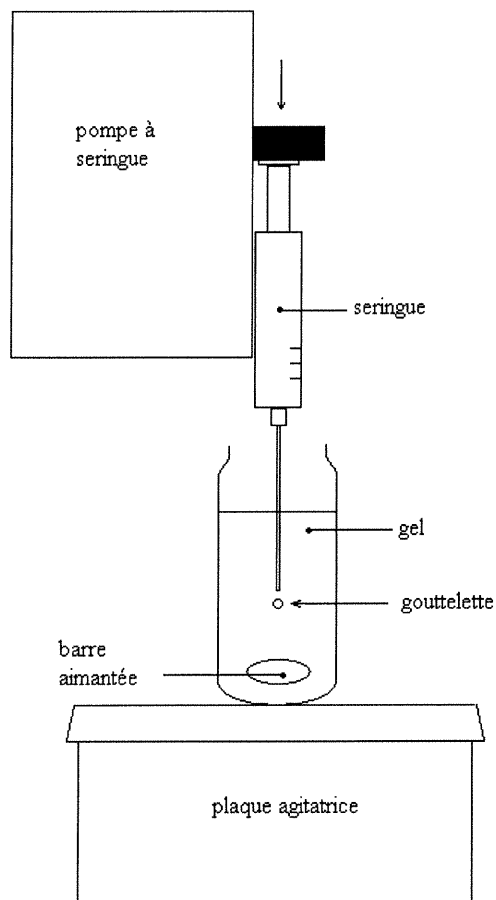


Figure 2: Montage pour la fabrication de détecteurs selon le principe de l'aiguille vibrante

Des essais ont été faits dans du glycérol et du gel à base de gélatine et de glycérol. Malheureusement, nous nous heurtons toujours au problème de la stabilité des émulsions et de la rétention des gouttelettes par le gel. De plus, il s'est avéré très difficile de manipuler des gaz avec la seringue, même si on les avait refroidis pour qu'ils soient liquides; dès qu'ils étaient mis en contact avec la seringue (qui avait pourtant été gardée à basse température), ils retournaient à leur état gazeux.

D'autres possibilités furent étudiées, comme les chambres à bulles Glaser [15] et les chambres rotatives (« spinners ») [16]. Ces idées furent cependant vite jugées difficilement réalisables. En effet, comme nous l'avions remarqué lors de la réalisation du premier prototype, il n'était pas à notre portée immédiate de fabriquer des contenants de verre très lisse, condition absolument nécessaire à l'assemblage de chambres à bulles. Sans compter les problèmes de sécurité rencontrés lorsqu'on travaille avec du verre sous pression. Le problème était assez semblable pour l'assemblage d'une chambre rotative, mais il fallait de plus utiliser un moteur permettant une rotation extrêmement régulière, ce qui n'était pas à notre disposition.

-Méthode de fabrication

La solution fut finalement suggérée par un membre de l'équipe BTI. Comme le problème dans la technique de fabrication BTI restait d'avoir un vortexer suffisamment puissant, peut-être qu'un mélangeur à peinture, tel que ceux utilisés dans les quincailleries, pourrait faire l'affaire.

Comme contenants, nous avons déjà utilisé et testé des récipients à filtre de styrène acrylonitrile, de la compagnie Cole-Parmer, qui sont disponibles dans des modèles de 1 l, 1.5 l, 3 l, etc. Ces fioles avaient l'avantage de tenir jusqu'à 125 psi de pression et d'être transparentes. Des couvercles spéciaux ont été conçus, couvercles équipés d'une vis permettant de relâcher la pression à l'intérieur du

contenant. Nous nous sommes procuré un mélangeur à peinture 1 gallon (voir **Fig. 3**), qui fut modifié pour pouvoir agiter nos contenants; le moteur fut également changé pour permettre des vitesses de rotation variable.

La méthode de fabrication utilisée pour réaliser ces détecteurs de gros volume peut se décrire comme suit. Dans un des gros contenants décrits plus haut, on place une petite quantité de surfactant (solution aqueuse de triton 2%) et d'initiateur (solution aqueuse 10% de persulfate d'ammonium) et on laisse refroidir le tout dans un bain d'alcool et de glace carbonique à $-77\text{ }^{\circ}\text{C}$. Une solution d'acrylamide est ensuite ajoutée et laissée à congeler dans le même bain pendant plusieurs heures. Lorsque le contenu est complètement gelé, on ajoute l'accélérateur (TEMED 40%) et le gaz (réfrigéré au préalable) et on bouche le contenant à l'aide du couvercle.

La cruche est alors placée dans un bain d'eau à $30\text{ }^{\circ}\text{C}$, et y est laissée pendant environ une heure et demie. On met ensuite le contenant dans le mélangeur à peinture où il est brassé pendant une minute à une vitesse d'environ 250 rpm. Le tout est ensuite replacé dans le bain à $30\text{ }^{\circ}\text{C}$. Après environ une nuit, à l'aide de la vis du couvercle, on relâche la pression qui s'est formée dans le contenant. Le détecteur est alors recomprimé une heure et demie à 600 psi. Environ 10 ml de fréon est ensuite versé sur la surface du gel, avant que le contenant soit refermé pour être entreposé jusqu'à son utilisation. Cette étape permet de maintenir le gel sous sa pression de vapeur.

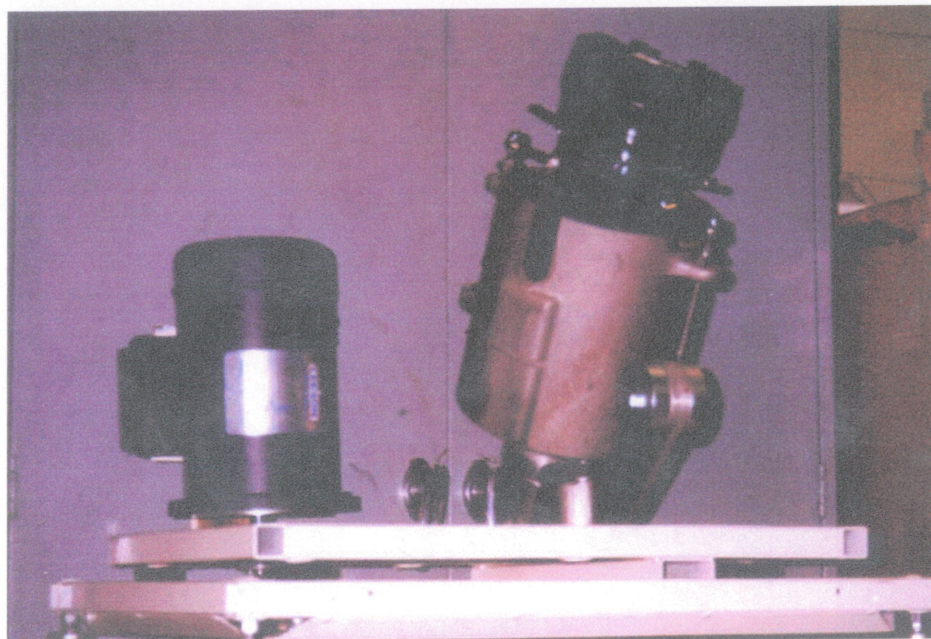
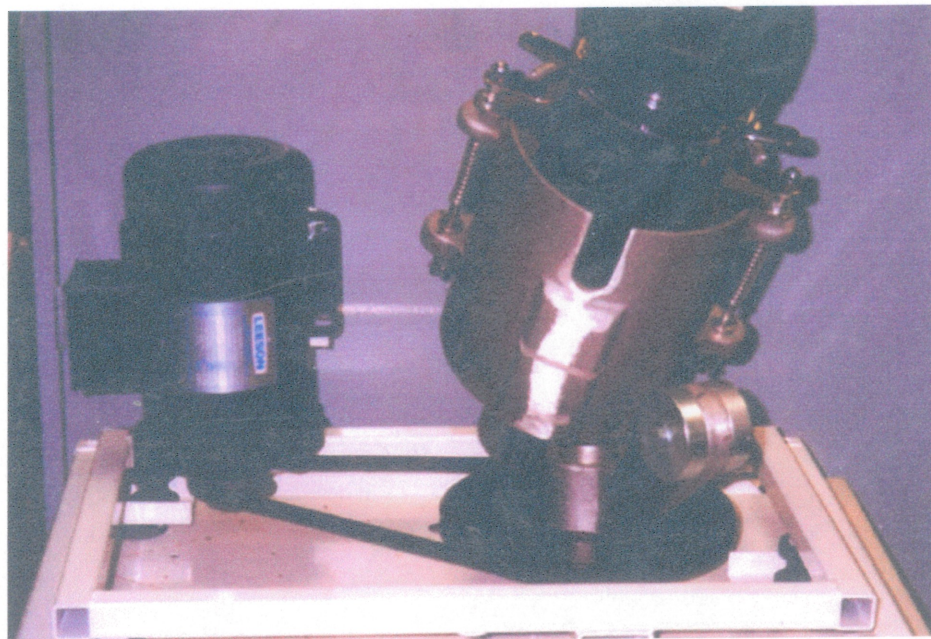


Figure 3: Photos du mécanisme du mélangeur à peinture utilisé pour la préparation des détecteurs

Lors du premier usage d'un de ces détecteurs, il faut d'abord relâcher la pression présente à l'intérieur à cause du gaz versé en surface. Ensuite, on fait fondre de l'amojellTM (compagnie Aldrich) qu'on verse sur la surface du gel et qu'on laisse solidifier. Cette couche protectrice empêche la surface du détecteur de se dessécher et le protège aussi lors des recompressions à l'azote.

Notons aussi qu'une fois le détecteur décomprimé et recouvert d'amojell, on l'équipe d'un nouveau couvercle. Celui-ci comporte deux soupapes, l'une permettant l'entrée d'azote pour la recompression, et l'autre servant à décompresser le détecteur (**Fig. 4**).

3.2. Étalonnage des premiers gros détecteurs

Le tout premier prototype a été fait selon la méthode décrite plus haut, à la différence que le brassage avait été fait à la main plutôt qu'à l'aide du mélangeur à peinture. Ce premier détecteur nous a permis de mettre au point une méthode d'acquisition de données sur les modules de cette taille. En effet, il nous fallait choisir le type de senseurs piézo-électriques à utiliser, ainsi que leur nombre.

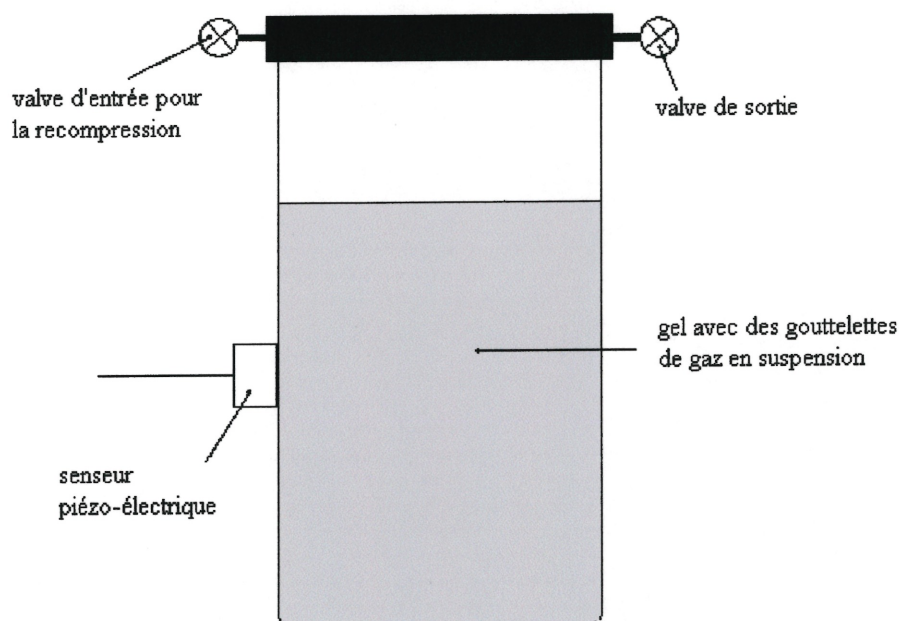


Figure 4: Schéma des détecteurs de gros volume, avec le couvercle utilisé pour la prise de mesure



Figure 5: Évolution des détecteurs PICASSO. De gauche à droite, le modèle 8 ml, le modèle 60 ml, le modèle 1.5 l, et l'étape suivante prévue, un module de 3 l.

