



HAL
open science

Performances du détecteur MUNU et Perspectives en vue de la détection des Neutrinos Solaires

Jacob Lamblin

► **To cite this version:**

Jacob Lamblin. Performances du détecteur MUNU et Perspectives en vue de la détection des Neutrinos Solaires. Cosmologie et astrophysique extra-galactique [astro-ph.CO]. Institut National Polytechnique de Grenoble - INPG, 2002. Français. NNT: . tel-00001532

HAL Id: tel-00001532

<https://theses.hal.science/tel-00001532>

Submitted on 2 Aug 2002

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

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

THESE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'INPG

Spécialité : «Physique de la Matière et du Rayonnement»

préparée à l'***Institut des Sciences Nucléaires de Grenoble***
dans le cadre de l'***École Doctorale «Physique»***

présentée et soutenue publiquement

par

Jacob LAMBLIN

le 21 Juin 2002

**Performances du détecteur MUNU et Perspectives
en vue de la détection des Neutrinos Solaires**

JURY

Roger BRISSOT	, Président
Jacques BOUCHEZ	, Rapporteur
Henri PESSARD	, Rapporteur
Philippe HUBERT	, Examineur
Dy Holm KOANG	, Directeur de Thèse
Anne STUTZ	, Co-Directrice de Thèse

Remerciements

Tout d'abord, merci à Anne Stutz pour tout ce qu'elle m'a apporté pendant ces trois années de thèse et particulièrement pour tout le temps qu'elle m'a consacré dans la dernière ligne droite. Merci ensuite à Dy-Holm Koang pour avoir accepté d'être mon directeur de thèse, aux membres du groupe Neutrino de l'ISN qui m'ont accueilli parmi eux et à toutes les personnes (elles sont trop nombreuses pour être citées ici) avec qui j'ai pu collaborer. Merci aussi à Jacques Bouchez, Roger Brissot, Philippe Hubert et Henri Pessard qui ont accepté de faire partie de mon jury de thèse. Il est de bon ton également de remercier le laboratoire et son directeur mais je tiens quand même à souligner que la situation des thésards dans le monde de la recherche n'est pas la plus enviable et que les thésards mériteraient d'être un peu mieux considérés (et pas seulement financièrement !).

Un grand merci aussi à tous les thésards de l'ISN, ou assimilés, pour tous ces moments de décompression, depuis les pauses café jusqu'aux matches de foot, même si les résultats de l'équipe n'ont malheureusement pas été à la hauteur de la motivation et des efforts consentis. Merci à Alexis, Auguste, Bruni, Cédric, Christophe, Denis, Fabien, Fred, Jérémie, Joachim, Luc, Luisa, Nico, Niko, Raphaël, Rémy, Rimas, Seb, Seb, Thomas, Yannick et j'en oublie certainement.

Il ne faudrait surtout pas oublier tous mes autres supporters, merci à Alex, Calim, Caro, Cyril, Damien, Delphine, Estelle, Etienne, Fred, Fred, Jean-Luc, Jean-Marc, Joachim, Marie-Laure, Martin, Matthieu, Nico, Nico, Olivier, Philippe, Stéphane, Tony, Vincent, Willy, ... que les oubliés me pardonnent.

Merci enfin à toute ma famille, toujours présente, et à Lan qui m'a supporté (dans les deux sens du terme) jusqu'au bout et qui en a encore pour un bon moment...

Au fait, j'allais oublier... merci Zizou !

Table des matières

Introduction	1
1 Les neutrinos solaires	3
1.1 Le modèle standard du Soleil.....	3
1.1.1 Le principe de la modélisation.....	3
1.1.2 Les confirmations du modèle.....	4
1.1.3 Les réactions nucléaires dans le Soleil.....	5
1.1.4 Le spectre en énergie des neutrinos.....	6
1.2 Les oscillations des neutrinos.....	8
1.2.1 Le formalisme des oscillations.....	8
1.2.2 Les conséquences sur le spectre des neutrinos solaires.....	12
1.3 Une revue des expériences.....	13
1.3.1 Les expériences radiochimiques.....	13
1.3.2 Super-Kamiokande.....	13
1.3.3 SNO.....	15
1.3.4 Le récapitulatif des expériences	16
1.4 Les résultats.....	17
1.4.1 Les taux et flux intégrés.....	17
1.4.2 Le spectre de recul des neutrinos du Bore 8.....	19
1.4.3 L'effet jour-nuit.....	20
1.4.4 Les valeurs possibles des paramètres d'oscillation.....	21
1.5 Les perspectives.....	24
1.5.1 KamLAND.....	24
1.5.2 BOREXINO.....	25
1.5.3 Les projets d'expériences à basse énergie	26
2 Le détecteur MUNU	31
2.1 L'objectif physique.....	31
2.1.1 Section efficace et moment magnétique.....	31
2.1.2 La source des neutrinos : un réacteur nucléaire.....	32
2.1.3 L'ordre de grandeur du signal.....	33
2.1.4 Le bruit de fond.....	34
2.2 La Description du détecteur.....	35
2.2.1 Le blindage passif.....	37
2.2.2 L'Anti-Compton : un blindage actif.....	37
2.2.3 La chambre à projection temporelle (TPC).....	39
2.3 De l'acquisition à l'analyse des données.....	50
2.3.1 Le système d'acquisition.....	50
2.3.2 Le calcul des variables.....	51
2.3.3 Les étapes de l'analyse.....	53
3 L'étalonnage du détecteur	55
3.1 Le programme de simulation Monte-Carlo.....	55
3.1.1 Le générateur de particules.....	55
3.1.2 La simulation du dépôt d'énergie des particules.....	56
3.1.3 La simulation de la source ^{54}Mn	58
3.2 L'étalonnage de l'Anti-Compton.....	61
3.2.1 La fonction de correction longitudinale.....	61
3.2.2 La résolution en énergie attendue.....	63
3.2.3 La comparaison des données avec la simulation.....	64
3.2.4 Le Seuil et l'efficacité de détection de l'Anti-Compton.....	65
3.3 L'étalonnage de la TPC.....	67
3.3.1 La résolution en énergie attendue.....	67
3.3.2 La méthode d'étalonnage.....	70
3.3.3 Les résultats.....	72

3.4	Les variations dans le temps du gain de la TPC.....	77
3.4.1	La méthode de suivi des variations.....	77
3.4.2	Les variations sur la période de prise de données.....	82
3.4.3	L'interprétation des variations.....	83
4	La résolution angulaire	89
4.1	Les images des événements dans MUNU.....	89
4.1.1	Le dispositif d'imagerie.....	89
4.1.2	Les processus d'élaboration d'une trace.....	90
4.2	La méthode de détermination de la direction initiale.....	94
4.2.1	Les différentes étapes.....	95
4.2.2	Les performances de la méthode	97
4.3	La simulation Monte-Carlo.....	100
4.3.1	Description du programme.....	100
4.3.2	La validation de la simulation	101
4.4	L'estimation de la résolution angulaire.....	102
4.4.1	Définition des résolutions angulaires 2D et 3D.....	102
4.4.2	Le rayon optimal d'ajustement.....	103
4.4.3	La dépendance en énergie.....	106
4.4.4	La dépendance angulaire.....	107
4.5	Les améliorations envisageables.....	113
4.5.1	Le programme de reconnaissance des traces.....	113
4.5.2	Le traitement par série de Fourier.....	115
4.5.3	Le système d'imagerie.....	116
4.5.4	La diffusion multiple.....	116
5	L'analyse des données de MUNU	119
5.1	Les événements dans l'Anti-Compton.....	119
5.1.1	Les muons.....	119
5.1.2	Les gammas.....	120
5.2	Les événements dans la TPC.....	122
5.2.1	La différenciation des événements.....	122
5.2.2	Les alphas.....	125
5.2.3	Les électrons issus de la diffusion Compton d'un gamma.....	130
5.2.4	Les électrons seuls.....	137
5.3	Le signal neutrino.....	148
5.3.1	La sélection du signal neutrino.....	148
5.3.2	La simulation.....	150
5.3.3	L'interaction faible.....	151
5.3.4	La limite sur le moment magnétique.....	158
6	De la détection des neutrinos solaires	161
6.1	Les modifications nécessaires du détecteur.....	161
6.1.1	La pression.....	161
6.1.2	Les dimensions du détecteur.....	166
6.1.3	Le système d'imagerie.....	167
6.2	Le signal neutrino attendu	167
6.2.1	La méthode de simulation.....	167
6.2.2	Les résultats	168
6.3	Le bruit de fond.....	175
6.3.1	Le Radon.....	176
6.3.2	Le Krypton.....	176
6.3.3	Le Plomb.....	177
6.3.4	Le Potassium et le Cobalt	177
	Conclusion	179
	Références	181
	Annexe : Les mesures de la vitesse de dérive	183

Introduction

Depuis 1968 et la première expérience de détection des neutrinos solaires, Homestake aux États-Unis, plusieurs expériences se sont succédé à travers le monde. GALLEX puis GNO en Italie, SAGE en Russie, Kamiokande puis Super-Kamiokande au Japon, toutes avaient le même objectif : mesurer le flux des neutrinos solaires. Et toutes ont observé ce qu'on appelle communément le problème des neutrinos solaires : un déficit de neutrinos par rapport au flux prévu par le modèle du Soleil. Plus étrange encore, les expériences ont constaté qu'en fonction de l'énergie des neutrinos, le déficit variait. Fallait-il remettre en cause le modèle solaire ou était-ce l'indication d'une nouvelle propriété du neutrino ?

Récemment, deux résultats majeurs ont apporté des éléments décisifs pour répondre à cette question. En juin 1998, les chercheurs de Super-Kamiokande annonçaient avoir observé une disparition d'une partie des neutrinos atmosphériques du type muonique lorsqu'ils traversaient la Terre montrant ainsi que le neutrino pouvait "osciller", c'est-à-dire changer de saveur. Si ce résultat représentait un grand pas dans la connaissance du neutrino puisque son interprétation supposait que le neutrino avait une masse, indispensable au mécanisme des oscillations, il ne résolvait pas pour autant le problème des neutrinos solaires. En effet, la probabilité d'oscillation dépend de plusieurs paramètres tel l'écart des masses des neutrinos de différentes saveurs et leur angle de mélange. Ne connaissant pas leurs valeurs exactes, on ne pouvait démontrer que le déficit des neutrinos solaires était effectivement expliqué par les oscillations des neutrinos et non par un modèle solaire erroné.

Le deuxième résultat important vient tout juste d'être annoncé (en avril 2002) par l'expérience SNO. Le détecteur SNO, qui est situé au Canada, possède en fait la particularité de pouvoir détecter les neutrinos solaires par trois réactions différentes et de pouvoir ainsi mesurer séparément le flux des neutrinos électroniques et le flux total des trois saveurs. La comparaison de ces deux flux a permis de montrer que le flux de neutrinos solaires arrivant sur terre n'était pas uniquement composé de neutrinos électroniques et qu'un changement de saveur se produisait entre la source (le Soleil) et le point de détection (la Terre). L'oscillation des neutrinos solaires a donc été mise en évidence.

Cependant, tout n'est pas encore résolu. Du point de vue de la physique des particules, il faut encore s'assurer que le mécanisme des oscillations des neutrinos solaires est bien celui supposé, c'est-à-dire l'effet MSW, et auquel cas confirmer les valeurs des paramètres d'oscillations. Une expérience en cours (KamLAND), qui cherche à détecter des neutrinos émis par des réacteurs nucléaires au Japon, pourra peut-être apporter cette confirmation et leurs résultats auront l'avantage d'être indépendants du modèle solaire. Du point de vue de l'astrophysique, le spectre en énergie des neutrinos solaires n'a pas encore été mesuré. Seules les expériences

SNO et Super-Kamiokande mesurent un spectre en énergie, mais uniquement au-dessus de 5 MeV alors que plus de 99% du flux total des neutrinos est inférieur à cette énergie. Le modèle du Soleil n'est donc pas encore complètement validé. L'expérience BOREXINO qui va prochainement démarrer va tenter de mesurer le spectre des électrons de recul associés à la diffusion des neutrinos solaires de basse énergie mais elle ne sera sensible qu'à une partie du spectre (les neutrinos du Béryllium) correspondant à environ 7% du flux total.

Une spectroscopie des neutrinos solaires de basse énergie suffisamment précise pourrait à la fois confirmer définitivement le modèle solaire et fournir les valeurs des paramètres des oscillations. Plusieurs projets espèrent pouvoir relever ce défi. Certains proposent notamment l'emploi d'une chambre à projection temporelle (TPC) gazeuse de grande dimension. La détection se faisant par l'intermédiaire de la diffusion neutrino-électron, l'angle de diffusion et l'énergie de l'électron de recul fourniraient l'énergie des neutrinos. C'est dans un projet de ce type que cette thèse s'inscrit.

Le détecteur MUNU voué à l'étude du moment magnétique du neutrino auprès d'un réacteur nucléaire utilise justement une TPC gazeuse. Il constitue donc un bon prototype pour évaluer la faisabilité d'un détecteur de neutrinos solaires basé sur ce principe. La faisabilité repose essentiellement sur deux aspects : la résolution en énergie neutrino et le rapport du signal sur le bruit de fond. Ces deux points seront étudiés entre autres dans ce document.

Le manuscrit débutera par une revue plus détaillée des neutrinos solaires au cours de laquelle seront décrits le modèle du Soleil, les différentes expériences et leurs résultats, les projets futurs ainsi que les perspectives qu'ils offrent. Ensuite, dans le chapitre 2, les caractéristiques du détecteur MUNU et son principe de fonctionnement seront exposés. Les performances de ce détecteur pourront alors être évaluées : la résolution en énergie de l'électron de recul au chapitre 3 et la résolution angulaire au chapitre 4. Le chapitre 5 sera quant à lui consacré à l'analyse des données de MUNU où nous aborderons qualitativement et quantitativement les différentes sources de bruit de fond rencontrées. Finalement, le chapitre 6 soulignera les améliorations nécessaires pour la détection des neutrinos solaires et ce qu'on pourrait en attendre notamment en terme de bruit de fond.

Chapitre 1

Les neutrinos solaires

La physique des neutrinos solaires n'est pas récente puisque il y a maintenant plus de 30 ans que la première expérience a débuté. Cependant, elle est toujours d'actualité. Même si les récents résultats de Super-Kamiokande et de SNO ont permis de faire un grand pas dans la compréhension des mesures des neutrinos solaires, des interrogations demeurent tant sur la validité du modèle solaire que sur les valeurs exactes des paramètres d'oscillations. L'objectif de ce chapitre est d'aborder les éléments importants de la détection des neutrinos solaires pour nous permettre ensuite de juger de la nécessité d'une spectroscopie à basse énergie. Nous commencerons par un aperçu du modèle du Soleil et du spectre en énergie des neutrinos qui en découle. Ensuite, nous étudierons le principe des oscillations de neutrinos et les conséquences qu'elles peuvent avoir sur le flux à la surface de la Terre. Nous décrirons alors les différentes expériences, passées ou présentes, et nous commenterons leurs résultats. Enfin, nous nous intéresserons aux perspectives futures et notamment au projet de détection des neutrinos solaires par la diffusion neutrino-électron à basse énergie.

1.1 Le modèle standard du Soleil

Pour connaître le flux des neutrinos solaires ainsi que leur énergie, il est indispensable de modéliser le Soleil. Le pionnier en la matière est J. Bahcall. Mais d'autres chercheurs se sont également intéressés au sujet comme notamment S. Turck-Chièze (CEA Saclay). Malgré des approches ou des outils différents, les résultats de leurs modèles en terme de neutrinos solaires sont aujourd'hui comparables. Par conséquent, nous ne considérerons ici que le modèle appelé "modèle standard du Soleil" et réalisé par J. Bahcall et M. Pinsonneault. Il a connu plusieurs évolutions. La dernière version date de l'année 2000 (BP2000).

1.1.1 Le principe de la modélisation

Les éléments de ce paragraphe sont issus de l'ouvrage très complet de J. Bahcall [BAH89]. Le lecteur pourra s'y reporter pour plus de détails même si les dernières améliorations du modèle n'y sont pas relatées.

La production d'énergie dans le Soleil est assurée par des réactions nucléaires. C'est la seule source permettant de fournir une telle quantité d'énergie sur une période de 4.6 milliards d'années, l'âge du Soleil. Le Soleil est supposé comme étant dans la séquence principale de l'évolution stellaire, c'est-à-dire que que la réaction dominante est la fusion d'Hydrogène. Il est essentiellement composé d'Hydrogène (92%) et d'Hélium (8%). L'énergie est ensuite transportée principalement par les photons.

On suppose par ailleurs que le Soleil est une sphère en équilibre hydrostatique. La pression interne, d'origine thermique ou quantique, compense exactement la gravité. Cette hypothèse se justifie puisqu'une rupture de cet équilibre provoquerait rapidement une implosion ou une explosion du Soleil. Étant donné les températures très élevées mises en jeu, les liaisons moléculaires de la matière sont rompues dans les étoiles, ce qui permet de considérer le Soleil comme un milieu ionisé. Il peut donc être décrit par les lois des gaz parfaits qui aboutissent à l'équation d'état reliant la pression et la densité.

En plus de ces hypothèses sur l'origine de l'énergie et sur l'équation d'état, le modèle nécessite un certain nombre de paramètres. Les principaux sont : les paramètres des réactions nucléaires associées à la fusion de l'hydrogène (cf. paragraphe 1.1.3) et qui sont déterminés en laboratoire ; la luminosité du Soleil, c'est-à-dire la puissance rayonnée, facilement mesurable depuis la Terre ; son âge ; son rayon ; sa masse ; les abondances des éléments extrapolées à partir de celles à la surface du Soleil et enfin l'opacité radiative dont découle la proportion des photons qui parviennent à sortir du Soleil. Pour qu'un modèle soit valable, il faut qu'il retrouve les caractéristiques actuelles du Soleil (âge, luminosité, rayon, masse).

Le modèle standard solaire est le produit d'une série de modèles consécutifs. La procédure de calcul est la suivante. On considère une première étoile de composition homogène. On suit son évolution induite par les réactions nucléaires jusqu'à aujourd'hui et on compare les caractéristiques du Soleil ainsi obtenues avec celles observées. Tant qu'elles ne sont pas en accord, on recommence du début en modifiant légèrement la composition initiale. Après plusieurs itérations, cette méthode permet d'obtenir un modèle du Soleil compatible avec les observations actuelles du Soleil.

Au cours des dernières décennies, plusieurs modifications ont été apportées afin de prendre en compte de plus en plus de phénomènes physiques. Une des améliorations récentes a été d'inclure dans les calculs la diffusion des éléments à l'intérieur du Soleil. En raison de la force gravitationnelle, l'Hélium ainsi que les éléments plus lourds diffusent moins vite vers l'extérieur que l'Hydrogène.

1.1.2 Les confirmations du modèle

Avant de revenir plus en détail sur les réactions nucléaires qui ont lieu à l'intérieur du Soleil, discutons la validité du modèle.

Comme nous l'avons évoqué, le modèle est très raffiné. Il parvient à reproduire les principales caractéristiques du Soleil (âge, luminosité, rayon, masse) et les paramètres d'entrée, comme par exemple les rapports de branchement des réactions nucléaires, sont connus avec une bonne précision.

La mesure des fréquences héliosismologiques apporte une confirmation supplémentaire au modèle. L'héliosismologie, à l'image de la sismologie terrestre, est l'étude des oscillations périodiques à la surface du Soleil. Elles sont dues aux ondes acoustiques qui se propagent à l'intérieur du Soleil. Elles sont donc reliées à la pression. La mesure de la vitesse du son permet par conséquent de déterminer la pression, et cela pratiquement jusqu'au centre, et de contraindre ainsi le modèle. La figure 1.1 [BPB01] montre l'écart entre la vitesse du son calculée et celle mesurée par les expériences LOWL1 et BISON. L'accord est excellent. L'ajout de la diffusion des éléments dans le Soleil a notamment contribué à obtenir un tel résultat.

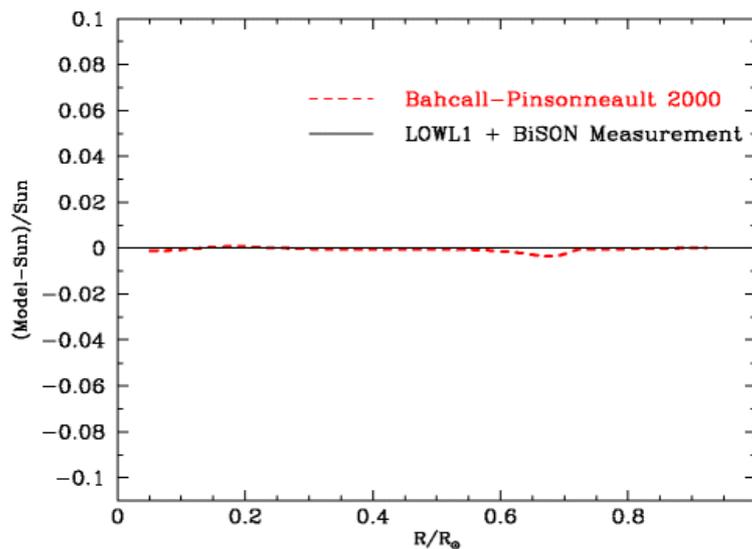
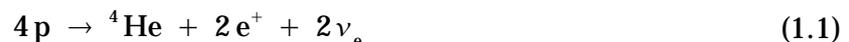


Figure 1.1 : [BPB01] Comparaison entre prédiction et mesure de la vitesse du son dans le Soleil depuis le centre jusque l'extérieur. Les mesures sont celles des expériences LOWL1 et BISON. Le modèle du Soleil utilisé est le BP2000.

1.1.3 Les réactions nucléaires dans le Soleil

La plupart des modèles supposent que l'essentiel de la production d'énergie provient des réactions nucléaires associées à la fusion d'Hydrogène (98 % de l'énergie totale dans le cadre du modèle standard du Soleil). Aucun modèle supposant une part plus importante des réactions mettant en jeu des éléments plus lourds (C, N, O) ne parvient à reproduire toutes les caractéristiques actuelles du Soleil.

Avec cette hypothèse, la principale réaction bilan dans le Soleil est la suivante :



En fait, plusieurs réactions se succèdent et constituent ce qu'on appelle le cycle ou la chaîne du p-p, schématisé figure 1.2.

Cette chaîne débute par la fusion de deux protons. Dans 85 % des cas, elle aboutit directement à la synthèse d'Hélium et dans les 15 % des cas restants,

l'Hélium est formé par l'intermédiaire du Béryllium et du Lithium ou dans une moindre mesure du Bore. La réaction de fusion des protons peut être remplacée par la réaction $p+e^-+p$ mais la proportion est très faible (0.4%). Une autre réaction, entre l' ^3He et un proton peut survenir mais elle est encore plus rare (2.10^{-5} %).

En moyenne, l'énergie émise à chaque cycle est de 27 MeV.

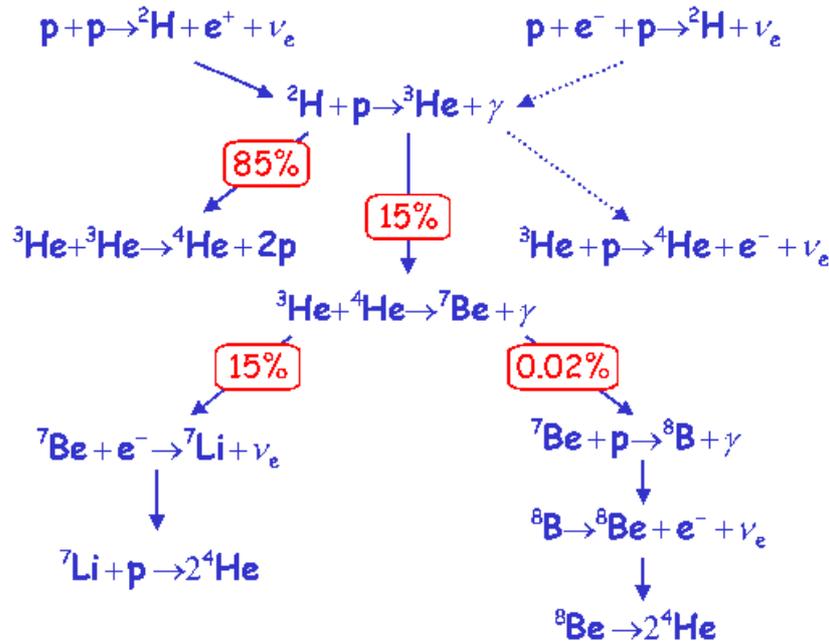


Figure 1.2 : Réactions nucléaires constituant la chaîne du p-p. Les pourcentages en rouge correspondent au taux de branchement par rapport à la première réaction, la fusion de deux protons. Les flèches en pointillés désignent les branchements négligeables.

Les taux de branchement des différentes réactions sont obtenus, d'une part, par les sections efficaces mesurées en laboratoire et, d'autre part, par la composition chimique supposée du Soleil.

Interprétons cette chaîne en terme d'émission de neutrinos.

1.1.4 Le spectre en énergie des neutrinos

Cinq réactions génèrent des neutrinos, tous de saveur électronique. En revanche, leur taux et leur énergie dépendent de la réaction dont ils sont issus. On les classe donc d'après leur origine en les nommant de la manière suivante : les neutrinos du pp (ν_{pp}), émis lors de la fusion des protons, les neutrinos du Béryllium (ν_{Be}) pour la capture électronique du ^7Be , les neutrinos du Bore (ν_{B}) pour la désintégration beta du ^8B , et enfin pour les réactions minoritaires, les neutrinos pep (ν_{pep}) et hep (ν_{hep}). Les chiffres qui vont être donnés sont issus du modèle BP2000, on pourra les trouver dans la référence [BPB01].

- Les ν_{pp} sont les plus nombreux, $5.95 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ à la surface de la Terre, soit un peu plus de 90% du total. En effet, aux taux de branchement, il faut ajouter le fait que lorsqu'un ν_{Be} ou un ν_B est émis, plusieurs fusions de protons ont eu lieu. La précision sur le flux calculé dans le cadre de ce modèle est très bonne, elle est de 1%. Le spectre en énergie des ν_{pp} est un spectre continu entre 0 et 420 keV. Sa forme résulte de la physique nucléaire et est indépendante du modèle solaire.
- Les ν_{Be} ont la particularité de ne pouvoir prendre que deux valeurs d'énergie 383 keV et 861 keV. La raie à 383 keV est cependant noyée dans le spectre des ν_{pp} . Le flux vaut $0.48 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. L'erreur est plus élevée, 10%, elle provient surtout de l'erreur sur la section efficace de la réaction ${}^3\text{He}({}^4\text{He}, \gamma){}^7\text{Be}$.
- Les ν_B sont nettement moins nombreux, $5.93 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (en tenant compte des résultats récents sur la mesure de la section efficace de la réaction ${}^7\text{Be}(p, \gamma){}^8\text{B}$ [JUN02], auparavant le flux était estimé à $5.05 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$). Cependant, leur énergie est plus grande. Le spectre est continu et s'étend jusqu'à 15 MeV. Là encore, la forme du spectre est indépendante du modèle. L'erreur sur le flux intégré est de 15%, elle résulte essentiellement de l'erreur sur la section efficace de la réaction ${}^3\text{He}({}^4\text{He}, \gamma){}^7\text{Be}$ et de l'erreur sur la proportion d'hydrogène par rapport aux éléments plus lourds [BAH02].
- Les ν_{pep} ont un certain intérêt car leur proportion par rapport à ceux du pp est quasiment indépendante du modèle solaire. Elle est donnée par les sections efficaces des réactions nucléaires. Malheureusement, le flux correspondant n'est pas très élevé, $1.40 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, et il est donc difficile de les mesurer.
- Les ν_{hep} sont très difficilement détectables car leur flux est très faible comparativement aux autres, $9.3 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Leur spectre qui est continu s'étend jusqu'à 17 MeV et donc au-delà des ν_B .

La table 1.1 résume les caractéristiques de chaque type de neutrino :

Source	Énergie (MeV)	Flux ($10^{10} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$)	Erreur (%)
<i>pp</i>	≤ 0.420	5.95	1
${}^7\text{Be}$	(90%) 0.861 (10%) 0.383	0.48	10
${}^8\text{B}$	< 15	$5.93 \cdot 10^{-4}$	15
<i>pep</i>	1.44	$1.40 \cdot 10^{-2}$	1.5
<i>hep</i>	≤ 18.77	$9.3 \cdot 10^{-7}$	–

Table 1.1 : Caractéristiques des différents types de neutrinos solaires

Le spectre en énergie pour l'ensemble des neutrinos solaires de la chaîne du pp dans le cadre du modèle BP 2000 apparaît sur la figure 1.3. Les flux correspondent à ceux attendus à la surface de la Terre. Les couleurs et les inscriptions en haut du graphique sont relatifs aux seuils des expériences. Nous y reviendrons par la suite.

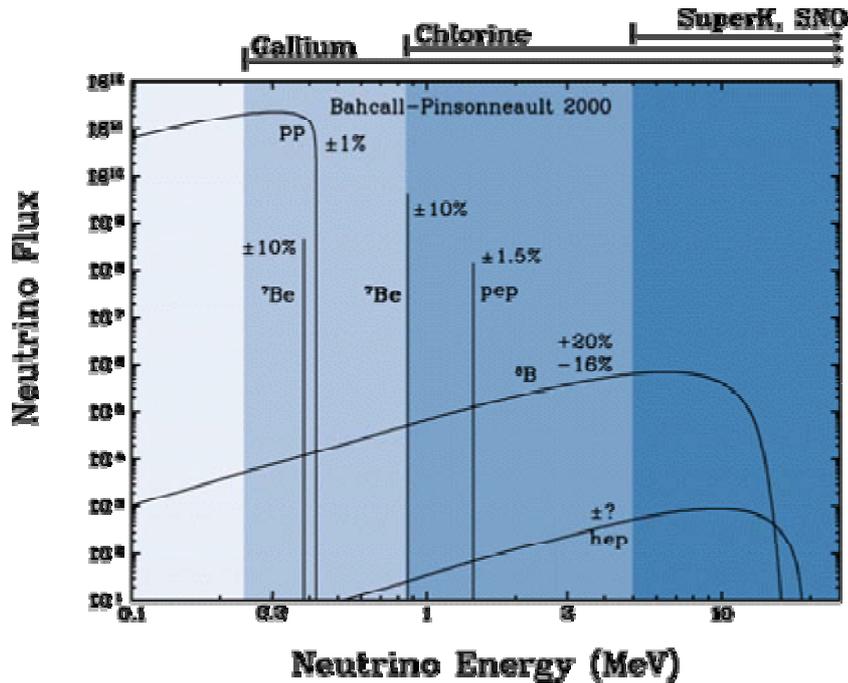


Figure 1.3 : Spectre en énergie du flux des neutrinos solaires à la surface de la terre d'après le modèle BP2000 [WEB02]. Les raies sont exprimées en nombre de neutrinos par cm^2 et par seconde. Les spectres continus sont en nombre de neutrinos par cm^2 , par seconde et par MeV. Les pourcentages indiqués correspondent aux erreurs sur l'estimation des flux (celle sur les neutrinos du ^8B ne tient pas compte de la mesure récente, elle est maintenant de 15%). Les différentes couleurs ainsi que les inscriptions en haut de la figure sont relatifs aux seuils des expériences, décrites au paragraphe 1.3.

1.2 Les oscillations des neutrinos

Le flux et le spectre en énergie des neutrinos solaires qui ont été donnés précédemment supposent qu'aucun phénomène physique ne se produise au cours du parcours des neutrinos entre le Soleil et la Terre. Or, les résultats de l'expérience Super-Kamiokande pour les neutrinos atmosphériques s'interprètent avec une forte probabilité d'oscillations des neutrinos. Il est donc intéressant de s'attarder sur la théorie des oscillations et sur les conséquences qu'elles peuvent avoir sur le spectre des neutrinos solaires.

1.2.1 Le formalisme des oscillations ([KIM93], [MOH98])

1.2.1.1 Les oscillations dans le vide

Les oscillations ne peuvent survenir que si les neutrinos possèdent une masse et que s'il existe une matrice de mélange dans le secteur des leptons à l'image de la matrice CKM (Cabibbo-Kobayashi-Maskawa) dans le secteur des quarks, appelée matrice MNS (Maki-Nakagawa-Sakata). Les états propres de

saveur, ou d'interaction, s'expriment alors comme une superposition des états propres de masse :

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_{a=1,2,3} U_{\alpha a}^* |\nu_a\rangle \quad (1.2)$$

où α désigne une des trois saveurs (e, μ , τ), $\nu_{1,2,3}$ sont les états propres de masse et $U_{\alpha a}$ les éléments de la matrice de mélange qui est unitaire.

Les neutrinos qui prennent part aux interactions faibles sont les états propres de saveur. Dans le Soleil, ce sont des neutrinos électroniques qui sont créés mais ensuite ce sont les états propres de masse qui se propagent.

Pour simplifier l'étude de la propagation, nous allons supposer que le neutrino initial peut être considéré comme une onde plane, c'est-à-dire que son énergie et sa quantité de mouvement sont parfaitement définies. Cependant, le principe d'incertitude interdit une telle hypothèse [KAY81]. En outre, nous ferons l'hypothèse que les trois états propres de masse ont la même quantité de mouvement, ce qui est une simplification. Il faudrait en toute rigueur traiter le problème avec le formalisme des paquets d'ondes. Néanmoins, cette étude (cf. [KAY81] ou [KIM93]) aboutit aux mêmes résultats que le traitement classique que nous allons faire ici.

On considère le neutrino ν_α . Après un temps de propagation t , l'équation (1.2) devient :

$$|\nu_\alpha(t)\rangle = \sum_{a=1,2,3} U_{\alpha a}^* \exp(-iE_a t) |\nu_a\rangle \quad (1.3)$$

On peut noter $p=|\vec{p}|$ la quantité de mouvement des états propres de masse. On suppose en plus que le neutrino est relativiste.

D'où :

$$E_a = \sqrt{p^2 + m_a^2} \simeq p + \frac{m_a^2}{2E} \quad (1.4)$$

La probabilité de transition depuis l'état de saveur α vers l'état de saveur β peut alors être obtenue par :

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta, t) = \left| \langle \nu_\beta | \nu_\alpha(t) \rangle \right|^2 \quad (1.5)$$

En utilisant (1.3) et (1.4), on trouve :

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta, t) = \sum_a |U_{\alpha a}^*|^2 |U_{\beta a}|^2 + 2 \Re \left[\sum_{a,b} U_{\alpha a}^* U_{\beta a} U_{\alpha b} U_{\beta b}^* \exp\left[-i\left(\frac{\Delta m_{ab}^2}{2E}\right)t\right] \right] \quad (1.6)$$

avec $\Delta m_{ab}^2 = m_a^2 - m_b^2$.

La transition d'une saveur vers une autre est donc possible.

Intéressons-nous au cas particulier d'une oscillation à deux générations, par exemple ν_e et ν_μ . La matrice de mélange peut s'écrire en supposant la conservation de CP :

$$U^* = U = \begin{pmatrix} \cos \vartheta & \sin \vartheta \\ -\sin \vartheta & \cos \vartheta \end{pmatrix} \quad (1.7)$$

θ est appelé angle de mélange.

En remplaçant les éléments de la matrice dans l'équation (1.6), en notant L la distance parcourue par le neutrino et en exprimant E en MeV et Δm_{12}^2 en eV^2 , les probabilités de survie et de transition du neutrino électronique s'écrivent :

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_e) = 1 - \sin^2(2\vartheta) \sin^2\left(1.27 \frac{\Delta m_{12}^2 L}{E}\right) \quad (1.8)$$

et

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) = \sin^2(2\vartheta) \sin^2\left(1.27 \frac{\Delta m_{12}^2 L}{E}\right) \quad (1.9)$$

On voit ainsi apparaître les deux paramètres qui régissent les oscillations $\sin^2(2\theta)$ et Δm_{12}^2 . A noter que le rapport L sur E intervient rendant particulièrement sensible les neutrinos solaires aux oscillations dans le vide, c'est-à-dire aux petits Δm_{12}^2 , puisque L est grand ($\sim 10^{11}$ m) et E relativement faible (0 à 15 MeV). On

définit la longueur d'oscillation par $L_0^{\text{osc}} = 2.48 \frac{E}{\Delta m_{12}^2}$.

1.2.1.2 L'effet MSW

Si maintenant au lieu d'être dans le vide les neutrinos se propagent dans un milieu matériel, le formalisme des oscillations des neutrinos est quelque peu différent.

La matière contient des électrons mais pas de muons ni de taus. Un ν_e qui traverse un milieu peut donc interagir par courant chargé et par courant neutre tandis qu'un ν_μ ou un ν_τ ne pourra le faire que par courant neutre. D'où une probabilité d'interaction différente.

Les interactions modifient la masse effective d'une particule lorsqu'elle traverse un milieu. Un exemple de ce phénomène est le photon. Sans masse dans le vide, il peut acquérir une masse effective dans la matière et la vitesse de la lumière est inférieure à c . De la même manière, la masse effective des neutrinos est modifiée dans la matière et celle du ν_e est plus affectée que celle du ν_μ ou du ν_τ .

Cette augmentation de la masse effective peut s'interpréter en terme de potentiel effectif (V) auquel les neutrinos sont soumis. Schématiquement, même si les états propres d'interaction n'ont pas de masse à proprement parler, tout se passe comme si la masse au carré du neutrino était $m^2(\nu_\alpha) + 2pV$.

Bien sûr le potentiel effectif dépend du type de l'interaction. On note V_C et V_N , les potentiels effectifs associés respectivement au courant chargé et au courant neutre. On peut exprimer ces potentiels effectifs à partir des hamiltoniens d'interaction [KIM93] :

$$V_C = \sqrt{2} G_F N_e \quad \text{et} \quad V_N = -\frac{1}{\sqrt{2}} G_F N_e (1 - 4\sin^2\vartheta_w) \quad (1.10)$$

N_e est la densité d'électrons dans le milieu, G_F est la constante de couplage de Fermi et $\sin^2\vartheta_w$ est l'angle de mélange de l'interaction faible.

Si on raisonne à nouveau avec deux générations de neutrinos, l'écart des masses effectives au carré est alors :

$$\Delta\mu_{12}^2 = \left[\left(\Delta m_{12}^2 \cos^2(2\vartheta) - 2E V_C \right)^2 + \left(\Delta m_{12}^2 \sin^2(2\vartheta) \right)^2 \right]^{1/2} \quad (1.11)$$

Seul le potentiel V_C intervient car les trois saveurs des neutrinos sont sensibles au courant neutre. Ce potentiel induit également un angle de mélange effectif supérieur à l'angle de mélange dans le vide. On note φ , l'angle de mélange effectif, il vérifie l'équation suivante [KIM93]:

$$\sin^2(2\varphi) = \frac{\sin^2(2\vartheta)}{\cos^2(2\vartheta) \left(1 - \frac{2E V_C}{\Delta m_{12}^2 \cos^2(2\vartheta)} \right)^2 + \sin^2(2\vartheta)} \quad (1.12)$$

On peut alors obtenir les probabilités de transition dans la matière en réécrivant (1.8) et (1.9) en remplaçant Δm_{12}^2 par $\Delta\mu_{12}^2$ et $\sin^2(2\theta)$ par $\sin^2(2\varphi)$. La longueur d'oscillation devient :

$$L^{\text{osc}} = 2.48 \frac{E}{\Delta\mu_{12}^2} = \frac{L_0^{\text{osc}}}{\sqrt{\cos^2(2\vartheta) \left(1 - \frac{2E V_C}{\Delta m_{12}^2 \cos^2(2\vartheta)} \right)^2 + \sin^2(2\vartheta)}} \quad (1.13)$$

La densité d'électrons n'est pas homogène tout le long du parcours des neutrinos solaires, le potentiel V_C n'est donc pas constant. Or, les expressions (1.11) à (1.13) révèlent un maximum des oscillations lorsque V_C prend la valeur caractéristique :

$$V_R = \frac{\Delta m_{12}^2 \cos^2(2\vartheta)}{2E} \quad (1.14)$$

On parle d'effet MSW, du nom des physiciens Mikheyev, Smirnov et Wolfenstein.

Le neutrino électronique est créé à proximité du centre du Soleil où la densité d'électron et donc le potentiel sont très grands. La longueur d'oscillation est alors très faible, il n'y a pas d'oscillation. Au fur et à mesure qu'il s'en éloigne, le nombre d'électrons diminue. Lorsque la densité d'électrons dans le milieu atteint la valeur correspondant à un potentiel V_R , la probabilité d'oscillation est maximale. Si la transition se fait de manière adiabatique, c'est-à-dire si la région de la résonance est bien plus grande que la longueur d'oscillation, le neutrino électronique a plus de chances de se transformer en neutrino muonique.

L'effet MSW peut aussi avoir lieu lorsque les neutrinos traversent la Terre avant d'interagir dans le détecteur.

Par conséquent, le mélange final observé dépend des paramètres $\sin^2(2\theta)$ et Δm_{12}^2 tout comme dans le cas des oscillations dans le vide mais il dépend aussi de l'évolution de la densité d'électrons le long du trajet des neutrinos.

1.2.2 Les conséquences sur le spectre des neutrinos solaires

Les probabilités d'oscillations que ce soit dans le vide ou dans la matière varient avec l'énergie. Les oscillations modifient donc le spectre en énergie des neutrinos solaires à la surface de la Terre.

La figure 1.4 illustre ce phénomène à l'aide de trois exemples ayant des valeurs des paramètres d'oscillation différentes. Dans ces trois cas, c'est l'effet MSW qui est responsable de l'oscillation. Les spectres attendus le jour ou la nuit ne sont pas forcément identiques car l'effet MSW dans la Terre change la probabilité d'oscillation.

Nous verrons que ces exemples correspondent à certaines des solutions possibles pour l'interprétation des résultats des expériences de neutrinos solaires.

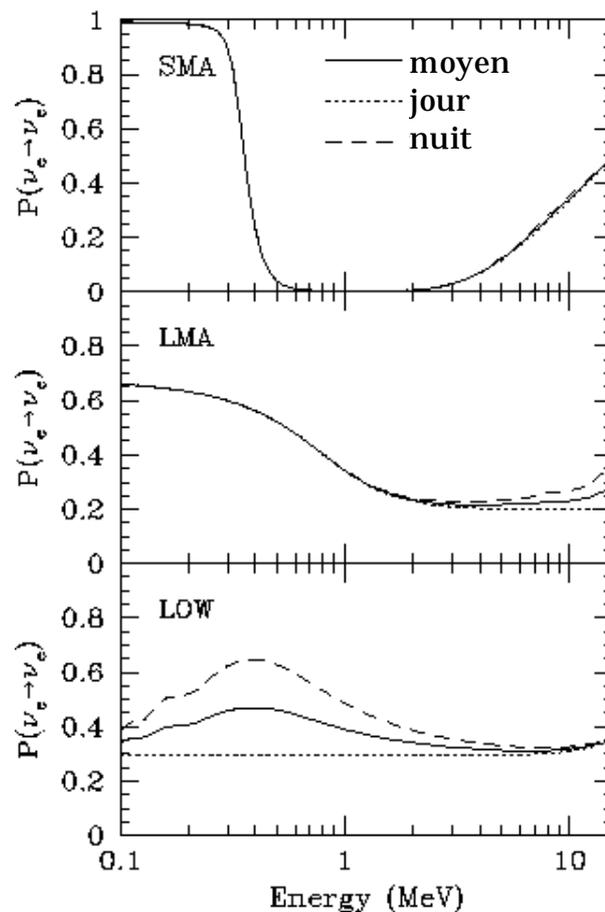


Figure 1.4 : Exemples de probabilité de survie des neutrinos électroniques en fonction de leur énergie pour trois valeurs différentes des paramètres d'oscillation [WEB02]. Les spectres en pointillés et en tiret correspondent aux probabilités pendant le jour et pendant la nuit. La différence vient du fait que la nuit les neutrinos traversent la Terre avant d'interagir dans le détecteur et qu'ils peuvent y subir l'effet MSW.

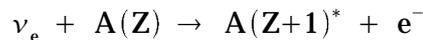
1.3 Une revue des expériences

Six expériences ont mesuré ou mesurent encore les neutrinos solaires. Avant de comparer leurs résultats, passons en revue leurs principales caractéristiques.

1.3.1 Les expériences radiochimiques

Trois expériences réalisées étaient de type radiochimique : Homestake aux États-Unis, GALLEX (suivi de GNO) en Italie et SAGE en Russie. Elles étaient basées sur le même principe de détection.

Le neutrino est capturé par un noyau $A(Z)$ suivant la réaction β inversée :



Les noyaux cibles sont exposés au flux des neutrinos solaires pendant une certaine période. Les noyaux formés $A(Z+1)^*$ sont ensuite extraits du détecteur par séparation chimique. Ces noyaux sont radioactifs, on peut les comptabiliser. Le flux de neutrinos solaires au-dessus du seuil de la réaction est alors déduit du nombre de noyaux produits. Il faut mentionner que seuls les neutrinos électroniques sont concernés puisque la capture du neutrino se fait par courant chargé.

Pour l'expérience Homestake [DAV94], le noyau cible était le ^{37}Cl . Le noyau formé est alors l' ^{37}Ar qui a une durée de vie de 35 jours. Le seuil de la réaction correspondante est de 814 keV permettant de détecter les neutrinos du ^7Be et ceux du ^8B (cf. figure 1.3).

Dans le cas de GALLEX [WEB05] et SAGE [ABD99], c'est le ^{71}Ga qui était utilisé. La réaction de capture des neutrinos produit alors du ^{71}Ge avec un seuil de 233 keV, rendant possible la détection d'une partie des neutrinos du pp en plus de ceux de ^7Be et ceux du ^8B (cf. figure 1.3). La période du ^{71}Ge est de 11 jours.

Les expériences radiochimiques mesurent donc un flux de neutrinos électroniques intégré au-dessus d'un seuil en énergie. La détection n'est pas en temps réel. D'après le modèle du Soleil, et étant donné la section efficace de capture (de l'ordre de 10^{-45} cm^2) et la quantité de noyaux cibles (10^{29} atomes de ^{71}Ga pour GALLEX), le nombre d'événements attendu est faible, il est de l'ordre de 1.5 par jour. Pour limiter au maximum le bruit de fond issu du rayonnement cosmique, les expériences sont placées dans des laboratoires souterrains.

Seule GNO [BEL01] qui a pris le relais de GALLEX au laboratoire du Gran Sasso avec un détecteur quasiment identique continue de prendre des données.

1.3.2 Super-Kamiokande

L'expérience Super-Kamiokande (SK) [FUK98] est située au Japon. Le détecteur est un cylindre de 42 m de haut et de 39 m de diamètre tapissé de plus de 11000 photomultiplicateurs et rempli de 50000 tonnes d'eau pure, il est placé à 1km de profondeur sous terre pour s'affranchir du rayonnement cosmique.

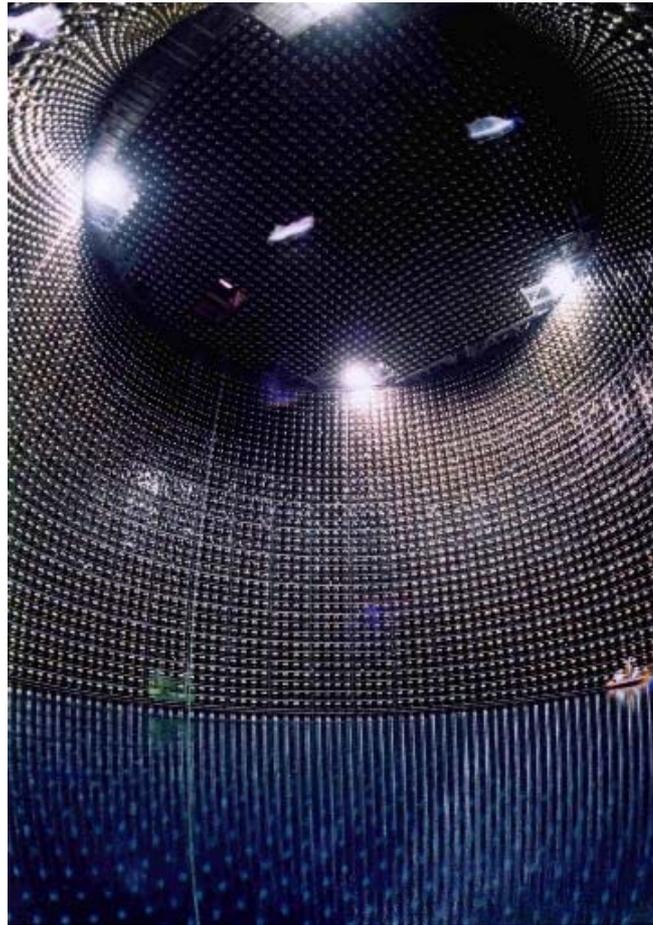
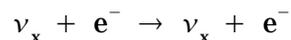


Figure 1.5 : Photo de l'intérieur du détecteur Super-Kamiokande lors de son remplissage [WEB03].

Les neutrinos interagissent par diffusion sur les électrons de l'eau :



La diffusion neutrino-électron est sensible aux trois saveurs bien que la section efficace soit environ six fois plus importante pour le neutrino électronique que pour les autres. Cependant, SK ne peut pas les distinguer à cette énergie, il ne mesure que la somme des composantes.

Le seuil expérimental est de 5 MeV, il est imposé par le bruit de fond trop important à plus basse énergie. Seuls les neutrinos du ^8B pourront donc être détectés. A cette énergie, l'électron diffusé a une vitesse suffisante pour émettre un rayonnement Cerenkov qui est détecté par les photomultiplicateurs (PMTs). La topologie des PMTs touchés et le temps d'arrivée des photons permettent de reconstruire la position du vertex et la direction de l'électron de recul (résolution angulaire de 35° à 5 MeV et de 20° à 16 MeV). Son énergie est mesurée par le nombre de PMTs ayant déclenché, corrigé de l'acceptance du détecteur et de l'atténuation de l'eau. La résolution en énergie est 20% à 5 MeV et 12% à 16 MeV. Pour les électrons de recul de 5 MeV, l'angle de diffusion maximal est faible, il vaut 20° . Les électrons de recul ont ainsi une direction très proche de celle du Soleil et les événements du bruit de fond peuvent donc être mieux rejetés. Le nombre

d'événements attendu est plus important que pour les expériences radiochimiques, il est de l'ordre d'une vingtaine par jour.

A la fin de l'année 2001, après 1496 jours de prise de données, un accident est survenu et 7000 des 11000 PMS ont été détruits. L'expérience redémarrera une fois qu'une partie des PMs auront été remplacés.

1.3.3 SNO

Le détecteur SNO [SNO00], dont la prise de données a débuté en mai 1999, se compose de 1000 tonnes d'eau lourde pure contenue dans une sphère en acrylique de 12 m de diamètre. Cette sphère est entourée d'eau pure dans un cylindre de 34 m de haut et de 22 m de diamètre. Une structure en acier de 18 m de diamètre supporte près de 10000 PMs orientés pour certains vers l'intérieur et pour d'autres vers l'extérieur.

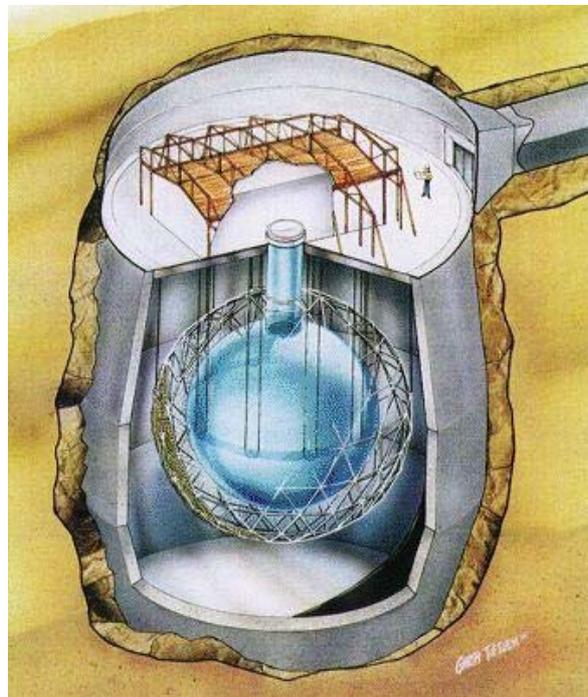
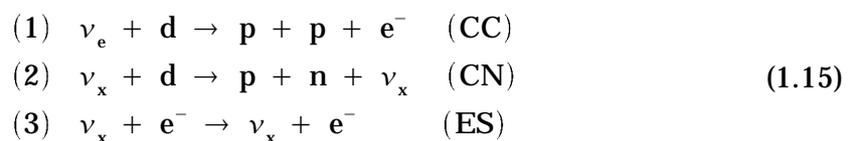


Figure 1.6 : Schéma du détecteur SNO [WEB04].

Trois réactions différentes peuvent être observées :



La première réaction est l'interaction par courant chargé (CC) du neutrino électronique sur le deutérium présent dans l'eau lourde. Du fait de sa faible masse, l'électron diffusé emporte l'essentiel de l'énergie du neutrino incident. Il est détecté par effet Cerenkov. L'énergie et la direction de l'électron sont mesurées à l'aide du cône de lumière Cerenkov, de la même manière que dans l'expérience SK. Environ 30 événements par jour sont attendus dans ce canal.

La deuxième réaction par le courant neutre (CN) n'est plus spécifique au neutrino électronique, elle est identiquement sensible aux trois saveurs de neutrinos. Elle a lieu également dans l'eau lourde. Cette fois, c'est le neutron qui est détecté. On attend de l'ordre de 30 événements par jour dans ce canal. Trois techniques différentes vont être employées successivement pour détecter le neutron émis. Lors de la première phase, les neutrons étaient observés par la lumière émise lors de la cascade gamma suivant la capture du neutron par le deutérium. Mais l'efficacité de capture n'est que de 25% (soit 8 événements par jour environ) et l'énergie des gammas, 6.25 MeV, est proche du seuil de 5 MeV. Dans la seconde phase (actuellement en cours), environ 2.5 tonnes de NaCl ont été ajoutées à l'eau lourde afin d'augmenter l'efficacité de la capture des neutrons jusqu'à 83%. L'énergie des gammas émis est elle aussi plus haute (8.26 MeV). Enfin, la troisième phase consistera à enlever le sel et à introduire dans le détecteur des compteurs proportionnels à ^3He pour détecter différemment les neutrons avec une efficacité de 45%.

La dernière réaction accessible est la diffusion neutrino-électron (ES) dans l'eau (lourde ou légère) identique à celle utilisée par SK. Elle est sensible aux trois saveurs de neutrinos mais avec une section efficace six fois supérieure dans le cas du neutrino électronique. Un signal inférieur d'un ordre de grandeur au signal par courant chargé est attendu

SNO ne peut pas distinguer événement par événement le type de la réaction, mais une analyse statistique permet d'en déduire à la fois le flux de neutrinos électroniques par le courant chargé et le flux total des trois saveurs par le courant neutre et la diffusion neutrino-électron. La comparaison de ces mesures peut alors permettre de mettre en évidence une composante non électronique dans le flux de neutrinos solaires. Le seuil de 5 MeV est identique à celui de SK, on pourra donc essayer de combiner les résultats de ces deux expériences.

1.3.4 Le récapitulatif des expériences

On peut rassembler les caractéristiques des expériences dans le tableau suivant :

<i>Expérience</i>	<i>Type de ν</i>	<i>Flux</i>	<i>Temps réel</i>	<i>Saveur</i>	<i>Statut</i>
Homestake	^7Be , ^8B	Intégré (CC)	non	ν_e	Terminée
GALLEX, GNO, SAGE	pp, ^7Be , ^8B	Intégré (CC)	non	ν_e	GNO en cours
Super-Kamiokande	^8B	Spectre électron de recul (ES)	oui	$\nu_{e,\mu,\tau}$	En cours
SNO	^8B	Spectre électron de recul (CC,ES) intégré (CN)	oui	$\nu_{e,\mu,\tau}$	En cours

Table 1.2 : Caractéristiques des expériences de détection des neutrinos solaires

1.4 Les résultats

Afin de pouvoir comparer les résultats de toutes les expériences, une première analyse possible est de considérer uniquement les taux intégrés. Dans un second temps, on peut prendre en compte, en plus, la forme du spectre de recul des ν_B et la dépendance angulaire fournie par Super-Kamiokande et par SNO. Les résultats qui sont présentés et discutés dans ce paragraphe sont issus des publications suivantes : [CLE98] (Homestake), [HAM99] (GALLEX), [BEL01] (GNO), [GAV01] (SAGE), [FUK01] (SK avec 1258 jours de données), [SNO01] (première phase de SNO), [SNO02] et [SNO03] (derniers résultats de SNO).

1.4.1 Les taux et flux intégrés

Une unité appropriée pour exprimer les taux d'interactions dans les détecteurs est le SNU qui équivaut à 10^{-36} interactions par noyau cible et par seconde. La table 1.3 compare les taux mesurés et attendus pour les expériences radiochimiques :

<i>Expérience</i>	<i>Taux mesuré (SNU)</i>	<i>Taux théorique d'après BP2000 (SNU)</i>
Homestake	2.56±0.23	7.6±1.3
GALLEX+GNO	74.1±8	128±9
SAGE	75.4±8	128±9

Table 1.3 : Taux mesurés et attendus pour les expériences radiochimiques

Dans le cas de SK et de SNO, il est plus commode de raisonner en flux afin de comparer directement les données avec la théorie. Les flux intégrés sur le spectre en énergie des ν_B au-dessus de 5 MeV sont reportés dans le tableau suivant :

<i>Expérience</i>	<i>Flux mesuré des ν_B ($10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$)</i>	<i>Flux théorique des ν_B (BP2000) ($10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$)</i>	
Super-Kamiokande	2.32±0.09	5.93±0.89	
SNO	ES		2.39±0.27
	CC		1.76±0.11
	NC		5.09±0.64

Table 1.4 : Flux mesurés et attendus pour SK et SNO

1.4.1.1 Un déficit de neutrinos

Toutes les expériences observent un déficit de neutrinos solaires par rapport au flux attendu. En outre, l'écart n'est pas le même suivant le seuil en énergie de l'expérience et le type de neutrinos auxquels elle est sensible. Homestake ne détecte qu'un tiers du flux théorique alors que GALLEX+GNO et SAGE en

mesurent un peu plus de la moitié.

Les bons accords entre GALLEX+GNO et SAGE, d'une part, et SK et SNO (pour la diffusion neutrino-électron), d'autre part, tendent à montrer que les résultats ne sont pas erronés et que les déficits existent donc bel et bien. En outre, le modèle solaire est très fiable (cf. paragraphe 1.1.2). D'ailleurs, étant donné que l'écart entre prévisions et mesures varie avec l'énergie, une erreur de normalisation des flux ne permettrait pas à elle seule de résoudre le problème. Aucun modèle n'a réussi à obtenir un spectre de neutrinos solaires pouvant expliquer simultanément toutes les mesures.

Ces résultats laissent donc penser que le spectre des neutrinos solaires est modifié entre leur création au centre du Soleil et leur détection sur Terre.

1.4.1.2 L'oscillation des neutrinos solaires

Les résultats actuels de l'expérience SNO incluant l'interaction par courant neutre démontrent qu'une partie des neutrinos électroniques oscille vers le neutrino muonique ou tauique. En effet, le flux mesuré par courant neutre présente un excès par rapport au flux mesuré par courant chargé et par la diffusion neutrino-électron. En combinant les flux mesurés par les trois réactions dans SNO (cf. figure 1.7), on obtient les flux pour les différentes saveurs :

$$\Phi_e = 1.76 \pm 0.10 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ et } \Phi_{\mu\tau} = 3.41 \pm 0.65 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$$

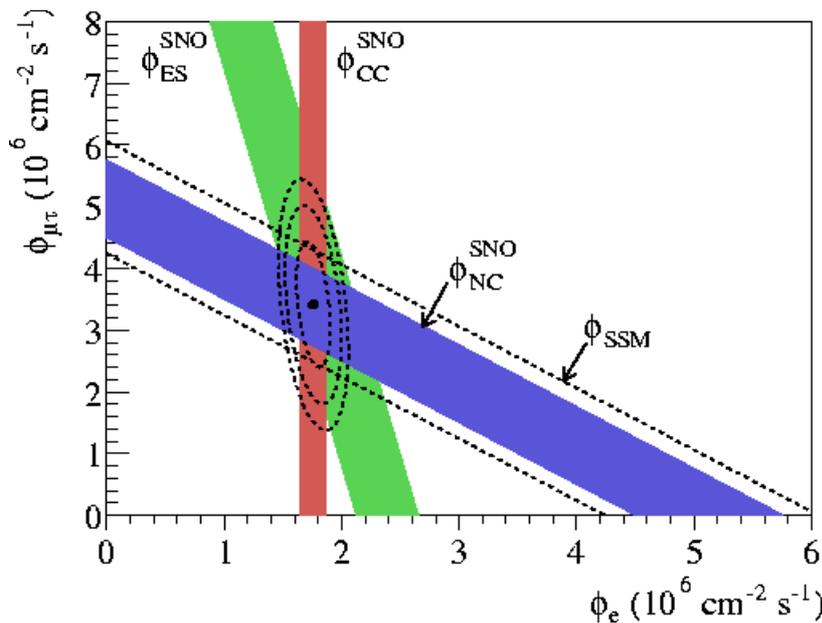


Figure 1.7 : Flux des $\nu_{\mu,\tau}$ en fonction du flux de ν_e déduit des trois réactions mesurées par SNO [SNO02] : courant chargé (CC), courant neutre (NC) et diffusion neutrino-électron (ES). L'intersection des trois zones donne la proportion des $\nu_{\mu,\tau}$ par rapport au ν_e . Le flux total est alors compatible avec le flux théorique issu du modèle BP2000 (SSM). Le flux théorique tracé ici en pointillés était celui calculé avec l'ancienne valeur de la section efficace ${}^7\text{Be}(p,\gamma){}^8\text{B}$. Avec la nouvelle valeur, le flux est supérieur mais l'accord reste sensiblement le même.

L'analyse des résultats de SNO montre que la composante du flux non-électronique est non nulle à 5.3σ . En incluant la mesure plus précise du flux par diffusion neutrino-électron effectuée par SK, on obtient $\Phi_{\mu\tau} = 3.45 \pm 0.63 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, qui est incompatible avec zéro à 5.5σ . La somme des flux Φ_e et $\Phi_{\mu\tau}$ est égale à $5.17 \pm 0.67 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Elle est compatible avec la valeur donnée par le modèle solaire, $5.93 \pm 0.90 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Ce résultat est remarquable. Depuis plus de 30 ans, c'est la première fois que le flux des neutrinos solaires mesuré est en accord avec le modèle. Étant donné que le flux des neutrinos du ^8B varie comme la puissance 25ième de la température à l'intérieur du Soleil, on connaît maintenant la température à l'intérieur du Soleil avec une précision de l'ordre du %.

L'oscillation du neutrino électronique vers un neutrino non-stérile pourrait donc expliquer l'ensemble des résultats des différentes expériences. En effet, nous avons vu que la probabilité d'oscillation dépend de l'énergie, on s'attend donc à observer un déficit différent selon le seuil en énergie. Cependant, il faut pouvoir déterminer un couple de valeurs des paramètres d'oscillation, Δm^2 et $\sin^2(2\theta)$, cohérent pour toutes les expériences. Pour cela, il faut aussi tenir compte de la forme du spectre en énergie des électrons de recul et de la dépendance angulaire des flux mesurés par SK et SNO au lieu de raisonner uniquement sur les flux intégrés.

1.4.2 Le spectre de recul des neutrinos du Bore 8

Il a déjà été dit que la forme du spectre des neutrinos du ^8B est indépendante du modèle solaire. En revanche, elle dépend des valeurs des paramètres d'oscillation. La mesure directe ou indirecte du spectre permet donc de contraindre ces paramètres.

SK mesure l'énergie des électrons de recul issus de la diffusion neutrino-électron. Elle est reliée à l'énergie des neutrinos incidents par la cinématique de la diffusion. Sur la figure 1.8, la forme du spectre attendu est superposée au spectre mesuré.

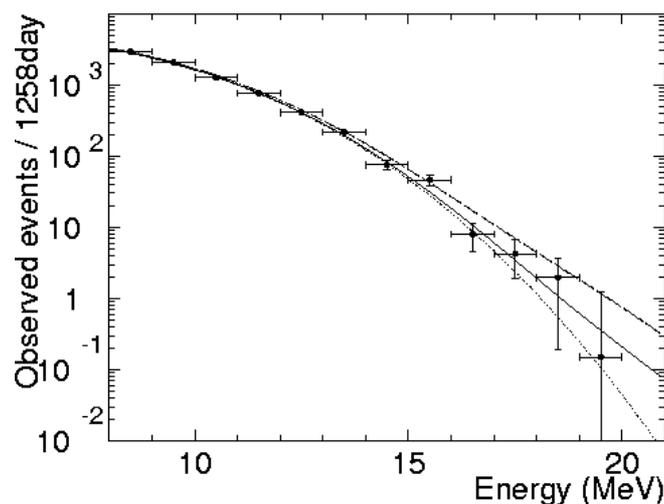


Figure 1.8 : Spectre en énergie des électrons de recul pour les neutrinos du ^8B et du hep à Super-Kamiokande [FUK01]. Les points montrent les données. La courbe en trait plein représente le spectre attendu d'après BP2000. Les deux autres courbes correspondent au spectre attendu mais en faisant varier le nombre de neutrinos du hep.

Aucune distorsion significative du spectre n'est observée. Ce résultat favorise donc les paramètres d'oscillation qui donnent une probabilité de transition presque constante au dessus de 5 MeV, comme par exemple la solution LMA ou la LOW (cf. figure 1.4), contrairement à la SMA.

SNO mesure, pour sa part, la somme des spectres en énergie de l'électron de recul de la diffusion neutrino-électron et celui de l'électron issu de l'interaction par courant chargé du neutrino sur le deutérium. L'étude des déformations des spectres nécessite donc une statistique plus élevée afin de pouvoir déconvoluer les différentes composantes. La figure 1.9 montre le spectre total mesuré après la phase 2 ainsi que les prédictions pour les différentes composantes. La simulation et la mesure sont en accord.

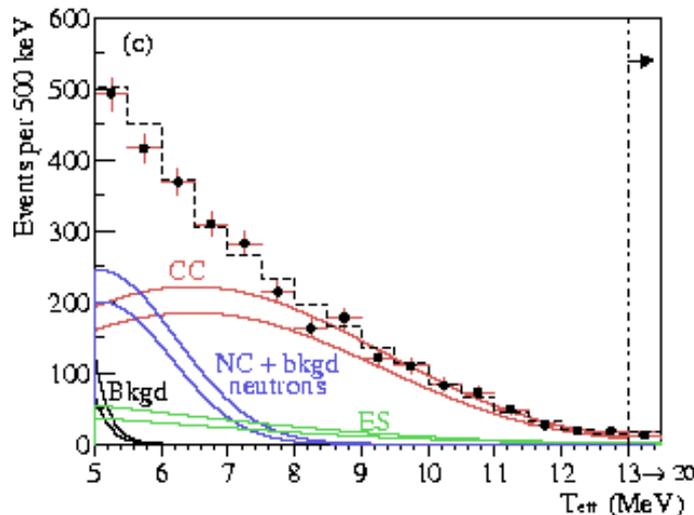


Figure 1.9 : Spectre en énergie mesuré par SNO (points) [SNO02]. Les spectres en trait plein correspondent aux différentes composantes : courant chargé (CC), courant neutre (NC), diffusion neutrino-électron (ES) et bruit de fond (Bkgd). Pour chaque type d'interaction, les deux courbes désignent les incertitudes à 1σ . La spectre en tiret est la somme de ces composantes.

1.4.3 L'effet jour-nuit

SK et SNO sont des expériences en temps réel. Elle peuvent donc distinguer les données acquises pendant le jour et celles acquises pendant la nuit. Or, pendant la nuit, les neutrinos solaires qui interagissent dans le détecteur traversent également la Terre. Si les paramètres d'oscillation le permettent, le flux de neutrinos solaires peut à nouveau être affecté par l'effet MSW. C'est le cas de la solution LMA au-dessus de 5 MeV (cf figure 1.4) où les neutrinos électroniques sont régénérés lors du passage dans la Terre. Ce phénomène est encore plus net pour la solution LOW à basse énergie.

SK observe l'asymétrie suivante :
$$\frac{\Phi_{\text{nuit}} - \Phi_{\text{jour}}}{\Phi_{\text{moyen}}} = 0.033 \pm 0.022 (\text{stat.})^{+0.013}_{-0.012} (\text{sys.})$$

Même si elle n'est pas nulle, cette asymétrie est compatible avec zéro à 1.3σ . Néanmoins, elle permet de contraindre les paramètres surtout pour les solutions LMA et LOW où l'on devrait observer un effet.

En ce qui concerne SNO, l'asymétrie mesurée sur le flux de neutrinos électroniques, en supposant que le spectre du ^8B n'est pas déformé, est :

$$\frac{\Phi_{\text{nuit}} - \Phi_{\text{jour}}}{\Phi_{\text{moyen}}} = 0.070 \pm 0.049 (\text{stat.})^{+0.013}_{-0.012} (\text{sys.})$$

Ce résultat favorise plutôt la solution LMA où on attend une asymétrie de 6.4%, dans le cas de la solution LOW, l'asymétrie serait légèrement inférieure, elle devrait valoir 5.9%.

1.4.4 Les valeurs possibles des paramètres d'oscillation

Interprétons maintenant tous ces résultats en terme d'oscillation des neutrinos pour déterminer les paramètres d'oscillation. De nombreuses méthodes d'analyse existent. Le principe est toujours le même : réaliser un ajustement des paramètres d'oscillation par minimisation de χ^2 afin de modifier le spectre des neutrinos solaires attendus et de reproduire ainsi les données expérimentales. Selon les analyses, le type de données incluses, la manière de les traiter et la méthode d'ajustement utilisée varient.

1.4.4.1 L'analyse sans l'interaction par courant neutre mesurée par SNO

Nous allons nous intéresser ici à l'étude faite par J.Bahcall, C.Gonzalez-Garcia et Carlos Pena-Garay [BAH02]. Elle traite uniquement le cas des oscillations à deux neutrinos. Les traitements à trois ou quatre neutrinos (3 saveurs+neutrino stérile) et en prenant en compte d'autres types d'expérience d'oscillation de neutrinos sont possibles et réalisés par ailleurs mais ils sont plus complexes et ils aboutissent sensiblement aux mêmes résultats. Cette étude a l'avantage de proposer trois stratégies d'analyse différentes :

- (a) En ce qui concerne le taux de neutrinos et le spectre en énergie attendu, la première analyse se base sur le modèle solaire BP2000 avec le flux des neutrinos du ^8B mis à jour pour tenir compte de la nouvelle valeur de la section efficace [JUN02]. Elle utilise parmi les données disponibles, les taux d'interactions par courant chargé, mesurés par Homestake, GALLEX-GNO-SAGE (moyenne sur les trois expériences) et SNO (phase 1), et les spectres en énergie de recul mesurés par SK (1258 jours) pendant la nuit et pendant le jour. Ces spectres sont divisés chacun en 19 domaines, soit 39 degrés de liberté : 38 (spectres) + 3 (taux) - 2 (paramètres). Le taux intégré de SK est pris en compte par l'intermédiaire des spectres en énergie de recul.
- (b) La deuxième stratégie est identique à la première mais elle prend en compte directement la valeur du flux intégré mesuré par SK.
- (c) La dernière analyse utilise les mêmes données que la première mais elle laisse libre cette fois le flux des neutrinos du ^8B pour s'affranchir de l'incertitude du modèle. Elle conserve néanmoins la forme du spectre attendu qui est indépendante du modèle.

On pourra se reporter à [BAH02] pour la formulation exacte des χ^2 . Les ajustements par les 3 analyses donnent à chaque fois plusieurs minimums du χ^2 qui constituent des solutions possibles. Les solutions pour le cas (a) sont reportées

dans le tableau 1.5. Nous citons ici les quatre principales solutions notées LMA, LOW, VAC et SMA. Pour chacune d'entre-elles, sont données les valeurs des paramètres d'oscillation. On donne $\tan^2(\theta)$ plutôt que $\sin^2(2\theta)$ pour pouvoir faire la différence entre les angles de mélange inférieurs à $\pi/4$ et ceux supérieurs à $\pi/4$. Les solutions ne présentent pas toutes la même qualité d'ajustement. Elle est estimée à partir du rapport du χ^2_{\min} sur le nombre de degrés de liberté.

<i>Solution</i>	Δm^2	$\tan^2(\theta)$	<i>Qualité d'ajustement</i>
LMA	$3.7 \cdot 10^{-5}$	0.37	67%
LOW	$1.0 \cdot 10^{-7}$	0.67	39%
VAC	$4.6 \cdot 10^{-10}$	2.5	33%
SMA	$5.2 \cdot 10^{-6}$	$1.8 \cdot 10^{-3}$	11%

Table 1.5 : Valeurs des paramètres pour les solutions possibles

LMA ("Large Mixing Angle"), LOW et SMA ("Small Mixing Angle") correspondent à des scénarios où c'est l'effet MSW dans le Soleil voire dans la Terre qui est responsable de l'oscillation des neutrinos solaires. Pour la solution VAC (Vacuum), ce sont les oscillations dans le vide qui expliquent les flux observés.

Une autre manière de visualiser les résultats de l'ajustement est de tracer les contours à 90%, 95%, 99% et 99.73% de degré de confiance dans l'espace des deux paramètres Δm^2 et $\tan^2(\theta)$ (cf. figure 1.10).