En présence d'une source à neutrons AcBe ($3.2 \mu\text{Ci}$), nous avons observé la réponse du détecteur telle que mesurée par des senseurs piézo-électriques de type « pinducer ». Nous nous sommes très rapidement rendu compte que ces senseurs n'étaient pas efficaces pour effectuer le comptage. Par contre, l'utilisation de gros senseurs piézo-électriques au PZT se révéla efficace. Nous avons utilisé plusieurs configurations de senseurs, tel que présenté dans la **Fig. 6**.

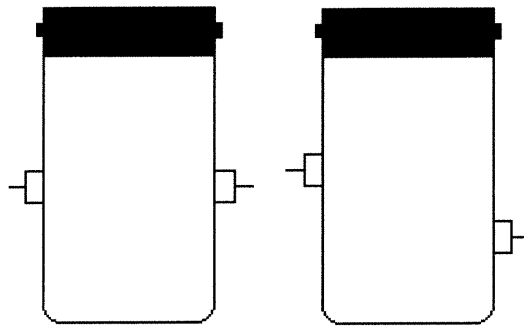


Figure 6: Exemple de configurations des senseurs piézo-électriques sur le prototype de gros détecteur

Ces tests ont montré que chaque senseur voyait le même nombre de bulles, et de plus, que le changement de disposition des deux piézos n'affectait pas le taux de comptage. Nous avons donc conclu qu'un seul senseur était suffisant pour compter un détecteur de ce type.

La première génération de détecteurs fabriqués à l'aide du mélangeur à peinture comprend deux modules, que nous appellerons BDA-1 et BDA-2. Ces détecteurs

contiennent environ 1 l de gel (dans un contenant de 1.5 l). Le détecteur BDA-2 montrait des fractures lorsque nous l'avons reçu, mais ces lésions disparurent avec les recompressions. Nous avons aussi remarqué que les couvercles qui avaient servi lors de la préparation, et qui sont en aluminium, présentaient des traces d'oxydation. Après un examen des couvercles, nous avons compris qu'il s'était produit un effet de pile entre l'aluminium du couvercle, le laiton de la soupape et la saumure que représentait le matériau du détecteur. Par conséquent, il est évident que les détecteurs ont été contaminés par la dissolution de l'aluminium du couvercle.

La deuxième génération de détecteurs a été fabriquée selon le même procédé que la première, avec comme différence que les couvercles métalliques avaient préalablement été traités par anodisation, de façon à ce qu'ils ne soient plus corrodés. On avait de plus remplacé la soupape de laiton par une vis en acier inoxydable. Les détecteurs de cette génération sont désignés respectivement par BDB-1 et BDB-2. Au moment d'écrire ces lignes, le détecteur BDB-2 n'a pas encore été utilisé.

Le tableau qui suit présente certaines mesures effectuées sur ces détecteurs à l'aide d'un gros senseur piézo-électrique au PZT.

| | Bruit de fond (coups/min) | Bruit de fond dans le blindage de paraffine | Source AcBe à 1 m de distance |
|-------|------------------------------|---|----------------------------------|
| BDA-1 | 0.49 | 0.43 | 39.4 |
| BDA-2 | 0.51 | 0.43 | 33.6 |
| BDB-1 | 0.16 | 0.14 | 37.6 |

Tableau 1 : Comparaison des taux de comptage de différents détecteurs

On peut voir que, bien que ces détecteurs aient tous à peu près la même sensibilité aux neutrons, le bruit de fond intrinsèque a été réduit d'un facteur 3 par la modification apportée aux couvercles. Celle-ci a en effet permis de réduire la quantité d'impuretés présentes au sein du détecteur.

Nous avons cependant pensé à d'autres causes possibles pour expliquer le haut taux de comptage de la première génération.

L'une d'elle est une contamination au radon. Nous avons donc placé chaque détecteur dans un blindage de paraffine (le détecteur est complètement entouré par des cubes de paraffine de 25 cm de côté), en présence d'un flux continu d'azote. Les résultats sont présentés dans la **Fig. 7**. Ce qui ressort de ces mesures est que, bien que le radon semble être une composante du bruit de fond des détecteurs de la première génération, il n'affecte pas vraiment la deuxième génération. Nous avons observé une diminution maximale de 40% pour le détecteur BDA-1 et de 26% pour BDA-2. Cependant, pour BDB-1, aucun réel effet n'a été observé.

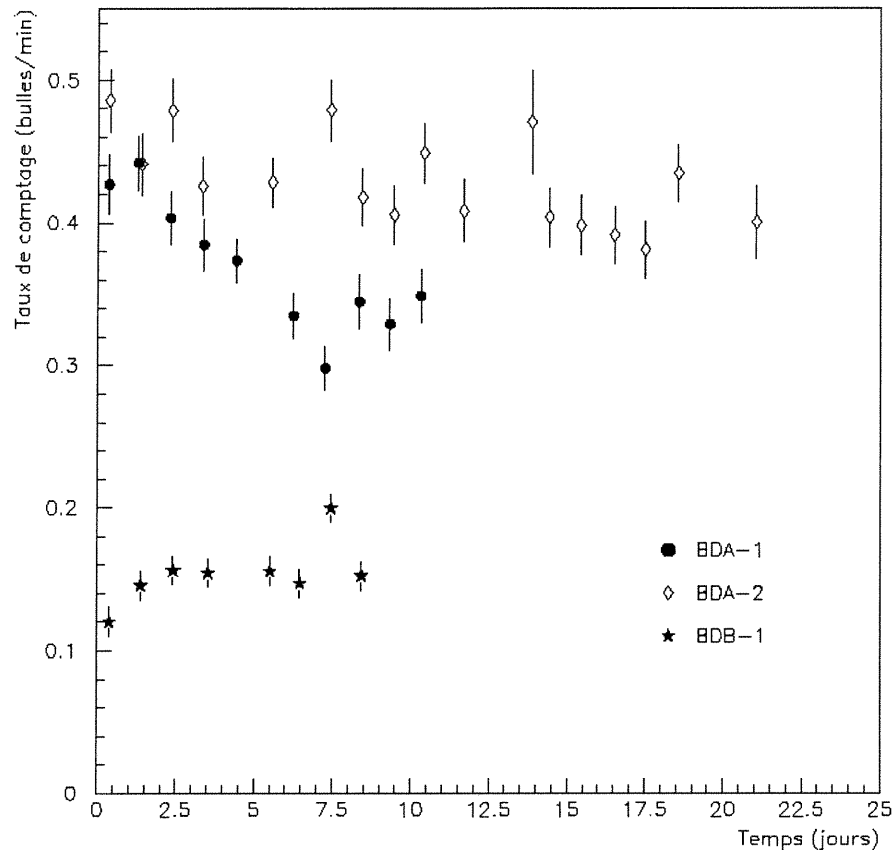


Figure 7: Réponse de trois détecteurs placés dans un blindage de paraffine et baignés d'azote pendant plusieurs jours

Une autre cause possible est une contamination alpha importante. Nous avons donc étudié la réponse de BDA-1 au bruit de fond en fonction de la température. La même mesure a été faite avec BDB-1. Ces résultats sont présentés à la **Fig. 8**. On voit dans cette figure, comme on l'a déjà mentionné, que le bruit de fond intrinsèque de BDB-1 est beaucoup plus bas que celui de BDA-1. Cependant, une constatation intéressante est que les deux courbes ont sensiblement la même forme, soit un plateau de 20 à 30° C, puis une remontée brusque aux alentours de 35° C.

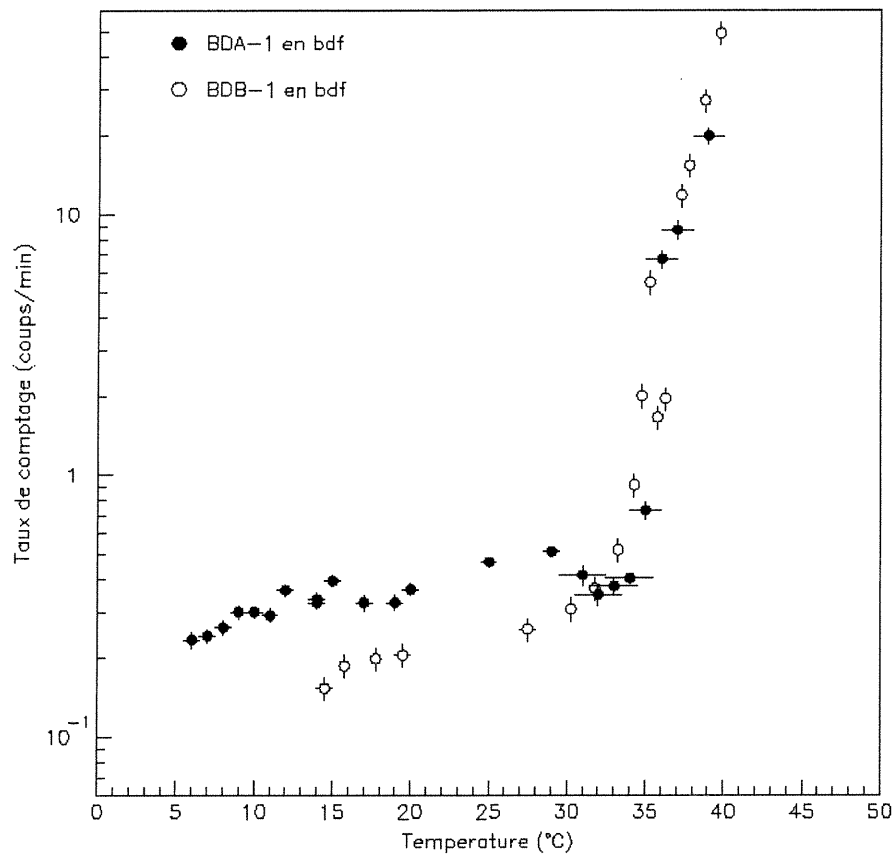


Figure 8: Bruit de fond en fonction de la température pour BDA-1 et BDB-1

Pour expliquer ces résultats, nous avons comparé les données avec celles que nous avons obtenues avec des détecteurs de 8 ml dopés à l'américium (voir **Fig. 1** du chapitre 2). Comme on peut le voir sur la **Fig. 9** pour BDA-1 et sur la **Fig. 10** pour BDB-1, le bruit de fond des détecteurs ressemble beaucoup à une contamination alpha jusqu'à 35° C. Passé cette température, cependant, on trouve un signal qui ressemble à une sensibilité gamma. Il semble en effet logique que les nouveaux détecteurs, avec leur plus gros volume, soient plus sensibles au bruit de fond gamma, et qu'à haute température, ils commencent à les percevoir. Quant à la contamination alpha, elle s'expliquerait par des

impuretés contenues dans les détecteurs, même dans le cas de BDB-1, car ces modules ont été fabriqués sans précautions particulières et sans filtration poussée des composantes.