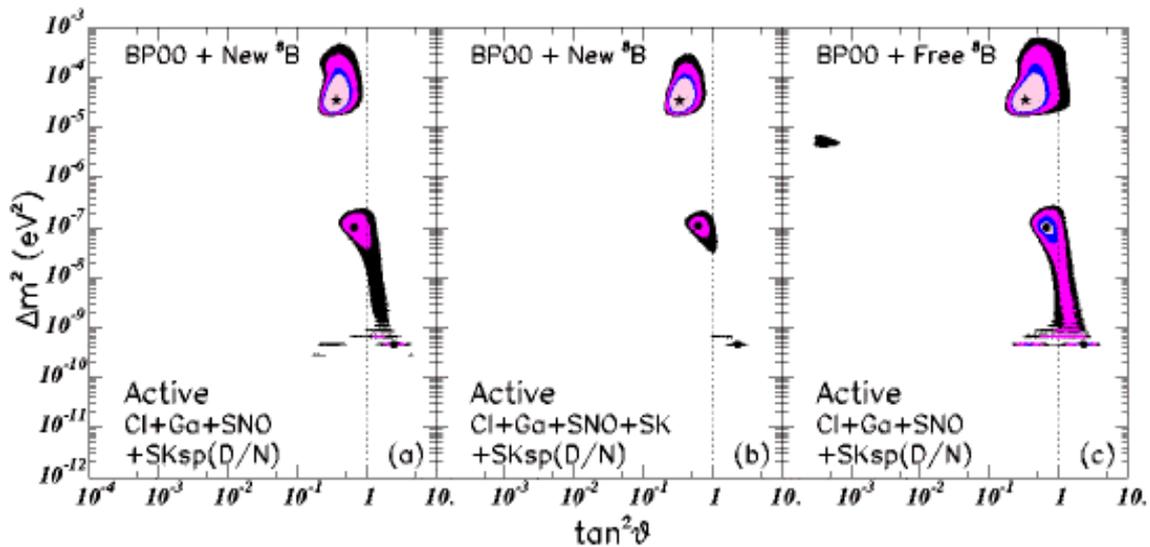


Figure 1.10 : Les solutions de l'oscillation de neutrino pour trois stratégies d'analyse exposées dans le texte [BAH02]. Les contours représentés sur la figure sont les zones à 90%, 95%, 99% et 99.73% (3σ) de degré de confiance. Les points correspondent aux meilleurs ajustements dans chaque région. La région à $\Delta m^2 \approx 10^{-5} \text{ eV}^2$ est la solution LMA, celle à $\Delta m^2 \approx 10^{-8} \text{ eV}^2$ est la LOW et celle à $\Delta m^2 \approx 10^{-10} \text{ eV}^2$ est la VAC. La solution à petit angle de mélange qui n'apparaît que pour la stratégie (c) est la SMA.

On constate plusieurs choses. Tout d'abord, globalement les trois analyses donnent à peu près les mêmes contours à 3σ . Néanmoins, c'est la stratégie (b) qui est la plus contraignante alors que la (c) est la moins contraignante. Ceci est normal, (b) considère plus de données que les deux autres tandis que (c) laisse libre le flux absolu des neutrinos du ^8B . Deuxième point, la région SMA n'apparaît pas sauf pour (c) où elle n'est pas encore complètement exclue. Enfin, pour les trois études, on retrouve ce qu'on a déjà évoqué, la solution LMA est favorisée. C'est la seule solution à 96% de degré de confiance. Les solutions SMA et VAC sont défavorisées car elles déforment le spectre de recul alors que SK n'observe pas de distorsion et la LOW est contrainte par le trop faible effet jour/nuit mesuré par SK. La même étude avec un peu plus de données de SK (1496 jours au lieu de 1258) montre que la solution LMA est la seule solution à 97% (2.1σ).

1.4.4.2 L'analyse avec l'ensemble des données actuelles de SNO

Cette analyse a été réalisée par la collaboration SNO [SNO03]. Elle est similaire à l'analyse (a). Elle tient compte en plus des résultats des autres expériences, des résultats de la phase 1 de SNO, incluant les spectres jour et nuit, et elle suppose que le modèle du Soleil est correct. Les solutions autorisées sont données dans le tableau suivant :

<i>Solution</i>	Δm^2	$\tan^2(\theta)$	χ^2_{\min}/dof
<i>LMA</i>	$5.0 \cdot 10^{-5}$	0.34	57.0/72
<i>LOW</i>	$1.3 \cdot 10^{-7}$	0.55	67.7/72

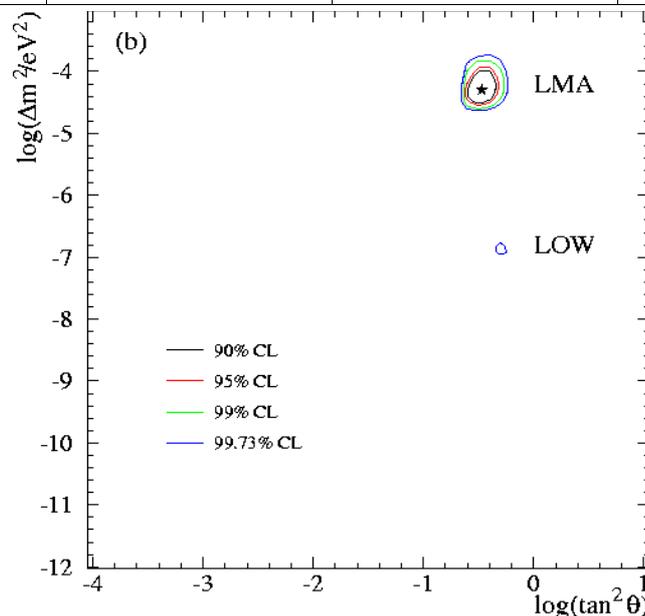


Figure 1.11 : Solutions des paramètres d'oscillations autorisées par l'analyse des données de toutes les expériences, incluant les spectres jour et nuit de SNO et de SK, et en supposant que le modèle du Soleil est correct. L'étoile indique les valeurs correspondant au meilleur ajustement.

Les solutions apparaissent aussi sur la figure 1.11 où les contours à 90%, 95%, 99% et 99.73% de degré de confiance sont représentés. A 99% de degré de confiance, seule la solution LMA est encore possible.

1.5 Les perspectives

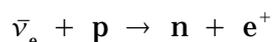
A l'heure actuelle, deux points méritent d'être encore éclaircis. D'une part, il faut distinguer parmi les solutions $(\Delta m^2, \theta)$ encore possibles qu'elle est la bonne solution et s'assurer ainsi que le mécanisme responsable de l'oscillation des neutrinos solaires est bien l'effet MSW. D'autre part, le modèle du Soleil n'est pas encore définitivement démontré. Seule la partie à haute énergie du spectre a été mesurée alors que plus de 99% des neutrinos solaires ont une énergie inférieure à 1 MeV.

En plus de SK, SNO et GNO qui augmentent leur statistique, une expérience, KamLAND, est actuellement en cours d'acquisition et peut peut-être apporter des éléments nouveaux en étudiant les neutrinos émis par des réacteurs nucléaires. Par ailleurs, l'expérience BOREXINO, dont le début de la prise de données est prévue à la fin de l'année 2002, tentera de détecter les neutrinos du Béryllium. Enfin, d'autres projets en cours d'étude espèrent pouvoir mesurer le spectre en énergie des neutrinos du pp.

1.5.1 KamLAND

Le premier objectif de KamLAND n'est pas de mesurer les neutrinos solaires mais d'étudier les oscillations à l'aide des anti-neutrinos émis par les réacteurs nucléaires. L'expérience se déroule au Japon. Elle est sensible aux anti-neutrinos provenant de 16 centrales différentes, pour un flux total d'environ $10^5 \bar{\nu}_e \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, 85% de ce flux vient de plusieurs centrales situées à $175 \pm 35 \text{ km}$. Le bruit de fond est déduit de la modulation du signal observé en fonction de la puissance émise par les différents réacteurs.

Le détecteur est constitué de 1000 tonnes de scintillateur liquide contenu dans une sphère de 13 m de diamètre entourée de 2000 PMs. Les anti-neutrinos interagissent dans le scintillateur selon la réaction :



Le seuil en énergie de la réaction est 1.8 MeV. L'énergie de l'anti-neutrino est mesurée par l'énergie du positron déposée dans le scintillateur. La signature de l'anti-neutrino réside dans la coïncidence entre le positron et l'émission retardée d'un gamma de 2.2 MeV suite à la capture du neutron par l'hydrogène.

Les PMs sont éloignés de la sphère centrale de 2m50 pour éviter que leur radioactivité génère du bruit de fond. Par ailleurs, la sphère centrale est entourée d'un film plastique pour empêcher le radon de pénétrer à l'intérieur. Le tout est placé dans une cuve remplie d'eau qui sert de blindage actif contre les muons qui interagissent dans l'eau et émettent un rayonnement Cerenkov détecté par 200 PMs. En fait, la topologie du détecteur est très proche de celle de BOREXINO (cf. figure 1.12). Comme pour les détecteurs précédents, KamLAND est placé en profondeur pour le protéger du rayonnement cosmique.

Étant donné le flux d'anti-neutrinos et la quantité d'Hydrogène, un peu plus de 1000 événements sont attendus par an sans phénomène d'oscillation entre 1.8 MeV et 8 MeV (maximum du spectre en énergie des anti-neutrinos). En terme

d'oscillations, KamLAND peut espérer être sensible à $\sin^2(2\theta) > 0.1$ et $\Delta m^2 > 10^{-5} \text{ eV}^2$. Si la solution est effectivement celle favorisée par les neutrinos solaires, c'est-à-dire la LMA, elle pourra mettre en évidence l'oscillation de l'anti-neutrino électronique et cela de manière indépendante de tout modèle solaire confirmant ainsi que l'effet MSW intervient dans le mécanisme d'oscillation.

La prise de données a commencé au début de l'année 2002 et de premiers résultats devraient être annoncés avant la fin de l'année 2002. Il faut préciser que KamLAND envisage par la suite de détecter les neutrinos solaires par la diffusion neutrino-électron de la même manière que l'expérience BOREXINO.

1.5.2 BOREXINO

BOREXINO est en cours d'installation au laboratoire souterrain du Gran Sasso et la prise des données devrait normalement débuter fin 2002. L'objectif est de mesurer en temps réel le spectre de recul des neutrinos du ${}^7\text{Be}$ afin de tester le modèle du Soleil à cette énergie puisque pour l'instant seuls des spectres au-dessus de 5 MeV ont été mesurés.

La topologie du détecteur (cf. figure 1.12) est quasiment identique à celle de KamLAND avec des dimensions plus petites, 300 tonnes de scintillateur au lieu de 1000 tonnes.

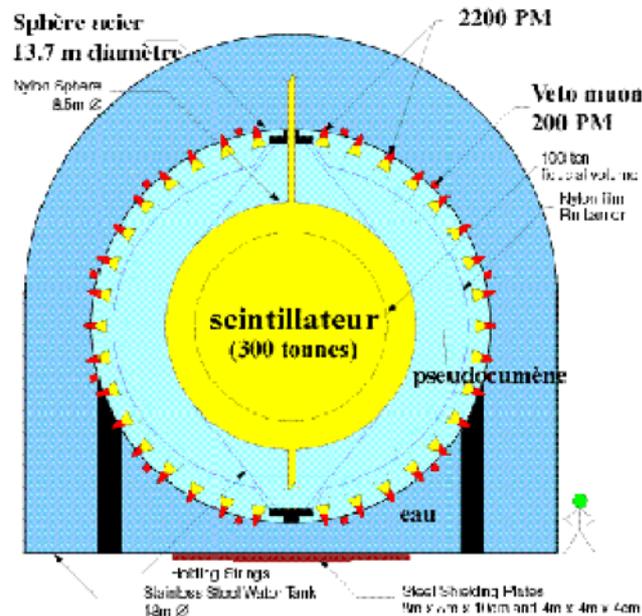


Figure 1.12 : Schéma du détecteur BOREXINO.

Les neutrinos sont détectés via la diffusion neutrino-électron. L'énergie de l'électron diffusé est mesurée grâce à la lumière émise par le scintillateur, la mesure de la direction de l'électron de recul n'est donc pas possible. Étant donné le bruit de fond attendu, BOREXINO ne pourra détecter que les électrons de recul qui ont une énergie comprise entre 250 keV et 800 keV. L'expérience ne sera donc sensible qu'aux neutrinos du Be.

Il n'y a pas dans BOREXINO, contrairement à KamLAND, une signature caractéristique du neutrino. L'expérience doit donc utiliser des matériaux d'une grande pureté en radioéléments afin de réduire au maximum le bruit de fond. Pour donner un ordre de grandeur, les concentrations en Uranium et Thorium dans le scintillateur doivent être inférieures à 10^{-16} g/g. Des techniques nouvelles ont dû être mises au point pour mesurer un tel niveau de pureté. Comme le bruit de fond ne peut pas être mesuré indépendamment du signal, il sera nécessaire d'étalonner le détecteur avec une source.

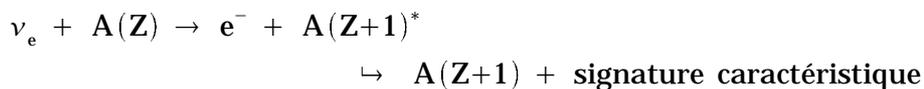
Si les solutions d'oscillation favorisées actuellement sont correctes, BOREXINO devrait ainsi observer environ 25 neutrinos du Be par jour. Cela représente 2/3 du flux initial de neutrinos prévu par le modèle standard du Soleil. En revanche, BOREXINO ne pourra pas différencier les solutions entre-elles car elles prévoient toutes à peu près le même nombre d'événements [BAH02]. Éventuellement un effet jour/nuit important permettra de valider la solution LOW.

1.5.3 Les projets d'expériences à basse énergie

L'idée est la même que pour BOREXINO : mesurer en temps réel le spectre des neutrinos solaires de basse énergie pour confirmer le modèle du Soleil puisque 98% des neutrinos ont une énergie inférieure à 1 MeV. Le défi est de taille d'une part à cause de la faiblesse des sections efficaces mises en jeu et d'autre part à cause des nombreuses sources de bruit de fond dans ce domaine d'énergie (radioactivité naturelle, rayonnement cosmique). Plusieurs projets existent, nous ne les passerons pas tous en revue ici. Nous nous focaliserons sur deux projets. Le premier, LENS, car il a la caractéristique d'une détection par courant chargé permettant de n'observer que les neutrinos électroniques. Le deuxième, utilisant la diffusion neutrino-électron dans une chambre à projection temporelle gazeuse de grande dimension, puisque la faisabilité d'un tel détecteur sera étudiée au chapitre 6.

1.5.3.1 LENS

Le projet LENS (Low Energy Neutrino Spectroscopy) est basé sur la capture des neutrinos électroniques par courant chargé (transition β inverse) qui conduit à la formation d'un noyau dans un état excité dont la désexcitation est caractéristique et offre une signature à l'interaction du neutrino :



Plusieurs noyaux présentant cette particularité ont été proposés : le ^{160}Gd , l' ^{176}Yb et l' ^{115}In [RAG97]. Les réactions de capture associées à ces noyaux ont toutes un seuil autorisant la détection des neutrinos du pp.

– A la suite de la capture du neutrino par le ^{160}Gd , le ^{160}Tb est créé dans un état excité. La désexcitation se fait dans un premier temps par l'émission d'un gamma prompt (γ_1) pour arriver à l'état excité de 63.7 keV (γ_2) qui a une période de décroissance de 60 ns. La signature caractéristique réside ainsi dans la succession

de deux signaux séparés de quelques dizaines de nanosecondes ($e^- + \gamma_1, \gamma_2$). Le seuil en énergie correspondant est 244 keV. L'énergie du neutrino est mesurée par la somme de l'énergie de l'électron et des deux gammas.

– La détection par l' ^{176}Yb est très similaire. L'énergie du gamma retardé (γ_2) est cette fois de 72 keV, la période de décroissance de 35 ns et le seuil de 301 keV.

– La détection par l' ^{115}In est légèrement différente car à la suite de la capture du neutrino, l'état excité de l' ^{115}Sn se désexcite avec une période de 3.3 μs par l'intermédiaire d'une cascade de deux gammas, l'un de 116 keV, spatialement proche de l'électron et l'autre de 498 keV plus délocalisé. L'énergie plus importante des gammas et le temps de coïncidence plus long en font à priori une signature plus discriminante. Le seuil de détection est 119 keV.

La première difficulté de ce type de projet réside dans la normalisation du flux de neutrinos mesuré. En effet, les sections efficaces des transitions β inversées impliquées ne sont pas connues avec suffisamment de précision, contrairement à celle de la diffusion neutrino-électron, et dépendent des états excités du noyau fils atteint lors de la capture du neutrino et donc de l'énergie du neutrino incident. Il est donc nécessaire d'utiliser une ou plusieurs sources de neutrinos pour calibrer le détecteur. Néanmoins, on peut estimer le nombre d'événements attendus à quelques centaines par an. Pour 20 tonnes de Gadolinium par exemple, l'ordre de grandeur du taux d'interaction est de 300 neutrinos par an (150 pour les neutrinos du pp et 150 pour les neutrinos du Be).

La deuxième difficulté réside dans le bruit de fond. La signature peut en effet être imitée soit par des coïncidences fortuites de deux gammas issus de la radioactivité naturelle, soit par des coïncidences corrélées, comme par exemple lors de la décroissance β du ^{231}Th , descendant de l' ^{235}U , qui est suivie par l'émission d'un gamma après quelques dizaines de nanosecondes. Dans le cas des noyaux cibles Yb et Gd, c'est ce type de bruit de fond qui est limitant. Il impose des matériaux ultra purs (contamination en U de 10^{-15} g/g). Dans le cas de l'Indium, la situation est différente car la signature ne peut pas être imitée par un bruit de fond corrélé. Cependant, il est lui-même émetteur β ($Q_\beta=494$ keV, $\tau_{1/2}=4.4 \cdot 10^{14}$ ans), ce qui peut induire des coïncidences fortuites. Il faut donc un détecteur segmenté et une bonne résolution en énergie afin de s'affranchir de ce type de bruit.

La troisième difficulté est de trouver un bon matériau détecteur contenant un nombre suffisant de noyaux cibles. J'ai pu participer aux tests d'un cristal scintillateur de Gadolinium, le GSO, qui ont été réalisés à l'Institut des Sciences Nucléaires de Grenoble [LAM99]. Cette étude a montré que le délai entre les gammas est trop petit pour permettre la reconnaissance de la signature des neutrinos par un tel cristal [CAV99]. Les fluctuations de Poisson dans le temps d'émission de la lumière peuvent simuler une deuxième impulsion et donc reproduire la signature du neutrino. Il faudrait une collection de la lumière plus rapide. En ce qui concerne l'Ytterbium et l'Indium, des scintillateurs liquides sont en cours d'étude. La stabilité semble obtenue. En revanche, l'Ytterbium souffre du même problème que le Gadolinium, le temps entre les deux gammas est trop court et l'énergie du deuxième gamma est trop faible. L'Indium est peut-être la bonne solution car il conduit à l'émission de deux gammas dans un temps plus long. Des solutions à base de cristaux scintillants ou de semiconducteurs ont été étudiées à l'ISN sans résultat.

1.5.3.2 La chambre à projection temporelle gazeuse (TPC)

La réaction de détection envisagée par ce type de détecteur est, comme pour SK et BOREXINO, la diffusion neutrino–électron mais cette fois dans un gaz. L'électron de recul ionise le gaz. Les charges ainsi créées dérivent sous l'action du champ électrique de la TPC et sont collectées et multipliées sur un plan d'anode.

Lors de la diffusion neutrino–électron (cf. figure 1.13), le neutrino incident d'énergie E interagit avec un électron considéré au repos, il est alors diffusé avec un angle φ et avec une énergie E' inférieure à E . L'électron de masse m est quant à lui accéléré, on note T son énergie cinétique et θ , son angle par rapport à la direction du neutrino incident.

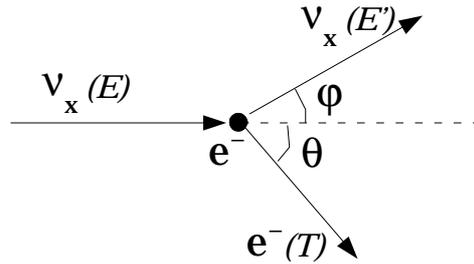


Figure 1.13 : Schéma de principe de la diffusion neutrino–électron

Les lois de conservation de l'énergie et de l'impulsion permettent d'exprimer la relation 1.16, appelée relation cinématique, qui relie l'énergie du neutrino, E , à l'énergie de l'électron de recul, T , et à l'angle de diffusion θ .

$$E = \frac{m c^2}{\sqrt{\frac{T + 2m c^2}{T} \cos^2 \theta - 1}} \quad (1.16)$$

Ainsi, si on connaît la direction du neutrino incident, la mesure de l'énergie et de la direction initiale de l'électron de recul fournit l'énergie du neutrino. Nous reviendrons en détail aux chapitres 2, 3 et 4 sur le principe de la mesure de l'énergie et de la direction initiale de l'électron de recul.

Dans le cadre du modèle standard, la diffusion (ν , e^-) est régie par l'interaction faible. Elle peut se faire soit par courant neutre avec échange d'un Z^0 , soit par courant chargé avec échange d'un W^\pm . Elle est donc possible avec les trois saveurs de neutrino. La section efficace différentielle prend la forme :

$$\left(\frac{d\sigma}{dT} \right) = \frac{G_F^2 m}{2\pi} \left[A + B \left(1 - \frac{T}{E} \right)^2 - C \frac{mT}{E^2} \right] \quad (1.17)$$

Les coefficients A , B , et C pour les différentes saveurs de neutrinos sont donnés dans le tableau suivant où $g_V = 2 \sin^2 \theta_w - \frac{1}{2}$ et $g_A = -\frac{1}{2}$:

Réaction	A	B	C
$\nu_{\mu,\tau} + e^- \rightarrow \nu_{\mu,\tau} + e^-$	$(gv+ga)^2$	$(gv-ga)^2$	(gv^2-ga^2)
$\bar{\nu}_{\mu,\tau} + e^- \rightarrow \bar{\nu}_{\mu,\tau} + e^-$	$(gv-ga)^2$	$(gv+ga)^2$	(gv^2-ga^2)
$\nu_e + e^- \rightarrow \nu_e + e^-$	$(gv+ga+2)^2$	$(gv-ga)^2$	$((gv+1)^2-(ga+1)^2)$
$\bar{\nu}_e + e^- \rightarrow \bar{\nu}_e + e^-$	$(gv-ga)^2$	$(gv+ga+2)^2$	$((gv+1)^2-(ga+1)^2)$

Table 1.6 : Valeurs des coefficients A,B et C pour les différents types de neutrinos

La section efficace totale s'obtient alors en intégrant l'équation (1.17) par rapport à T entre l'énergie minimum des électrons de recul, correspondant au seuil de détection, et l'énergie maximum $T_{\max} = \frac{E}{1 + \frac{m}{2E}}$.

Elle est tracée sur la figure 1.14 pour un seuil nul en fonction de l'énergie du neutrino. Pour ν_e , elle est de l'ordre de 1.10^{-44} cm^2 à 1 MeV. Pour $\bar{\nu}_e$, elle vaut environ 3.10^{-45} cm^2 à 1 MeV et pour $\nu_{\mu,\tau}$, $1.5.10^{-45} \text{ cm}^2$ à 1 MeV.

Le fait de connaître précisément la section efficace de diffusion neutrino-électron est un atout par rapport à des projets qui utilisent des réactions moins bien connues, comme par exemple la transition β inverse dans LENS.

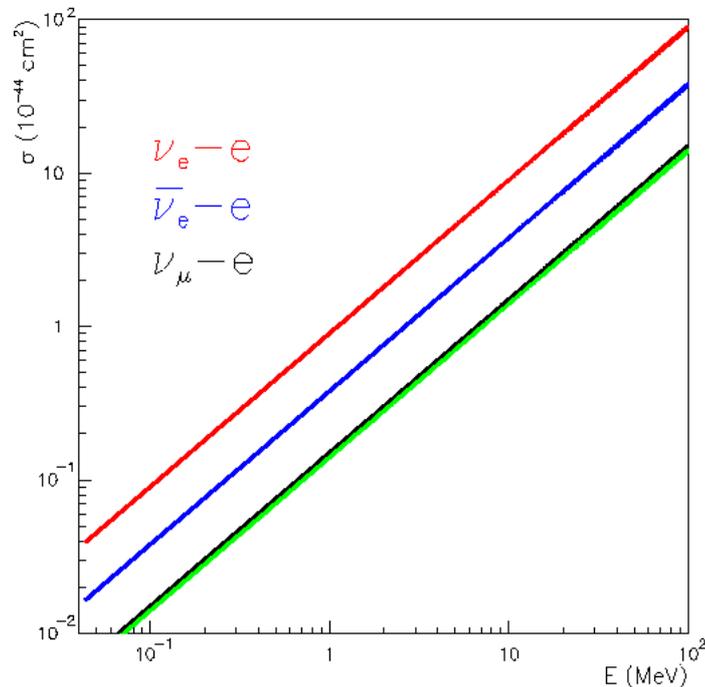


Figure 1.14 : Section efficace de la diffusion neutrino-électron en fonction de l'énergie. Elle est tracée pour différents neutrinos : (de haut en bas) ν_e , $\bar{\nu}_e$, $\nu_{\mu,\tau}$ [NGU97].

Dans la diffusion neutrino–électron, la signature du neutrino n'est pas très sélective puisque de nombreuses sources de bruit de fond peuvent générer des électrons. Il est donc essentiel de réduire le bruit de fond au maximum et nous verrons au chapitre 2 quelles stratégies peuvent être employées pour cela. Néanmoins, la TPC a l'avantage de mesurer la direction initiale des électrons. Cette information permet de rejeter tous les événements qui ne sont pas compris dans la zone d'acceptance angulaire, la direction incidente des neutrinos étant connue. De plus, elle rend également possible la mesure du bruit de fond dans la zone opposée à l'acceptance.

En résumé, après de nombreuses années d'expérimentation, le problème des neutrinos solaires semble toucher à sa fin. L'oscillation est démontrée et dans l'année qui vient, la solution LMA sera peut-être confirmée par KamLAND. Mais, il est aussi possible qu'il faille poursuivre plus en avant en détectant les neutrinos solaires de basse énergie. En outre, quels que soient les résultats des prochaines expériences, une spectroscopie des neutrinos solaires de basse énergie aurait l'avantage de valider définitivement le modèle du Soleil. Parmi les projets proposés, la détection par la diffusion neutrino–électron dans une chambre à projection temporelle est une solution intéressante qu'il faut envisager. Un avantage de ce projet par rapport au projet LENS est qu'un détecteur de petite taille existe déjà pour l'étude du moment magnétique dans le cadre de l'expérience MUNU. Il constitue un très bon prototype pour ce genre d'expérience.

Chapitre 2

Le détecteur MUNU

Le détecteur MUNU est basé sur une chambre à projection temporelle (TPC). Même si l'objectif physique, que nous exposerons dans un premier temps, n'est pas axé sur la détection des neutrinos solaires, il constitue un très bon prototype pour les projets de TPC gazeuse de grande dimension devant mesurer des neutrinos de basse énergie. Pour bien comprendre les caractéristiques d'un tel détecteur, nous détaillerons les différents éléments du détecteur MUNU, depuis le blindage passif jusqu'à la TPC elle-même. Finalement, nous expliquerons quelles sont les étapes successives de l'analyse des données et comment la différenciation des particules est réalisée. Le but de ce chapitre est de faire un récapitulatif exhaustif de l'expérience afin de fournir au lecteur tous les éléments nécessaires à la bonne compréhension des chapitres suivants concernant la détermination de la résolution en énergie et de la résolution angulaire, et l'analyse des données.

2.1 L'objectif physique

L'expérience MUNU se propose de mesurer le moment magnétique du neutrino ou d'abaisser la limite actuelle qui est de $1.9 \cdot 10^{-10} \mu_B$ [DER94] en étudiant la diffusion neutrino-électron à basse énergie auprès d'un réacteur nucléaire. Le flux de neutrinos ainsi que la section efficace d'interaction faible étant connus, une déviation du spectre en énergie des électrons de recul mesuré par rapport au spectre attendu pourrait alors être interprétée par un moment magnétique non nul du neutrino faisant intervenir l'interaction électromagnétique en plus de l'interaction faible.

2.1.1 Section efficace et moment magnétique

La section efficace différentielle de la diffusion neutrino-électron dans le cadre du modèle standard a été rappelée au chapitre 1. Dans l'hypothèse où le neutrino serait doté d'un moment magnétique μ , il serait susceptible d'interagir en plus par échange d'un photon. Comme le moment magnétique ne laisse pas l'hélicité invariante, ce processus doit s'ajouter de façon incohérente avec ceux de l'interaction faible. D'où un terme supplémentaire dans l'expression 1.17 qui s'écrit :

$$\left(\frac{d\sigma}{dT}\right)_{\text{e.m.}} = \frac{\pi \alpha^2 \mu^2}{m^2} \frac{1 - \frac{T}{E}}{T} \quad (2.1)$$

On rappelle que la section efficace totale s'obtient en intégrant la somme de (1.17) et de (2.1) par rapport à T entre l'énergie minimum des électrons de recul, correspondant au seuil de détection (300 keV est la valeur qui sera choisie pour MUNU) et l'énergie maximum T_{max} définie au chapitre 1.

Les sections efficaces faible et électromagnétique (pour $\mu = 5 \cdot 10^{-11} \mu_B$) sont comparées sur la figure 2.1 pour un seuil fixe. On s'aperçoit que plus l'énergie du neutrino est faible plus une expérience de diffusion (ν, e^-) sera sensible au moment magnétique.

On note qu'il est plus intéressant de détecter des anti-neutrinos électroniques que des neutrinos électroniques car ces derniers ont une section efficace faible plus élevée (cf. figure 1.14).

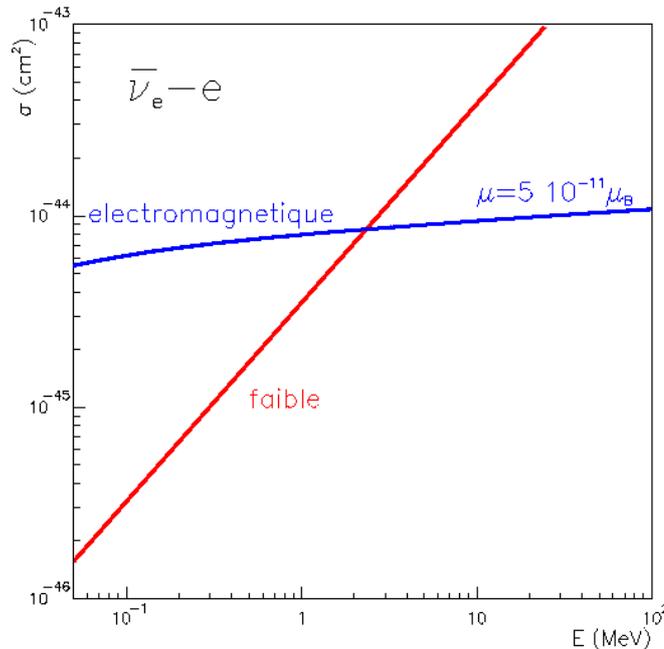


Figure 2.1: Section efficace totale pour les interactions faible et électromagnétique avec $\mu = 5 \cdot 10^{-11} \mu_B$. [NGU97]

2.1.2 La source des neutrinos : un réacteur nucléaire

Le réacteur nucléaire est une source de neutrinos avantageuse dans le cadre de l'étude du moment magnétique du neutrino puisqu'il émet des anti-neutrinos électroniques dont l'énergie varie de quelques centaines de keV jusqu'à quelques MeV. Le domaine d'énergie est d'ailleurs le même que pour les neutrinos solaires.

Le détecteur MUNU a donc été placé à proximité d'un réacteur du centre de production d'électricité de Bugey (40 km de Lyon). Ce réacteur est de type REP (réacteur à eau pressurisée) et d'une puissance thermique de 2800 MW. Le combustible est l'oxyde d'Uranium UO_2 enrichi à 3.5% en ^{235}U . Au début, l'énergie

est produite principalement par fission de l' ^{235}U . Les produits de fission sont riches en neutrons et se désintègrent par radioactivité β^- d'où l'émission d'anti-neutrinos au nombre de 6 en moyenne dans les cascades de désintégrations suivant une fission. Cependant, avec l'âge du combustible d'autres noyaux fissiles interviennent. En effet, l' ^{238}U peut former par capture d'un neutron de l' ^{239}U qui par deux désintégrations β^- aboutit au ^{239}Pu . Ce dernier peut lui aussi capturer des neutrons et donner du ^{241}Pu . Ces trois noyaux sont fissiles et leurs produits de fission contribuent au spectre d'anti-neutrinos. En moyenne sur un cycle, la contribution est de 55% pour l' ^{235}U , 33% pour le ^{239}Pu , 7% pour l' ^{238}U et 5% pour le ^{241}Pu . En plus des neutrinos de fission, il faut ajouter les neutrinos dit d'activation qui sont émis principalement lors des deux désintégrations β^- entre l' ^{239}U et le ^{239}Pu ($Q_\beta(^{239}\text{U})=1.266$ MeV et $Q_\beta(^{239}\text{Np})=0.721$ MeV). Le spectre en énergie résultant est présenté sur la figure 2.2 :

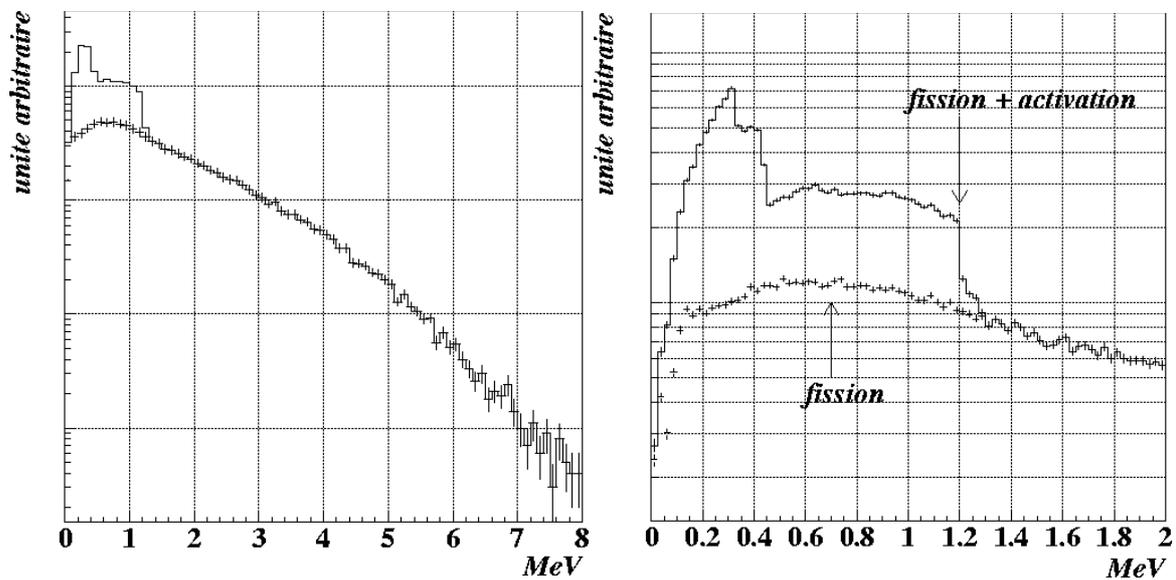


Figure 2.2 : Spectre en énergie simulé des neutrinos émis par le réacteur (neutrinos de fission et neutrinos d'activation) entre 0 et 8 MeV

Ce spectre est issu d'une simulation pour un âge de combustible moyen. Il est calculé à l'aide d'un modèle basé sur les spectres β mesurés des fragments de fission de l' ^{239}U , du ^{239}Pu et ^{241}Pu ([SCH85] et [HAH89]) et sur le spectre β théorique des fragments de fission de l' ^{238}U . Le modèle a été validé au-dessus de 1.8 MeV par l'expérience Bugey 3 [ACH96]. L'erreur est de 3.5% sur la connaissance du spectre en énergie, incluant une erreur de 2% sur la normalisation absolue de la puissance.

2.1.3 L'ordre de grandeur du signal

Le flux total d'anti-neutrinos émis par le réacteur nucléaire atteint environ $5.10^{20} \bar{\nu}_e \text{ s}^{-1}$. Le détecteur est situé à 18 m du centre du réacteur d'où un flux ϕ de l'ordre de $10^{13} \bar{\nu}_e \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Le nombre d'événements attendu dans MUNU peut être approximé par la formule suivante :

$$\text{Nb/jour} = 86400 \phi \sigma_{\text{faible}} N_e \epsilon \quad (2.2)$$

σ_{faible} est la section efficace totale d'interaction faible, elle vaut 3.10^{-45} cm^2 à 1 MeV.

Ne est le nombre d'électrons de la cible, nous verrons par la suite que la cible est constituée de 1 m^3 de gaz CF_4 à 3 bars, soit 3.10^{27} électrons. ε est l'efficacité de détection. Si $\varepsilon=1$, le nombre d'interactions attendues est d'une dizaine par jour. Mais, ε est en fait inférieur à 1. D'une part, toute détection implique un seuil en énergie et d'autre part, certains électrons de recul ne sont pas contenus dans le gaz et leur énergie ne peut pas être mesurée. On parle d'acceptance du détecteur. Par conséquent, le nombre d'événements attendu est réduit. Des chiffres plus précis seront donnés au chapitre 5. Nous retiendrons ici que l'ordre de grandeur du signal est de quelques événements par jour, ce qui est relativement faible. Pour comparer, le flux des neutrinos solaires est égal à environ $6.10^{10} \nu \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, soit près de 200 fois moins que le flux de neutrinos du réacteur. Pour conserver le même signal, il faudra donc multiplier le nombre de cibles par 200.

2.1.4 Le bruit de fond

En plus d'un taux d'événements attendus faible, l'énergie des neutrinos est comprise dans la gamme d'énergie de la radioactivité naturelle et la signature de la détection par l'électron de recul n'est pas très sélective puisqu'elle peut être reproduite par la diffusion Compton d'un gamma ou par une émission β . Il est par conséquent indispensable de réduire au maximum le bruit de fond afin de pouvoir extraire le signal. C'est un des aspects les plus cruciaux de l'expérience. Le bruit de fond peut avoir plusieurs origines : la radioactivité naturelle présente à l'extérieur du détecteur (en particulier dans un site nucléaire) ou dans les matériaux utilisés, le rayonnement cosmique, essentiellement composé de muons, ainsi que l'activation des matériaux qu'il engendre.

Deux stratégies sont employées pour réduire le bruit de fond. La première est de minimiser les sources de bruit de fond possibles. D'abord, pour combattre les contaminations gazeuses venant de l'exploitation du réacteur, le local du détecteur est en surpression par rapport à l'extérieur et l'air y est filtré en permanence. Ensuite, un blindage est disposé autour du détecteur pour arrêter les gammas et les neutrons qui viennent de l'extérieur du détecteur. Enfin, les matériaux utilisés sont sélectionnés pour leur pureté notamment en Potassium, Uranium et Thorium.

Mais, comme il ne sera jamais possible d'éliminer totalement les sources de bruit de fond, la deuxième stratégie consiste à identifier les électrons de recul issus de la diffusion Compton d'un gamma des électrons de recul issus de la diffusion (ν, e^-). Pour cela, on entoure la chambre à projection temporelle d'un scintillateur liquide dans lequel le gamma diffusé va interagir et émettre de la lumière contrairement au neutrino diffusé. La détection en coïncidence de signaux provenant de la TPC et du détecteur Anti-Compton permettra de rejeter les électrons de recul issus d'une diffusion Compton.

Nous allons au cours de la description du détecteur qui va suivre revenir sur les différents blindages en précisant à chaque fois quelles sont les sources de bruit de fond concernées et quel est le facteur de rejet associé. On pourra également se reporter à la description publiée [MUN97] pour une revue plus complète. Le bruit de fond final sera quant à lui estimé au chapitre 5 avec l'analyse des données de MUNU.

2.2 La Description du détecteur

Les figures 2.3 et 2.4 représentent le détecteur MUNU composé, de l'extérieur vers l'intérieur, d'un blindage passif à base de plomb et de polyéthylène, du détecteur Anti-compton, une cuve de scintillateur liquide jouant le rôle de blindage actif contre les gammas, et d'une chambre à projection temporelle gazeuse qui constitue le volume de détection. Les électrons de recul issus de la diffusion neutrino sur électron ionisent le gaz. Le champ électrique appliqué dans la chambre fait dériver les électrons créés jusqu'à une extrémité de la chambre comportant une anode multi-fils qui assure la collection et l'amplification des charges. Enfin, un système à induction de signaux constitué d'un plan de deux séries de bandelettes perpendiculaires est disposé derrière l'anode. Il permet de visualiser la trajectoire de l'électron de recul au travers de deux projections.

Sur la photo du détecteur (cf. figure 2.5), on peut voir la TPC au centre (avec au premier plan la cathode en cuivre) entourée par l'Anti-Compton dans lequel sont disposés des photomultiplicateurs (au fond sur la photo).

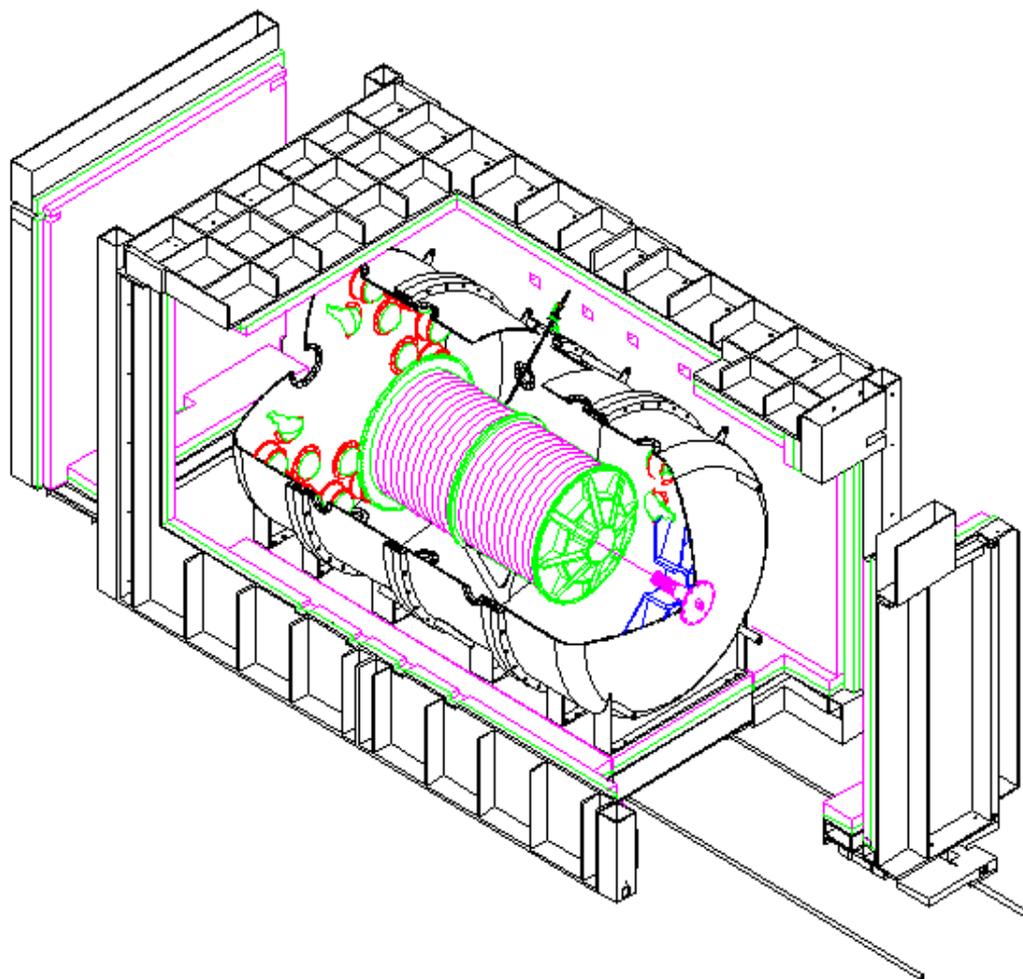


Figure 2.3 : Vue en perspective du détecteur MUNU

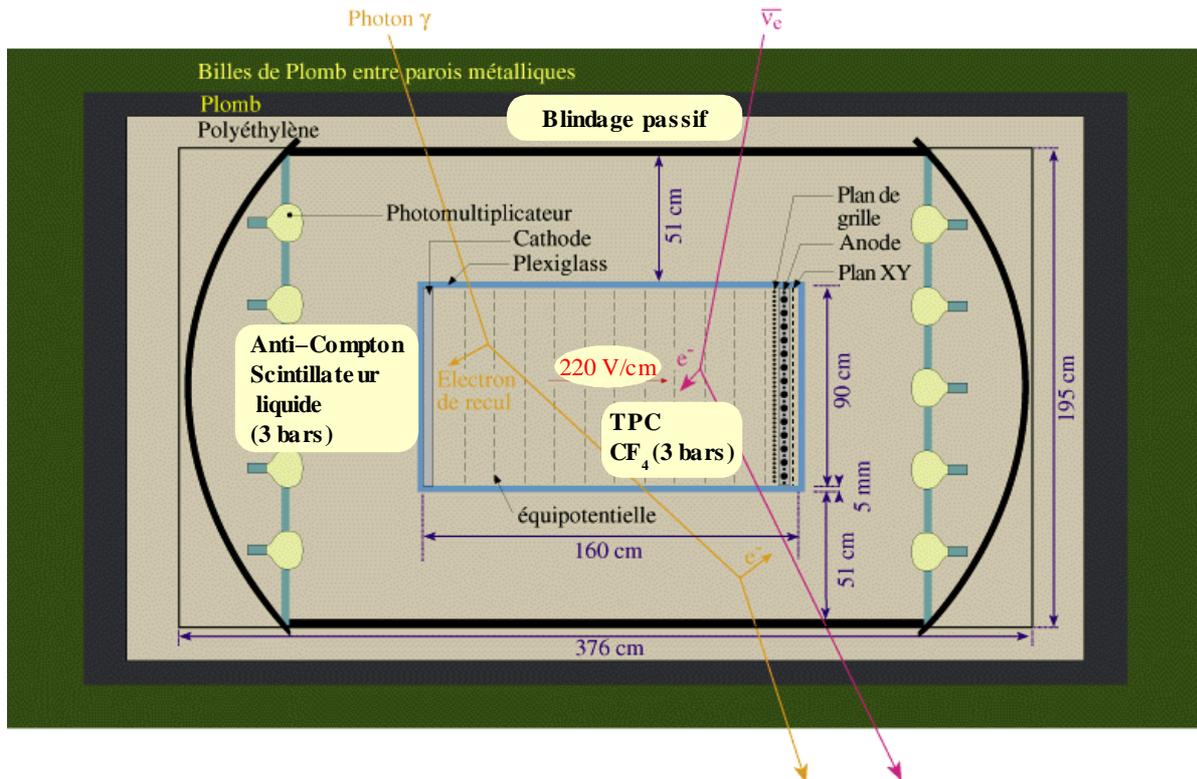


Figure 2.4 : Schéma de principe du détecteur MUNU

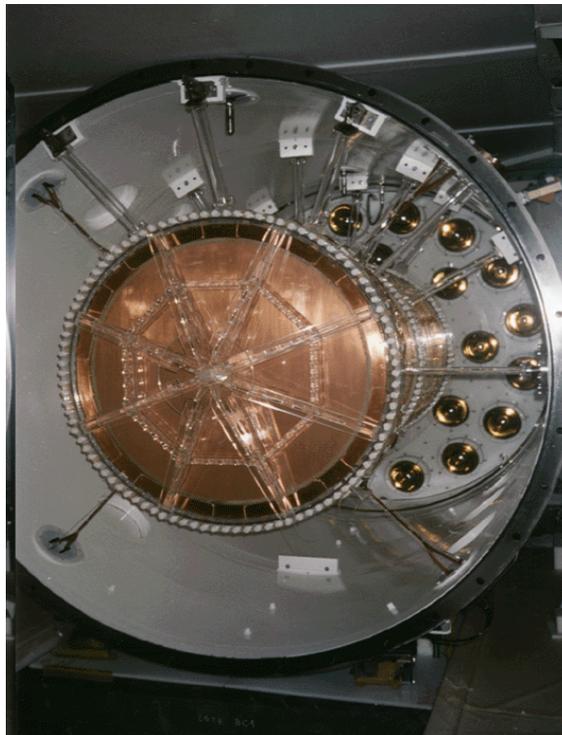


Figure 2.5 : Photo du détecteur MUNU ouvert. La chambre à projection temporelle est entourée d'un détecteur Anti-Compton comportant des photomultiplicateurs (au fond).

2.2.1 Le blindage passif

La première protection est offerte par le bâtiment du réacteur. Les 8 mètres de béton, soit 20 mètres équivalent eau, arrêtent complètement les neutrons produits dans l'atmosphère et réduisent le flux de muons cosmiques d'un facteur 4, soit un flux mesuré dans le local du détecteur de $32 \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ [MUN97]. Les muons restants peuvent interagir dans le gaz, cependant, nous verrons qu'ils seront facilement rejetés par le signal de l'Anti-Compton et ils ne nous gêneront donc pas directement.

La deuxième protection est constituée d'un blindage de plomb de 15 cm tout autour du détecteur. Il permet de diminuer le taux de gammas provenant de l'extérieur. L'activité gamma dans le local a été mesurée au-dessus de 100 keV à l'aide d'un cristal d'INa [MUN92], elle vaut 0.39 Bq/cm^{-2} . Le blindage en plomb la réduit d'un facteur 10^3 .

En revanche, les muons peuvent interagir dans le plomb et générer des neutrons, estimés à $5 \cdot 10^6$ par jour. Ces derniers, après s'être thermalisés sont capturés par l'hydrogène contenu dans le scintillateur liquide ou par le fer de la cuve de l'Anti-Compton. Lors de la capture sur l'hydrogène ($\sigma(\text{H})=330 \text{ mb}$), des γ de 2.2 MeV sont émis. Pour éviter ce bruit de fond, il faut arrêter les neutrons avant qu'ils ne s'approchent de la TPC. On place donc, après le blindage de plomb, 8 cm de polyéthylène qui thermalise les neutrons. Le premier et le dernier centimètre contiennent du Bore afin d'augmenter la section efficace de capture des neutrons thermiques ($\sigma(\text{B})=767 \text{ b}$).

2.2.2 L'Anti-Compton : un blindage actif

2.2.2.1 La Description

L'Anti-Compton est une cuve cylindrique en acier de 1.90 m de diamètre, de 3.80 m de long et de 1 cm d'épaisseur. L'acier a été spécialement sélectionné pour limiter les teneurs en radioéléments. Des mesures d'échantillons de l'acier par spectrométrie gamma ont montré des concentrations très faibles en K ($1.4 \cdot 10^{-6} \text{ g/g}$), en U ($3 \cdot 10^{-11} \text{ g/g}$) et en Th ($1.8 \cdot 10^{-9} \text{ g/g}$). La paroi intérieure de la cuve est recouverte d'une couche de peinture à base de TiO_2 pour favoriser la réflexion de la lumière. A chaque extrémité, 24 photomultiplicateurs sont disposés sur un plan vertical de polyéthylène (1.4 m du centre) et sur deux cercles concentriques.

Les 48 photomultiplicateurs sont de type EMI 9354KB, ils sont fabriqués par l'entreprise *Thorn EMI Electron Tubes* avec du verre de basse activité. Ils ont un diamètre de 20 cm. Leur fenêtre d'entrée hémisphérique permet de couvrir une grande surface utile de 540 cm^2 . L'efficacité quantique est de l'ordre de 25% entre 300 et 500 nm. Leur gain est élevé, environ 10^7 , permettant de travailler au niveau de l'électron unique et le taux d'impulsions d'obscurité de 300 coups/s limite le taux de déclenchement fortuits. Ils contiennent très peu de radioéléments. Une mesure globale de l'activité d'un PM a été faite au Laboratoire Souterrain de Modane avec un détecteur INa bas bruit et a donné les valeurs suivantes : $85 \cdot 10^{-6} \text{ g/g}$ de K, $40 \cdot 10^{-9} \text{ g/g}$ d'U et Th.

La cuve est remplie avec 9 m^3 de scintillateur liquide de type NE235 auquel est ajoutée une faible quantité de pseudocumène afin d'améliorer le rendement

lumineux qui vaut 46% de celui de l'antracène, soit 7600 photons par MeV. Le spectre d'émission est compris entre 400 et 500 nm. Dans cette zone, la longueur de transmission est suffisante, elle est de 4 mètres à 430 nm. Enfin, la teneur en radioéléments est très faible, $3 \cdot 10^{-9}$ g/g en K et inférieure à $3 \cdot 10^{-12}$ g/g en U et Th, elle a été mesurée par activation neutronique.

2.2.2.2 Le rejet du bruit de fond

Nous nous proposons dans ce paragraphe d'estimer les rejets du bruit de fond par l'Anti-Compton. Pour cela, il est nécessaire d'évaluer au préalable les probabilités d'interaction dans le scintillateur et dans le gaz.

- *Probabilité d'interaction dans l'Anti-Compton, P_{iac} :*

La TPC est positionnée au centre de l'Anti-Compton. L'épaisseur de liquide est donc de 50 cm autour de la chambre et de 60 cm aux extrémités. Étant donné que la densité, ρ , est voisine de 0.9 g.cm^{-3} et que la longueur d'atténuation des gammas de 1 MeV, λ , vaut environ 10 g.cm^{-2} , la probabilité qu'un photon de 1 MeV interagisse est :

$$P_{iac} = 1 - \exp(-50 \frac{\rho}{\lambda}) \approx 99\%$$

- *Probabilité d'interaction dans le gaz, P_{ig} :*

Parmi les gammas venant de l'extérieur et qui n'ont pas été arrêtés ou ceux émis depuis l'intérieur, tous ne vont pas interagir dans le gaz. Le taux d'interaction varie avec l'énergie, il est de l'ordre de quelques %. La densité du gaz est 3.88 g/L , λ est toujours 10 g.cm^{-2} à 1 MeV et donc pour 90 cm de gaz, on obtient la probabilité qu'un photon de 1 MeV interagisse : $P_{ig} \approx 3\%$

- *Probabilité d'échapper à l'Anti-Compton, P_{eac} :*

Pour simuler la signature des neutrinos, les gammas diffusés doivent échapper à la détection par l'Anti-Compton. Il peut y avoir plusieurs raisons : soit le gamma interagit en dehors du volume utile (paroi de la TPC, cuve de l'Anti-Compton, etc...), soit l'énergie qu'il dépose est inférieure au seuil de déclenchement. L'efficacité de détection du gamma diffusé dans l'Anti-Compton dépend donc de plusieurs paramètres : l'énergie du gamma initial, l'énergie du gamma diffusé et le cas échéant l'endroit où il dépose son énergie dans le scintillateur, puisque nous verrons au chapitre 3 que le seuil est variable suivant l'axe longitudinal. Une simulation Monte Carlo basée sur le code Geant [LAB98] a estimé une efficacité de détection moyenne de 98% pour un seuil de 100 keV déposé dans l'Anti-Compton et pour des gammas d'énergie initiale de 1MeV ayant déposé au moins 300 keV dans la TPC : $P_{eac} = 2\%$

La probabilité qu'un gamma de 1 MeV venant de l'extérieur de l'Anti-Compton simule un neutrino est donc : $P = (1 - P_{iac}) * P_{ig} * P_{eac} \approx 10^{-6}$. Or, le flux de gammas après le blindage en plomb est de $9 \cdot 10^{-4} \gamma \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$. Par conséquent, en intégrant sur la surface de la TPC, moins d'un événement par jour de ce type simulera un neutrino.

En ce qui concerne les gammas émis depuis l'intérieur du détecteur, c'est-à-dire depuis la paroi de la TPC ou dans le gaz lui-même, le rejet est inférieur puisqu'il n'y a pas d'atténuation dans le liquide : $P = P_{ig} * P_{eac} \approx 10^{-4}$.

L'Anti-Compton est également un excellent système de "veto" des événements muons. Ces derniers déposent quelques centaines de MeV dans le liquide et sont donc facilement détectables. En bloquant l'acquisition des données pendant 200 μs après le passage d'un muon, on réduira également le bruit de fond associé aux captures des neutrons créés par le muon puisque le temps de vie des neutrons dans le scintillateur est environ 180 μs .

2.2.3 La chambre à projection temporelle (TPC)

2.2.3.1 La description de la TPC [MUN97]

La TPC est un cylindre en acrylique de 90 cm de diamètre et de 162 cm de longueur, son épaisseur est 0.5 cm, elle est fermée par deux bouchons en acrylique de 1.3 cm. Là encore, les concentrations en radioéléments sont très faibles, 2.10^{-7} g/g pour le K et inférieures à $4.0 \cdot 10^{-12}$ g/g en U et Th, mesurées par activation neutronique.

A une extrémité, la face intérieure comporte un plan de cathode en cuivre porté à la tension de -37 kV. A l'autre extrémité, une grille limite la zone de dérive. Elle est constituée de fils parallèles de 100 μm de diamètre espacés de 4.6 mm et disposés à 45° par rapport à la verticale. Elle est à une tension de -2 kV, soit un champ électrique dans la chambre d'environ 220 V/cm. L'homogénéité du champ est assurée par des anneaux de potentiels espacés de 1.5 cm tout le long de la chambre et placés à l'extérieur de l'enceinte pour ne pas diminuer le volume utile.

A l'arrière de la grille, une chambre proportionnelle multi-fils (MWPC) [CHA68] est chargée de multiplier et de collecter les charges qui ont dérivé. Les fils d'anode situés à 3 cm de la grille ont un diamètre de 20 μm , ils sont distants les uns des autres de 5 mm et disposés perpendiculairement aux fils de grille. Leur tension au point de fonctionnement normal est 3540 V. Entre ces fils d'anode sont intercalés des fils de potentiel de 100 μm de diamètre qui assurent une séparation électrique par un potentiel de 400 V.

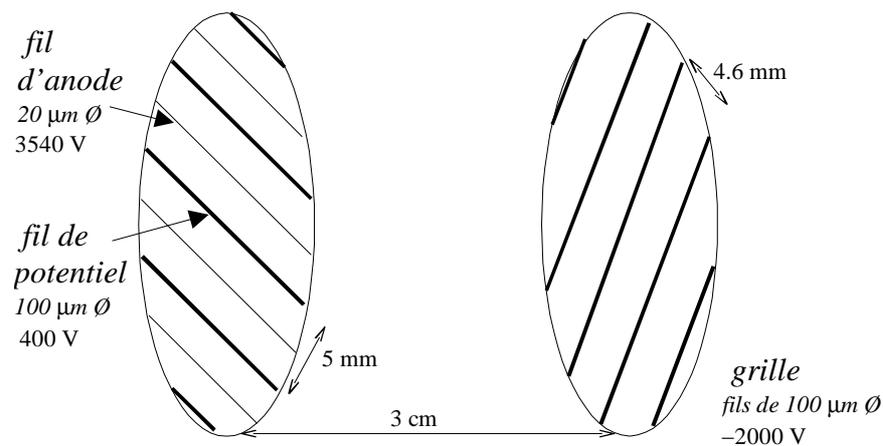


Figure 2.6 : Schéma de principe de la chambre multi-fils. Les fils sont orientés à 45° par rapport à la verticale.

Enfin, un système de localisation du signal par induction est placé derrière les fils d'anode et de potentiel. Son rôle est de localiser les avalanches dans le plan radial. Il est constitué d'un plan circulaire en mylar de 90 cm de diamètre et d'épaisseur 125 μm recouvert de chaque côté d'un film de 35 μm de cuivre et situé à 3 mm derrière le plan de fils d'anode. 256 bandelettes conductrices parallèles et espacées de 3.5 mm sont photogravées sur chaque face. Sur la première face, elles sont verticales alors que sur l'autre, elles sont horizontales. Le principe de fonctionnement de ce dispositif sera exposé au paragraphe 2.2.3.5.

2.2.3.2 La cible : les électrons du gaz CF_4

La cible dans l'expérience MUNU est constituée par les électrons contenus dans 1 m^3 de gaz CF_4 à 3 bar. Le CF_4 a été choisi car il a l'avantage d'avoir une densité électronique élevée offrant un nombre de cibles plus grand, tout en ne possédant pas d'atome d'hydrogène qui aurait pu donner lieu à la réaction $(\bar{\nu}, p)$ dont la section efficace est relativement plus élevée (10^{-43} cm^2). Il est également formé d'éléments de faible numéro atomique, ce qui limite la diffusion multiple des électrons de recul et favorise la reconstitution des trajectoires. En outre, il possède de bonnes propriétés de dérive des électrons. Nous reviendrons dans les deux paragraphes suivants sur les propriétés du CF_4 en terme d'ionisation, de transport des électrons ou de scintillation. Par ailleurs, ce gaz a été très largement étudié par la communauté scientifique. On pourra se reporter à un article de L.G. Christophorou [CHR96] pour une compilation complète des connaissances ou à la thèse de C. Cerna [CER00] pour des détails dans les conditions du détecteur MUNU. Il est à noter que le CF_4 est non toxique, ininflammable et assez bon marché. La pression de 3 bars constitue un compromis. Une pression plus élevée permettrait de multiplier la quantité d'électrons cibles mais en même temps la diffusion multiple augmenterait et la détermination de la direction initiale se dégraderait. La pureté du gaz est essentielle. D'une part pour la bonne collection des charges car des molécules d'oxygène même en quantité très faible peuvent piéger les électrons de dérive. D'autre part, pour réduire la contribution au bruit de fond des émanations de Radon. Le Radon est un gaz radioactif descendant du Thorium 232 et de l'Uranium 238. Si des matériaux en contact avec le CF_4 contiennent ces radioéléments, du radon peut alors se mélanger au gaz. Le gaz circule donc en permanence avec un débit de 600 litres par minute au travers un filtre [SAES] qui piège les molécules d'oxygène suivi par un piège à froid. Le piège à froid est constitué d'un serpentín plongé dans de l'alcool à -80° et d'un filtre à charbon actif. Il permet de capturer le Radon puisque la température de liquéfaction du Radon est de -61.8° (pour le CF_4 , elle vaut -129°).

2.2.3.3 La zone de dérive

Les particules chargées déposent leur énergie en ionisant le gaz. Dans le CF_4 , l'énergie moyenne pour créer une paire ion-électron est 34.3 eV. Elle a été mesurée à l'aide d'alphas de 5.1 MeV [REI86]. Les électrons libres sont alors soumis au champ électrique constant de 220V/cm et dérivent vers l'anode. Dans le vide, leur vitesse augmenterait linéairement. Dans un gaz, les électrons subissent des collisions qui les ralentissent, ce qui aboutit à une vitesse de dérive moyenne, notée w :

$$w = \frac{qE}{me} \langle \tau \rangle \quad (2.3)$$

E est le champ électrique par cm, m_e est la masse de l'électron et q sa charge, $\langle \tau \rangle$ est le temps moyen entre deux collisions, il est inversement proportionnel à la densité du gaz N (exprimée en nombre de molécules par m^3). La vitesse de dérive est donc une fonction du rapport E sur N appelé champ réduit, elle est tracée sur la figure 2.7 à l'aide des valeurs tabulées [WEB01].

Dans nos conditions, $E=220$ V/cm. A $P=3$ bar et $T= 25^\circ\text{C}$, on a $N= 7.29 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$

d'où :

$$\frac{E}{N} = 0.30 \times 10^{-21} \text{ V.m}^2$$

Soit d'après la figure 2.7, $w=2.61 \text{ cm}/\mu\text{s}$. Le temps de dérive pour la longueur de la TPC, 162 cm, devrait donc être égal à 62 μs .

Nous verrons comment mesurer cette vitesse au paragraphe 2.3.3. Étant donné que la pression et la température du gaz varient dans le temps respectivement de quelques dizaines de millibars et de quelques degrés, on peut s'attendre à des variations de la vitesse de dérive de l'ordre de quelques %.

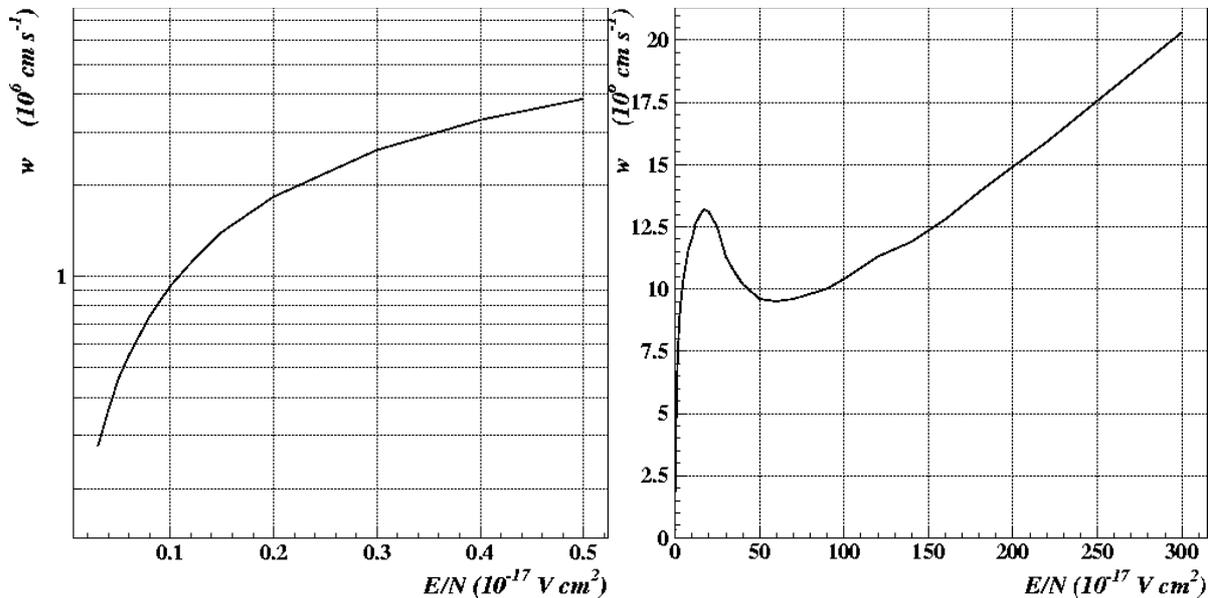


Figure 2.7 : Vitesse de dérive des électrons dans le CF_4 en fonction de E/N

Lors de la dérive, les électrons subissent également des diffusions longitudinales et transversales. En d'autres termes, un nuage d'électrons ponctuel aura une certaine largeur à l'arrivée sur l'anode. Les dispersions suivent la formule:

$$\sigma_{L,T} = \sqrt{2D_{L,T} \frac{x}{w}} \quad (2.4)$$

où x est la longueur de dérive, w est la vitesse de dérive et $D_{L,T}$ sont les coefficients de diffusion longitudinal et transversal. Leurs valeurs sont tabulées en fonction du champ électrique et de la densité du gaz ([CHR91], [VAV92], [CHR96]). Dans notre cas, les dispersions sont faibles, quelques millimètres, la trajectoire de la particule est conservée pendant la dérive. Nous reviendrons plus en détail sur ce point lors de la caractérisation des images au chapitre 4.

Un autre phénomène qui peut survenir est l'attachement des électrons de dérive sur le CF_4 formant un ion CF_4^- . L'attachement est décrit par le coefficient d'attachement noté η . En fait, ce coefficient dépend lui-aussi du rapport E sur N et il devient non négligeable seulement pour des valeurs de E/N supérieures à $20 \cdot 10^{-21} \text{ V.m}^2$ (cf figure 2.9). Dans la zone de dérive, il n'y a donc pas d'attachement des électrons par le CF_4 . Nous reviendrons sur le phénomène de l'attachement pour la zone d'avalanche.

2.2.3.4 La zone d'avalanche des électrons

La grille délimite la fin de la zone de dérive et le début de la chambre à fils aussi appelée zone d'avalanche. Dans cette zone, les champs électriques appliqués sont plus importants afin de multiplier et de collecter les charges. Après avoir explicité le champ électrique dans cette zone, nous étudierons les phénomènes que subissent les électrons : l'attachement et la multiplication. Enfin, nous verrons quels sont les signaux induits lors de l'avalanche qui permettent d'obtenir une mesure de l'énergie.

Le champ électrique

La topologie de la chambre à fils a été décrite au paragraphe 2.2.3.1. Les fils d'anode ont un rayon de $10 \mu\text{m}$ ($R_{\text{fil}}=10^{-3} \text{ cm}$) et ils sont portés au potentiel $V_{\text{fil}}=3540\text{V}$. La chambre à fils a été modélisée à l'aide du logiciel Garfield. Le calcul numérique a montré que chaque fil d'anode peut être considéré comme une chambre proportionnelle cylindrique avec un potentiel qui s'annule à 0.35 cm du centre du fil ($R_0=0.35 \text{ cm}$). Le champ suit alors la distribution donnée par la formule (2.5) :

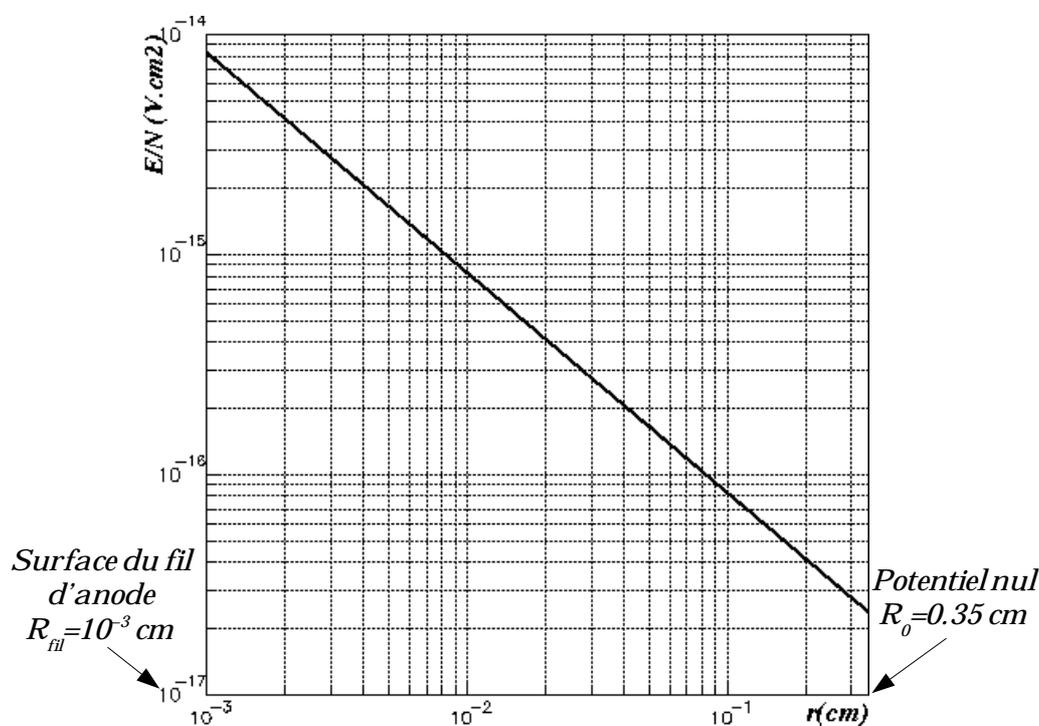


Figure 2.8 : Champ réduit en fonction de la distance par rapport au centre d'un fil

$$E(r) = \frac{V_{\text{fil}}}{r \cdot \ln\left(\frac{R_0}{R_{\text{fil}}}\right)} \quad (2.5)$$

La figure 2.8 représente le champ réduit $E(r)/N$ en fonction de la distance par rapport au centre d'un fil d'anode. Au-delà de 0.35 cm, la valeur du champ est comparable à celle de la zone de dérive, le rôle de la grille étant justement d'assurer une continuité des champs entre les deux zones.

L'attachement

L'attachement correspond à la capture des électrons de dérive par les atomes de CF_4 , il induit donc une diminution du nombre d'électrons. Notons $n(r)$ le nombre d'électrons dans la zone d'avalanche à la distance r du fil d'anode. La diminution du nombre d'électrons pour une distance parcourue dr peut s'écrire à l'aide du coefficient d'attachement η :

$$\frac{dn(r)}{n(r)} = -\eta(r) dr \quad (2.6)$$

En fait, l'attachement n'a lieu que pour des valeurs de E/N comprises entre $20 \cdot 10^{-21} \text{ V.m}^2$ et $200 \cdot 10^{-21} \text{ V.m}^2$ (cf. figure 2.9). Il n'y a donc pas d'attachement dans la zone de dérive où E/N vaut $0.3 \cdot 10^{-21} \text{ V.m}^2$. Le nombre d'électrons en R_0 , $n(R_0)$, est égal au nombre n_0 de paires électrons-ions initialement créées après l'ionisation du gaz par la particule primaire. La probabilité de survie d'un électron dans la zone d'avalanche, Λ , est alors donnée par la formule (2.7) :

$$\Lambda = \frac{n(R_{\text{fil}})}{n(R_0)} = \exp\left(-\int_{R_0}^{R_{\text{fil}}} \eta(r) dr\right) \quad (2.7)$$

A l'aide des tables de η en fonction de E/N [WEB01] et de la formule (2.5) donnant $E(r)$, on peut calculer numériquement l'intégrale de (2.7) : à 3 bar et à 25°C , Λ vaut 2.7 %.

La multiplication

Le deuxième phénomène qui survient est la multiplication des électrons. Pour des valeurs de E/N supérieures à $200 \cdot 10^{-21} \text{ V.m}^2$, les électrons sont suffisamment accélérés pour ioniser le CF_4 et créer de nouvelles paires électrons-ions. La multiplication est régie par un coefficient d'ionisation noté α . Lui aussi a été mesuré pour différentes valeurs de E/N (cf. figure 2.9).

On peut alors exprimer le facteur de multiplication moyen, \bar{A} , à l'aide la formule (2.8) :

$$\bar{A} = \frac{n(R_{\text{fil}})}{n(R_0)} = \exp\left(\int_{R_0}^{R_{\text{fil}}} \alpha(r) dr\right) \quad (2.8)$$

A 3 bar et à 25°C , \bar{A} est égal à $1.5 \cdot 10^4$.