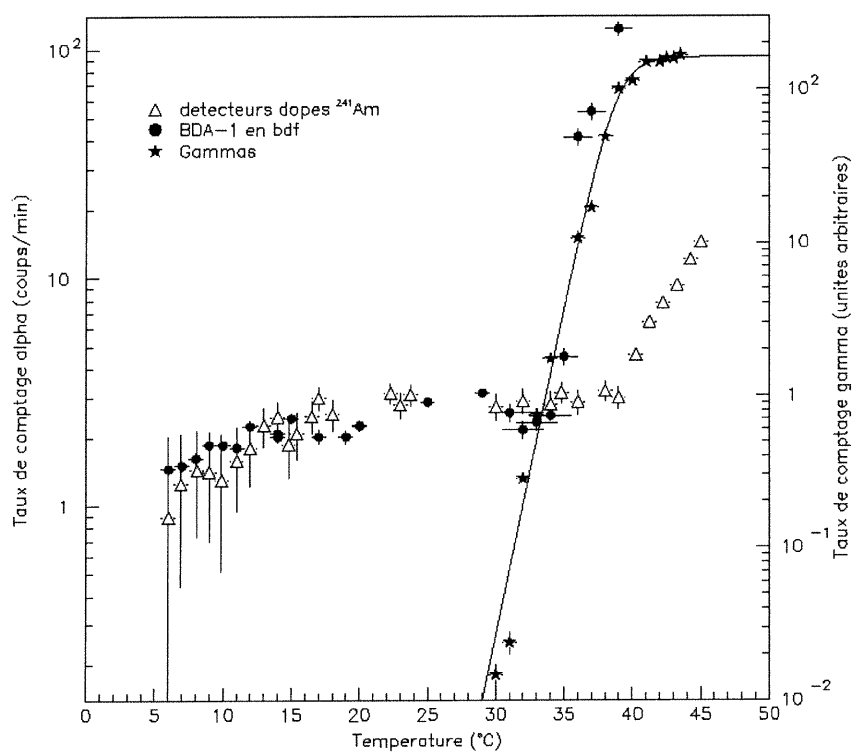


Figure 9: Bruit de fond en fonction de la température pour BDA-1, ainsi que mesures alpha faites avec des détecteurs 8 ml dopés à l'américium et réponse aux gammas de détecteurs 8 ml

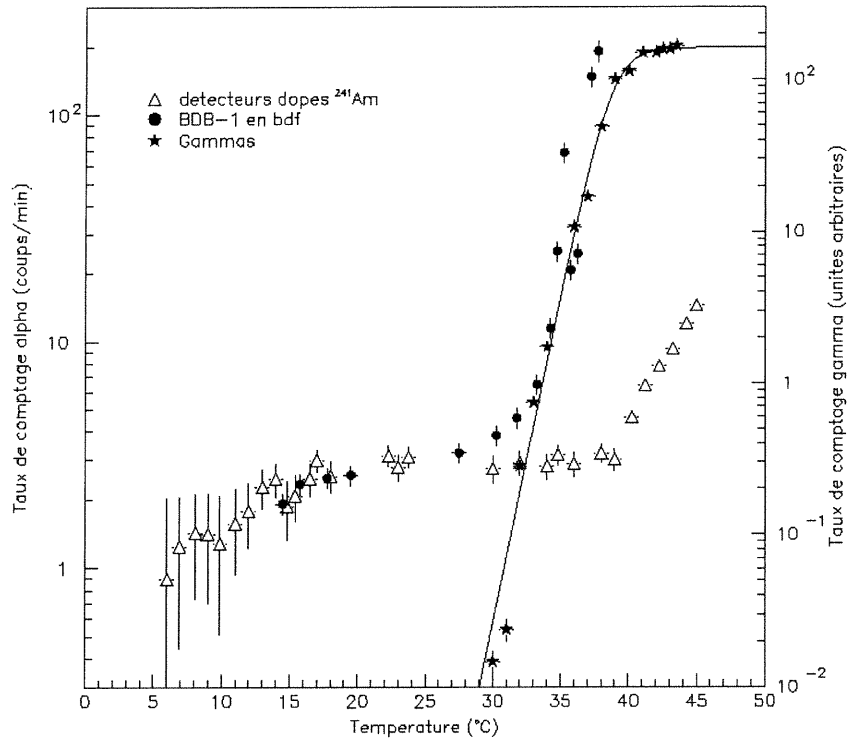


Figure 10: Bruit de fond en fonction de la température pour BDB-1, ainsi que mesures alpha faites avec des détecteurs 8 ml dopés à l'américium et réponse aux gammas de détecteurs 8 ml

Les dernières mesures que j'ai eu l'occasion d'effectuer ont consisté à placer BDA-2 devant la source AcBe (neutrons d'environ 0 à 12 MeV, voir **Fig. 1** du chapitre 4) et à noter sa réponse en fonction de la température. Le détecteur se trouvait à 60 cm de la source. Les résultats sont présentés à la **Fig. 11**. Cependant, nous reviendrons sur ces données et sur ce graphique à la section 3.2, lorsqu'il sera question des calculs Monte-Carlo effectués avec le logiciel Géant 4, pour simuler la réponse de nos gros détecteurs aux neutrons.

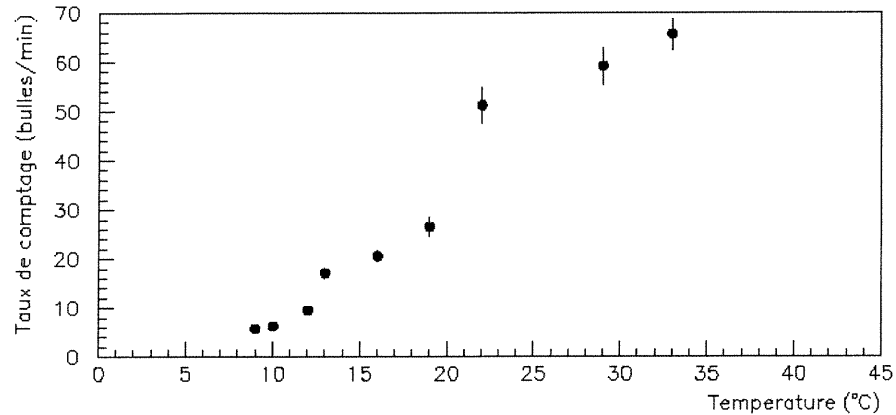


Figure 11: Réponse du détecteur BDA-2 aux neutrons en fonction de la température, à 60 cm de la source AcBe

3.3. Développements en cours

Au moment où je rédige ce mémoire, d'autres générations de détecteurs sont à l'étude. Un module a été fait à partir de composants filtrés dans des tamis de $0.45 \mu\text{m}$, de façon à enlever une partie des impuretés. Deux modules, dont l'un a été filtré à $0.45 \mu\text{m}$, ont été faits avec un sel lourd différent : le CsCl a été remplacé par de l'acétate de sodium. Le chlore peut en effet absorber des neutrons et émettre un proton de 600 keV, qui peut déclencher la formation de bulles. De plus, le césium a une grande section efficace pour la création de photoélectrons, et nous pensons qu'un détecteur sans césium serait probablement moins sensible aux gammas. L'acétate de sodium a aussi l'avantage d'être constituée d'atomes plus légers que le CsCl, ce qui réduit les risques de création de neutrons par spallation des muons cosmiques.

En fait, les mesures effectuées avec des détecteurs à l'acétate de sodium tamisés ($0.45 \mu\text{m}$) ont montré une réduction du bruit de fond d'un facteur 10 par rapport aux premiers détecteurs BDA-1 et BDA-2.

Chapitre 4. Simulations Monte Carlo

4.0. Justification du Monte Carlo

Les expériences décrites dans les chapitres précédents montrent qu'une bonne compréhension de la méthode de détection a été atteinte. Cependant, pour la poursuite de l'expérience PICASSO, il est nécessaire d'approfondir plusieurs aspects.

Tout d'abord, dans l'optique de mesures de longue durée, il nous faut étudier les blindages possibles, les matériaux à utiliser et les épaisseurs nécessaires. Il nous a paru qu'une étude Monte Carlo de ce volet pourrait nous apprendre beaucoup. En effet, elle nous permettrait d'établir l'efficacité de nos blindages actuels, et nous donnerait des indications sur les développements à faire.

Secondement, alors que nous commençons à travailler sur des détecteurs différents (ceux de gros volumes) et que nous prévoyons utiliser des gaz et des gels variés, nous désirons atteindre une meilleure compréhension théorique du fonctionnement de la technique de détection. Il nous faudrait connaître l'atténuation du flux de neutrons causé par le gel lui-même, étudier les processus

en jeu, comme la diffusion neutron-noyau, et bien définir les énergies de reculs. C'est ce travail que nous avons amorcé dans le cadre de ce mémoire. Pour ce faire, la tâche principale était d'implémenter une simulation valable des collisions élastiques entre neutrons et noyaux.

Pour effectuer ces simulations, nous avons décidé d'utiliser le programme Geant 4, programme avec lequel le travail avait déjà été amorcé par des membres du groupe PICASSO. Ce logiciel offre de nombreux processus physiques pour les neutrons, en plus de fonctionner sur un langage orienté-objet. Il existe de plus un groupe de travail Geant 4 au laboratoire de physique nucléaire de l'Université de Montréal, ce qui nous assurait un bon support technique.

4.1. Fonctionnement général des programmes Géant 4 et contributions de l'auteur

Avant d'expliquer les simulations et études qui ont été faites à l'aide du programme simulant les interactions particules-matière Géant 4, en C++, nous allons présenter brièvement le fonctionnement de celles-ci.

Un programme principal fait appel aux différentes méthodes et données regroupées par thèmes dans des fichiers. L'un de ces fichiers fixe la géométrie du détecteur (*DetectorConstruction*); *PhysicsList* présente les différents processus physiques nécessaires à la bonne reproduction du détecteur et des phénomènes étudiés, *PrimaryGeneratorAction* regroupe les caractéristiques du faisceau de particules envoyées sur le détecteur, *SteppingAction* permet de retirer de l'information sur les événements qui se produisent, *VisManager* permet de voir graphiquement le détecteur et les trajectoires, etc.

Des programmes existants, le *DetectorConstruction* a été largement modifié pour produire un détecteur de 1.5 l de même dimension que celui utilisé (ainsi que sera décrit dans la section 4.3). Il en va de même pour les simulations qui ont étudié les blindages (section 4.2). Dans ce cas, de plus, le *DetectorMessenger* s'est vu ajouter des routines permettant de modifier l'épaisseur et la composition du blindage en cours d'exécution. Le *PhysicsList*, qui est d'ailleurs présenté en annexe, a été utilisé tel quel. Beaucoup de travail a été effectué sur le *SteppingAction* de façon à retirer l'information qui était propre aux simulations en cours.

Notons que dans ces routines, le seuil pour la production de particules secondaires par les neutrons était d'environ 1 keV.

Nous devons aussi parler des programmes en C++ utilisés hors de Géant 4, qui nous permettaient de traiter et de classer les données fournies par les simulations

Monte Carlo. Dans le cas de l'étude du blindage et des spectres, une routine C++ a été écrite, permettant de regrouper les événements en plages d'énergie. Dans le cas de la simulation des détecteurs de gros volume, on a utilisé et modifié un programme déjà existant, qui permettait d'établir combien de bulles ont pu être produites à une température donnée.

Tous les processus mentionnés ici sont décrits plus en détails dans les sections qui suivent.

4.2. Étude du blindage

Nous prévoyons utiliser dès l'été 2001 un montage comprenant plusieurs gros détecteurs et pouvant prendre des données sur une longue période de temps. Ce montage serait installé dans la mine Creighton d'Inco (Sudbury, Canada) où se trouve déjà l'expérience *Sudbury Neutrino Observatory* (SNO). Ce site se trouve à environ 2 km de profondeur, soit l'équivalent de 6000 mètres d'eau. À cet endroit, le flux de muons cosmiques est énormément réduit (7×10^{-10} muons/s-cm² comparé à 7×10^{-3} muons/s-cm² à la surface). On a parlé, dans le chapitre 2, du bruit de fond auquel nos détecteurs sont sensibles. Une partie de ce bruit de fond se compose des neutrons de spallation produits par les muons cosmiques. En

s'installant à SNO, nous pensons donc réduire de façon importante cette composante.

Dans ces conditions, les deux sources principales de bruit de fond restantes sont la contamination à l'intérieur des matériaux du détecteur même, et les neutrons émis par la chaîne U/Th, présente dans l'environnement.

Pour le premier problème, nous sommes présentement en train de construire et de tester des détecteurs avec des composants filtrés et un système sera développé sous peu pour purifier davantage les matériaux.

Pour la deuxième composante du bruit de fond, il nous faut utiliser des blindages. Il était donc essentiel d'étudier les matériaux possibles et les épaisseurs nécessaires de blindage pour réduire la contamination au maximum.

À l'aide du programme de simulation Géant 4, nous avons créé la situation suivante : un mur de blindage, d'épaisseur et de composition variables, est bombardé par des neutrons. Ces neutrons peuvent être mono-énergétiques, ou encore se répartir selon un spectre de type « environnement » ou de type « source ».

Le spectre « source » Monte Carlo tâche de reproduire le spectre émis par la source AcBe que nous utilisons. Des neutrons ayant des énergies de 0 à 12 MeV sont émis selon le spectre suivant :

$$dN(E) = \exp\left[\frac{-(E-5)^2}{a}\right] (\text{MeV}^{-1}) dE \quad 4.1$$

où $a = 21.125 \text{ MeV}$, et E est en MeV.

Le spectre « environnement » utilise un spectre présenté dans [1] qui regroupe des neutrons de 0 à 10 MeV obéissant à la relation :

$$dN(E) = \left(\frac{E}{b}\right)^{1/2} \exp\left(\frac{-E}{c}\right) (\text{MeV}^{-1}) dE \quad 4.2$$

où $b = 1 \text{ MeV}$, $c = 1.29 \text{ MeV}$, et E est en MeV. Les spectres ainsi obtenus sont présentés à la **Fig. 1**.