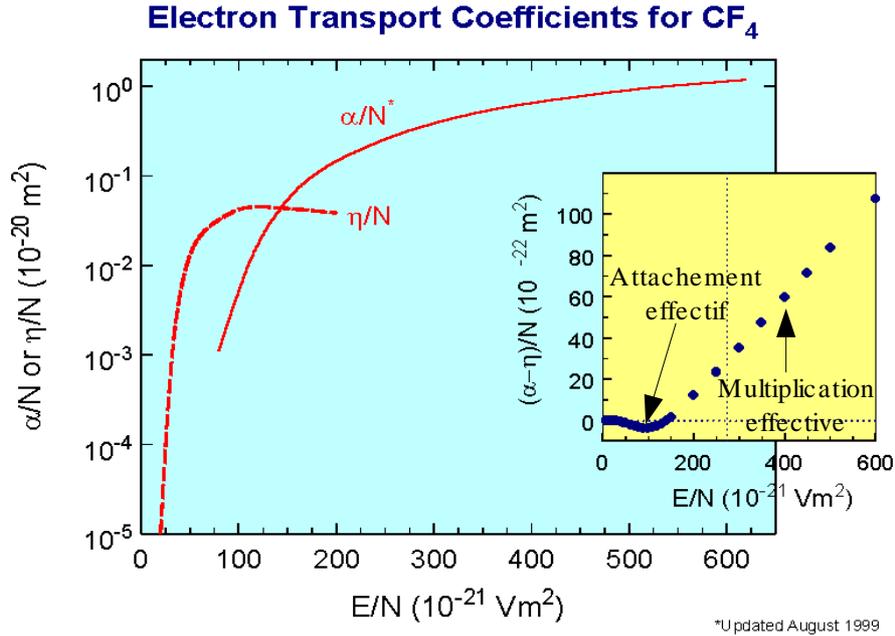


Figure 2.9 : Coefficients d'ionisation, d'attachement et d'ionisation effective en fonction de E/N [WEB01]

Le nombre d'électrons dans la zone d'avalanche

La figure 2.9 montre qu'il existe une zone où la multiplication entre en concurrence avec l'attachement. Il est donc plus rigoureux d'intégrer directement la différence entre α et η . Cette différence est notée $\bar{\alpha}$. On parle de coefficient d'ionisation effective. Le nombre d'électrons en fonction de la distance au fil d'anode, r , s'écrit alors :

$$n(r) = n_0 \cdot \exp\left(\int_{R_0}^{R_{\text{fil}}} \bar{\alpha} \, dr\right) \quad (2.9)$$

$n(r)$ est tracé sur la figure 2.10 dans le cas de 100 électrons créés initialement. Entre $r=4 \cdot 10^{-2} \text{ cm}$ et $R_1=6 \cdot 10^{-3} \text{ cm}$, $\bar{\alpha}$ est négatif, le nombre d'électrons diminue, on peut parler d'attachement effectif. On note Λ_{eff} la probabilité de survie jusqu'au rayon R_1 . Elle est supérieure à Λ , calculé précédemment.

$$\Lambda_{\text{eff}} = \exp\left(\int_{R_0}^{R_1} \bar{\alpha}(r) \, dr\right) = 5.0\% \quad (\text{à } 3 \text{ bar et à } 25^\circ \text{C})$$

Ensuite, entre $R_1=6 \cdot 10^{-3} \text{ cm}$ et $R_{\text{fil}}=1 \cdot 10^{-3} \text{ cm}$, $\bar{\alpha}$ est positif, le nombre d'électrons augmente, c'est la multiplication effective. \bar{A}_{eff} est le facteur de multiplication moyen effectif.

$$\bar{A}_{\text{eff}} = \exp\left(\int_{R_1}^{R_{\text{fil}}} \bar{\alpha}(r) \, dr\right) = 1.52 \cdot 10^4 \quad (\text{à } 3 \text{ bar et à } 25^\circ \text{C})$$

On peut alors écrire la relation (2.10) et considérer que les deux phénomènes sont successifs:

$$n(r) = n_0 \Lambda_{\text{eff}} \bar{A}_{\text{eff}} \quad (2.10)$$

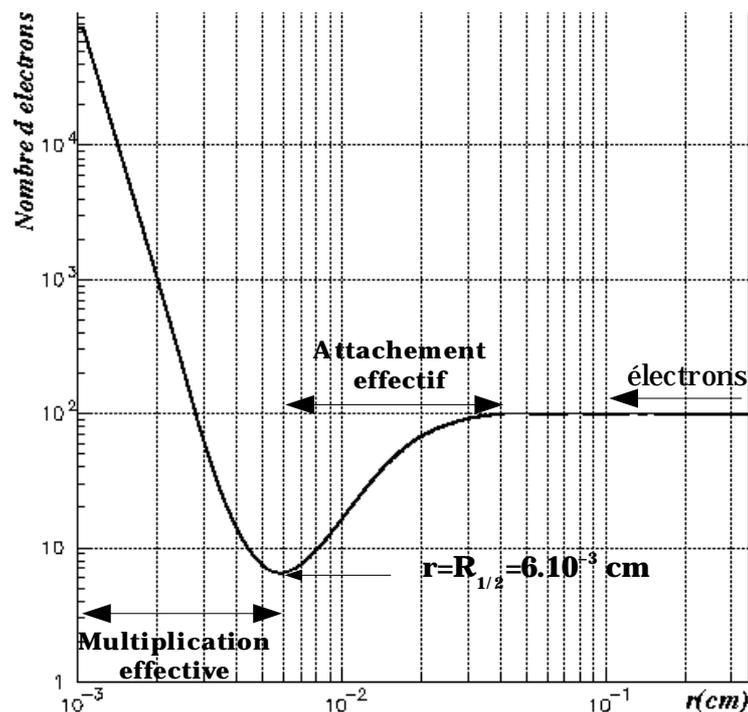


Figure 2.10 : Nombre d'électrons en fonction de la distance par rapport au fil d'anode pour 100 électrons créés initialement lors de l'ionisation primaire du gaz. Les électrons de dérive subissent d'abord un attachement puis les survivants sont multipliés.

Le signal d'anode

Lors de la multiplication des électrons, des paires électron-ion sont créées. Les électrons dérivent vers les fils d'anode tandis que les ions sont attirés vers les fils de potentiel. Le mouvement de ces charges induit alors un courant dans les fils d'anode et les fils de potentiel. Lors de l'avalanche, la création des paires électron-ion est très proche des fils d'anode. Les électrons sont donc collectés rapidement et les courants induits sont donc essentiellement dus au mouvement des ions.

Cependant, dans le cas de l'interaction d'un électron de recul, les électrons secondaires ne sont pas libérés au même endroit et ils n'avalanchent donc pas en même temps. Il faut intégrer le signal d'anode dans le temps. Cette intégrale est proportionnelle à Q , la charge totale à l'origine des courants induits, qui est elle-même proportionnelle au nombre d'électrons créés lors de l'ionisation primaire :

$$Q = e n(r) = e n_0 \Lambda_{\text{eff}} \bar{A}_{\text{eff}} \quad (2.11)$$

L'intégrale du signal d'anode fournit donc une première mesure de l'énergie.

La scintillation

Lors de la multiplication des électrons aux abords des fils d'anode, des ions CF_4^+ et CF_3^+ , notamment, sont créés. A la suite de la désexcitation de ces ions ou de leur recombinaison, de la lumière est émise. On parle de scintillation. Elle n'est possible que pour certaines valeurs de champ électrique ou de pression, ce qui n'est

pas le cas dans la zone de dérive. Le spectre d'émission est compris entre 200 et 500 nm [VAN78]. Les photons de longueur d'onde supérieure à 400 nm peuvent alors être détectés par les PMs.

Étant donné que le nombre de ces ions est directement lié au nombre d'électrons, la lumière est proportionnelle à la charge collectée. La lumière détectée par les photomultiplicateurs fournit ainsi une deuxième mesure de l'énergie. La figure 2.11 montre que les deux mesures sont effectivement proportionnelles. Pour un électron de 1 MeV, la lumière émise lors de l'avalanche correspond à la même quantité de lumière émise par le scintillateur à la suite de l'interaction d'un électron d'une centaine de MeV.

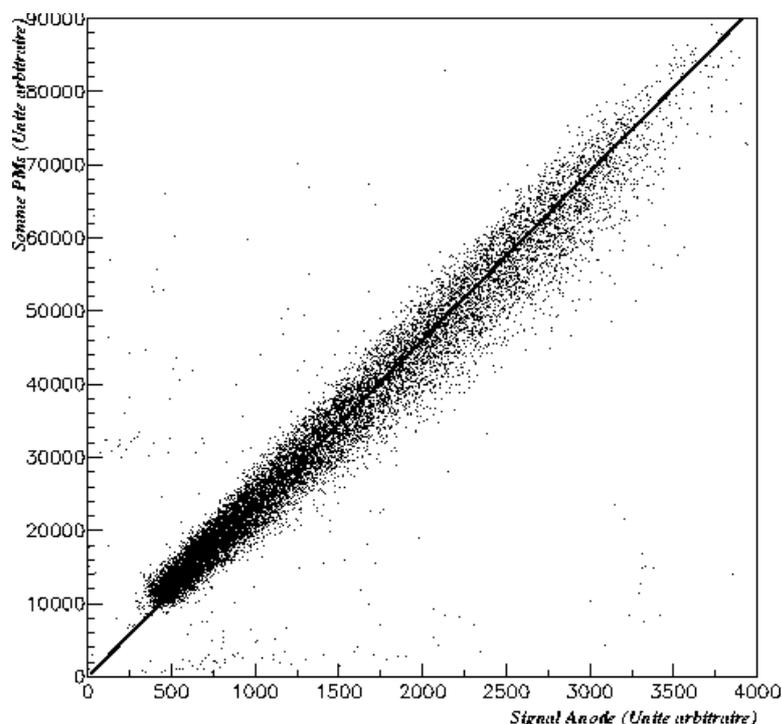


Figure 2.11 : Lumière collectée par les photomultiplicateurs en fonction du signal d'anode pour un échantillon d'électrons.

2.2.3.5 Le système d'imagerie

Lors de l'avalanche d'un paquet d'électrons sur un fil d'anode, un potentiel électrique est généré localement (l'expression de ce potentiel sera donnée au chapitre 4). Ce potentiel induit par influence un courant dans les bandelettes verticales et horizontales situées à proximité permettant ainsi de localiser l'avalanche dans le plan radial. Dans le cas de l'interaction d'un électron de recul qui s'étend sur plusieurs centimètres dans la zone de dérive, les électrons secondaires arrivent et génèrent des avalanches successives à différents endroits du plan d'anode. A partir de l'analyse des signaux des bandelettes en fonction du temps, on obtient deux projections perpendiculaires des traces des événements (cf. figure 2.12).

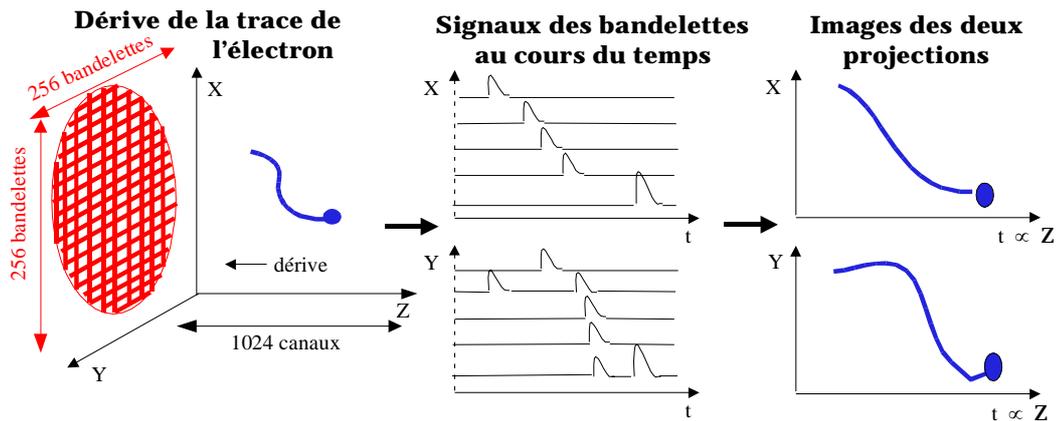


Figure 2.12 : Schéma explicatif de l'imagerie de MUNU. Les électrons secondaires créés par l'ionisation du gaz de l'électron de recul dérivent vers l'anode. Au cours de l'avalanche de ces électrons, les bandelettes proches de l'endroit de l'avalanche détectent un signal. (Par souci de clarté, seuls les signaux de quelques bandelettes sont représentés ici). Ces signaux permettent ensuite de synthétiser les images des événements dans chaque projection.

Ainsi, ce sont les temps d'arrivée des électrons de dérive qui donnent les coordonnées longitudinales relatives de la trace, d'où le nom de "chambre à projection temporelle". Cependant, ce principe de détection ne permet pas d'accéder à la position longitudinale absolue de l'interaction dans la TPC à moins de connaître le temps qui sépare l'instant de l'interaction primaire de celui où le point de la trace est observée. C'est le cas lorsque l'électron de recul est issu d'une diffusion Compton où le gamma diffusé est détecté instantanément dans l'Anti-Compton. La coordonnée longitudinale absolue est alors proportionnelle à la différence de temps entre le signal gamma et le signal de la trace sur l'anode.

Enfin, il est important de noter que l'imagerie du détecteur MUNU n'est pas exactement une imagerie en trois dimensions. Nous n'avons accès qu'à deux projections perpendiculaires. Lorsque la trace est horizontale, l'association des deux projections permet bien d'obtenir une image 3D. En revanche, si la trace est recourbée sur elle-même, il y a ambiguïté lors de la reconstruction de la trajectoire. Nous verrons d'ailleurs au chapitre 4 les conséquences sur la détermination de la direction initiale.

2.2.3.6 Des exemples d'événements dans MUNU

Les figures 2.13 à 2.16 sont des exemples des différents types d'événements observés dans MUNU. Les signaux des 2×256 bandelettes (x-strips et y-strips) sont tracés en fonction du temps (canaux de 80 ns). L'amplitude est représentée par une palette de couleur : plus la couleur est foncée plus l'amplitude est grande.

On reconnaît les électrons par la forme de leur trace curviligne. Les débuts de trace sont les extrémités où le dépôt d'énergie est le plus faible. A l'opposé, la fin de trace est caractérisée par un dépôt d'énergie plus important. Les muons quant à eux ont une énergie de l'ordre du GeV et leurs trajectoires sont donc rectilignes. Enfin, le parcours des alphas est très faible, ils déposent toute leur énergie ponctuellement.

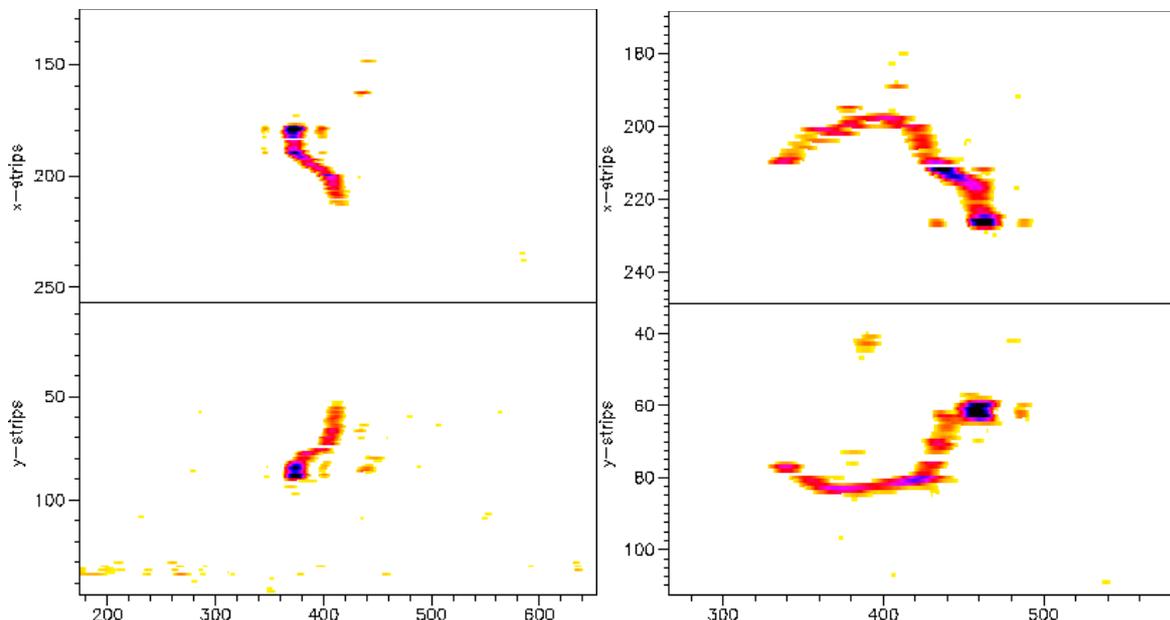


Figure 2.13 : Exemples de deux électrons dans le détecteur MUNU. A gauche un électron de 640 keV. A droite, un électron de 880 keV. Les vues supérieures et inférieures correspondent aux deux projections perpendiculaires.

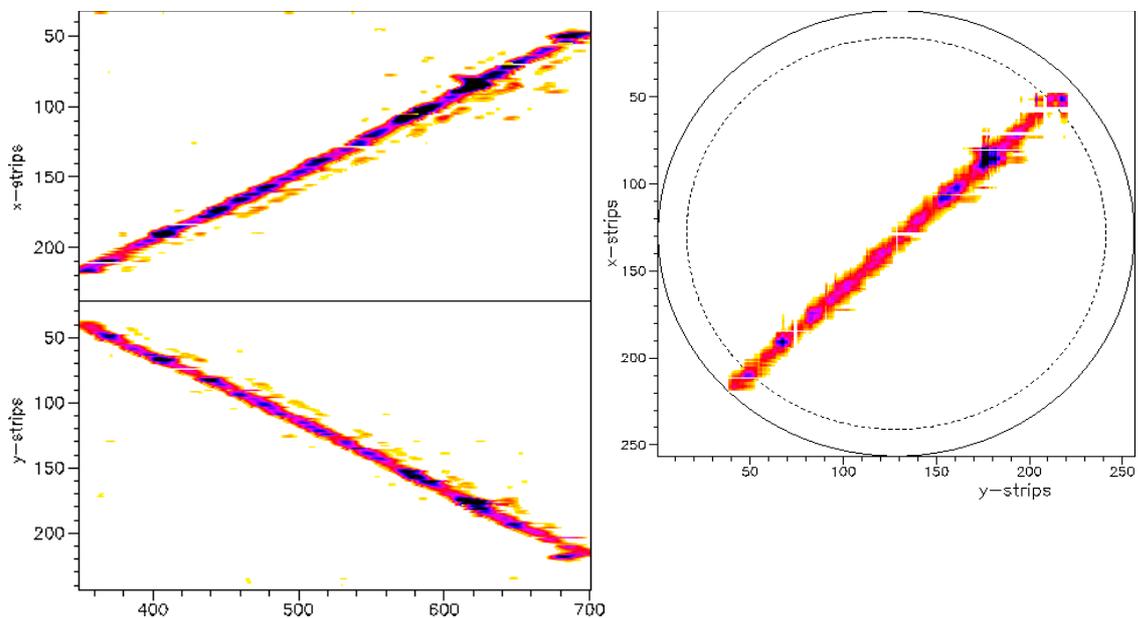


Figure 2.14 : Exemple d'un muon traversant le détecteur MUNU. Les deux projections à gauche sont obtenues par les deux séries de bandelettes. La vue radiale à droite résulte de la combinaison des deux premières projections.

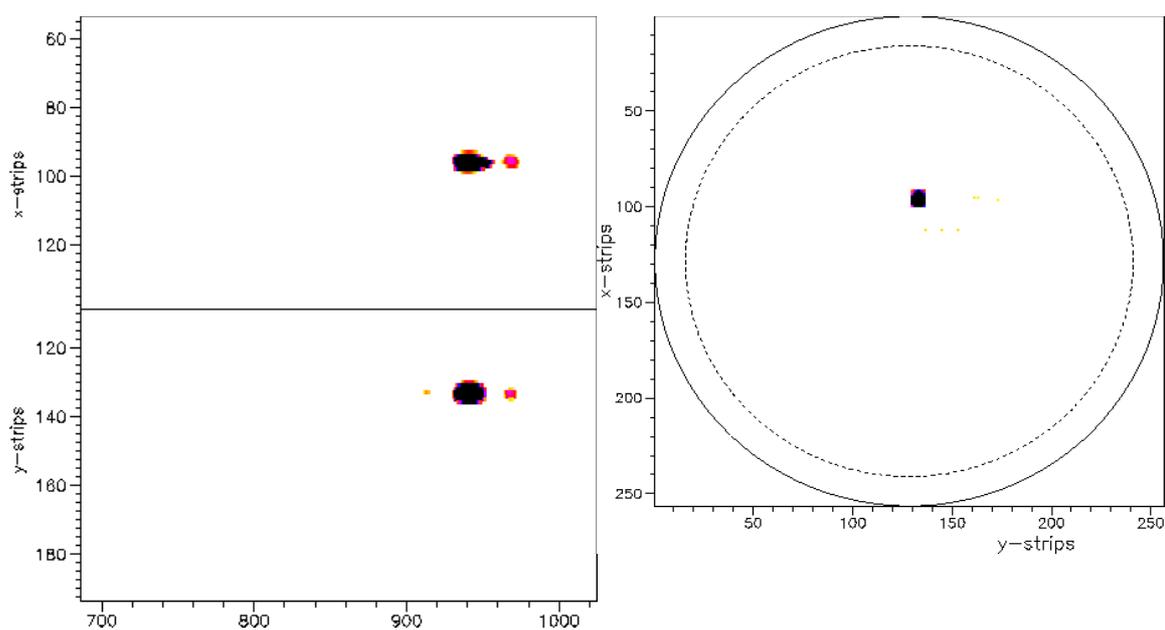


Figure 2.15 : Exemple d'une particule alpha dans le détecteur MUNU.

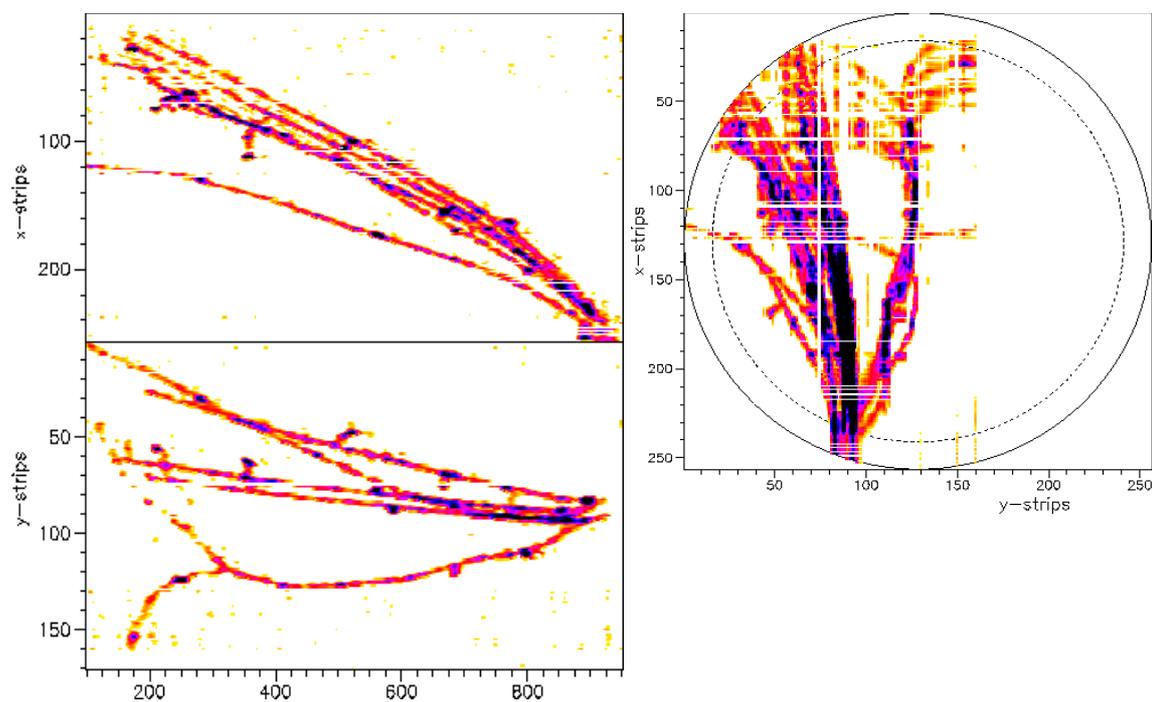


Figure 2.16 : Exemple d'une gerbe électromagnétique qui prend naissance dans l'enceinte de la TPC. Le nombre plus grand de particules dans la vue de droite s'explique en fait par des ambiguïtés d'association.

2.3 De l'acquisition à l'analyse des données

2.3.1 Le système d'acquisition

L'ensemble des signaux associés aux différents éléments du détecteur (anode, 48 PMs, 512 bandelettes) sont amplifiés puis lus par un système de convertisseurs analogique/numérique rapides, appelé flash-ADC (fADC), de marque STRUCK. Ces derniers codent les signaux sur des mots de 8 bits et avec une profondeur de 1024 mots. Comme la fréquence d'échantillonnage est de 12.5 MHz (pas de 80 ns), les flash-ADC offrent la possibilité de conserver en mémoire les informations pendant un peu plus de 80 μ s, en attendant la décision de sauvegarder les données sur disque. Après 80 μ s, ces informations sont perdues.

La décision de sauvegarder l'événement dépend du type d'événement désiré. Plusieurs modes d'acquisition sont possibles.

les modes "Anti-Compton bas" et "Anti-Compton haut"

Le déclenchement de l'Anti-Compton signifiant qu'un gamma a été détecté est assuré par une combinaison de deux critères : la multiplicité, c'est-à-dire le nombre de photomultiplicateurs qui ont mesuré un signal, et l'énergie du gamma. Le signal de multiplicité est obtenu à partir des signaux des discriminateurs placés sur chacune des voies de PM et réglés au niveau du photo-électron. Le seuil sur l'énergie est obtenu par discrimination de l'amplitude du signal somme des 48 PMs, ceux-ci ayant auparavant été équilibrés en gain.

Le mode "Anti-Compton bas" correspond à un seuil sur la multiplicité égal à 5 et un seuil en énergie de l'ordre de 100 keV. Le mode "Anti-Compton haut" quant à lui présente un seuil sur la multiplicité de 8 et un seuil en énergie de 300 keV environ.

Dans la grande majorité des cas, un gamma qui a interagi dans le scintillateur n'est pas associé à un événement dans la chambre. Pour éviter d'encombrer la mémoire inutilement et pour diminuer le temps d'acquisition, il est possible de ne pas enregistrer les signaux des bandelettes. C'est ce mode d'acquisition qui sera utilisé pour l'étalonnage de l'Anti-Compton (cf. chapitre 3).

le mode "muon"

L'identification des muons est basée également sur les signaux de l'Anti-Compton. Comme nous l'avons vu, les muons déposent à chaque fois quelques MeV dans le scintillateur. Dans ces conditions, le critère sur la multiplicité n'est plus utile, on applique juste un seuil haut sur la somme des PMs de l'ordre de 22 MeV.

le mode "TPC"

Pour ce mode, l'ordre de déclenchement est donné lorsque le signal d'anode intégré sur un peu plus de 1 μ s dépasse un seuil. La correspondance en énergie de ce seuil dépend évidemment du gain de la TPC. On retiendra qu'il a été fixé autour de 150 keV déposé dans le gaz.

le mode "TPC veto muon"

Lors d'une acquisition du type "TPC", la plupart des événements sont des muons. Si on veut s'intéresser aux autres événements, on utilise le mode "TPC veto

muon". Pour ce mode, on rejette les événements qui ont aussi déclenché le mode "muon" en appliquant une anticoincidence de 200 μs entre le signal "muon" et le signal "TPC".

On observe alors essentiellement des événements très courts en temps et sans émission de lumière lors de l'avalanche. Ce ne sont pas des événements physiques mais des décharges électriques entre les fils d'anode. On demande donc pour conserver l'événement que l'Anti-Compton détecte un signal en même temps que le signal d'anode, correspondant à la lumière de scintillation. Les événements restants sont alors soit des électrons issus d'une diffusion Compton et donc en coïncidence avec un gamma dans le scintillateur, soit des électrons seuls, soit des alphas.

le mode "neutrino"

Ce dernier mode concerne l'acquisition d'électrons dans la TPC sans gamma en coïncidence dans le scintillateur. Le principe est le même que pour le mode "TPC veto muon" auquel on ajoute une anticoincidence de 80 μs avec le signal "Anti-Compton bas". Pour ne pas que cette anticoincidence soit contradictoire avec la coïncidence demandée pour rejeter les décharges électriques, on ne l'applique pas dans les 5 μs précédant l'électron. Le seuil appliqué sur l'énergie déposée dans la TPC est de 150 keV.

Le mode d'acquisition standard en période de fonctionnement normal est le mode "neutrino". Périodiquement, d'autres modes sont utilisés soit pour l'étalonnage de l'Anti-Compton et de la TPC, soit pour l'étude des bruits de fond.

La décision de conserver l'événement est prise au moyen d'une électronique rapide qui lit les signaux d'anode et des PMs et applique les critères spécifiques au mode d'acquisition choisi. Les signaux stockés dans les flash-ADC peuvent alors être sauvegardés, ces signaux correspondent aux 80 μs qui précèdent l'ordre de déclenchement. Cependant, il est parfois plus intéressant d'appliquer un délai et de conserver soit les 80 μs qui suivent, soit une période autour de l'événement. Par exemple, les muons ne sont jamais précédés par d'autres événements. Il est donc plus utile d'enregistrer les signaux après le passage du muon pour visualiser l'ensemble de la trajectoire que d'enregistrer les signaux avant. A l'opposé, les alphas sont très localisés. Il est préférable de conserver la période avant l'arrivée de la trace sur l'anode pour éventuellement observer un gamma dans le scintillateur qui aurait été émis lors de l'interaction primaire dans le gaz. Enfin, pour l'analyse des électrons, on peut vouloir à la fois regarder avant la trace si un gamma a été détecté et en même temps visualiser la trace pour déterminer la direction initiale de l'électron.

2.3.2 Le calcul des variables

Dans tous les cas, l'analyse commence par le calcul d'un ensemble de variables qui nous permettront de caractériser chaque événement. Nous disposons pour cela des signaux de l'anode, des 48 PMs et le cas échéant de ceux des 2x256 bandelettes, codés par les fADC sur 1024 mots.

La première étape consiste à soustraire le piédestal électronique sur chacune des voies. Dans le cas général, il est évalué en calculant la valeur moyenne du signal sur les 150 premiers canaux. Nous verrons au paragraphe 3.4 que dans le cas des muons, la procédure peut être différente.

Ensuite, il faut distinguer le bruit électronique du signal correspondant à un événement intéressant. Un événement est identifié lorsque l'amplitude du signal auquel on a soustrait le piédestal dépasse un seuil et cela pendant plusieurs canaux temporels. Les voies des PMs et à fortiori leur somme peuvent même présenter plusieurs événements qui se suivent. Par exemple, dans le cas d'un électron issu de la diffusion Compton d'un gamma (cf. figure 2.17), les PMs détectent d'abord le gamma diffusé puis la lumière de scintillation émise lors de l'avalanche des électrons de dérive sur l'anode. Pour les différencier, on utilise alors le fait qu'un gamma unique correspond à une impulsion très courte (quelques canaux) alors que le signal de scintillation d'avalanche s'étend lui sur plusieurs dizaines de canaux.

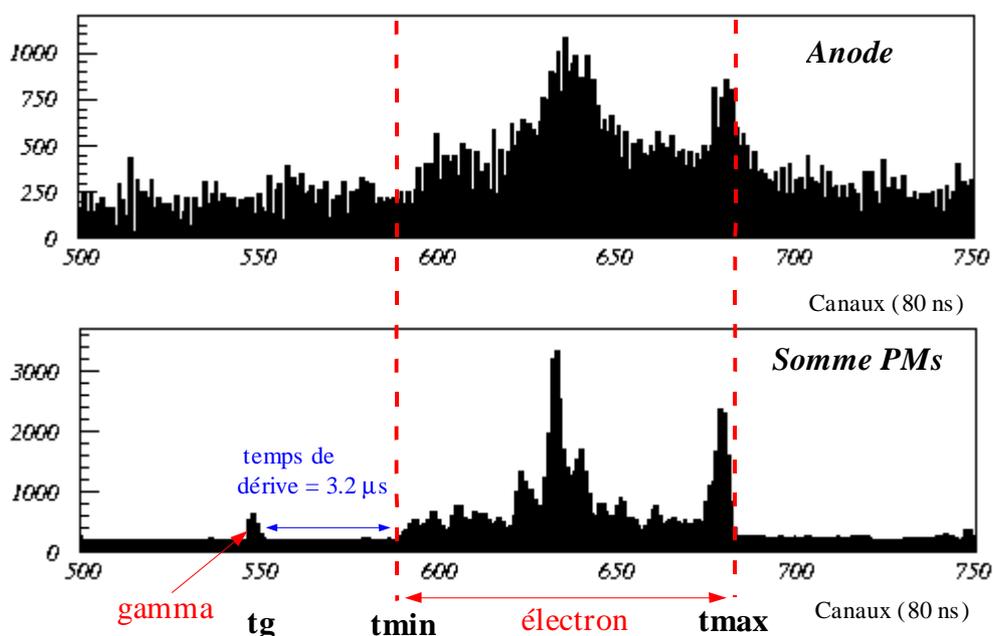


Figure 2.17 : Signal d'anode et de la somme des PMs pour un électron issu de la diffusion Compton d'un gamma. La différence en temps entre le gamma diffusé détecté instantanément et la trace de l'électron qui a dérivé est de 3.2 μ s. La valeur de la vitesse de dérive permet alors de connaître la position longitudinale absolue du point d'interaction dans le détecteur

Ce traitement permet de situer les canaux des fADC correspondants aux différentes zones de l'événement : projection de la trace entre t_{min} et t_{max} , détection éventuelle d'un gamma (t_g).

L'étape suivante est le calcul des intégrales du signal d'anode et de la somme des PMs entre les limites de la zone de l'événement correspondant à la trace. Ces intégrales correspondent aux deux mesures de l'énergie déposée dans la TPC. Néanmoins, si on compare les deux voies (figure 2.17), il apparaît nettement

que la somme des PMs est moins bruitée que l'anode. On a plutôt intérêt pour intégrer l'anode à utiliser les bornes déterminées à partir des signaux des PMs qui sont mieux mesurées et donc plus proches de la réalité. On pourra aussi utiliser comme vérification la somme des intégrales des signaux des bandelettes qui elle aussi devrait être reliée à l'énergie.

L'énergie du gamma est obtenue de la même manière en intégrant le signal des PMs dans la zone concernée. A chaque fois qu'une intégrale est réalisée sur le signal de la somme des PMs, on effectue des intégrales similaires sur la somme des PMs côté anode et côté cathode. On s'en servira notamment pour le calcul du paramètre d'asymétrie servant à l'étalonnage de l'Anti-Compton. On calcule également la multiplicité des PMs pour chaque zone d'événement (avalanche et gamma).

2.3.3 Les étapes de l'analyse

2.3.3.1 La différenciation des événements

L'analyse des données nécessite de différencier les particules dans la TPC (électrons, alphas, muons). La première méthode est de visualiser les images. Comme le montrent les figures 2.13 à 2.16, les muons ont des trajectoires rectilignes traversant de part en part le détecteur, les alphas sont très localisés (à 5 MeV, ils déposent $740 \text{ MeV/g cm}^{-2}$) et les électrons ont des parcours de quelques centimètres voire quelques dizaines de centimètres et avec une fin de trace plus prononcée que le début de trace. Cependant, on ne dispose pas toujours de l'information des bandelettes ou alors, même si c'est le cas, on veut pouvoir analyser les données indépendamment des images. On utilise alors d'autres critères de sélection que nous détaillerons au chapitre 5.

2.3.3.2 L'étalonnage en énergie

Pour pouvoir analyser les données, il faut également connaître la correspondance entre les variables calculées à partir des signaux mesurés et l'énergie, c'est l'étalonnage. Le chapitre 3 sera entièrement consacré à l'étalonnage. Nous constaterons notamment que le gain de la TPC varie dans le temps et qu'il est indispensable de le mesurer très régulièrement. Un suivi quotidien du gain de la TPC est donc réalisé.

2.3.3.3 La vitesse de dérive

La vitesse de dérive dans la TPC est un autre paramètre important du détecteur que l'on doit suivre régulièrement puisque d'après ce qui a été dit au paragraphe 2.2.3.3 elle peut varier dans le temps de quelques %.

Il y a trois manières différentes de la mesurer : la première consiste à mesurer la position connue d'une source radioactive gamma ; la deuxième est aussi basée sur l'étude des électrons associés à un gamma mais cette fois pour déterminer le temps de dérive maximal ; la dernière utilise les muons pratiquement horizontaux qui ont traversé la TPC sur toute sa longueur donnant là aussi le temps de dérive maximal. Ces trois méthodes sont détaillées en Annexe à la fin du document. Les variations de la vitesse de dérive sur toute la période d'acquisition y sont aussi montrées.