Nous nous sommes intéressés principalement à des blindages de paraffine et d'eau, des matériaux avec lesquels nous travaillons déjà pour protéger nos détecteurs.

La **Fig. 2** présente, pour 100 000 neutrons incidents de spectre de type « environnement » et de type « source », la fraction de neutrons pouvant traverser des blindages d'eau et de paraffine de différentes épaisseurs.

Pour le spectre « environnement », on voit que la décroissance du nombre de neutrons transmis est exponentielle. Avec 1 mètre d'épaisseur, seulement

0.001% des neutrons traversent un blindage d'eau et aucun un blindage de paraffine.

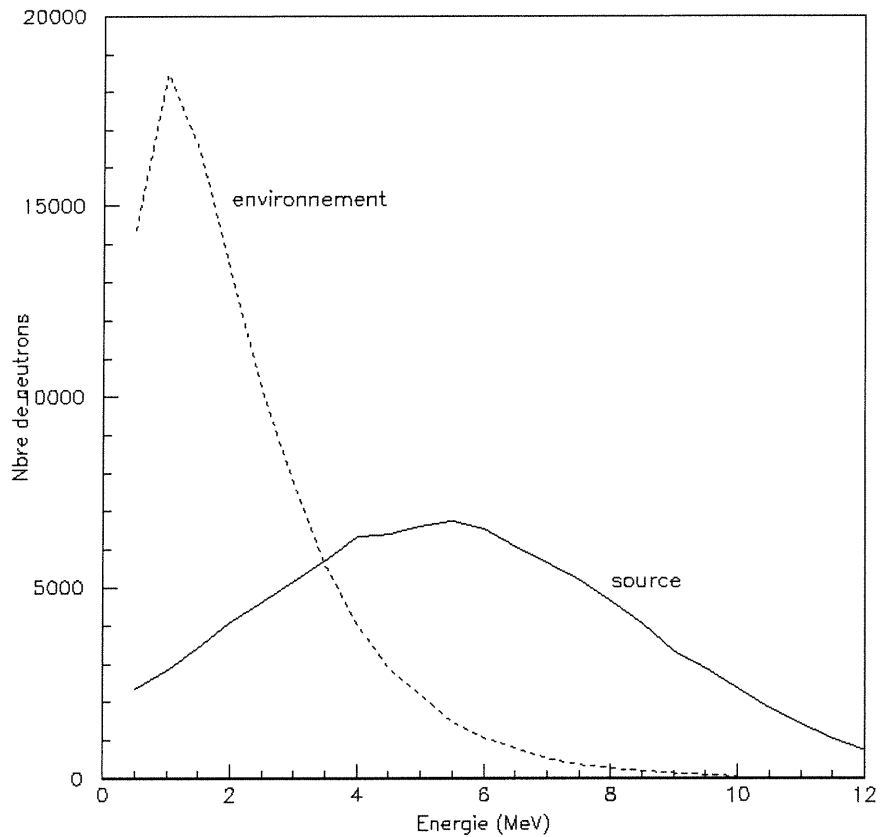


Figure 1: Spectres d'énergie des neutrons utilisés dans les simulations Monte Carlo

Pour les neutrons de type « source », la décroissance est moins accentuée que pour des neutrons de l'environnement, mais quand même assez importante. Après 1 mètre de blindage, on ne retrouve que 0.003% des neutrons incidents dans le cas de l'eau, et 0.002% dans le cas de la paraffine.

Après cette étude préliminaire, nous avons décidé d'analyser plus en détail le cas des blindages de 30 cm d'épaisseur. Ce choix se base tout d'abord sur le fait que nous utilisons présentement des cubes de paraffine de 25 cm de côté. De plus, nous avons monté une piscine d'eau dans laquelle des mesures peuvent être prises; cette piscine offre comme blindage minimal environ 30 cm d'épaisseur. Nous travaillons présentement aussi à assembler un blindage modulaire composé de contenants d'eau de 30 cm de côté.

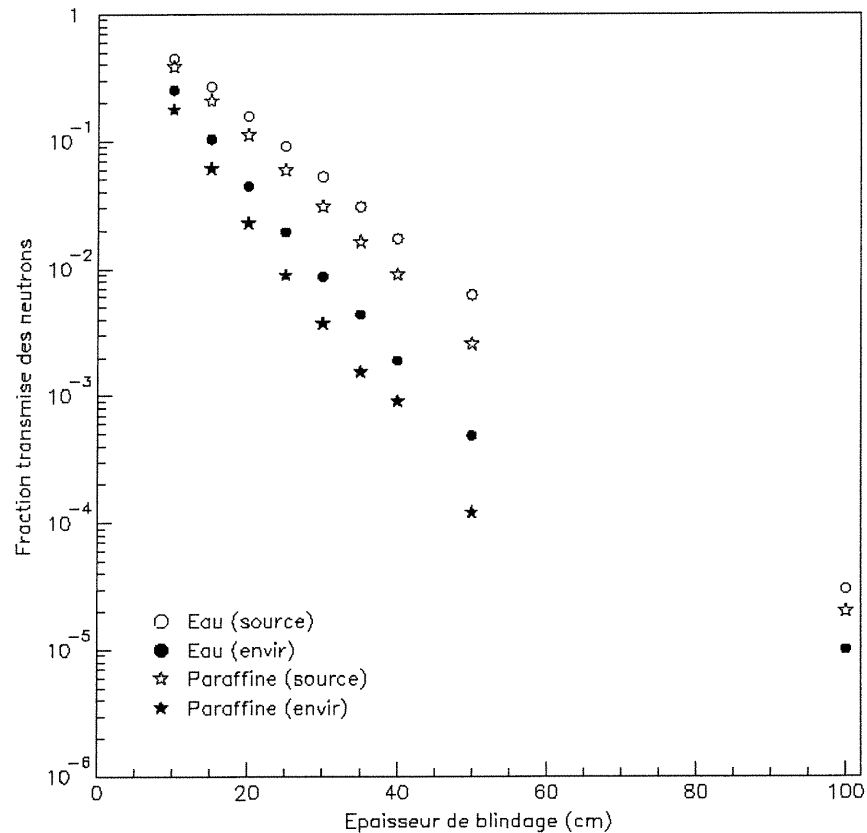


Figure 2: Fraction des neutrons parvenant à traverser une certaine épaisseur de blindage d'eau ou de paraffine; dans certains cas, les neutrons incidents avaient un spectre d'énergie de type « environnement », dans d'autres, un spectre de type « source »

Nous avons donc envoyé un million de neutrons, alternativement de spectre « environnement » et de spectre « source », sur un mur de 30 cm d'épaisseur d'eau ou de paraffine.

Ce qui suit résume les résultats bruts obtenus, soit le pourcentage de neutrons transmis :

| | Spectre « enviro » | Spectre « source » |
|--------------------|--------------------|--------------------|
| 30 cm d'eau | 1.46% | 6.57% |
| 30 cm de paraffine | 0.56% | 3.87% |

Tableau 1 : Neutrons transmis à travers 30 cm d'eau ou de paraffine

Cependant, à 20 °C, nos détecteurs ont un seuil de détection d'environ 50 keV (énergie des neutrons). Il est donc intéressant de regarder le spectre d'énergie des neutrons transmis. Les **Fig. 3** et **4** présentent le spectre d'énergie des neutrons ayant traversé le blindage, en comparaison avec le spectre initial.

L'ensemble des spectres finaux obtenus est présenté à la **Fig. 5**. En connaissant le seuil de nos détecteurs à la température de la pièce, nous pouvons maintenant évaluer la fraction des neutrons qui parviennent à traverser le blindage, mais qui pourtant ne seront pas comptés par nos détecteurs. Nous pouvons reproduire le tableau présenté précédemment en n'indiquant, cette fois, que la fraction de neutrons transmise à des énergies suffisantes pour affecter nos détecteurs :

| | Spectre « enviro » | Spectre « source » |
|--------------------|--------------------|--------------------|
| 30 cm d'eau | 0.76% | 4.8% |
| 30 cm de paraffine | 0.33% | 2.9% |

Tableau 2 : Fraction des neutrons transmis à une énergie suffisante pour déclencher nos détecteurs

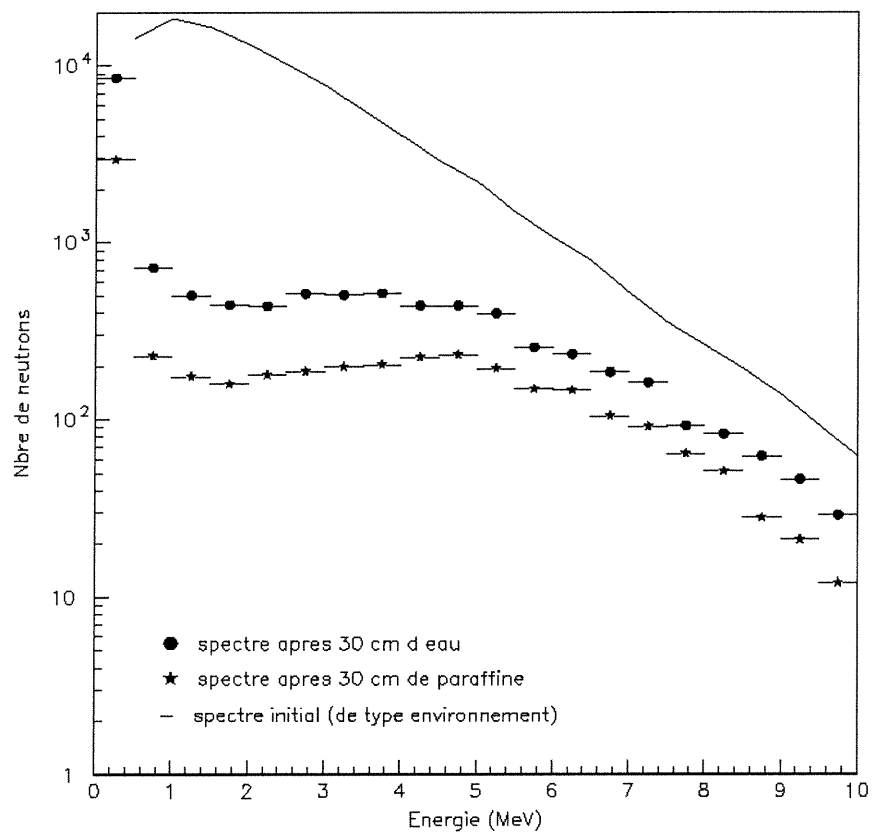


Figure 3: Spectre d'énergie des neutrons ayant traversé un blindage de 30 cm d'eau ou de paraffine; pour comparaison, on a aussi représenté le spectre des neutrons initiaux (de type « environnement »)

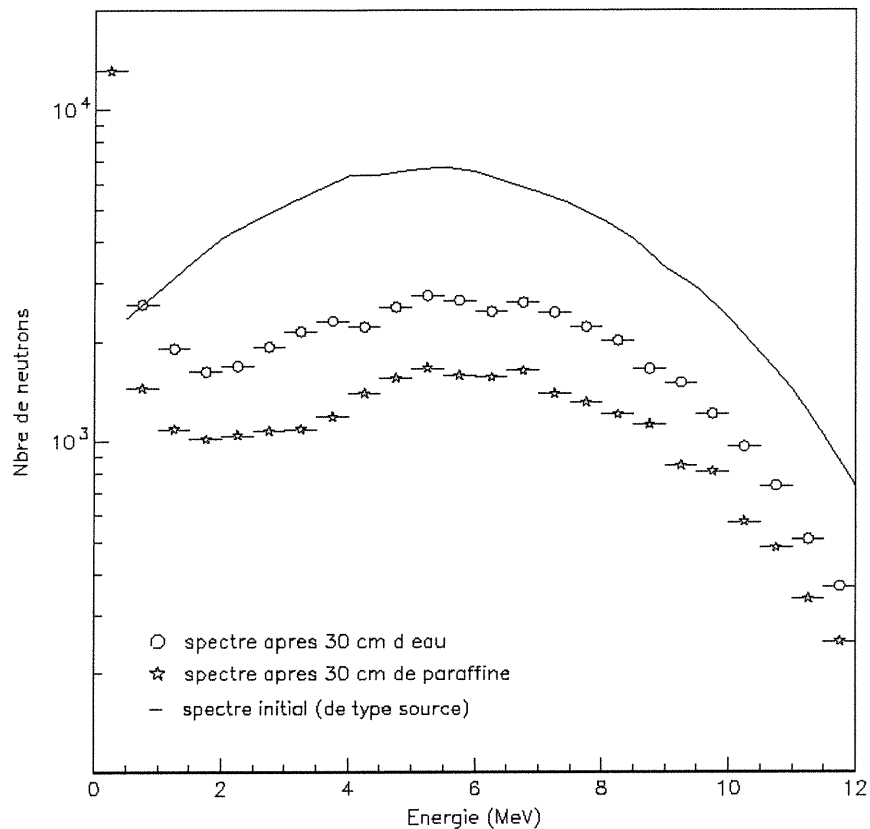


Figure 4: Spectre d'énergie des neutrons ayant traversé un blindage de 30 cm d'eau ou de paraffine; pour comparaison, on a aussi représenté le spectre des neutrons initiaux (de type « source »)

Les **Fig. 3, 4 et 5** montrent que, bien que l'atténuation soit assez importante pour les neutrons de faible énergie, elle est beaucoup moins intéressante passé 5 MeV. Cela explique que notre blindage soit plus efficace avec les neutrons de l'environnement, dont le spectre culmine à plus basse énergie.

Néanmoins, même si l'effet de 30 cm de blindage est important sur le flux de neutrons, il subsiste beaucoup de neutrons de haute énergie. Cette étude semble montrer qu'il faudrait envisager d'utiliser des blindages plus épais.

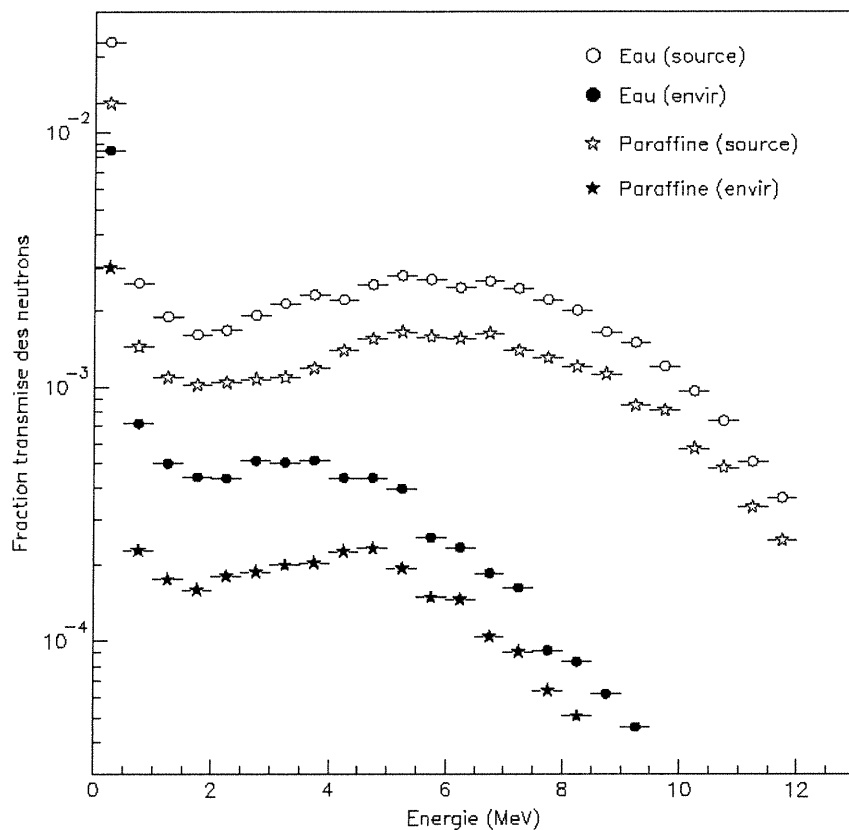


Figure 5: Spectres des neutrons transmis à travers des blindages de 30 cm d'eau ou de paraffine, avec des neutrons incidents ayant un spectre de type « environnement » ou « source »

4.3. Étude de la réponse de nos détecteurs aux neutrons

Le deuxième volet du travail effectué sur Géant 4 a porté sur la création et le test d'un modèle de détecteur 1.5 l. Cette simulation consistait en un détecteur cylindrique ($r=5$ cm, $h=20$ cm) dans lequel on pouvait disperser des gouttelettes

en quantité et tailles désirées. Ce détecteur pouvait ensuite être bombardé de particules. Nous avons utilisé des neutrons, qui, comme précédemment, pouvaient être mono-énergétiques ou suivre un spectre « environnement » ou « source » (voir équation 4.1 et 4.2). Chaque fois qu'un neutron incident faisait reculer un atome de carbone ou de fluor au sein d'une gouttelette, l'énergie déposée par le recul de l'atome était notée.

Nous obtenons donc après une exécution un fichier contenant l'identité de l'atome ayant reculé et l'énergie qu'il a ainsi déposée dans la gouttelette. Ce fichier peut ensuite être traité par un programme C++. Cette routine va calculer, à une température donnée, l'énergie déposée minimale nécessaire à la formation d'une bulle. On trouve tout d'abord l'énergie de seuil en énergie de neutrons incidents, à l'aide des formules suivantes :

$$E_{seuil(neutron)}(T) = 778keV \times \exp(-\alpha(T - 3.16^{\circ}C)) \quad 4.3$$

pour le fluor, et

$$E_{seuil(neutron)}(T) = 677keV \times \exp(-\alpha(T - 3.16^{\circ}C)) \quad 4.4$$

pour le carbone ($\alpha = 0.1662 \text{ }^{\circ}C^{-1}$).

On utilise ensuite la relation suivante pour trouver l'énergie de recul minimale du noyau pour déclencher la formation de gouttelettes :

$$E_{seuil(noyau)} = \frac{4E_{seuil(neutron)}m_{noyau}m_{neutron}}{(m_{noyau} + m_{neutron})^2}$$

Les énergies de seuil des neutrons en fonction de la température sont présentées à la **Fig. 6**.

Une fois l'énergie minimale calculée, le programme va vérifier, pour chaque événement, si l'énergie déposée est suffisante pour déclencher la formation d'une bulle. Si c'est le cas, il utilise une fonction de probabilité de type :

$$P(E_{recul})dE_{recul} = 1 - \exp\left(-\left[\frac{E_{recul} - E_{seuil}}{E_{seuil}}\right]\right)dE_{recul} \quad 4.5$$

Chaque événement s'est vu assigner un nombre aléatoire entre 0 et 1. Si la probabilité calculée à l'aide de **4.5** est supérieure à cette valeur, on considère que la bulle s'est formée et un compteur est incrémenté.

Il suffit ensuite de choisir une autre température d'opération et de recommencer le processus. On peut ainsi obtenir une courbe de la réponse du détecteur en fonction de la température.

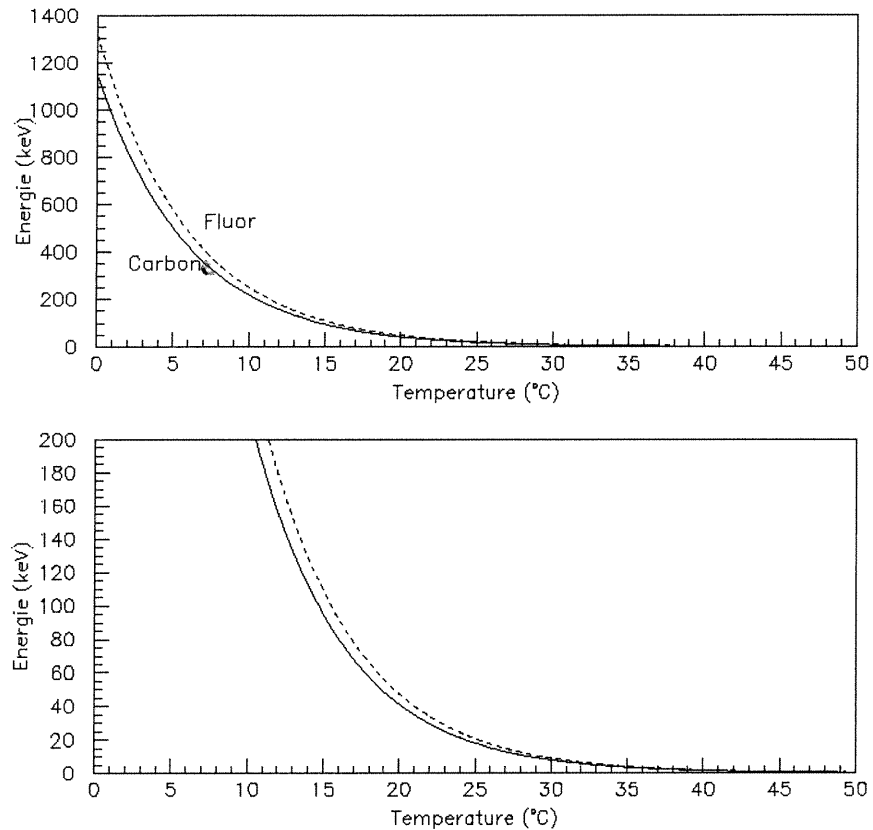


Figure 6: Énergies de seuil des neutrons pour la formation de bulles en fonction de la température, pour le fluor et le carbone. Le graphique du bas présente les mêmes données sur une plus petite gamme d'énergie

Nous avons utilisé un modèle de détecteur contenant 15 000 gouttelettes ($r= 1.5$ mm) d'un fréon similaire à celui utilisé dans les détecteurs BD-100 de BTI. 19500000 neutrons suivant un spectre de type « source » ont été envoyés sur ce détecteur. Les énergies de recul ont été récupérées comme expliqué précédemment et traitées par la routine C++. Nous avons donc pu obtenir une courbe de la réponse d'un gros détecteur à des neutrons de type « source » en fonction de la température.

On se rappellera qu'à la section 3.2, il avait été fait mention d'une mesure effectuée avec un gros détecteur (BDA-2) placé à 60 cm d'une source AcBe, et dont on avait fait varier la température d'opération.

Nous avons comparé les mesures avec les simulations Monte Carlo, et les résultats de cette comparaison sont présentés dans la **Fig. 7**. Comme on peut le voir dans ce graphique, il y a un très bon accord entre les données et les simulations.

Nous avons ensuite essayé de retrouver les énergies de recul initiales à partir des mesures. Pour ce faire, nous avons différencié les données en fonction de la température. Les résultats de cette opération sont présentés dans la **Fig. 8**.

Il nous fallait ensuite convertir l'axe de température en un axe d'énergie. Cela était possible à l'aide des formules **4.3** et **4.4**. La **Fig. 9** montre ce qui a été obtenu en traitant de la sorte les mesures faites avec BDA-2 de même que les résultats Monte Carlo.

Encore une fois, on voit un bon accord entre simulations et mesures. Nous avons ainsi montré qu'à partir de mesures, il nous est possible de retrouver le spectre des reculs initial.