2.3.3.4 La direction initiale des électrons

Nous savons que l'énergie des neutrinos est reconstituée à partir de l'énergie et de l'angle de diffusion des électrons de recul. L'énergie est déjà calculée, il reste donc à traiter les images des événements. Un programme de reconnaissance des traces a été développé, il sera largement détaillé au chapitre 4. Ce programme analyse les événements successivement, il reconnaît la trajectoire des électrons sur chacune des projection. Puis, il détermine les coordonnées dans le plan radial du début de l'électron ainsi que sa direction initiale en tenant compte de la vitesse de dérive pour convertir le temps en distance. Les résultats de cette analyse seront exposés au chapitre 5. Ce programme n'est utilisé que pour des traces d'événements sélectionnés correspondant à des électrons contenus dans la TPC et ayant déposé au moins 300 keV dans celle-ci.

A présent que nous avons décrit le détecteur MUNU et son principe de fonctionnement, intéressons-nous à un aspect essentiel de l'expérience : l'étalonnage en énergie.

Chapitre 3

L'étalonnage du détecteur

Comme dans tout détecteur, l'étalonnage en énergie, qui consiste à faire la conversion en unité d'énergie d'un signal mesuré, est primordial. Dans le cas du détecteur MUNU, il concerne à la fois l'Anti-Compton qui doit nous permettre de rejeter une grande partie du bruit de fond et la TPC qui doit nous fournir l'énergie de l'électron de recul et donc l'énergie du neutrino incident.

Pour cela, nous allons utiliser des sources radioactives gamma et comparer le signal mesuré avec le signal attendu. Mais pour connaître précisément ce dernier, il est nécessaire de disposer d'un programme de simulation Monte-Carlo suffisamment complet.

En premier lieu, nous allons décrire ce programme de simulation et nous détaillerons comment il reproduit les différentes caractéristiques du détecteur. Ensuite, nous l'utiliserons pour étalonner l'Anti-Compton puis la TPC et nous donnerons les valeurs des résolutions en énergie obtenues. Enfin, nous verrons que le gain de la TPC est soumis à des variations dans le temps et qu'il est possible de les expliquer. Une méthode de suivi de ces variations sera exposée.

3.1 Le programme de simulation Monte-Carlo

La simulation comporte essentiellement deux étapes : la génération des particules puis la simulation de leur parcours et des dépôts d'énergie dans les différentes parties du détecteur à l'aide du code Geant.

3.1.1 Le générateur de particules

Il permet de générer des échantillons de particules qui seront utilisés par le code Geant. Tout d'abord, on peut simuler des particules simples comme par exemple des électrons, des gammas ou des alphas. On indique alors le spectre en énergie désiré (pic mono-énergétique, spectre continu, spectre Compton ou spectre Beta). On choisit également la distribution des directions initiales souhaitée qui peut être soit unidirectionnelle, soit uniformément répartie dans un cône ou même dans les 4π stéradians.

Par ailleurs, il est possible de simuler les particules issues de noyaux radioactifs correspondant soit à des bruits de fond possibles soit aux sources radioactives utilisées pour l'étalonnage (^{40}K , ^{22}Na , ^{54}Mn , ^{60}Co , ^{137}Cs , ^{210}Bi , etc...). Dans ce cas, le type des particules, les différents états d'énergie et leur taux de branchement sont pris en compte et dans certains cas, comme par exemple pour l'uranium, les noyaux fils sont simulés ainsi que les coïncidences temporelles.

3.1.2 La simulation du dépôt d'énergie des particules

Les événements générés par le programme précédent sont repris successivement dans un programme basé sur le code Geant. Pour chacun d'entre eux, le programme suit la trajectoire pas à pas en calculant à chaque fois selon le matériau traversé la probabilité d'interaction. S'il y a interaction, il détermine la quantité d'énergie déposée, l'angle de diffusion de la particule incidente et les éventuelles particules générées qui seront à leur tour analysées. Mais avant de détailler les variables calculées, précisons comment sont initialisés les paramètres du code Geant.

3.1.2.1 L'initialisation des paramètres du code Geant

Dans un premier temps, il faut définir la géométrie du détecteur. L'air extérieur est d'abord considéré comme un cube de 5 m de côté. A l'intérieur de ce cube, on place 4 cylindres emboîtés les uns dans les autres correspondant respectivement à la cuve de l'Anti-Compton en acier, au scintillateur liquide NE235, à l'enceinte de la TPC en acrylique et enfin au gaz CF_4 . Pour chacun des volumes, les dimensions exactes ainsi que les paramètres des matériaux sont précisés (densité, nombre de masse, numéro atomique). La pression du gaz dans la TPC est un paramètre ajustable. Par ailleurs, pour étalonner le détecteur, les sources radioactives sont placées contre la paroi de la TPC. Les enveloppes en acier des différentes sources (quelques centimètres de long) sont alors prises en compte dans la simulation. Les plans d'anode, de cathode et les photomultiplicateurs peuvent être également ajoutés mais pour la plupart des simulations que nous allons faire, leur effet est négligeable.

Ensuite, il faut préciser les interactions à prendre en compte dans la simulation. On considère pour les gammas l'effet photoélectrique, la diffusion Compton et la création de paires. Les électrons et les positrons perdent leur énergie par l'ionisation du milieu mais on demande qu'ils soient également soumis au rayonnement de freinage et à l'annihilation pour les positrons.

Enfin, en ce qui concerne le trajet des particules, la diffusion multiple appliquée est celle de la théorie de Molière et on arrête de suivre la particule lorsque son énergie devient inférieure à 10 keV.

3.1.2.2 L'énergie apparente

Tout au long du parcours des particules, on intègre l'énergie déposée dans le gaz ainsi que celle déposée dans le scintillateur. Les deux valeurs obtenues nous donnent les dépôts d'énergies attendus dans les deux parties du détecteur et avec lesquels il faudra comparer les mesures. Mais le signal mesuré, la charge pour la TPC ou la lumière dans le cas de l'Anti-Compton, n'est pas directement l'énergie. Le système de détection induit des distorsions entre le signal mesuré et l'énergie

réellement déposée. Ces distorsions peuvent être de deux types : d'une part, de type systématique, liées à la géométrie du détecteur et d'autre part, associées à des phénomènes statistiques qui engendrent des fluctuations autour de la valeur initiale.

- Commençons d'abord par les effets de type systématique liés à la géométrie du détecteur.

Le gain de la TPC présente une dépendance linéaire selon l'axe vertical représentant une baisse de 6% depuis le bas jusqu'en haut. Elle a été estimée à l'aide du signal mesuré pour des particules alpha identifiées. On connaît leur énergie. Le signal en fonction de leur position dans le plan x–y donne directement une carte du gain ([CER00]). On peut expliquer une telle variation de gain par une distance non homogène entre l'anode et le plan de bandelettes. Pour reproduire cet effet, on corrige à chaque pas l'énergie déposée dans la TPC en fonction de la position dans la chambre. Cette correction peut avoir son importance si on s'intéresse à des événements localisés en un point car elle est alors systématique. Dans le cas d'une distribution uniforme, elle devient négligeable car elle revient à appliquer une fluctuation moyenne de seulement 1.5%.

Il existe également une inhomogénéité liée à la collection de lumière dans l'Anti–Compton (cf. paragraphe 3.3.1) mais nous avons choisi de corriger les données plutôt que la simulation afin de pouvoir toujours raisonner en terme d'énergie et non pas en terme de signal lumineux.

- Les phénomènes d'origine statistique introduisent une fluctuation autour de la valeur initiale et cela de manière uniforme sur tout le détecteur. On peut notamment citer, pour la TPC, l'attachement des électrons de dérive juste avant l'amplification (cf. paragraphe 3.3.1) qui diminue le nombre d'électrons collectés et donc dégrade la résolution. Pour l'Anti–Compton, le nombre de photons reçus peut varier.

Il est possible d'estimer quantitativement l'effet de chacun des phénomènes et leur influence. Nous verrons dans les paragraphes suivants quelle est la résolution attendue dans chacun des deux détecteurs. Mais, au lieu de les reproduire tous individuellement on préfère simuler la résolution de manière globale. On ajoute pour cela à chaque énergie déposée une fluctuation aléatoire suivant une fonction de probabilité gaussienne centrée sur la valeur initiale. La dépendance en énergie de l'écart type de la gaussienne, σ , est modélisé de la manière suivante :

$$\sigma(E) = \sigma_0 \times \left(\frac{E}{E_0} \right)^n \quad (3.1)$$

où E_0 est l'énergie de référence choisie à 1 MeV et n , un paramètre qui dépend du détecteur, $n=0.5$ dans le cas de l'Anti–Compton et $n=0.31$ pour la TPC. Nous justifierons ces valeurs respectivement au paragraphe 3.2.2 et 3.3.1. Il reste alors un paramètre libre $\sigma_0 = \sigma(1 \text{ MeV})$. Il sera déterminé en ajustant la simulation et les données.

Finalement, les variables accessibles dans le fichier issu de la simulation Monte-Carlo sont l'énergie initiale de la particule générée et les énergies sans et avec correction géométrique, et sans et avec résolution et ce dans chacune des deux parties du détecteur. Nous verrons dans le chapitre 4 que dans le cadre de l'étude des directions initiales des électrons, le programme de simulation permet également de synthétiser les images x-z et y-z des traces dans la TPC.

3.1.3 La simulation de la source ^{54}Mn

Pour étalonner l'Anti-Compton et la TPC, plusieurs sources seront utilisées. Afin d'analyser les résultats de la simulation, étudions plus en détail l'une d'entre elles, la source de ^{54}Mn . Cette source émet des gammas de 835 keV. Lors de l'acquisition, les sources sont disposées contre la paroi de la TPC à 26.4 cm du centre vers l'anode. On génère donc des gammas de 835 keV dans toutes les directions depuis la position de la source et dans la géométrie définie précédemment.

3.1.3.1 Le spectre en énergie dans l'Anti-Compton

Le spectre théorique de l'énergie déposée dans le liquide (figure 3.1) possède bien un pic à 835 keV (1). C'est le pic pleine énergie, les gammas déposent toute leur énergie dans le liquide. Cependant, ce pic ne comprend qu'un peu plus de 50 % des événements. Les autres événements s'étalent à plus basse énergie. Ils correspondent à des gammas qui ont subi une interaction, et qui ont perdu une partie de l'énergie, en dehors du liquide (dans le gaz ou l'acrylique). La meilleure preuve de ce phénomène est la présence à 196 keV (2) et à 110 keV (3) de deux

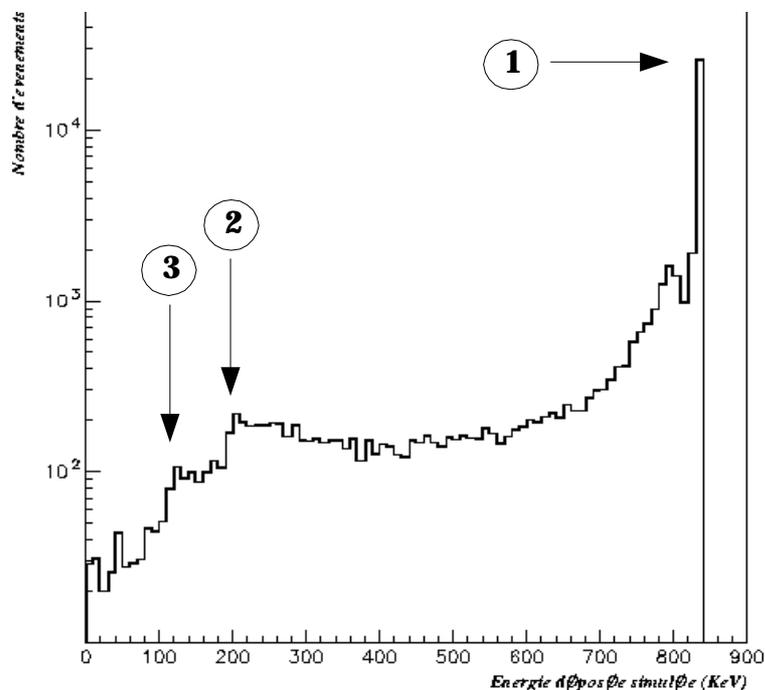


Figure 3.1 : Énergie théorique déposée dans le scintillateur (sans résolution) pour des gammas de 835 keV. 1 correspond au pic pleine énergie, 2 et 3 sont les seuils respectivement pour une et deux interactions en dehors du liquide.

fronts. En effet, lors de la diffusion Compton d'un gamma sur un électron, l'énergie du gamma diffusé ne peut pas être inférieure à l'énergie définie par la formule (3.2), de même, l'énergie de l'électron de recul possède un maximum donné par la formule (3.3).

$$E_{\gamma_{\min}}(h\nu) = \frac{m_e c^2}{2 + \frac{m_e c^2}{h\nu}} \quad (3.2) \qquad E_{e_{\max}}(h\nu) = \frac{h\nu}{1 + \frac{m_e c^2}{2h\nu}} \quad (3.3)$$

où $h\nu$ est l'énergie du gamma incident et m_e la masse de l'électron.

Or, $E_{\gamma_{\min}}(835) = 195.6$ keV et $E_{e_{\max}}(195.6) = 110.8$ keV. Les deux fronts présents proviennent donc des gammas ayant interagi une ou deux fois avant d'entrer dans le liquide. La proportion d'événements concernés diminue évidemment avec le nombre d'interactions.

Mais comme nous l'avons vu, la résolution déforme le spectre. Après avoir appliqué une fluctuation gaussienne sur l'énergie théorique déposée de chaque événement, le spectre obtenu au-dessus de 300 keV (cf. figure 3.2) est très proche d'une distribution gaussienne, centrée non pas à l'énergie des gammas initiaux mais à une énergie inférieure. Par exemple, pour $\sigma = 130$ keV à 1 MeV (13%, valeur déterminée au paragraphe 3.2.3), elle est centrée en 805 keV au lieu de 835 keV. Ce sera notre référence pour l'étalonnage.

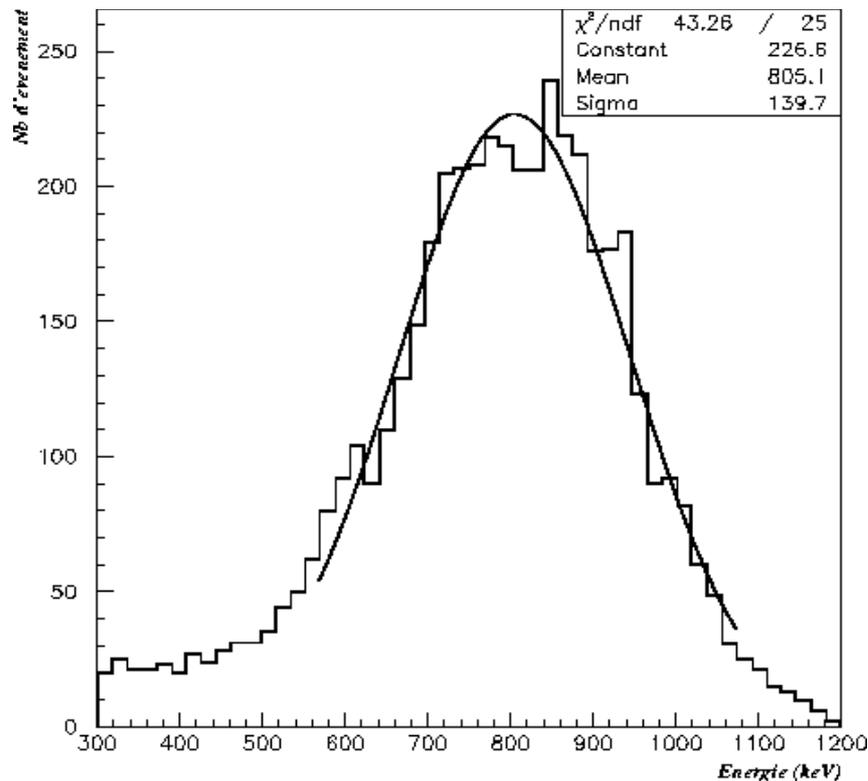


Figure 3.2 : Spectre en énergie attendu dans l'Anti-Compton avec la source de ^{54}Mn .

3.1.3.2 Le spectre en énergie dans la TPC

Les gammas de la source n'interagissent la plupart du temps qu'une seule fois dans le gaz par effet Compton. Le spectre des dépôts d'énergie des électrons de recul n'est plus, comme dans le cas de l'Anti-Compton, reproductible par une fonction simple, telle la gaussienne. C'est un spectre continu avec théoriquement une énergie maximale définie par la relation (3.3). Cependant, la réponse du détecteur va le déformer. On peut tracer le résultat de la simulation de la source de ^{54}Mn à chaque étape (cf figure 3.3).

Tout d'abord, on suppose le détecteur parfait (trait plein noir de la figure 3.3). Ensuite, on prend en compte les effets systématiques associés aux défauts géométriques (tirets rouges). Enfin, on applique les résolutions de 5% puis 10% à 1MeV (pointillés verts et bleus). On s'aperçoit que plus la résolution se dégrade plus le front Compton à 640 keV s'estompe. Déjà à 5% à 1 MeV, il n'est plus possible de savoir a priori où il se situe exactement. Nous ne l'avons pas représenté ici, mais il n'y a plus de différences visibles entre les spectres du détecteur sans et avec défauts géométriques dès que la résolution en énergie dépasse 5% à 1 MeV. En fait, l'influence des défauts géométriques est alors négligeable devant celle des résolutions.

Le spectre ne possède donc pas de point fixe pour étalonner les données. Il faudra donc effectuer un ajustement entre les spectres mesuré et simulé.

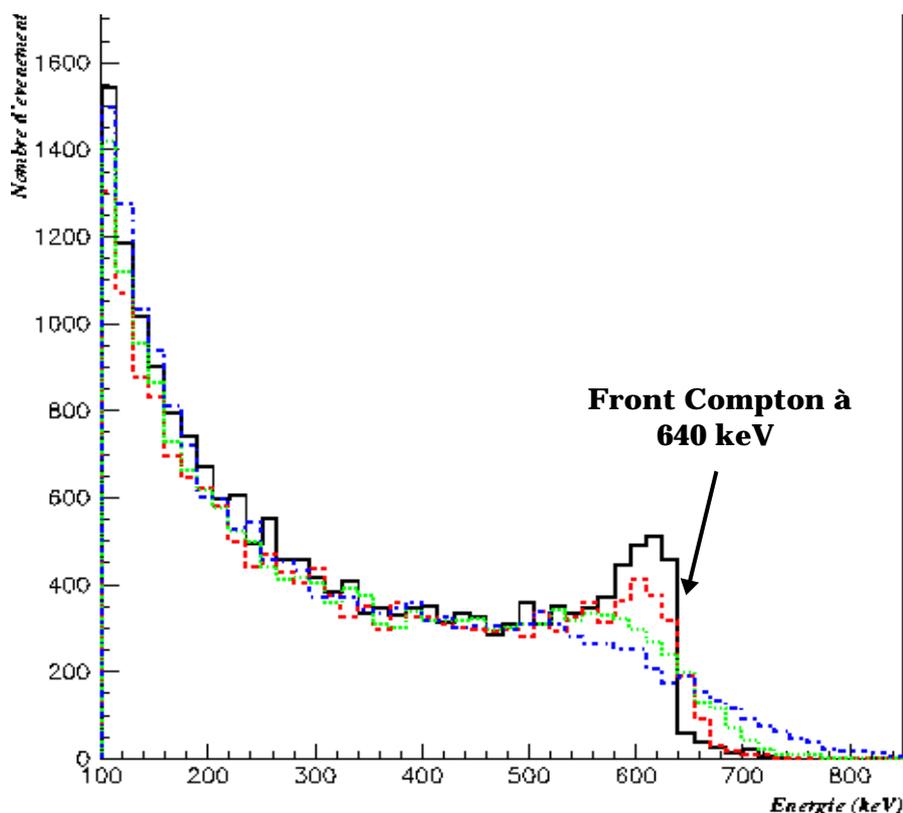


Figure 3.3 : Spectres en énergie des électrons de recul diffusés par des gammas de 835 keV pour différentes simulations : en trait plein noir, spectre théorique sans résolution et avec un détecteur parfait; en tirets rouges, sans résolution mais avec les effets systématiques liés aux défauts géométriques; en pointillés verts, avec une résolution de 5% à 1 MeV en plus, et enfin, en pointillés mixtes bleus, avec une résolution de 10% à 1 MeV.

3.2 L'étalonnage de l'Anti-Compton

Les caractéristiques de l'Anti-Compton ont été détaillées au paragraphe 2.2.2. Nous allons nous intéresser maintenant à son étalonnage. Pour cela, nous utilisons le mode d'acquisition "Anti-Compton" et seuls les signaux des PMs et de l'anode sont conservés. Un point important à préciser est que tous les PMs ont été équilibrés en gain et que l'équilibrage s'est avéré stable dans le temps [CER00]. Il est donc possible d'utiliser la somme des signaux des 48 photomultiplicateurs comme mesure de l'énergie.

Il faut tout d'abord corriger le signal somme pour tenir compte de la collection de la lumière qui n'est pas incluse dans le programme de simulation. Ensuite, nous estimerons la résolution en énergie que l'on peut espérer de cette mesure. Enfin seulement, la comparaison des données avec la simulation nous donnera la correspondance entre le signal et l'énergie.

3.2.1 La fonction de correction longitudinale

De par la disposition des photomultiplicateurs, la collection de la lumière n'est pas homogène selon l'axe longitudinal du détecteur. Les photons émis au centre ont plus de distance à parcourir que ceux émis aux bords. L'effet d'angle solide et d'atténuation dans le liquide, implique que pour des gammas de même énergie, on mesure un signal plus important si le gamma interagit à l'extrémité du détecteur que s'il interagit au centre, il faut donc corriger de cette disparité. Au contraire, la réponse lumineuse est homogène en x-y à l'exception du voisinage des plans de PMs où la réponse lumineuse peut varier notablement suivant que le gamma est devant un PM ou non [LAB98]. Néanmoins, cela ne concerne qu'une très faible part des gammas et nous négligerons cet effet.

Pour déterminer la position longitudinale du gamma dans le détecteur, on utilise le paramètre d'asymétrie DZ , donné par la formule (3.4) :

$$DZ = \frac{\sum PM_{Anode-} - \sum PM_{Cathode}}{\sum PM_{Anode+} + \sum PM_{Cathode}} \quad (3.4)$$

où $\sum PM_{Anode}$ et $\sum PM_{Cathode}$ sont les sommes des signaux de l'ensemble des PMs disposés respectivement côté Anode et côté Cathode

DZ est indépendant de l'énergie du gamma. Si le gamma est au centre du détecteur, la lumière vue par chaque plan de PMs est identique et DZ vaut zéro. En revanche, lorsque le gamma est par exemple proche de l'anode alors la lumière collectée côté cathode est négligeable par rapport à celle côté anode et DZ est proche de 1. Le paramètre d'asymétrie permet ainsi de positionner chaque gamma détecté. Pour évaluer la fonction de réponse de la somme des PMs en fonction de la position longitudinale, le signal mesuré, toujours pour des gammas de 835 keV est tracé en fonction de DZ (figure 3.4). Comme nous l'attendions, il est plus important aux extrémités qu'au centre. L'ajustement de ces points par un polynôme donne la fonction de correction suivante :

$$F(DZ) = 1 - 0.134 \times DZ^2 + 2.289 \times DZ^4 \quad (3.5)$$

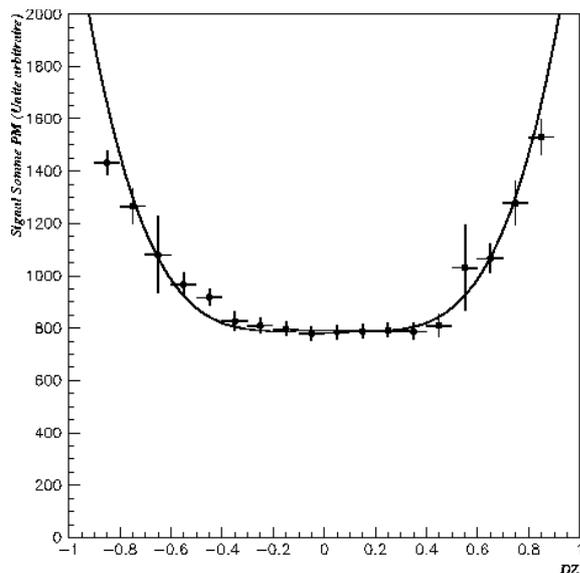


Figure 3.4 : Signal mesuré en fonction de la position dans l'Anti-Compton pour des gammas de même énergie

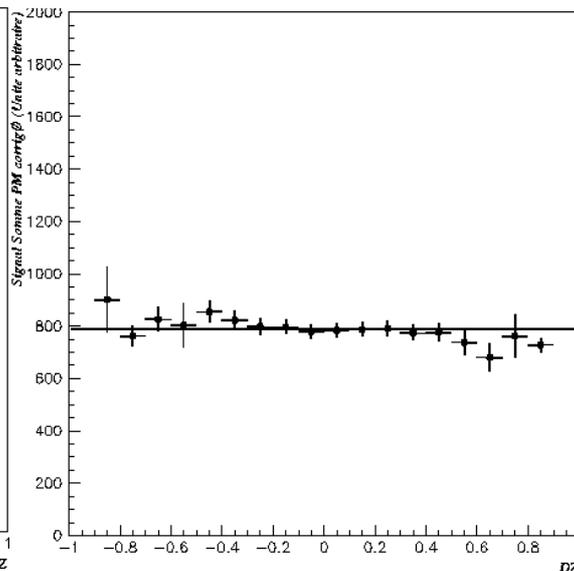


Figure 3.5 : Signal mesuré après correction en fonction de la position dans l'Anti-Compton pour des gammas de même énergie

Ainsi, pour tenir compte de l'inhomogénéité de la collection de lumière, il faut diviser le signal des PMs par la fonction $F(DZ)$. Le résultat de cette opération apparaît sur la figure 3.5. Après correction, le spectre en énergie (cf. figure 3.7) suit bien une distribution gaussienne, la correction nous ramène bien dans des conditions comparables à la simulation. On pourra par conséquent comparer les données et la simulation.

Finalement, il est possible de vérifier que la variable DZ est une bonne mesure de la coordonnée longitudinale en utilisant la source de ^{54}Mn , placée à 26.4 cm du centre vers l'anode. La distribution de la variable DZ est représentée sur la figure 3.6. Elle est relativement large, cela vient du fait que les gammas peuvent parcourir une certaine distance dans le liquide avant d'interagir. Néanmoins, la valeur moyenne correspond à la position de la source.

On obtient $DZ_{\text{moyen}} = 0.189 \pm 0.001$. Ce qui par interpolation linéaire correspond à 26.46 ± 0.15 cm puisque le plan des PMs côté Anode est à 140 cm du centre et que DZ vaut 1 à ce niveau. On retrouve bien la bonne coordonnée et ceci avec une précision remarquable de l'ordre du mm.

Maintenant que nous avons corrigé les données, essayons d'estimer la résolution en énergie attendue dans ces conditions.

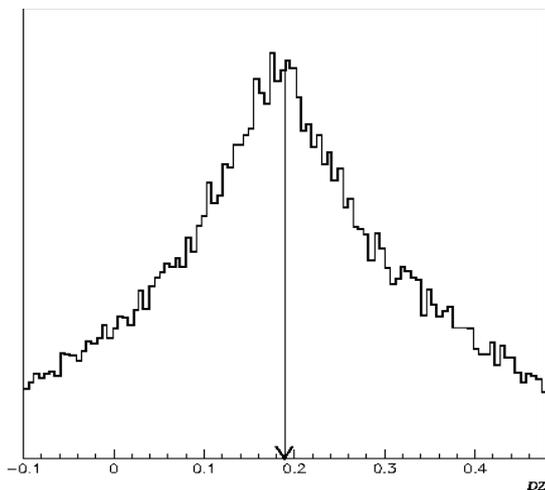


Figure 3.6 : Point d'interaction des gammas issus d'une source de ^{54}Mn

3.2.2 La résolution en énergie attendue

Lors d'un dépôt d'énergie dans l'Anti-Compton, les molécules du scintillateur NE235 sont excitées, la désexcitation se fait par émission de photons au nombre de 3500 par MeV environ (46% de l'antracène). Une part seulement de ces photons parviennent jusqu'aux photomultiplicateurs de type EMI9354KB. Ces derniers présentent une efficacité quantique de 25% (valeur fournie par le constructeur *Thorn EMI Electron Tubes*), c'est-à-dire qu'en moyenne seul le quart des photons arrachent un électron à la photocathode, on parle alors de photo-électron. Celui-ci est ensuite multiplié pour donner un signal électrique. La charge collectée d'un PM i , Q_i , est donc proportionnelle au nombre de photo-électrons collectés, N_{pe_i} , multiplié par le gain moyen du PM, \bar{G}_i :

$$Q_i \propto N_{pe_i} \times \bar{G}_i \quad (3.6)$$

$$\text{D'où :} \quad \left(\frac{\sigma(Q_i)}{Q_i} \right)^2 = \left(\frac{\sigma(N_{pe_i})}{N_{pe_i}} \right)^2 + \left(\frac{\sigma(\bar{G}_i)}{\bar{G}_i} \right)^2 \quad (3.7)$$

Or, d'après la statistique de Poisson, la variance relative du nombre de photo-

$$\text{électrons est :} \quad \frac{\sigma(N_{pe_i})}{N_{pe_i}} = \frac{1}{\sqrt{N_{pe_i}}} \quad (3.8)$$

Une simulation de la collection de la lumière [LAB98] ainsi qu'une mesure [CER00] ont déterminé un nombre de photo-électrons de 150 par MeV au centre de l'Anti-Compton, avec une répartition de 3 ± 1 par PM.

Le gain G peut varier d'un photo-électron à l'autre, c'est pourquoi, on définit un

gain moyen : $\bar{G}_i = \frac{1}{N_{pe_i}} \sum_{j=1}^{N_{pe_i}} G_j$ où G_j est le gain pour chaque photo-électron et donc

en notant $\sigma(G)$ la variance moyenne du gain des PMs :

$$\sigma(\bar{G}_i) = \frac{1}{\sqrt{N_{pe_i}}} \sigma(G) \quad (3.9)$$

Le spectre moyen de la réponse au photo-électron unique [CER00] à la forme d'une exponentielle décroissante à laquelle s'ajoute une gaussienne. La variance de G est de l'ordre de 1. En reportant dans (3.7) et en sommant sur l'ensemble des PMs, on obtient :

$$\left(\frac{\sigma(Q)}{Q} \right)^2 = \frac{1}{48^2} \sum_{i=1}^{48} \frac{2}{N_{pe_i}} \quad (3.10)$$

Enfin, en utilisant pour N_{pe_i} une distribution gaussienne centrée en 3 et de sigma

égal à 1, (3.10) donne : $\left(\frac{\sigma(Q)}{Q} \right) = 12\%$ à 1 MeV.

Ce résultat s'applique aux événements qui ont interagi au centre de l'Anti-Compton et ne prend pas en compte une éventuelle dégradation associée à la correction longitudinale du signal.

Finalement, comme les photo-électrons se répartissent de manière assez uniforme, on peut approcher la somme de l'expression (3.10) par l'inverse du nombre total de photo-électrons, ce qui donne la dépendance de la résolution en racine de l'énergie d'où $n=0.5$ dans l'expression (3.1).

3.2.3 La comparaison des données avec la simulation

Le spectre utilisé pour la comparaison des données avec la simulation est celui de la figure 3.2. Il faut multiplier le signal mesuré corrigé par un coefficient C_0 , appelé coefficient d'étalonnage, afin de pouvoir superposer les données et la simulation. Deux paramètres interviennent alors : le sigma de la fluctuation gaussienne appliquée à la simulation, qui élargit plus ou moins la gaussienne et le coefficient d'étalonnage qui positionne les données en énergie. Les valeurs optimales obtenues en superposant les spectres sont les suivantes :

$$C_0 = 1.06 \pm 0.02 \text{ et } \sigma_0 = 130 \pm 10 \text{ keV à } 1 \text{ MeV.}$$

Le résultat apparaît sur la figure 3.7. L'accord entre les données et la simulation est excellent. La résolution de l'Anti-Compton est donnée directement par σ_0 , elle vaut 13% à 1 MeV. Ce qui est très proche de la valeur attendue. On peut noter que si on ajuste le spectre en énergie par une gaussienne, le sigma donne une résolution à 1 MeV moins bonne, égale à 15.8 %. Ceci est normal, les gammas ayant subi une ou plusieurs interactions en dehors du liquide contribuent à élargir la gaussienne, le sigma de cette gaussienne n'est donc pas une bonne mesure de la résolution en énergie de l'Anti-Compton.

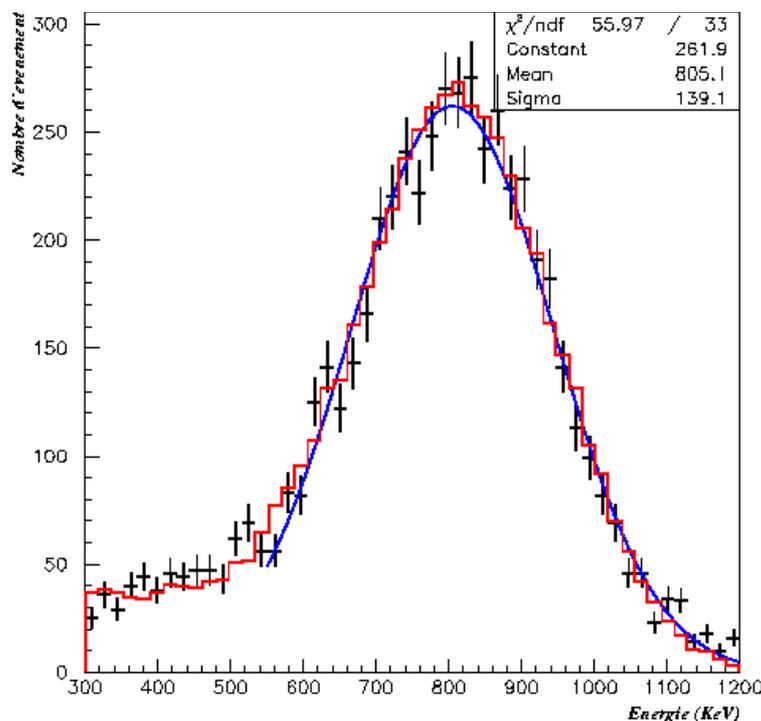


Figure 3.7 : Spectres en énergie mesuré après correction (points noirs) et simulé (courbe rouge). La courbe bleue est l'ajustement par une gaussienne du spectre mesuré.

On peut réaliser la même opération avec d'autres sources radioactives : le ^{137}Cs dont l'énergie des gammas est 662 keV correspondant à une énergie apparente de 622 keV, et le ^{22}Na avec deux gammas de 511 keV et un gamma de 1.275 MeV. Pour cette dernière, les trois gammas sont émis simultanément, l'énergie apparente est donc la somme, 2.297 MeV. Les résultats sont reportés dans le tableau suivant :

Source	^{137}Cs	^{54}Mn	^{22}Na
Énergie apparente (keV)	622	805	2200
C_0	1.08 ± 0.02	1.06 ± 0.02	1.07 ± 0.02
$\sigma(1 \text{ MeV}) (\%)$	13 ± 1	13 ± 1	13 ± 1

Table 3.1 : Résultats pour les trois sources radioactives utilisées

On obtient, d'une part, des valeurs du coefficient d'étalonnage compatibles, la réponse de l'Anti-Compton est bien linéaire en énergie. D'autre part, les résolutions équivalentes à 1 MeV sont identiques, ce qui permet de valider la variation de la résolution en racine de l'énergie qui a été considérée dans la simulation (cf. formule 3.1).

Enfin, la répétition de l'étalonnage durant la période de l'expérience MUNU aboutit aux résultats suivants :

Date	10/11/99	23/11/99	21/02/01	26/06/01
C_0	1.06 ± 0.02	1.07 ± 0.02	1.05 ± 0.02	1.08 ± 0.02

Table 3.2 : Évolution du coefficient d'étalonnage dans le temps

On peut conclure que le gain de l'Anti-Compton présente une remarquable stabilité dans le temps. Il n'a pas varié de plus de 2%. La dernière valeur légèrement plus élevée s'explique par une panne de l'un des 48 PMs.

3.2.4 Le Seuil et l'efficacité de détection de l'Anti-Compton

Lors de l'analyse, l'identification d'un gamma ne se fait pas uniquement sur la somme des signaux des PMs mais aussi sur la multiplicité, c'est-à-dire le nombre de PMs qui détectent un signal, cela permet d'éviter de confondre du bruit fortuit sur un PM avec un vrai événement. Pour la prise de données "neutrino", la multiplicité est un critère appliqué au niveau du déclenchement. Le seuil a été fixé à environ 10 PMs. Il peut donc être intéressant de connaître la correspondance en énergie de ce seuil ainsi que l'inefficacité de rejet qui en découle.