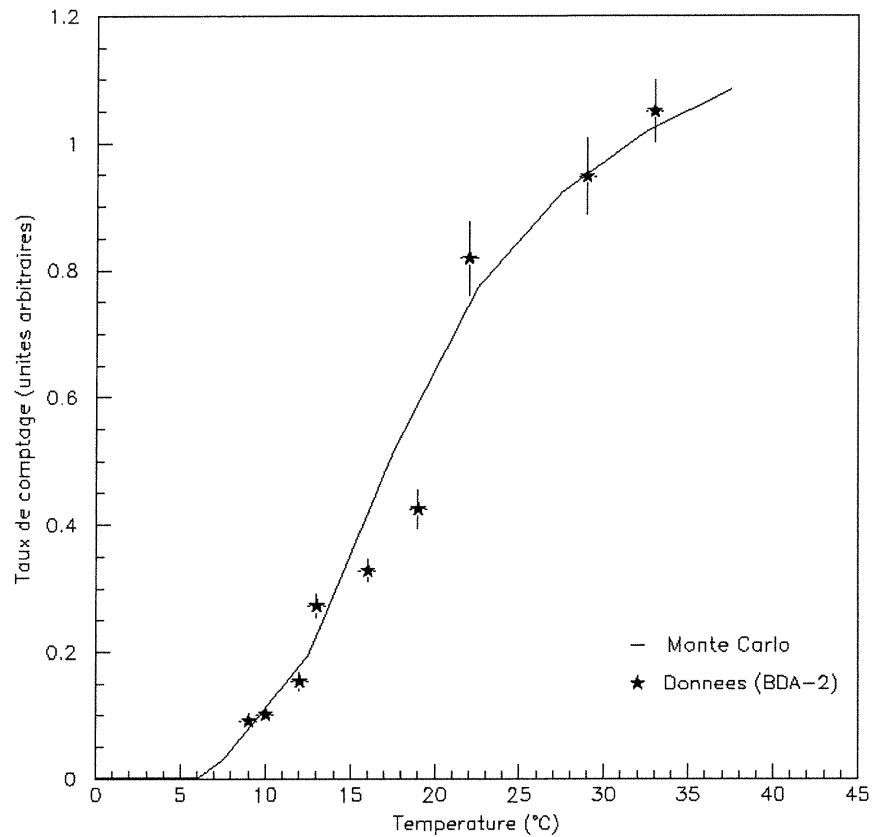


Figure 7: Réponse d'un détecteur de 1.5 l à des neutrons d'une source AcBe, en fonction de la température

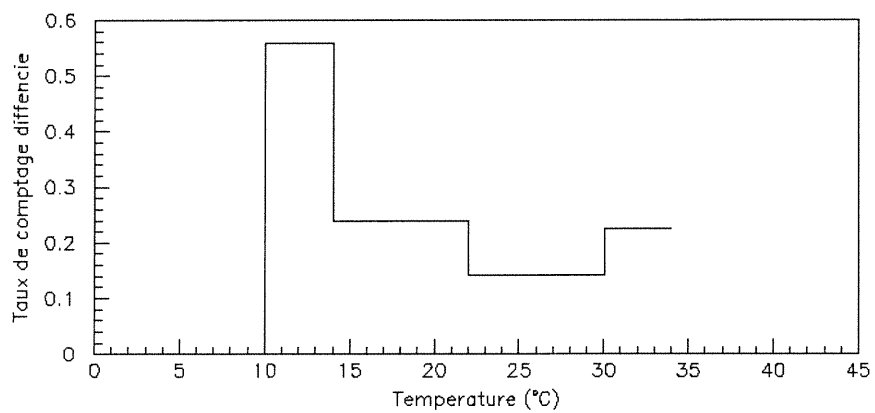


Figure 8: Taux de comptage différencié en fonction de la température pour les mesures faites avec BDA-2

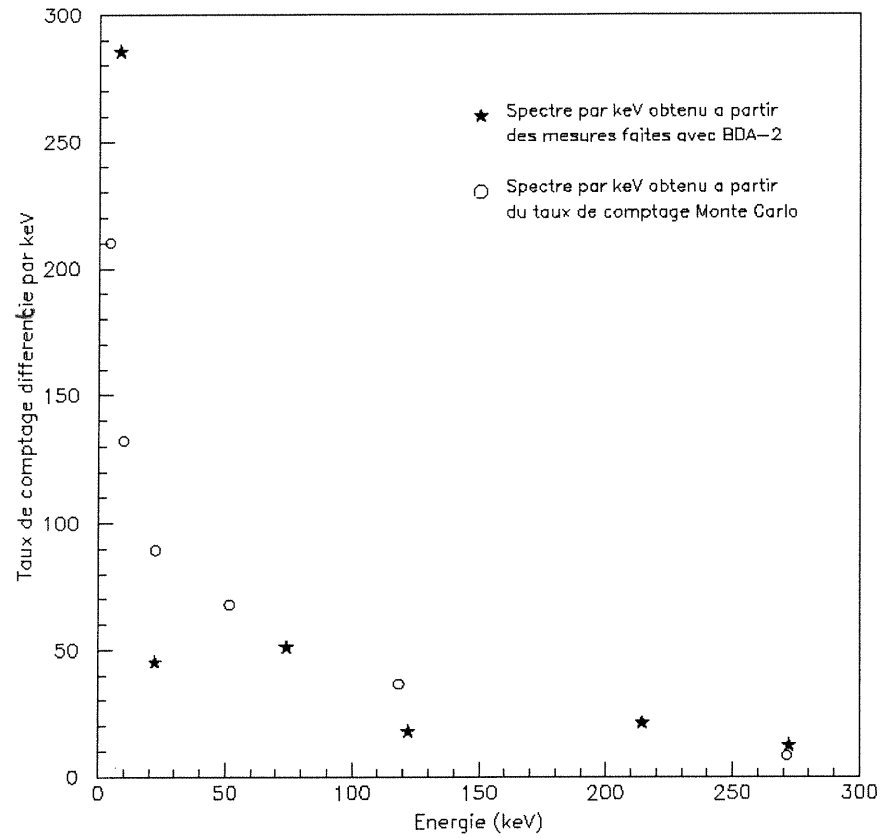


Figure 9: Spectres des énergies de recul initiales, retrouvés à partir des données présentées dans le graphique 7

Conclusion

Le travail présenté dans ce mémoire a été fait au sein du projet PICASSO. Ce projet est présentement en pleine expansion; de grandes avancées ont été réalisées au cours des derniers mois puisque le problème de principe de la fabrication de détecteurs de gros volume a été résolu, et la promesse d'un financement stable assure maintenant que ces progrès continueront.

Dans ce mémoire ont été présentées les premières mesures effectuées sur les nouveaux détecteurs PICASSO. En effet, avant l'automne 2000, les modules les plus massifs réalisés ne contenaient que 60 ml de gel. Il était essentiel de pouvoir augmenter la masse active et ainsi la sensibilité de l'expérience. Nous avons décrit ici les différentes techniques de fabrication de détecteurs de gros volume qui ont été étudiées. Celle retenue est assez semblable à celle utilisée pour la préparation des détecteurs de 8 ml de la compagnie BTI. On disperse dans un gel à base d'acrylamide un fréon de notre choix. Le mélange est grandement aidé par l'utilisation d'un mélangeur à peinture, modifié pour nos besoins. Les prototypes ainsi réalisés sont fabriqués dans des contenants de 1.5 l résistants à la pression, et contiennent environ 1 l de gel et une vingtaine de grammes de fréon. Pour utiliser ces détecteurs, on les équipe d'un couvercle spécial permettant leur recompression.

Nous avons fait différents tests sur ces premiers modèles de détecteurs. Le bruit de fond intrinsèque de la première génération s'est révélé beaucoup plus élevé que prévu. Nous avons très vite suspecté une contamination importante due à l'oxydation des couvercles utilisés pour fabriquer les détecteurs. De nouveaux modèles, préparés avec des couvercles anodisés pour empêcher leur corrosion, nous permirent de vérifier cette hypothèse. Le bruit de fond intrinsèque des détecteurs chuta d'un facteur 3. Et, de plus, la réponse aux neutrons restait la même pour la première et la deuxième générations.

De façon à étudier plus en détail la contamination de nos modules, nous les avons placés dans un flux continu d'azote. Nous espérions ainsi diminuer la contribution du radon au bruit de fond. Nous avons observé un certain effet dans les détecteurs de la première génération (une diminution du bruit de fond variant de 25% à 40%). Cependant, pour la deuxième génération, aucun réel effet n'a été observé.

Toujours dans l'optique d'étudier les composantes du bruit de fond, nous avons mesuré le taux de comptage de nos modules en fonction de la température. Les courbes observées avaient la même forme pour la première et deuxième générations, bien que, naturellement, la deuxième génération présentait un bruit de fond moins important. Nous avons superposé ces données avec des mesures prises par le passé à l'aide de détecteurs de 8 ml. Nous avons mesuré la réponse en fonction de la température de ces détecteurs en présence de gammas, et aussi le taux de comptage de modules spéciaux dopés à l'américium. Une contamination alpha semble pouvoir expliquer les données des gros détecteurs

jusqu'à 35° C. Pour des températures supérieures, le comportement ressemble à une réponse aux gammas de l'environnement. Il est logique de supposer que les gros détecteurs, avec leur masse active plus importante, soient plus sensibles aux gammas à haute température.

Comme dernière étape à l'étalonnage des gros détecteurs, nous avons étudié la réponse d'un module placé en présence d'une source de neutrons Ac-Be, à différentes températures. La courbe obtenue a servi à tester nos modèles Monte Carlo. En effet, pour mieux comprendre le fonctionnement de nos détecteurs, nous avons créé une simulation de détecteur cylindrique ($r=5$ cm, $h=20$ cm), dans lequel étaient dispersées des gouttelettes d'un gaz semblable à celui utilisé dans les BD-100 de BTI. Le nombre et la taille des gouttelettes pouvaient être variés. Nous avons bombardé cette représentation de détecteur de neutrons obéissant à un spectre semblable à celui de notre source Ac-Be. Connaissant les énergies de recul nécessaires pour les atomes de carbone et de fluor (les composants de notre fréon) pour déclencher la formation de bulles en fonction de la température, nous avons pu tracer une courbe de la réponse théorique aux neutrons de notre détecteur à différentes températures. Les données comparées avec ce modèle ont montré un très bon accord.

Nous avons aussi étudié certains types de blindage à l'aide de programmes Monte Carlo. Nous nous sommes intéressés à deux matériaux, soit l'eau et la paraffine. Nous avons étudié le nombre de neutrons transmis par ces types de blindage, en

en faisant varier l'épaisseur, mais aussi l'effet du blindage sur le spectre d'énergie des neutrons. Pour 30 cm d'eau, seulement 0.76% des neutrons de l'environnement peuvent affecter nos détecteurs, contre 0.33% pour la même épaisseur de paraffine. Cependant, ce sont surtout les neutrons de basse énergie qui sont arrêtés par le blindage. Il faudrait envisager de travailler avec des épaisseurs de blindage plus importantes.

Le travail effectué lors de cette maîtrise a permis d'établir les bases de la nouvelle génération de détecteurs PICASSO. Nous avons mis au point une méthode de fabrication reproductible, et les premiers prototypes ont été calibrés. Déjà, certains problèmes ont pu être cernés et même réglés. De plus, notre compréhension de la technique de détection s'est trouvée confirmée par des études Monte Carlo.

Nous avons démontré qu'avec des moyens assez simples, il était possible de réduire le bruit de fond d'un facteur 10. L'application de techniques de filtration plus poussées, en collaboration avec le groupe SNO, devrait nous permettre de réduire la contamination d'un facteur 100. Maintenant que le principe de fabrication de détecteurs de gros volume a été établi, il est facile, avec l'équipement nécessaire, de passer à des modules de taille plus importante, et donc plus sensibles. Nous prévoyons placer dès l'été 2001 dans la mine Creighton (Sudbury) de 4 à 6 détecteurs de 3 litres chacun, totalisant 250 - 300 g

de matière active. Cette avancée est remarquable quand on pense qu'auparavant, la mesure la plus importante regroupait 20 détecteurs de 8 ml, pour un total de seulement 1 g de matière active.