Une première estimation de la valeur du seuil en énergie est la mesure de l'énergie minimum des gammas détectés. Elle descend jusqu'à 80 keV au centre de l'Anti-Compton alors que sur les bords, elle peut atteindre 40 keV. Cependant, ce seuil ne correspond pas à une coupure nette et il n'est pas garanti que l'on parvienne à mesurer tous les gammas de 80 keV.

Afin d'estimer le seuil moyen à prendre en compte et l'inefficacité de détection de l'Anti-Compton, nous utilisons la source de ^{54}Mn . Dans ce cas, tous les événements détectés dans la TPC sont issus d'une diffusion Compton d'un gamma

de 835 keV et doivent donc être rejetés par le veto de l'Anti-Compton. Le pourcentage des événements qui ne sont pas rejetés donne alors l'inefficacité pour des gammas de 835 keV émis à moins de 1 cm de la TPC. Les coïncidences fortuites pourraient fausser le résultat mais leur proportion est faible, elle vaut 3% environ.

Comme nous l'avons évoqué au paragraphe 2.2.2.2, l'efficacité de détection d'un gamma dans l'Anti-Compton dépend de l'énergie du gamma. Or pour un gamma initial d'énergie donnée, plus l'énergie de l'électron de recul dans la TPC est grande plus celle du gamma diffusé est petite et c'est pour cette raison que l'inefficacité de l'Anti-Compton augmente avec le seuil sur l'énergie déposée dans la TPC. Nous reviendrons au paragraphe 3.3 sur la méthode d'étalonnage de la TPC, néanmoins nous présentons dès à présent la courbe d'inefficacité de l'Anti-Compton obtenue en fonction du seuil appliqué sur l'énergie déposée dans la TPC (figure 3.8), elle vaut 3.5% à 300 keV et 6.7% à 650 keV.

Le résultat de 3.5% est compatible avec l'inefficacité moyenne de 2% qui avait été obtenue par une simulation globale à différentes énergies et localisations et pour un seuil de 100 keV dans l'Anti-Compton ([LAB98] cf. paragraphe 2.2.2.2). Néanmoins afin de valider la simulation Monte-Carlo, il est nécessaire de simuler la source de Mn à sa position exacte. De plus, le seuil appliqué est un seuil en multiplicité fixe qui ne prend pas en compte l'effet de collection de lumière, nous devons donc l'introduire dans la simulation. Cela a été fait de manière globale à l'aide d'une fonction de réponse. Si on compare alors la courbe de variation de l'inefficacité mesurée en fonction du seuil de la TPC avec celle calculée et cela pour différents seuils de l'Anti-Compton, le meilleur accord est obtenu pour un seuil au centre de l'Anti-Compton de 90 keV (figure 3.8). C'est donc ce seuil que nous utiliserons par la suite pour l'estimation du bruit de fond induit par les gammas.

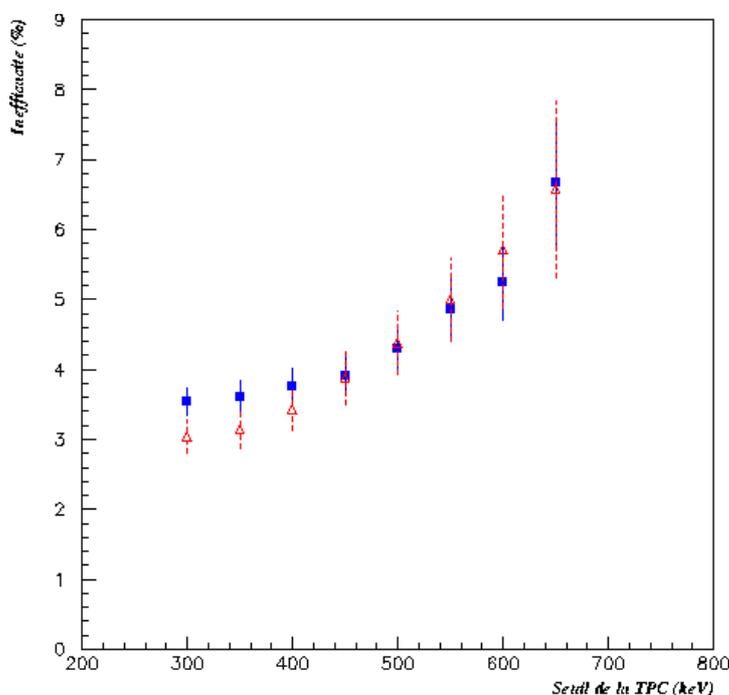


Figure 3.8 : Inefficacité de l'Anti-Compton en fonction du seuil appliqué sur la TPC pour les gammas de la source ^{54}Mn (carrés bleus, mesures ; triangles rouges, simulations) placée à 1cm de la TPC.

3.3 L'étalonnage de la TPC

L'étalonnage de la TPC est plus complexe que celui de l'Anti-Compton. D'une part, la grande majorité des gammas issus de la source n'interagissent dans le gaz qu'une seule fois et par effet Compton, il n'y a donc pas de pic pleine énergie et l'ajustement entre les spectres Monte-Carlo et expérimental est plus délicat. D'autre part, la mesure de l'énergie déposée est faite à l'aide d'une chambre proportionnelle multi-fils placée à l'extrémité de la TPC, il faut alors bien comprendre en détail les phénomènes d'attachement et de multiplication des électrons de dérive (cf. paragraphe 2.2.3). Après avoir estimé la résolution en énergie attendue, nous expliquerons la méthode utilisée et nous verrons les résultats ainsi obtenus.

3.3.1 La résolution en énergie attendue

Nous avons vu au paragraphe 2.2.3 que l'énergie déposée peut en fait être mesurée de deux manières : d'abord par les charges collectées sur les fils d'anode et ensuite par la lumière de scintillation vue par les photomultiplicateurs. Nous allons ici tenter d'en évaluer un ordre de grandeur.

Étant donné la relation de proportionnalité entre la lumière et la charge, les résolutions des deux mesures peuvent être considérées équivalentes. Raisonnons donc pour la quantité de charge collectée sur les fils d'anode, Q . D'après ce qui a été dit au chapitre 2 (relation 2.11):

$$Q = e n_0 \Lambda_{\text{eff}} \bar{A}_{\text{eff}} \quad (3.11)$$

e est la charge d'un électron. n_0 est le nombre moyen de paires électron-ion créées par un dépôt d'énergie donné à raison d'une paire pour 34.3 eV. Λ_{eff} est la probabilité de survie d'un électron à l'attachement dans la zone d'avalanche, elle vaut 0.050. \bar{A}_{eff} est le facteur de multiplication moyen d'un électron lors de l'avalanche, il est égal à $1.52 \cdot 10^4$.

Pour déterminer la variance sur la charge, considérons d'abord que les $\Lambda_{\text{eff}} n_0$ électrons survivants sont amplifiés en même temps et au même endroit. On peut alors écrire que la variance relative de la charge totale est égale à la somme quadratique des variances relatives de chacun des termes de la relation 3.11.

$$\left(\frac{\sigma_Q}{Q} \right)^2 = \left(\frac{\sigma_{n_0}}{n_0} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_{\Lambda}}{\Lambda_{\text{eff}} n_0} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_{\bar{A}}}{\bar{A}_{\text{eff}}} \right)^2 \quad (3.12)$$

Détaillons les trois composantes. Premièrement, les fluctuations sur le nombre de paires ion-électron créées au cours de l'ionisation du gaz sont plus faibles que celles prédites par la statistique de Poisson seule [KNO99]. La variance relative peut en fait s'exprimer à l'aide du facteur de Fano F (formule 3.13) qui peut être calculé [ALK67]. Dans notre cas, il vaut 0.28 environ.

$$\left(\frac{\sigma_{n_0}}{n_0} \right)^2 = \frac{F}{n_0} \quad (3.13)$$

Ensuite, σ_Λ correspond à la variance du nombre d'électrons après attachement, $\Lambda_{\text{eff}}n_0$. D'après la statistique de Poisson, elle varie comme la racine du nombre d'électrons après attachement d'où :

$$\left(\frac{\sigma_\Lambda}{\Lambda_{\text{eff}}n_0}\right)^2 = \frac{1}{\Lambda_{\text{eff}}n_0} \quad (3.14)$$

Enfin, le facteur de multiplication, A_{eff} , peut fluctuer d'un électron à l'autre. C'est pour cette raison que l'on définit un facteur d'amplification moyen :

$$\bar{A}_{\text{eff}} = \frac{1}{\Lambda_{\text{eff}}n_0} \sum_{j=1}^{\Lambda_{\text{eff}}n_0} A_{j_{\text{eff}}}$$

La variance de \bar{A}_{eff} peut s'écrire en fonction de celle de A_{eff} :

$$\sigma_{\bar{A}}^2 = \frac{1}{\Lambda_{\text{eff}}n_0} \sigma_A^2 \quad (3.15)$$

Quand la probabilité d'ionisation du gaz par un électron est indépendante des ionisations précédentes, A_{eff} suit une distribution exponentielle décroissante classique. Mais, pour des valeurs du champ électrique relativement importantes comme celle de la chambre à fils de MUNU, ce n'est plus le cas. La probabilité pour un électron d'ioniser le gaz dépend des ionisations précédentes. A_{eff} est alors décrit par une distribution de Polya [KNO99] et sa variance relative vaut :

$$\left(\frac{\sigma_A}{\bar{A}_{\text{eff}}}\right)^2 = \frac{1}{\bar{A}_{\text{eff}}} + \frac{1}{1+\theta} \quad (3.16)$$

où θ est un paramètre compris entre 0 et 1. Dans nos conditions, $\theta=0.21$ [VAV96] et comme $\bar{A}_{\text{eff}}=1.52 \cdot 10^4$, on peut négliger le premier terme de la formule 3.16 et on obtient en remplaçant dans l'équation 3.15 :

$$\left(\frac{\sigma_{\bar{A}}}{\bar{A}_{\text{eff}}}\right)^2 = \frac{1}{\Lambda_{\text{eff}}n_0} \times \frac{1}{1+\theta} \quad (3.17)$$

Réécrivons maintenant la relation 3.12 en remplaçant chaque terme par son expression. On obtient :

$$\left(\frac{\sigma_Q}{Q}\right)^2 = \frac{F}{n_0} + \frac{1}{\Lambda_{\text{eff}}n_0} \times \frac{2+\theta}{1+\theta} \quad (3.18)$$

Dans le cas d'un électron de 1 MeV, $n_0 = \frac{1000000}{34.3} \approx 29000$, ce qui donne une résolution :

$$\left(\frac{\sigma_Q}{Q}\right) = 3.5\%$$

On peut remarquer que le premier terme de 3.18 est en fait négligeable. C'est la faible valeur de la probabilité de survie Λ_{eff} au début de la zone d'avalanche qui est en grande partie responsable de la résolution de la TPC. A 1 MeV, sur 29000 paires électrons–ions créées, seules 700 seront multipliées.

Cependant, notre hypothèse de départ supposant que les $\Lambda_{\text{eff}}n_0$ électrons survivants sont amplifiés en même temps et au même endroit n'est pas vérifiée. En effet, un électron de 1 MeV, par exemple, a une longueur de 45 centimètres environ dans la TPC et les temps d'arrivée des électrons de dérive s'étalent alors sur plusieurs micro–secondes. On ne peut donc plus raisonner sur une avalanche issue de l'ensemble des paires électron–ion créées comme si le dépôt était ponctuel mais on doit considérer N avalanches indépendantes et donc diviser l'événement en N échantillons indépendants contenant $n_0(i)$ électrons chacun. Ce qui en négligeant le premier terme de 3.18 aboutit à l'expression suivante :

$$\left(\frac{\sigma_Q}{Q}\right)^2 = \frac{1}{N^2} \sum_{i=1}^N \left\{ \frac{1}{\Lambda_{\text{eff}} n_0(i)} \times \frac{2+\vartheta}{1+\vartheta} \right\} \quad (3.19)$$

Il reste à évaluer maintenant le nombre d'échantillons indépendants à considérer et pour chaque échantillon le nombre d'électrons d'ionisation initial. Ces paramètres dépendent de l'énergie de l'électron puisque la densité d'ionisation et la longueur de trace varient avec l'énergie. Mais ils dépendent aussi de la topologie de la trace comme le montre la figure 3.9. Un échantillon pour être indépendant doit être inférieur à la fois à environ 1.25 mm (correspondant au temps caractéristique d'une avalanche) selon l'axe de dérive z , et à 5 mm (distance entre deux fils d'anode) selon l'axe r , axe dans le plan x - y et perpendiculaire aux fils d'anode. Pour une même longueur de trace, N est donc différent suivant que la trace est horizontale, verticale ou inclinée.

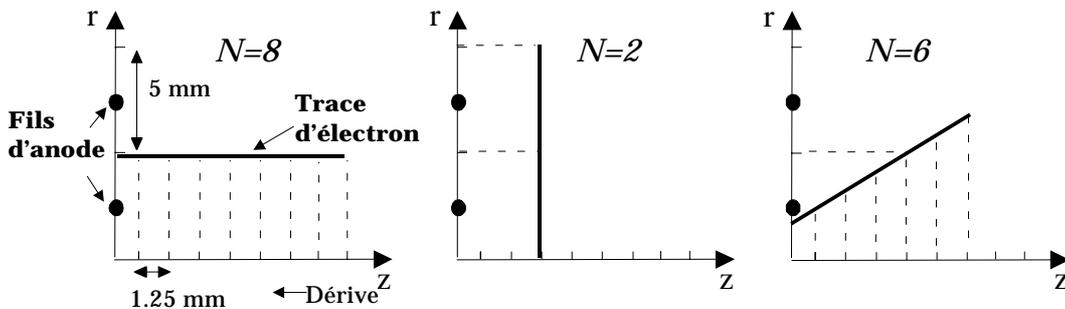


Figure 3.9 : Schéma explicatif de la variation avec la topologie de la trace du nombre N d'échantillons indépendants. Un échantillon doit être inférieur à la fois à environ 1.25 mm (correspondant au temps caractéristique d'une avalanche) selon l'axe de dérive z , et à 5 mm (distance entre deux fils d'anode) selon l'axe r , axe dans le plan x - y et perpendiculaire aux fils d'anode.

Il faut en fait estimer l'effet moyen sur les différentes topologies. Pour cela, une simulation Monte–Carlo de traces d'électrons rectilignes avec un dépôt d'énergie variant selon une courbe de Bragg a été réalisée de manière indépendante du programme général [LEB00]. Ce programme échantillonne les traces de telle sorte que les électrons de dérive de chaque échantillon soient corrélés en temps et

en espace comme nous l'avons défini auparavant puis il applique les fluctuations associées aux différents processus (ionisation, attachement et amplification). Il est alors possible de déduire les valeurs de la résolution à différentes énergies. Elles sont reportées sur la figure 3.10. La valeur à 1 MeV est égale à 8 % au lieu des 3.5% obtenus avec notre première hypothèse. La dépendance en énergie suit la relation 3.1 avec $n=0.31$. Il faut préciser que c'est essentiellement la variation du dépôt d'énergie le long des traces d'électrons qui est à l'origine des 8% de résolution, l'influence de la topologie de la trace est moindre. Nous le verrons lors de l'analyse des muons qui déposent un énergie par unité de longueur constante.

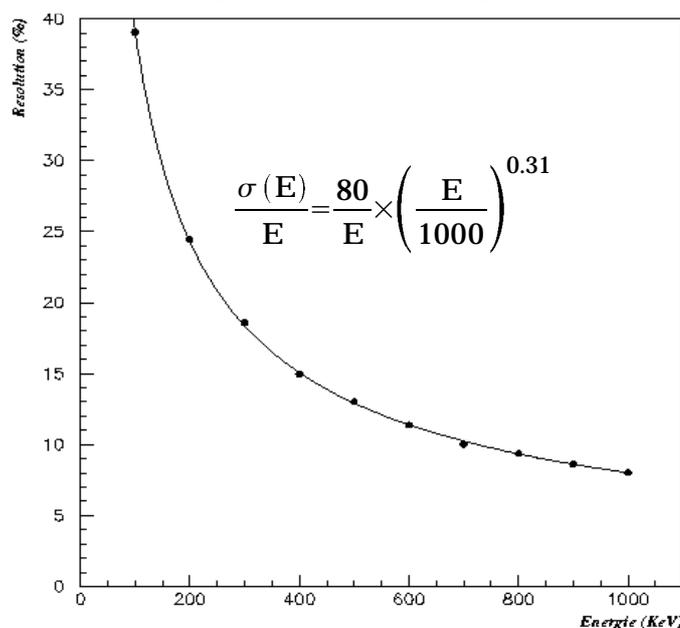


Figure 3.10 : Résolution en énergie calculée par simulation.
Les valeurs obtenues suivent la courbe donnée par la formule 3.1 avec $n=0.31$ et $\sigma(1 \text{ MeV}) = 80 \text{ keV}$

Nous retiendrons donc trois aspects importants. Premièrement, c'est l'attachement qui précède l'amplification ainsi que l'échantillonnage de la trace qui constituent les origines essentielles de la résolution en énergie. Deuxièmement, on peut s'attendre à une valeur de l'ordre de 8% à 1 MeV sachant que de toute façon, la valeur exacte sera déterminée expérimentalement. Et troisièmement, la variation de la résolution en fonction de l'énergie obtenue dans le Monte-Carlo suit la relation 3.1 avec $n=0.31$.

3.3.2 La méthode d'étalonnage

Pour l'étalonnage, le mode d'acquisition "TPC veto muon" est utilisé et seuls sont conservés les signaux de l'anode et des PMS. Le spectre des électrons de recul mesuré ne présente pas de point fixe en énergie qui nous permettrait un étalonnage facile, il faut employer une méthode plus développée. Nous avons choisi pour cela d'effectuer un ajustement entre les données et la simulation sur toute une zone d'énergie autour du front Compton et ceci par la méthode des moindres carrés. Cette méthode consiste à minimiser la somme R donnée par l'expression 3.20.

$$R(C, \sigma) = \sum_{i=1}^n \frac{(y^{\text{exp}}(x_i) - y(C, \sigma, x_i))^2}{\epsilon_i^2} \quad (3.20)$$

R dépend de deux paramètres libres qui sont la résolution en énergie, σ , et le coefficient d'étalonnage, C, par lequel on multiplie l'énergie simulée. Au minimum de R, les valeurs de ces paramètres sont considérées optimales. La somme est faite sur un domaine en énergie limité par x_1 et x_n et divisé en n intervalles. Chaque terme de la somme est le carré de la différence entre la valeur expérimentale du nombre d'événements dans l'intervalle i, $y^{\text{exp}}(x_i)$, et la valeur théorique issue de la simulation $y(C, \sigma, x_i)$. La valeur absolue du nombre de coups n'a aucune raison d'être la même dans les deux cas, la normalisation est donc effectuée en égalisant les intégrales des spectres mesuré et simulé entre x_1 et x_n . Le carré de la différence est pondéré en chaque point par l'erreur absolue ϵ_i sur y_i^{exp} . On considérera que l'erreur est essentiellement statistique et donc $\epsilon_i^2 = y_i^{\text{exp}}$.

Pour la source de ^{54}Mn , la région la plus intéressante est comprise entre 450 et 850 keV (cf. figure 3.11), en-dessous, la forme est relativement commune, une exponentielle décroissante, et ne varie presque pas avec la résolution, au-dessus, le nombre d'événements n'est plus suffisant. Par ailleurs, nous avons décidé de prendre pour cette région 10 intervalles de 40 keV chacun, ce qui semble être une valeur raisonnable. En augmentant n, le nombre d'événements dans chaque intervalle diminuerait et la précision se dégraderait, en diminuant n, nous perdriions des informations sur la forme caractéristique du spectre.

La minimisation de R, aussi appelé χ^2 , est réalisée en faisant varier indépendamment C et σ . Le pas de variation de C de l'ordre de 0.2% de sa valeur. σ , quant à lui, prend 10 valeurs entre 5% et 14 % à 1 MeV. L'opération est effectuée successivement pour le signal d'anode puis la lumière d'avalanche.

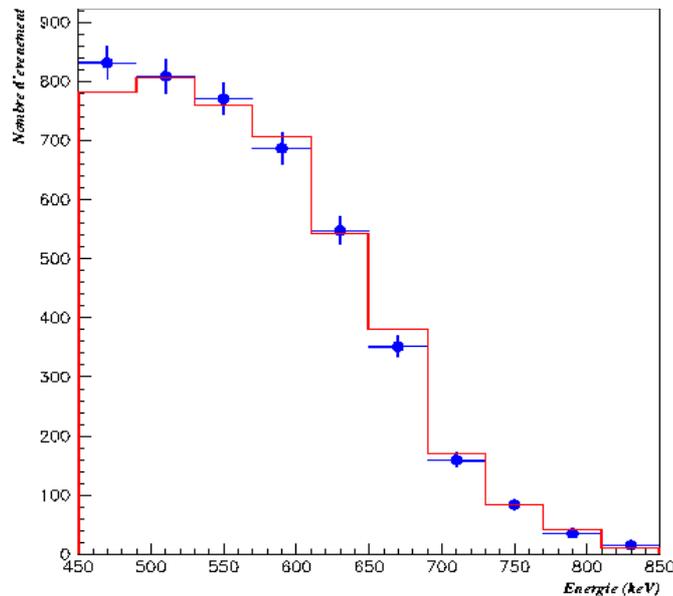


Figure 3.11 : Exemple d'un spectre de recul observé (points bleus) avec une source de ^{54}Mn . La simulation est représentée par une ligne rouge. Pour la minimisation du χ^2 , on prend 10 intervalles de 40 keV chacun entre 450 keV et 850 keV.

3.3.3 Les résultats

3.3.3.1 Un bon accord des données avec la simulation

Le premier résultat important est le bon accord entre les données et la simulation entre 450 et 850 keV. On peut le constater visuellement à l'aide la figure 3.11. Mais, on peut aussi mettre en évidence cet accord en s'intéressant à la valeur du χ^2 . En effet, dans la méthode des moindres carrés, le choix de la fonction par laquelle on veut ajuster les données est judicieux lorsque le rapport de la valeur minimum du χ^2 sur le nombre de degrés de liberté est proche de 1.

Or, le nombre de degrés de liberté est le nombre n d'intervalles moins le nombre de paramètres libres. Dans notre cas, le nombre de degrés de liberté est donc égal à 8. On a reporté sur les figures 3.12 et 3.13 les valeurs du χ^2 en fonction des deux paramètres libres dans le cas de l'exemple de la figure 3.11. La valeur minimum du χ^2 vaut 7.8, ce qui donne un rapport de l'ordre de 1. On peut conclure que la simulation reproduit bien la mesure. On peut maintenant déterminer les valeurs optimales des paramètres

3.3.3.2 La précision sur le coefficient d'étalonnage.

La courbe du χ^2 en fonction du coefficient d'étalonnage (figure 3.12) est très proche d'une parabole. C'est le minimum du χ^2 qui donne les valeurs à utiliser pour chacune des deux mesures d'énergie. Pour notre exemple, le coefficient associé au signal d'anode est 4.88. Mais, la valeur absolue n'est pas très importante ici.

En revanche, la précision que l'on a est plus intéressante. La forme de la courbe étant une parabole, on peut supposer que la fonction $y(C)$ par laquelle on ajuste les données est linéaire localement. On peut alors utiliser les tables

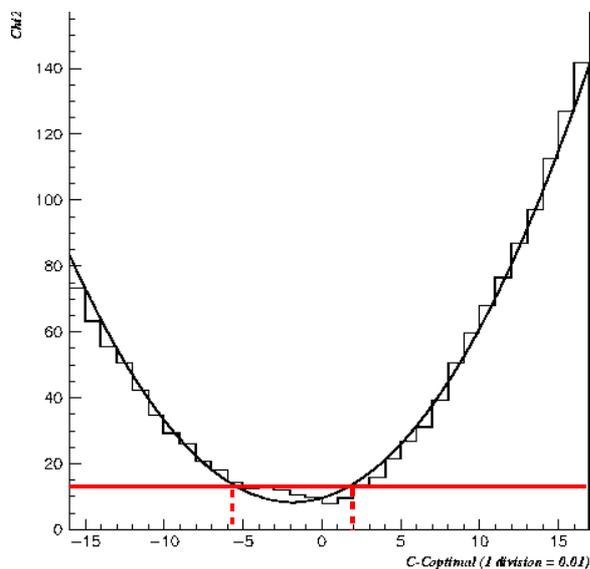


Figure 3.12 : Valeur du Chi2 en fonction de l'écart du coefficient C par rapport à la valeur optimale, pour un exemple d'étalonnage à l'aide du signal d'anode. La résolution appliquée est la résolution optimale. La zone délimitée par les pointillés est la zone des 90% de degré de confiance.

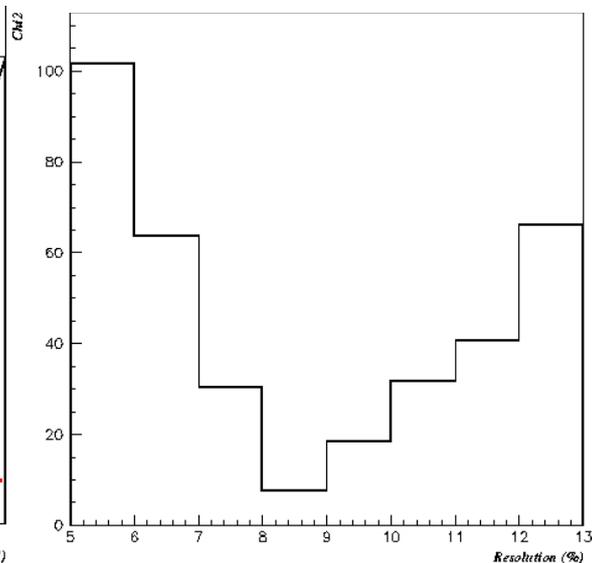


Figure 3.13 : Valeur du Chi2 en fonction de la résolution en énergie à 1 MeV appliquée, pour un exemple d'étalonnage à l'aide du signal d'anode. Le coefficient d'étalonnage utilisé est le coefficient optimal.

donnant la valeur du χ^2 pour laquelle la probabilité que le χ^2 soit supérieur à cette valeur n'est que de 10%. Pour 8 degrés de liberté, elle est égale à 13.36. Ce chiffre nous permet de délimiter une zone (cf. figure 3.12) dans laquelle on peut situer C avec 90% de degré de confiance. D'où le résultat suivant : $C_{\text{optimal}} = 4.88^{+0.02}_{-0.06}$, soit une précision de 1.2%. Bien sûr, cette valeur dépend du nombre d'événements dans l'échantillon utilisé pour l'étalonnage.

3.3.3.3 La résolution en énergie

La valeur de la résolution au minimum de χ^2 obtenue avec le signal d'anode est 8% équivalent à 1 MeV. On retrouve bien le résultat escompté dans le paragraphe 3.3.1. Mais, la courbe du χ^2 en fonction de la résolution de la figure 3.13 est moins précise. C'est le nombre de résolutions différentes utilisées lors de la minimisation qui limite la précision. On ne connaît donc pas la résolution à mieux de 1%.

$$\sigma(1 \text{ MeV}) = 8 \pm 1 \%$$

On peut rappeler que cette valeur correspond à la résolution appliquée de manière globale et n'inclut pas celle issue des défauts géométriques déjà pris en compte dans la simulation. Mais, cette dernière est négligeable et est comprise dans la barre d'erreur. Par ailleurs, le bruit électronique qui fait fluctuer le piédestal a lui aussi un effet négligeable sur la résolution.

En ce qui concerne le signal de la lumière d'avalanche, on obtient une résolution légèrement moins bonne (9%), cela s'explique probablement par le phénomène de saturation des fADC associés aux PMS côté anode, sur lequel nous reviendrons plus longuement au paragraphe 5.2.1.2.

3.3.3.4 La linéarité

Nous avons supposé jusqu'à maintenant que le gain (ou le coefficient d'étalonnage) est le même quelque soit l'énergie. Pour le vérifier, nous pouvons étalonner à l'aide des autres sources radioactives dont nous disposons (^{137}Cs et ^{22}Na). Le front Compton du Césium est situé à 480 keV alors que le Sodium possède deux fronts Compton à 340 keV et 1060 keV.

Cependant, pour pouvoir utiliser notre méthode d'étalonnage, nous devons supposer que le gain peut être au moins considéré constant localement, c'est-à-dire autour des fronts comptons, zones d'énergie où l'on va comparer les spectres.

Pour un même date, les coefficients d'étalonnage obtenus avec les trois sources sont les suivants :

<i>Source</i>	^{22}Na	^{137}Cs	^{54}Mn	^{22}Na
Énergie du front Compton (keV)	340	480	640	1060
Coefficient d'anode	4.25±0.10	4.56±0.07	4.88±0.06	5.08±0.07
Coefficient de lumière	111.8±2.0	113.0±1.8	118.8±1.6	125.4±3.0

Table 3.3 : Résultats de l'étalonnage pour les différentes sources radioactives utilisées

Le coefficient d'étalonnage obtenu varie donc avec l'énergie. La figure 3.14 représente chacune des deux mesures de l'énergie en fonction de l'énergie simulée. Les droites noires correspondent à la première hypothèse où le gain (coefficient directeur de la droite) déterminé par la source Mn était constant. Les points bleus sont les quatre points d'étalonnage, ils s'alignent sur deux droites (en rouge) qui ne passent pas par 0. Les équations de ces droites sont :

$$\begin{aligned} \text{Signal Anode} &= -407.6 + 1.12 * \text{Coeff Mn} * \text{Energie déposée} \\ \text{Signal Lumière} &= -8727.6 + 1.12 * \text{Coeff Mn} * \text{Energie déposée} \end{aligned} \quad (3.21)$$

Dans les deux cas, la nouvelle droite est très proche de la première et notre hypothèse, supposant que le gain est localement constant autour des points d'étalonnage, est considérée comme valable.

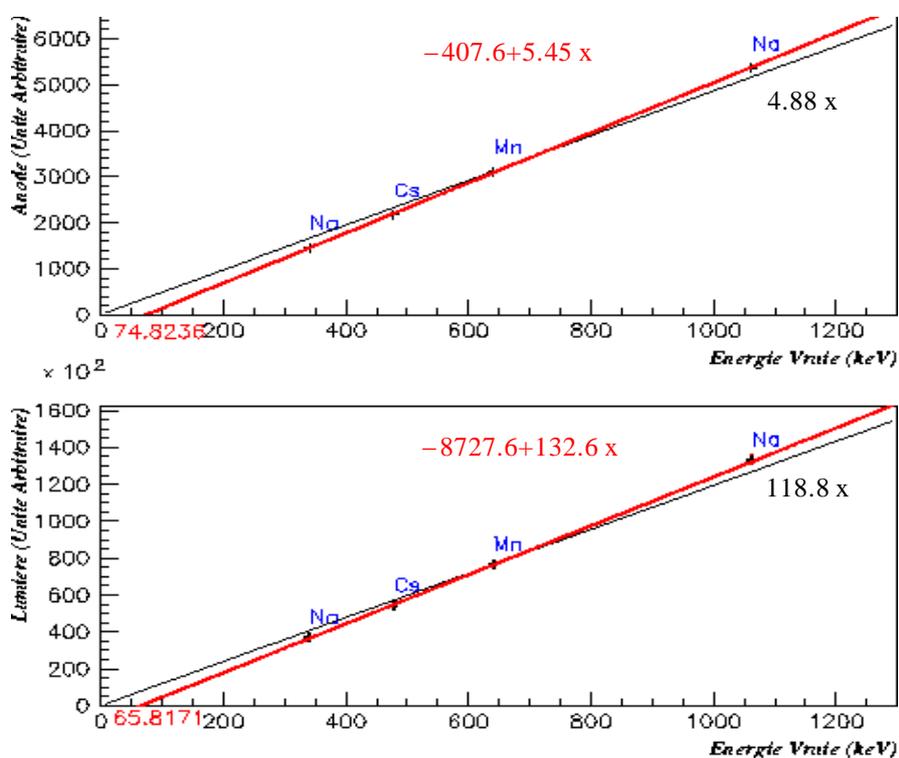


Figure 3.14 : Exemple de relation entre mesure (en haut, charge collectée; en bas, lumière d'avalanche) et énergie simulée. Les 4 points correspondent aux 4 mesures effectuées à une date donnée : Mn, Cs et Na. Les droites en noir correspondent à la relation obtenue par la source Mn dans le cas où le coefficient d'étalonnage est constant avec l'énergie. Les droites reliant les points sont en rouge.

Pour expliquer la dépendance du gain en fonction de l'énergie, on pourrait invoquer d'abord une mauvaise soustraction du piédestal. Cependant, le rapport du signal sur le piédestal est nettement meilleur pour le signal des PMs que pour celui de l'anode alors que l'abscisse à l'origine est pratiquement la même dans les deux cas. L'effet du piédestal est donc négligeable.

Une autre explication pourrait venir d'un phénomène d'atténuation des charges, aussi appelé "quenching", en fin de trace, là où la densité d'ionisation est la plus élevée. Ce phénomène a été observé pour les alphas et sera décrit au paragraphe 5.2.3. Le gain serait dans ces conditions moins important en fin de trace que sur le reste du parcours. Or, la proportion de l'énergie déposée dans la fin de trace par rapport à l'énergie totale varie avec l'énergie d'où une dépendance du gain global avec l'énergie.

Si on applique maintenant la relation (3.21) obtenue pour la conversion mesure-énergie, on obtient, pour les trois sources, les spectres 3.15, 3.16 et 3.17. L'accord entre les données et la simulation est quasiment parfait et cela de 150 keV jusqu'à 1200 keV. Il valide la simulation et notamment la variation de la résolution de la formule 3.1 avec $n=0.31$.

Finalement, nous allons voir dans le paragraphe suivant que le gain est soumis à des variations dans le temps et qu'il faut étalonner très régulièrement. Cependant, réaliser l'étalonnage avec plusieurs sources à chaque fois demanderait trop de temps. Nous préférons plutôt étalonner avec la source Mn et considérer que le gain est constant en énergie. Cela introduit une erreur systématique dans la mesure de l'énergie mais cette erreur est relativement faible au-dessus de 500 keV et jusqu'à 1.2 MeV où elle est inférieure à 5%. En dessous, l'erreur devient un peu plus importante, elle vaut 16% à 300 keV. Si on désire analyser les données à 300 keV, on devra tenir compte de ce décalage en énergie.

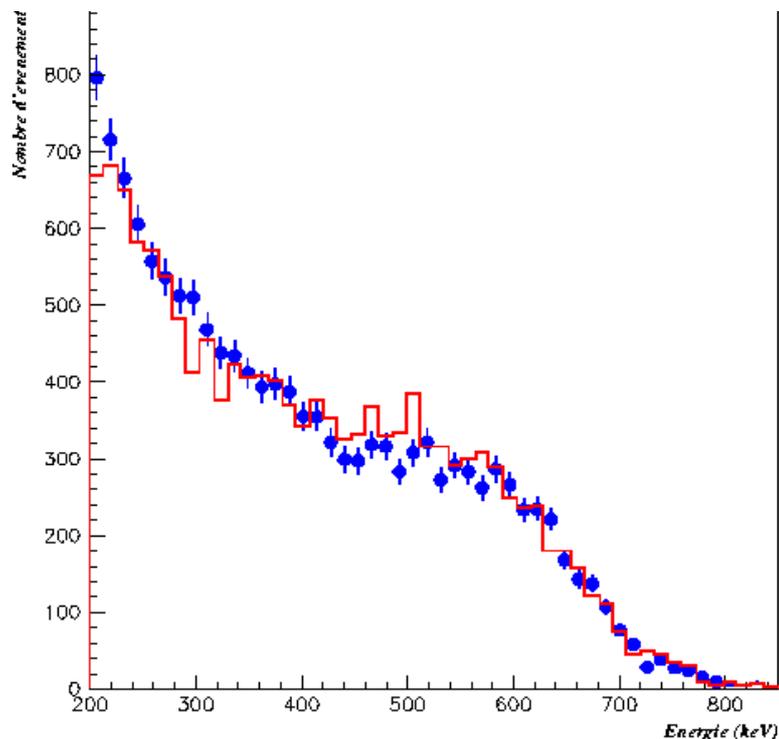


Figure 3.15 : Spectres de recul mesuré (points bleus) et simulé (ligne rouge) avec la source ^{54}Mn .