Bibliographie

1. Références de l'introduction

1. H.V. Klapdor-Kleingrothaus, K. Zuber, *Particle astrophysics*, Institute of Physics Publishing (1997) 507 p.
2. M. Di Marco, *Recherche de la matière sombre dans l'Univers*, travail de synthèse présenté au département de physique de l'Université de Montréal, octobre 2000
3. R.E. Apfel, *The superheated drop detector*, NIM 162 (1979) 603-608
4. V. Zacek, *Search for dark matter with moderately superheated liquids*, Il Nuovo Cimento 107A (1994) 291
5. N. Boukhira, I. Boussaroque, R. Gornea, M. Di Marco, L. Lessard, V. Pagé, J. Vinet, V. Zacek, *Suitability of superheated droplet detectors for dark matter search*, Astroparticle Physics 14 (2000) 227-237
6. L. Lessard, N. Boukhira, I. Boussaroque, R. Gornea, M. Di Marco, V. Zacek, *The PICASSO project, Present status and future developments*, Dark 2000: Third Int. Conf. On Dark Matter in Astro and Particle Physics, Heidelberg (Germany), 10-16 juil. 2000

7. M. Harper, J. Rich, *Radiation-induced nucleation in superheated liquid droplet neutron detectors*, Nuclear Instruments & Methods A 336 (1993) 220
8. P. Belli et al., *The DAMA experiment at Gran Sasso*, Proc. of the 3rd int. symposium on source and detection of dark matter in the Universe, Marina del Rey (É.U.), février 1998, Phys. Rep. 307 (1998) p. 1-331
9. I. Liubarsky, *Dark matter search at Boulby Mine*, Proc. of the 3rd int. symposium on source and detection of dark matter in the Universe, Marina del Rey (É.U.), février 1998, Phys. Rep. 307 (1998) p. 1-331
10. B.A. Majorovitz, *Status of dark matter search with HDMS and GENINO*, Proc. of the 4th int. Symposium on sources and detection of dark matter in the Universe, Marina del Rey (É.U.), février 2000
11. L. Baudis, G. Heusser, B. Majorovits, Y. Ramachers, H. Strecker, H.V. Klapdor-Kleingrothaus, *Background and technical studies for GENIUS as a dark matter experiment*, hep-ex/9811040 24 Nov 1998
12. M. de Jésus, *Status of the EDELWEISS experiment*, Proc. of the 4th int. Symposium on sources and detection of dark matter in the Universe, Marina del Rey (É.U.), février 2000
13. M. Bravin, M. Bruckmayer, C. Bucci, S. Cooper, S. Giordano, F. v. Feilitzsch, J. Höhne, J. Jochum, V. Jörgens et al., *The CRESST dark matter search*, Astroparticule physics 12, no 1-2 (1999) 107

2.. Références du chapitre 1

1. M. Di Marco, *Recherche de la matière sombre dans l'Univers*, travail de synthèse présenté au département de physique de l'Université de Montréal, octobre 2000
2. H.V. Klapdor-Kleingrothaus, K. Zuber, *Particle Astrophysics*, Institute of Physics Publishing (1997) 507 p.
3. N.A. Bahcall, J.P. Ostriker, S. Perlmutter, P.J. Steinhardt, *The cosmic triangle : assessing the state of the Universe*, astro-ph/9906463 v4 1 Aug 1999
4. I. Boussaroque, nouvelle version de la page web PICASSO (non encore accessible au public), section sur la matière sombre
5. P. Ullio, M. Kamionkowski, *Velocity distributions and annual-modulation signatures of weakly-interacting massive particles*, astro-ph/0006183 16 Jun 2000
6. N. Boukhira, I. Boussaroque, M. Di Marco, R. Gornea, L. Lessard, V. Zacek, *La matière sombre, sa nature, sa détection*, affiche présentée au 68^e congrès de l'ACFAS, Montréal, 15-19 mai 2000
7. J.Ellis, A. Ferstl, K.A. Olive, *Exploration of elastic scattering rates for SUSY dark matter*, hep-ph/0007113 12 Jul 2000

3. Références du chapitre 2

1. R. Apfel, *The superheated drop detector*, Nucl. Instr. Meth. 162 (1979) 603
2. F. Seitz, *On the theory of the bubble chamber*, Phys. Fluids 1 (1958) 2.
3. L.-A. Hamel, L. Lessard, L. Rainville, V. Zacek, B. Sur, *A superheated droplet detector for dark matter search*, Nucl. Instr. Meth. A 388 (1997) 91.
4. V. Zacek, *Search for dark matter with moderately superheated liquids*, Il Nuovo Cimento 107A (1994) 291
5. N. Boukhira, I. Boussaroque, R. Gornea, M. Di Marco, L. Lessard, V. Pagé, J. Vinet, V. Zacek, *Suitability of superheated droplet detectors for dark matter search*, Astroparticle Physics 14 (2000) 227-237
6. J.I. Collar, J. Puibasset, T.A. Girard, D. Limagne, H.S. Miley, G. Waysand, *First dark matter limits from a large-mass, low-background superheated droplet detector*, astro-ph/0001511 v2 30 Jan 2000
7. L. Lessard, N. Boukhira, I. Boussaroque, R. Gornea, M. Di Marco, Viktor Zacek, *The PICASSO project, Present status and future developments*, Dark 2000: Third Int. Conf. On Dark Matter in Astro and Particle Physics, Heidelberg (Germany), 10-16 juil. 2000

8. M. Harper, J. Rich, *Radiation-induced nucleation in superheated liquid droplet neutron detectors*, Nuclear Instruments & Methods A 336 (1993) 220
9. L. Lessard, L.A. Hamel, V. Zacek, *Neutron response functions for superheated droplets detectors*, IEEE Trans. Nucl. Science, décembre 1999
10. F. D'Errico, *Fundamental properties of superheated drop (bubble) detectors*, Radiation Protection dosimetry vol. 84, nos 1-4, p. 55-62 (1999)

4. Références du chapitre 3

1. H. Ing, *Detector/Dosimeter for gamma and microwave radiation*, Canadian Patent 1 240 413, 9 août 1988
2. C.K. Wang, W. Lim, L.K. Pan, *Use of superheated liquid dispersion technique for measuring alpha-emitting actinides in environmental samples*, NIM A 353 (1994) 524-527
3. W. Lim, C.K. Wang, *Position-sensitive superheated-liquid-droplet neutron dosimeter*, NIM A 370 (1996) 568-572

4. L.K. Pan, C.-K.C. Wang, *Superheated-liquid-droplet technique for measuring alpha decays in uranium solutions*, NIM A 420 (1999) 345-355
5. R.E. Apfel, *The superheated drop detector*, NIM 162 (1979) 603-608
6. R. Apfel, *Detector and dosimeter for neutrons and other radiation*, United States Patent 4,143,274, 6 mars 1979
7. R. Apfel, *Detector and dosimeter for neutrons and other radiation*, United States Patent 4,350,607, 21 sept. 1982
8. N.A. Dimmock, *Production of uniform droplets*, Nature vol. 166 (1950) 686-687
9. A.C. Rayner, H. Hurtig, *Apparatus for producing drops of uniform size*, Science vol. 120 (1954) 672-673
10. R.H. Magarvey, B.W. Taylor, *Apparatus for the production of large water drops*, The review of scientific instruments vol. 27, no 11 (1956) 944-947
11. B.J. Mason, O.W. Jayaratne, J.D. Woods, *An improved vibrating capillary device for producing uniform water droplets of 15 to 500 μm radius*, J. Sci. Instrum. vol. 40 (1963) 247-249
12. D.J. Ryley, M.R. Wood, *The construction and operating characteristics of a new vibrating capillary atomizer*, J. Sci. Instrum. vol. 40 (1963) 303-305

13. J.M. Schneider, C.D. Hendricks, *Source of uniform-sized liquid droplets*, The review of scientific instruments vol.35 no 10 (1964) 1349-1350
14. B.J. Mason, J.L. Brownscombe, *Production of uniform size drops at controllable frequency and spacing from a vibrating capillary*, J. Sci. Instrum. vol. 41 (1964) 258
15. D.A. Glaser, D.C. Rahm, *Characteristics of bubble chambers*, Physical Review vol. 97, no 2 (1955) 474-479
16. B.Hahn, A. Spadavecchia, *The "spinner", a new detector for rare nuclear processes*, Il nuovo cimento 54B (1968) 101

5. Références du chapitre 4

1. Da Silva, B. Pritychenko, B.L. Dougherty, M. Gray, A. Lu, A. Smith, D.S. Akerib, D. Bauer, B. Cabrera, D.O. Caldwell, R.E. Lanou, B. Sadoulet, S. Yellin, *Neutron background for a dark matter experiment at a shallow depth site*, NIM A 354 (1995) 553-559

ANNEXE 1

Code du *Physics List* utilisé dans les programmes Geant4

(extraits)

```

// This code implementation is the intellectual property of
// the GEANT4 collaboration.
//
// By copying, distributing or modifying the Program (or any work
// based on the Program) you indicate your acceptance of this statement,
// and all its terms.
//
// $Id: ExN04PhysicsList.cc,v 1.8 2000/08/16 11:35:07 maire Exp $
// GEANT4 tag $Name: geant4-03-00 $
//
//

#include "detPhysicsList.hh"

#include "globals.hh"
#include "G4ParticleDefinition.hh"
#include "G4ParticleWithCuts.hh"
#include "G4ProcessManager.hh"
#include "G4ProcessVector.hh"
#include "G4ParticleTypes.hh"
#include "G4ParticleTable.hh"
#include "G4BosonConstructor.hh"
#include "G4LeptonConstructor.hh"
#include "G4MesonConstructor.hh"
#include "G4BaryonConstructor.hh"
#include "G4IonConstructor.hh"
#include "G4ShortLivedConstructor.hh"
#include "G4Material.hh"
#include "G4MaterialTable.hh"
#include "G4ios.hh"
#include "g4std/iomanip"

#include "G4FastSimulationManagerProcess.hh"

detPhysicsList::detPhysicsList(): G4VUserPhysicsList()
{
    // default cut value (1.0mm)
    defaultCutValue = 0.1*mm;

    SetVerboseLevel(1);
}

detPhysicsList::~detPhysicsList()
{
}

void detPhysicsList::ConstructParticle()
{
    // In this method, static member functions should be called
    // for all particles which you want to use.
    // This ensures that objects of these particle types will be
    // created in the program.

    // create all particles
    ConstructAllBosons();
    ConstructAllLeptons();
    ConstructAllMesons();
    ConstructAllBaryons();
    ConstructAllIons();
    ConstructAllShortLiveds();
}

void detPhysicsList::ConstructProcess()
{
    (..)

```

```

pmanager->SetProcessOrdering(aMultipleScattering,
                             idxPostStep, 1);
pmanager->SetProcessOrdering(aIonization,
                             idxPostStep, 2);
) else if ((!particle->IsShortLived()) &&
           (particle->GetPDGCharge() != 0.0) &&
           (particle->GetParticleName() != "chargedgeantino"))
{
// all others charged particles except geantino
G4VProcess* aMultipleScattering = new G4MultipleScattering();
G4VProcess* anIonisation = new G4hIonisation();
// add processes
pmanager->AddProcess(anIonisation);
pmanager->AddProcess(aMultipleScattering);
// set ordering for AlongStepDoIt
pmanager->SetProcessOrdering(aMultipleScattering,
                             idxAlongStep, 1);
pmanager->SetProcessOrdering(anIonisation, idxAlongStep, 2);
// set ordering for PostStepDoIt
pmanager->SetProcessOrdering(aMultipleScattering,
                             idxPostStep, 1);
pmanager->SetProcessOrdering(anIonisation, idxPostStep, 2);
}
}
}

```

```
// Hadron Processes
```

```

#include "G4HadronElasticProcess.hh"

#include "G4PionPlusInelasticProcess.hh"
#include "G4PionMinusInelasticProcess.hh"
#include "G4KaonPlusInelasticProcess.hh"
#include "G4KaonZeroSInelasticProcess.hh"
#include "G4KaonZeroLInelasticProcess.hh"
#include "G4KaonMinusInelasticProcess.hh"
#include "G4ProtonInelasticProcess.hh"
#include "G4AntiProtonInelasticProcess.hh"
#include "G4NeutronInelasticProcess.hh"
#include "G4AntiNeutronInelasticProcess.hh"
#include "G4LambdaInelasticProcess.hh"
#include "G4AntiLambdaInelasticProcess.hh"
#include "G4SigmaPlusInelasticProcess.hh"
#include "G4SigmaMinusInelasticProcess.hh"
#include "G4AntiSigmaPlusInelasticProcess.hh"
#include "G4AntiSigmaMinusInelasticProcess.hh"
#include "G4XiZeroInelasticProcess.hh"
#include "G4XiMinusInelasticProcess.hh"
#include "G4AntiXiZeroInelasticProcess.hh"
#include "G4AntiXiMinusInelasticProcess.hh"
#include "G4DeuteronInelasticProcess.hh"
#include "G4TritonInelasticProcess.hh"
#include "G4AlphaInelasticProcess.hh"
#include "G4OmegaMinusInelasticProcess.hh"
#include "G4AntiOmegaMinusInelasticProcess.hh"

```

```
// Low-energy Models
```

```

#include "G4LElastic.hh"

#include "G4LEPionPlusInelastic.hh"
#include "G4LEPionMinusInelastic.hh"
#include "G4LEKaonPlusInelastic.hh"
#include "G4LEKaonZeroSInelastic.hh"

```

```
#include "G4LEKaonZeroInelastic.hh"
#include "G4LEKaonMinusInelastic.hh"
#include "G4LEProtonInelastic.hh"
#include "G4LEAntiProtonInelastic.hh"
#include "G4LENeutronInelastic.hh"
#include "G4LEAntiNeutronInelastic.hh"
#include "G4LELambdaInelastic.hh"
#include "G4LEAntiLambdaInelastic.hh"
#include "G4LESigmaPlusInelastic.hh"
#include "G4LESigmaMinusInelastic.hh"
#include "G4LEAntiSigmaPlusInelastic.hh"
#include "G4LEAntiSigmaMinusInelastic.hh"
#include "G4LEXiZeroInelastic.hh"
#include "G4LEXiMinusInelastic.hh"
#include "G4LEAntiXiZeroInelastic.hh"
#include "G4LEAntiXiMinusInelastic.hh"
#include "G4LEDeuteronInelastic.hh"
#include "G4LETritonInelastic.hh"
#include "G4LEAlphaInelastic.hh"
#include "G4LEOmegaMinusInelastic.hh"
#include "G4LEAntiOmegaMinusInelastic.hh"

// High-energy Models

#include "G4HEPionPlusInelastic.hh"
#include "G4HEPionMinusInelastic.hh"
#include "G4HEKaonPlusInelastic.hh"
#include "G4HEKaonZeroInelastic.hh"
#include "G4HEKaonMinusInelastic.hh"
#include "G4HEProtonInelastic.hh"
#include "G4HEAntiProtonInelastic.hh"
#include "G4HENeutronInelastic.hh"
#include "G4HEAntiNeutronInelastic.hh"
#include "G4HELambdaInelastic.hh"
#include "G4HEAntiLambdaInelastic.hh"
#include "G4HESigmaPlusInelastic.hh"
#include "G4HESigmaMinusInelastic.hh"
#include "G4HEAntiSigmaPlusInelastic.hh"
#include "G4HEAntiSigmaMinusInelastic.hh"
#include "G4HEXiZeroInelastic.hh"
#include "G4HEXiMinusInelastic.hh"
#include "G4HEAntiXiZeroInelastic.hh"
#include "G4HEAntiXiMinusInelastic.hh"
#include "G4HEOmegaMinusInelastic.hh"
#include "G4HEAntiOmegaMinusInelastic.hh"

//ajout
#include "G4HadronicProcess.hh"
#include "G4HadronCaptureProcess.hh"
#include "G4NeutronCaptureAtRest.hh"
#include "G4NeutronHPElastic.hh"
#include "G4NeutronHPCapture.hh"

// Stopping processes

#ifdef TRIUMF_STOP_PIMINUS
#include "G4PionMinusAbsorptionAtRest.hh"
#else
#include "G4PiMinusAbsorptionAtRest.hh"
#endif
#endif
```

```

#ifdef TRIUMF_STOP_KMINUS
#include "G4KaonMinusAbsorption.hh"
#else
#include "G4KaonMinusAbsorptionAtRest.hh"
#endif

//
// ConstructHad()
//
// Makes discrete physics processes for the hadrons, at present
// limited
// to those particles with GHEISHA interactions (INTRC > 0).
// The processes are: Elastic scattering and Inelastic scattering.
//
// F.W.Jones 09-JUL-1998
//

void detPhysicsList::ConstructHad()
(
    G4HadronElasticProcess* theElasticProcess =
        new G4HadronElasticProcess;
    G4LElastic* theElasticModel = new G4LElastic;
    theElasticProcess->RegisterMe(theElasticModel);

    theParticleIterator->reset();
    while ((*theParticleIterator)()) {
        G4ParticleDefinition* particle = theParticleIterator->value();
        G4ProcessManager* pmanager = particle->GetProcessManager();
        G4String particleName = particle->GetParticleName();

        if (particleName == "pi+") {
            pmanager->AddDiscreteProcess(theElasticProcess);
            G4PionPlusInelasticProcess* theInelasticProcess =
                new G4PionPlusInelasticProcess("inelastic");
            G4LEPionPlusInelastic* theLEInelasticModel =
                new G4LEPionPlusInelastic;
            theInelasticProcess->RegisterMe(theLEInelasticModel);
            G4HEPionPlusInelastic* theHEInelasticModel =
                new G4HEPionPlusInelastic;
            theInelasticProcess->RegisterMe(theHEInelasticModel);
            pmanager->AddDiscreteProcess(theInelasticProcess);
        }
        else if (particleName == "pi-") {
            pmanager->AddDiscreteProcess(theElasticProcess);
            G4PionMinusInelasticProcess* theInelasticProcess =
                new G4PionMinusInelasticProcess("inelastic");
            G4LEPionMinusInelastic* theLEInelasticModel =
                new G4LEPionMinusInelastic;
            theInelasticProcess->RegisterMe(theLEInelasticModel);
            G4HEPionMinusInelastic* theHEInelasticModel =
                new G4HEPionMinusInelastic;
            theInelasticProcess->RegisterMe(theHEInelasticModel);
            pmanager->AddDiscreteProcess(theInelasticProcess);
        }
#ifdef TRIUMF_STOP_PIMINUS
        pmanager->AddRestProcess(new G4PionMinusAbsorptionAtRest,
            ordDefault);
#else
        G4String prcNam;
        pmanager->AddRestProcess(
            new G4PiMinusAbsorptionAtRest(
                prcNam="PiMinusAbsorptionAtRest"), ordDefault);
#endif
    }
    else if (particleName == "kaon+") {
        pmanager->AddDiscreteProcess(theElasticProcess);
        G4KaonPlusInelasticProcess* theInelasticProcess =

```

```

        new G4KaonPlusInelasticProcess("inelastic");
G4LEKaonPlusInelastic* theLEInelasticModel =
        new G4LEKaonPlusInelastic;
theInelasticProcess->RegisterMe(theLEInelasticModel);
G4HEKaonPlusInelastic* theHEInelasticModel =
        new G4HEKaonPlusInelastic;
theInelasticProcess->RegisterMe(theHEInelasticModel);
pmanager->AddDiscreteProcess(theInelasticProcess);
    }
else if (particleName == "kaon0S") {
pmanager->AddDiscreteProcess(theElasticProcess);
G4KaonZeroSInelasticProcess* theInelasticProcess =
        new G4KaonZeroSInelasticProcess("inelastic");
G4LEKaonZeroSInelastic* theLEInelasticModel =
        new G4LEKaonZeroSInelastic;
theInelasticProcess->RegisterMe(theLEInelasticModel);
G4HEKaonZeroSInelastic* theHEInelasticModel =
        new G4HEKaonZeroSInelastic;
theInelasticProcess->RegisterMe(theHEInelasticModel);
pmanager->AddDiscreteProcess(theInelasticProcess);
    }
else if (particleName == "kaon0L") {
pmanager->AddDiscreteProcess(theElasticProcess);
G4KaonZeroLInelasticProcess* theInelasticProcess =
        new G4KaonZeroLInelasticProcess("inelastic");
G4LEKaonZeroLInelastic* theLEInelasticModel =
        new G4LEKaonZeroLInelastic;
theInelasticProcess->RegisterMe(theLEInelasticModel);
G4HEKaonZeroLInelastic* theHEInelasticModel =
        new G4HEKaonZeroLInelastic;
theInelasticProcess->RegisterMe(theHEInelasticModel);
pmanager->AddDiscreteProcess(theInelasticProcess);
    }
else if (particleName == "kaon-") {
pmanager->AddDiscreteProcess(theElasticProcess);
G4KaonMinusInelasticProcess* theInelasticProcess =
        new G4KaonMinusInelasticProcess("inelastic");
G4LEKaonMinusInelastic* theLEInelasticModel =
        new G4LEKaonMinusInelastic;
theInelasticProcess->RegisterMe(theLEInelasticModel);
G4HEKaonMinusInelastic* theHEInelasticModel =
        new G4HEKaonMinusInelastic;
theInelasticProcess->RegisterMe(theHEInelasticModel);
pmanager->AddDiscreteProcess(theInelasticProcess);
#ifdef TRIUMF_STOP_KMINUS
pmanager->AddRestProcess(new G4KaonMinusAbsorption,
        ordDefault);
#else
pmanager->AddRestProcess(new G4KaonMinusAbsorptionAtRest,
        ordDefault);
#endif
    }
else if (particleName == "proton") {
pmanager->AddDiscreteProcess(theElasticProcess);
G4ProtonInelasticProcess* theInelasticProcess =
        new G4ProtonInelasticProcess("inelastic");
G4LEProtonInelastic* theLEInelasticModel =
        new G4LEProtonInelastic;
theInelasticProcess->RegisterMe(theLEInelasticModel);
G4HEProtonInelastic* theHEInelasticModel =
        new G4HEProtonInelastic;
theInelasticProcess->RegisterMe(theHEInelasticModel);
pmanager->AddDiscreteProcess(theInelasticProcess);
    }
else if (particleName == "anti_proton") {
pmanager->AddDiscreteProcess(theElasticProcess);

```

```

G4AntiProtonInelasticProcess* theInelasticProcess =
    new G4AntiProtonInelasticProcess("inelastic");
G4LEAntiProtonInelastic* theLEInelasticModel =
    new G4LEAntiProtonInelastic;
theInelasticProcess->RegisterMe(theLEInelasticModel);
G4HEAntiProtonInelastic* theHEInelasticModel =
    new G4HEAntiProtonInelastic;
theInelasticProcess->RegisterMe(theHEInelasticModel);
pmanager->AddDiscreteProcess(theInelasticProcess);
}
else if (particleName == "neutron") {

    G4HadronElasticProcess* theNeutronElasticProcess =
        new G4HadronElasticProcess;
    G4NeutronHPElastic* neutronElasticModel =
        new G4NeutronHPElastic;
    theNeutronElasticProcess->RegisterMe(neutronElasticModel);
    pmanager->AddDiscreteProcess(theNeutronElasticProcess);

    G4HadronCaptureProcess* theHadronCaptureProcess =
        new G4HadronCaptureProcess;
    G4NeutronHPCapture* neutronCaptureModel =
        new G4NeutronHPCapture;
    theHadronCaptureProcess->RegisterMe(neutronCaptureModel);
    pmanager->AddDiscreteProcess(theHadronCaptureProcess);

    G4NeutronInelasticProcess* theInelasticProcess =
    new G4NeutronInelasticProcess("inelastic");
    G4LENeutronInelastic* theLEInelasticModel =
        new G4LENeutronInelastic;
    theInelasticProcess->RegisterMe(theLEInelasticModel);
    //      G4HENeutronInelastic* theHEInelasticModel =
    //          new G4HENeutronInelastic;
    //theInelasticProcess->RegisterMe(theHEInelasticModel);
    pmanager->AddDiscreteProcess(theInelasticProcess);
}

else if (particleName == "anti_neutron") {
    pmanager->AddDiscreteProcess(theElasticProcess);
    G4AntiNeutronInelasticProcess* theInelasticProcess =
        new G4AntiNeutronInelasticProcess("inelastic");
    G4LEAntiNeutronInelastic* theLEInelasticModel =
        new G4LEAntiNeutronInelastic;
    theInelasticProcess->RegisterMe(theLEInelasticModel);
    G4HEAntiNeutronInelastic* theHEInelasticModel =
        new G4HEAntiNeutronInelastic;
    theInelasticProcess->RegisterMe(theHEInelasticModel);
    pmanager->AddDiscreteProcess(theInelasticProcess);
}
else if (particleName == "lambda") {
    pmanager->AddDiscreteProcess(theElasticProcess);
    G4LambdaInelasticProcess* theInelasticProcess =
        new G4LambdaInelasticProcess("inelastic");
    G4LELambdaInelastic* theLEInelasticModel =
        new G4LELambdaInelastic;
    theInelasticProcess->RegisterMe(theLEInelasticModel);
    G4HELambdaInelastic* theHEInelasticModel =
        new G4HELambdaInelastic;
    theInelasticProcess->RegisterMe(theHEInelasticModel);
    pmanager->AddDiscreteProcess(theInelasticProcess);
}
else if (particleName == "anti_lambda") {
    pmanager->AddDiscreteProcess(theElasticProcess);
    G4AntiLambdaInelasticProcess* theInelasticProcess =

```

(. . .)

Remerciements

Mes premiers remerciements vont tout naturellement à Régis et à Musti. Il me faut ensuite mentionner toute l'équipe PICASSO, mes directeurs Viktor Zacek et Louis Lessard, les étudiants de tous niveaux, Marie Di Marco, Razvan Gornea, Jérémie Vinet, Nadim Boukhira, Véronique Pagé. Un grand merci à Jacques Bérichon et à l'équipe de l'atelier, Gaétan Richard et Stéphane Martel, pour leur support technique absolument indispensable. Merci à Pierre Bérichon, qui savait toujours dénicher les pièces de matériel les plus farfelues. Merci à Alain Levesque et plus récemment à François Cukier pour s'être laissé harceler régulièrement. J'espère n'oublier personne...

Merci finalement au CRSNG, qui m'a accordé une bourse ES-A, qui a financé mes études.