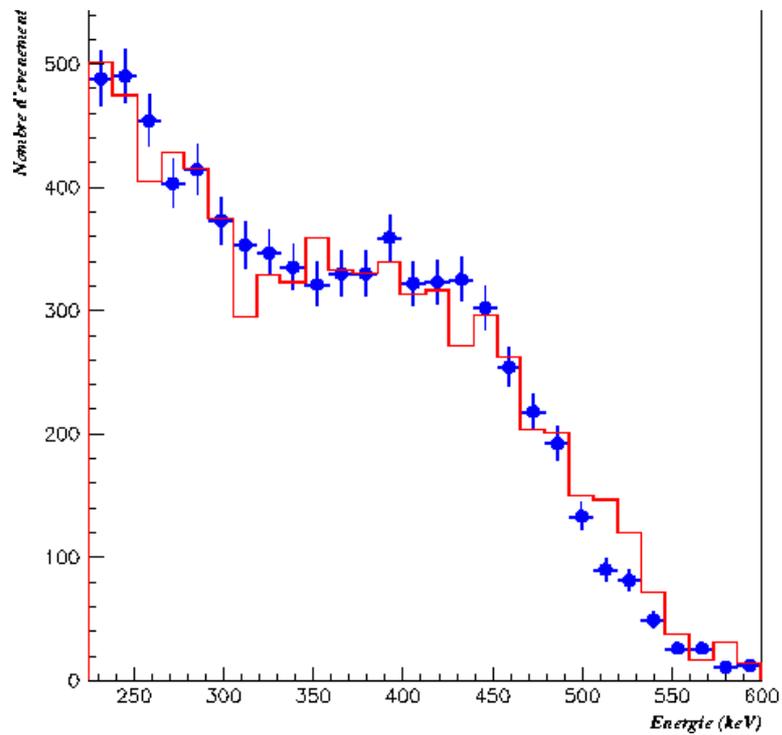


Figure 3.16 : Spectre de recul mesuré (points bleus) et simulé (ligne rouge) avec la source ^{137}Cs .

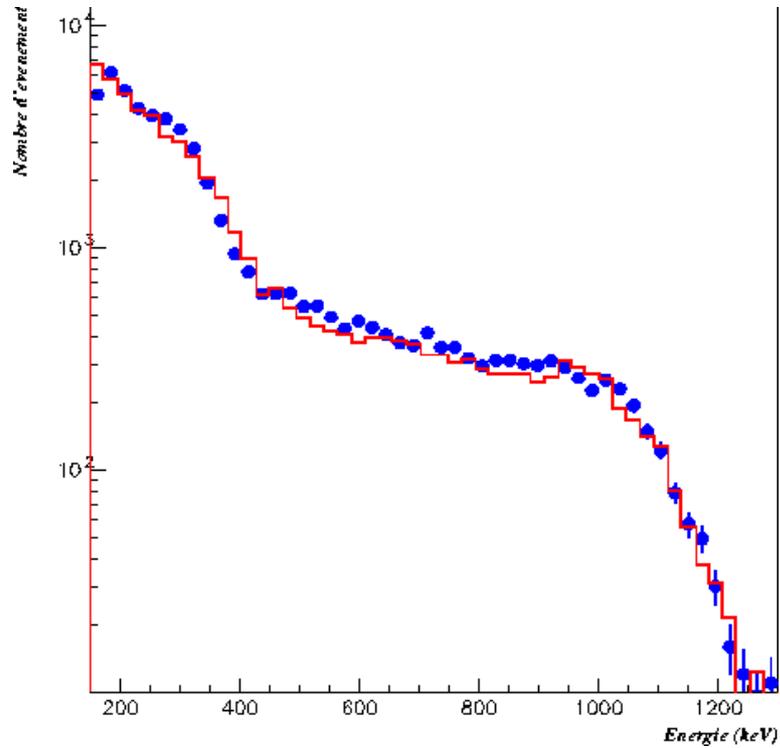


Figure 3.17 : Spectres de recul mesuré (points bleus) et simulé (ligne rouge) avec la source ^{22}Na .

3.4 Les variations dans le temps du gain de la TPC

Nous venons d'étudier en détail l'étalonnage de la TPC et nous avons vu qu'il était plus complexe que celui de l'Anti-Compton. Une difficulté supplémentaire est la stabilité. Si le gain de l'Anti-Compton présente une remarquable stabilité dans le temps, il n'en est rien de celui de la TPC. Deux prises de données à des dates différentes peuvent aboutir à des coefficients d'étalonnage très différents. Il est donc impératif de répéter l'étalonnage suffisamment souvent pour suivre les variations. Nous expliquerons donc dans un premier temps la méthode utilisée. Ensuite, nous analyserons les résultats obtenus et enfin, nous tenterons d'expliquer l'origine de ces variations.

3.4.1 La méthode de suivi des variations

Le choix de la méthode dépend de la fréquence des variations. En fait, nous allons constater que le gain peut évoluer d'un jour à l'autre. Il est donc impossible d'utiliser uniquement les sources radioactives. Cela générerait trop de temps mort (3 heures par jour) pendant lequel nous ne pourrions pas détecter les neutrinos. Il faut donc trouver une autre méthode.

3.4.1.1 L'analyse des muons

Comme nous l'avons décrit au chapitre 2, le détecteur MUNU est exposé continuellement au flux des muons cosmiques, ils représentent un taux de comptage de 70 Hz dans la TPC. Ces muons ont une énergie de l'ordre du GeV. Ils ont des trajectoires rectilignes dans la TPC (cf figure 3.18). Ils sont au minimum d'ionisation et déposent par unité de longueur une énergie constante égale en moyenne à 19.8 KeV par cm, à 3 bar. L'idée pour le suivi du gain au cours du temps est de mesurer chaque jour ce dépôt d'énergie. De la même façon que pour les sources, le gain sera donné par le rapport du signal et de l'énergie attendue.

Cependant, pour diminuer l'erreur statistique, il faut augmenter le nombre de mesures et donc échantillonner la trace. Or, les signaux d'anode et de lumière ne donnent accès qu'à la projection de la trace sur l'axe de dérive z . Plus un muon sera horizontal, plus il nous fournira un nombre important de mesures. Il est donc préférable d'analyser des muons les plus horizontaux possibles. Une acquisition spécifique est donc effectuée quotidiennement. Elle sélectionne les muons dont la projection sur l'axe z s'étend au moins sur quelques dizaines de centimètres. Le signal de l'anode, des PMs ainsi que les signaux des bandelettes sont conservés.

3.4.1.2 Le calcul de l'énergie déposée par unité de longueur

On dispose d'un échantillon de muons pour chaque jour. Pour déterminer l'énergie moyenne déposée par cm, il faut effectuer plusieurs opérations.

La soustraction du piédestal

La première étape de l'analyse est la soustraction du piédestal pour chaque muon. Habituellement, le piédestal est supposé constant pour un événement et il est évalué juste avant le signal. Dans le cas des muons, la situation est différente. Le

piédestal peut évoluer pendant l'acquisition d'un événement.

Il y a deux raisons à cela :

–Premièrement, lors du passage dans l'Anti-Compton, le muon dépose une grande quantité d'énergie (plusieurs dizaines de MeV). On observe alors un signal important sur les PMs. L'amplitude est tellement importante qu'il induit aussi par influence une impulsion sur la voie de l'anode (cf figure 3.18). Après un tel signal électrique, que l'on appellera "influence" et qui survient en tout début d'événement, les amplificateurs de l'anode et des PMs mettent quelques micro-secondes pour retrouver leur tension d'origine.

–Deuxièmement, le signal lui-même s'étend sur plusieurs dizaines de micro-secondes, cette accumulation de signal dans le temps perturbe les amplificateurs.

Malheureusement, on ne connaît pas la forme de la réponse des amplificateurs aux deux perturbations. On choisit d'utiliser la valeur du piédestal après le signal, cela a l'avantage de ne pas tenir compte de l'influence mais on sait que cela introduit une erreur sur le calcul de l'énergie déposée, qu'il faudra évaluer.

Pour le signal d'anode, la baisse du piédestal entre le début et la fin d'un événement peut atteindre 20 à 30%, elle n'est pas négligeable surtout que l'amplitude du signal (~ 200 mV) est du même ordre que le piédestal (~ 300 mV). En ce qui concerne la lumière, la baisse est encore plus forte, jusqu'à 40% mais on peut voir que le signal (~ 500 mV) est cette fois nettement supérieur au piédestal (~ 200 mV), on sera donc moins gêné.

L'angle d'incidence des muons

La deuxième étape consiste à calculer θ , l'angle du muon par rapport à l'horizontale. Pour cela, on réalise un ajustement des traces par une droite dans les deux projections x-z et y-z. Cette opération permet également d'écartier tous les événements multiples, tels les gerbes électromagnétiques, ou ceux qui n'ont pas une trajectoire rectiligne comme les électrons. On ne conserve que les événements pour lesquels le χ^2 de l'ajustement est proche de 1.

L'intégration du signal

Une fois que l'on a soustrait le piédestal et que l'on connaît θ , on intègre le signal d'anode ou de lumière d'avalanche sur chaque centimètre de la projection de la trace sur l'axe z, soit environ 6 canaux. Pour se ramener à l'énergie réellement déposée par centimètre, il faut corriger de l'angle d'incidence du muon. En effet, 1 cm sur la trajectoire correspond en fait à $\cos(\theta)$ cm sur la projection.

Le coefficient d'étalonnage

Les énergies déposées par centimètre mesurées à l'aide du signal d'anode sur l'ensemble des muons d'un échantillon suivent une distribution gaussienne. Elle est représentée sur la figure 3.19. La valeur moyenne, 112.7 pour notre exemple, correspond à l'énergie 19.8 keV, ce qui donne le coefficient d'étalonnage C_{muon} :

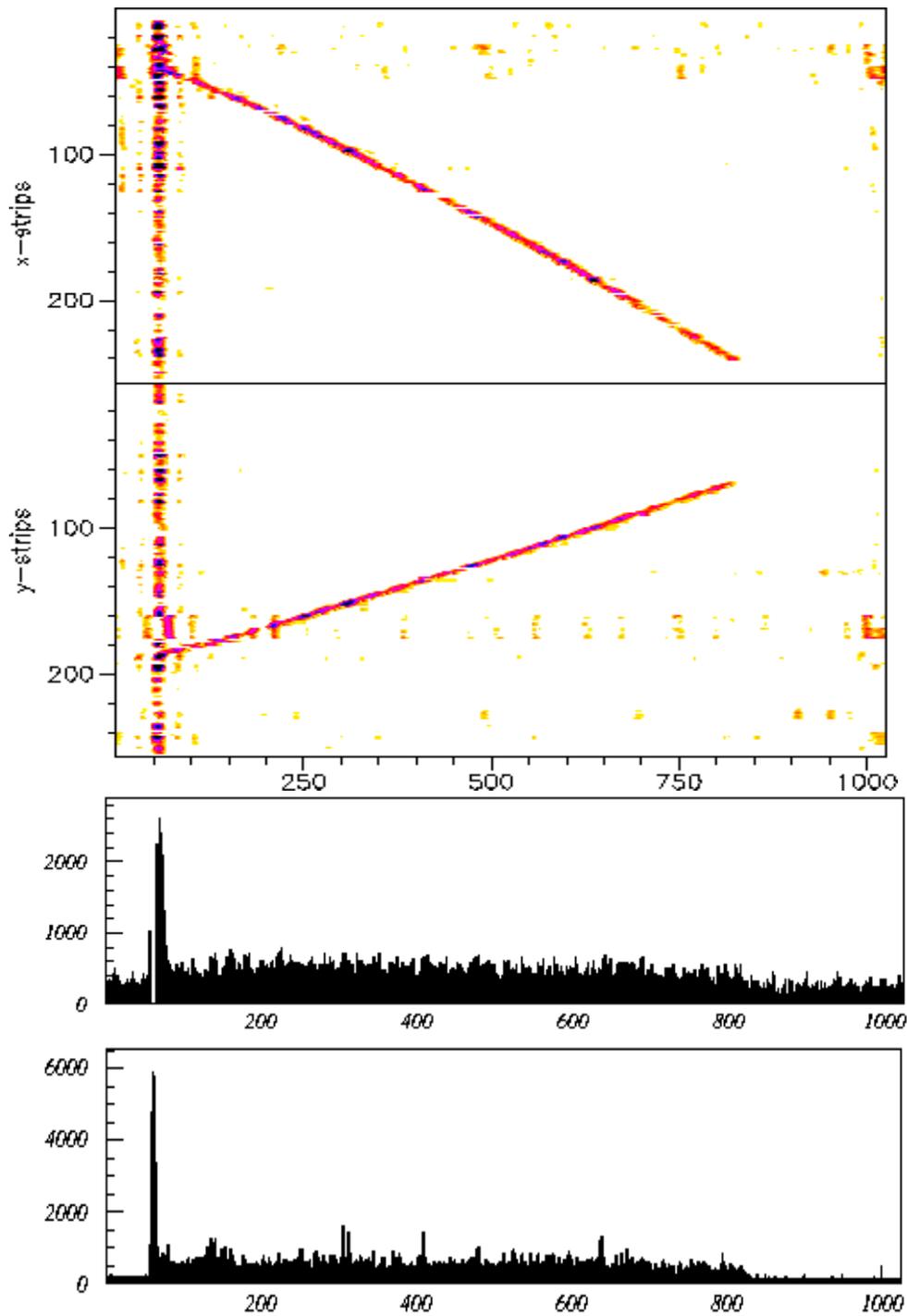


Figure 3.18 : Exemple d'un événement muon dans la chambre. En haut les images dans les deux projections $x-z$ et $y-z$. En-dessous, les signaux d'anode et de lumière en fonction du temps. La trace verticale en début d'événement est l'influence sur l'électronique des bandelettes du signal vu par les PMs lors du passage du muon dans l'Anti-Compton.

$$C_{\text{muon}} = \frac{\text{Valeur moyenne}}{\text{Energie de référence}} = \frac{112.7 \pm 1}{19.8} = 5.69 \pm 0.05$$

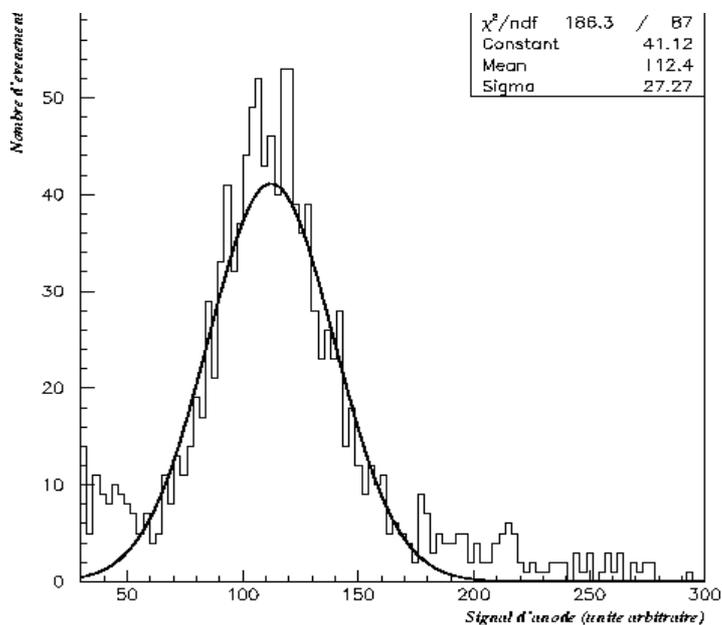


Figure 3.19 : Signal d'anode intégré par cm et corrigé de l'angle, pour un échantillon de muons.

Cependant, il faut tenir compte de l'erreur sur le piédestal. Supposons dans un premier temps que cette erreur est systématique, cela voudrait dire que la forme de la réponse des amplificateurs est identique d'un événement à l'autre. On peut alors l'évaluer en égalisant à une date donnée le gain issu de la source de Mn avec celui issu des muons. Dans notre exemple, l'analyse d'une source de Mn donne $C_{\text{source}} = 4.17 \pm 0.08$, nous aurions donc dû trouver une valeur moyenne dite corrigée telle que :

$$\text{Valeur moyenne corrigée} = \text{Energie de référence} \times C_{\text{source}}$$

Soit 82.6 ± 2 au lieu de 112.7 ± 1 .

Le piédestal serait sous-estimé de 36% par rapport à la réalité. La même opération sur le signal de lumière d'avalanche aboutit comme prévu à une erreur beaucoup plus faible, elle vaut 8%.

Pour vérifier que l'erreur est stable dans le temps, on compare les gains sur une période de 50 jours (cf figure 3.20 et 3.21) en se normalisant au jour 650. On observe un très bon accord entre les deux méthodes. L'erreur sur les valeurs de gain issues des muons est de l'ordre de 2%.

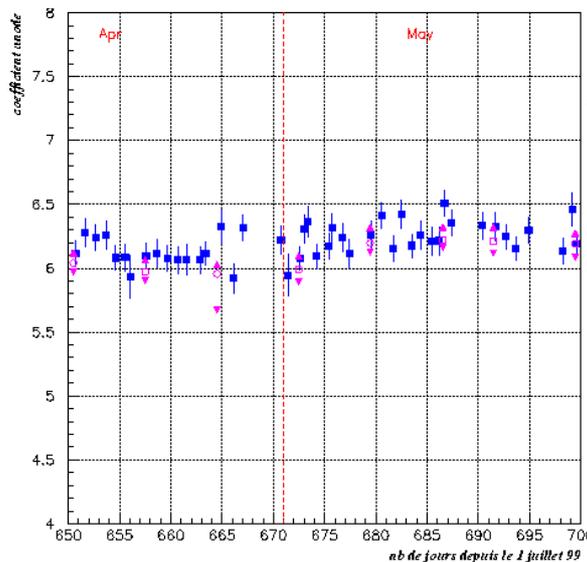


Figure 3.20 : Comparaison entre les gains de l'anode mesurés à l'aide de la source de Mn (ronds roses) et ceux obtenus par les muons (carrés bleus), sur 50 jours.

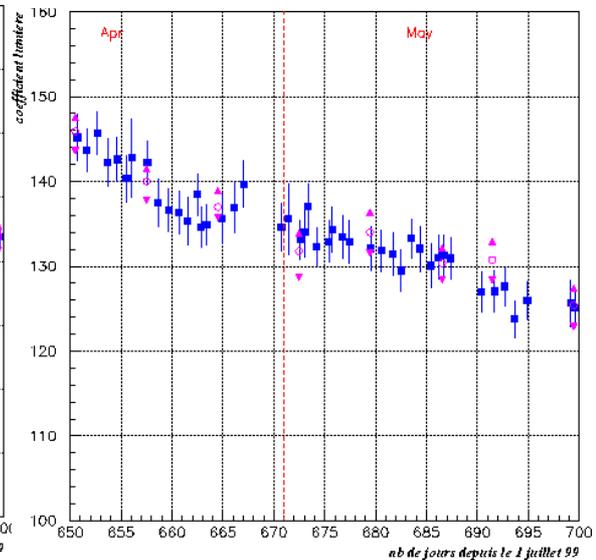


Figure 3.21 : Comparaison entre les gains de la lumière d'avalanche mesurés à l'aide de la source de Mn (ronds roses) et ceux obtenus par les muons (carrés bleus), sur 50 jours.

En fait, il s'est avéré que, sur les quelques mois de la période de prise de données, la réponse de l'amplificateur associé à l'anode a évolué plusieurs fois de manière brutale, nous verrons pourquoi dans le paragraphe 3.4.3.3. Il a donc fallu périodiquement réestimer l'erreur sur le piédestal. Elle a varié entre 26% et 41%.

Finalement, il est possible de calculer la résolution en énergie associée à la mesure par les muons. Utilisons l'exemple de la figure 3.19. La valeur moyenne correcte du signal d'anode n'est pas 112.7 puisqu'il faut soustraire le piédestal réel mais 82.6. Le sigma de la gaussienne est égal à 27.3. D'où une résolution en énergie de 33%.

Étant donné que le dépôt d'énergie est constant tout le long de la trajectoire des muons contrairement aux électrons, la résolution théorique peut être calculée avec la formule (3.18). Pour un centimètre, le nombre de paires ion-électron est $n_0=577$ d'où une résolution de 35% soit une valeur très proche de la mesure.

Ainsi, la méthode d'étalonnage par les muons ne permet pas de déterminer la valeur absolue du gain en raison de la difficulté de calculer le piédestal. Il est donc nécessaire de continuer à utiliser les sources radioactives. En revanche, elle permet de suivre de manière très fiable et avec une grande fréquence, les variations du gain avec une erreur de l'ordre de 2%.

3.4.2 Les variations sur la période de prise de données

La période de prise de données à laquelle nous allons nous intéresser au chapitre 5 s'étend de mars 2001 à décembre 2001. Un étalonnage avec la source de ^{54}Mn a été réalisé chaque semaine tandis que l'analyse des muons était quotidienne. L'ensemble des gains d'anode et de lumière pour cette période sont reportés ci-dessous.

On constate immédiatement que les deux gains n'ont pas le même comportement. En ce qui concerne l'anode (figure 3.22), on observe des variations brutales assez importantes alors que pour la lumière (figure 3.23), on peut voir une baisse plutôt régulière. Nous allons voir que l'on peut essayer de reproduire ces variations.

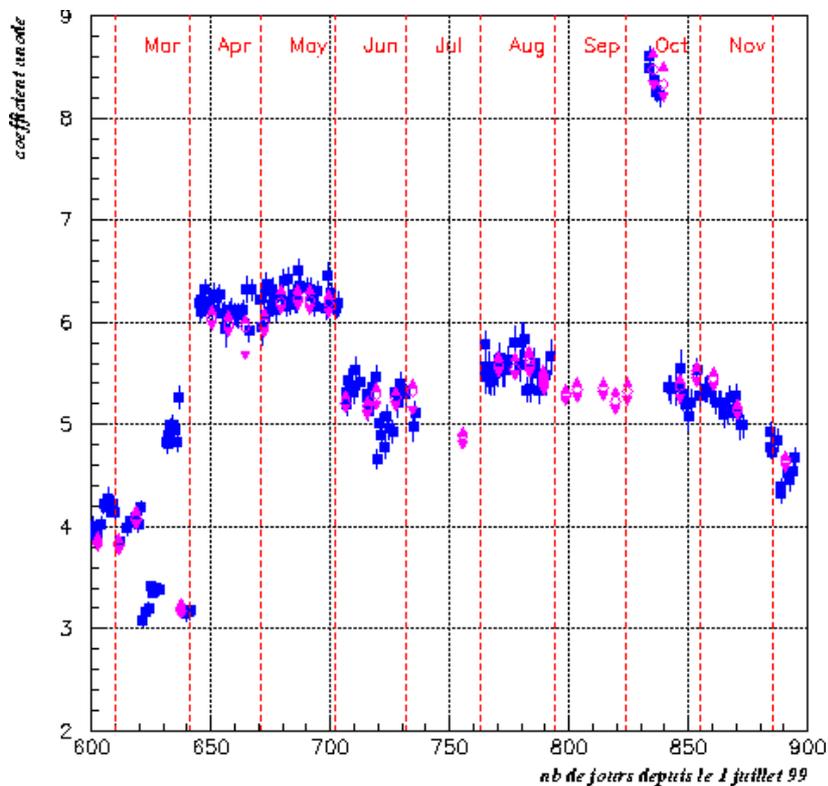


Figure 3.22 : Gain de l'anode en fonction du temps sur toute la période de prise de données. Les ronds roses correspondent aux mesures réalisées à l'aide de la source de Mn. Les carrés bleus sont obtenus par l'analyse des muons.

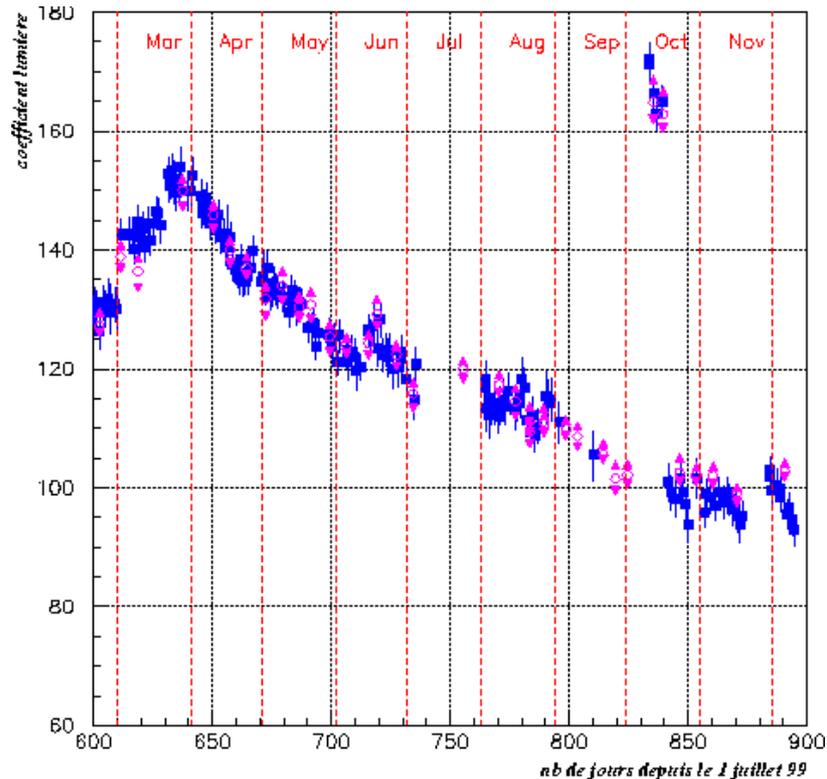


Figure 3.23 : Gain de la lumière d'avalanche en fonction du temps sur toute la période de prise de données. Les ronds roses correspondent aux mesures réalisées à l'aide de la source de Mn. Les carrés bleus sont obtenus par l'analyse des muons.

3.4.3 L'interprétation des variations

On désire reproduire les variations du gain au cours du temps. Pour cela, un programme informatique de calcul du gain a été réalisé.

3.4.3.1 Le programme de calcul du gain

Comme nous l'avons vu au chapitre 2, le gain est proportionnel à la charge créée dans la zone d'avalanche et peut donc s'exprimer en fonction du coefficient $\bar{\alpha}$. Ce coefficient dépend du rapport du champ électrique dans la zone d'avalanche, E , sur la densité du gaz, N . Ce rapport dépend lui-même de plusieurs paramètres qui peuvent varier dans le temps et que nous devons prendre en compte : la valeur de la tension des fils d'anode, la pression du CF4 et la température du CF4.

On doit donc calculer l'exponentielle de l'intégrale de $\bar{\alpha}(r)$ dans la zone d'avalanche, autour d'un fil. L'intégration se fait pas à pas entre $r=3.5$ mm, distance où le potentiel est nul jusqu'à $r=10$ μm , rayon des fils. A chaque pas, on peut calculer la valeur du champ E et la densité du gaz à l'aide de la pression et de la température et d'après la relation des gaz parfaits. Le rapport E sur N fournit alors la valeur de $\bar{\alpha}$ correspondante. Il faut préciser que le programme ne permet pas de calculer directement les signaux d'anode et de lumière. On obtient le gain réel en multipliant l'exponentielle de l'intégrale de $\bar{\alpha}(r)$ par un facteur déterminé empiriquement.

3.4.3.2 Le gain calculé en fonction du temps

Au cours de la période d'acquisition, les tensions ont changé quatre fois (cf. figure 3.24). Les deux premières fois, au début de la période de prise de données, les tensions ont été augmentées (+20V pour la tension anode à chaque fois) pour améliorer la qualité des traces des événements. La troisième fois, le changement de tension constituait un test avec des tensions plus élevées, 3670 V au lieu de 3540 V. Après une courte période, les tensions ont été remises à leur valeur initiale.

En ce qui concerne la température et la pression, l'ordre de grandeur des variations sont respectivement de quelques degré Celsius et de quelques dizaines de mbar.

Dans ces conditions, le résultat du programme est présenté sur la figure 3.24.

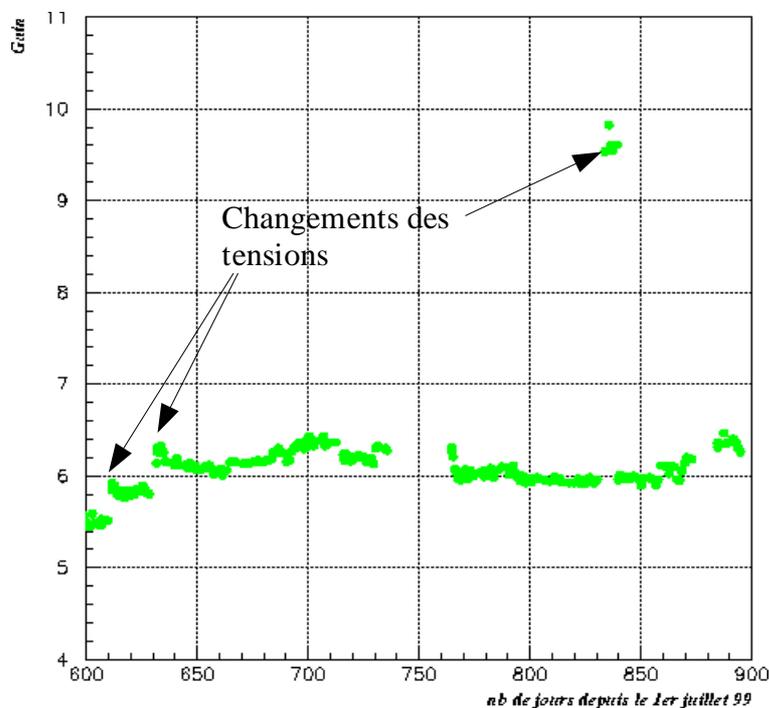


Figure 3.24 : Gain théorique en fonction du temps calculé à partir des valeurs de la tension de l'anode et celles de la pression et de la température. Hormis les points signalés, les variations proviennent des variations de la pression et de la température.

Au premier abord, il apparaît que le gain calculé ne reproduit pas l'ensemble des variations du gain mesuré. On ne retrouve pas les variations brutales observées pour le gain de l'anode, ou même la baisse régulière du gain en lumière. Il faut chercher d'autres explications provenant de phénomènes survenant après l'avalanche puisque les conséquences sont différentes pour les deux signaux.

3.4.3.3 Les fluctuations de l'électronique associée à l'anode

Il existe une information que nous n'avons pas encore utilisée, c'est la somme des signaux des bandelettes dans chaque projection $x-z$ et $y-z$. De par le phénomène d'influence, ces sommes sont proportionnelles au signal de l'anode. Or, l'observation montre que le rapport des deux n'est pas constant dans le temps. Parfois, il change brusquement. On peut interpréter cela par un dysfonctionnement de l'électronique associée à l'anode. En effet, en juillet 2001, une intervention sur la soudure d'une résistance a permis de diminuer nettement ces fluctuations.

Quoiqu'il en soit, on peut corriger cet effet en supposant en première approximation que les sommes sur les bandelettes ne connaissent pas le même problème. Si on multiplie le gain calculé par le rapport entre l'intégrale du signal d'anode et la somme des intégrales des signaux des bandelettes, on obtient les valeurs reportées sur la figure 3.25. Cette fois-ci, l'accord est remarquable.

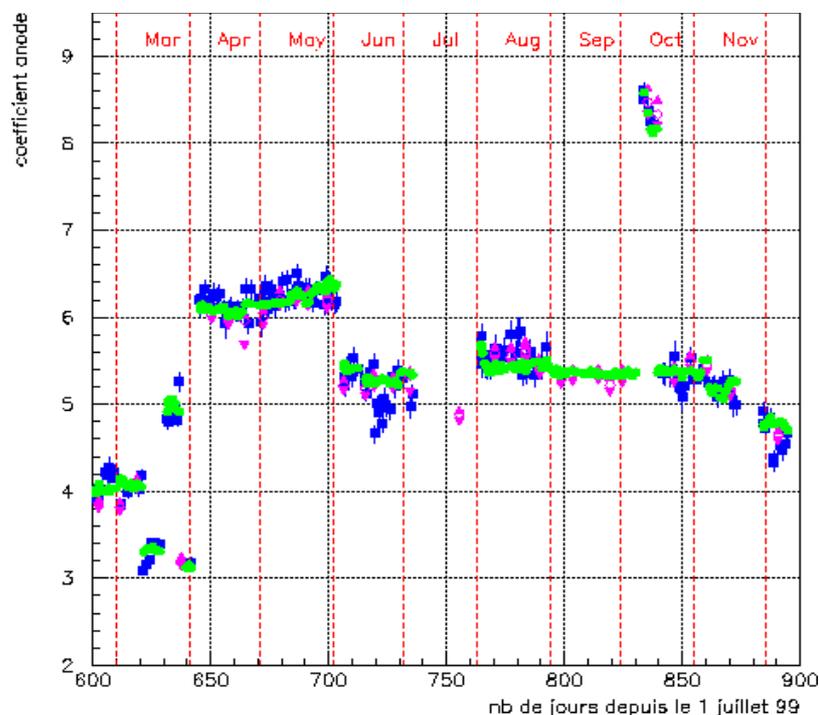


Figure 3.25 : Gain de l'anode en fonction du temps. Les points verts correspondent au gain théorique de la figure 3.24 auquel on a ajouté les fluctuations de l'électronique. Les carrés bleus sont issus des muons et les ronds roses de la source de Mn.

Il faut mentionner que deux ajustements sont nécessaires. Le premier, déjà évoqué, est réalisé pour positionner en absolu le gain calculé par rapport aux données. Le deuxième est fait sur la fonction $\bar{\alpha}$. En effet, elle est mal connue pour les valeurs du rapport E sur N supérieures à $300 \cdot 10^{-7} \text{ Vcm}^2$, les valeurs fournies dans la littérature étant approximatives dans cette région. C'est le test en octobre avec une tension très différente (3670 V) qui a permis de déterminer les bonnes valeurs de $\bar{\alpha}$ à utiliser.

3.4.3.4 Une baisse du gain en lumière

En plus des fluctuations associées aux variations de température et de pression, le gain en lumière diminue régulièrement.

Nous allons voir au chapitre 5 lors de l'analyse des données que les taux d'événements dans la TPC augmentent dans le temps et qu'on pourrait expliquer cette variation par du ^{210}Pb présent dans le filtre à charbon actif et qui serait emporté par le CF_4 . Les taux d'événements devraient alors varier plus ou moins selon le flux du gaz. De la même manière, le gaz pourrait aussi emporter d'autres impuretés qui influeraient sur l'émission de la lumière par les ions CF_4^+ et CF_3^+ dans la zone d'avalanche. Cette hypothèse paraît envisageable mais elle est très difficile à vérifier.

On peut néanmoins tenter de corriger le gain calculé en s'aidant de l'évolution du taux d'événements, déterminé par l'analyse des données, qui serait relié au taux d'impuretés. En supposant que le gain diminue quand le taux d'impuretés augmente et inversement, on obtient alors moyennant quelques ajustements la figure 3.26. Il est possible de reproduire l'évolution du gain par cette méthode.

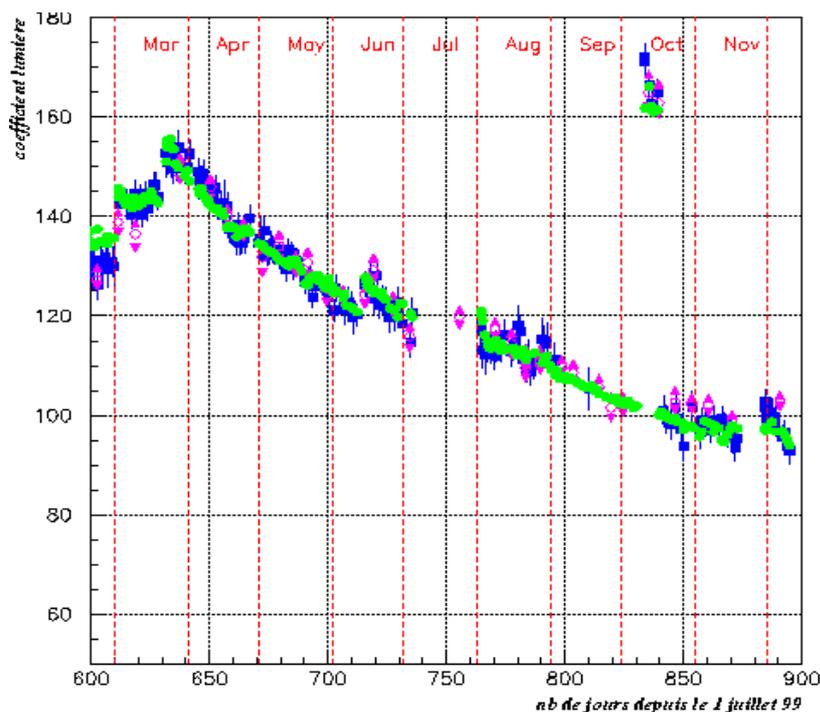


Figure 3.26 : Gain de la lumière en fonction du temps. Les points verts correspondent au gain théorique de la figure 3.24 auquel on a ajouté une atténuation. Les carrés bleus sont issus des muons et les ronds roses de la source de Mn.

Cependant, cela ne constitue pas une preuve suffisante. L'étape suivante serait d'effectuer une opération similaire mais en corrigeant cette fois le gain en fonction des variations du flux du gaz. Cela permettrait de montrer s'il existe effectivement une corrélation entre les deux variations. Ce travail est actuellement

en cours. L'idéal pour confirmer l'hypothèse d'explication serait de réaliser une étude spécifique sur les variations du gain en lumière suivant la nature et la quantité des impuretés dans le gaz.

Ainsi, le chapitre 3 a permis de montrer comment le programme de simulation Monte-Carlo qui a été développé parvient à reproduire les différentes observations et notamment les spectres en énergies de trois sources radioactives. Nous avons alors pu exposer la méthode utilisée pour l'étalonnage de l'Anti-Compton et de la TPC. Par ailleurs, nous avons vu comment il est possible de suivre précisément les variations du gain de la TPC grâce à l'énergie déposée par les muons. Enfin, les résolutions en énergie ont pu être déterminées, elles valent 8% à 1 MeV pour la TPC et 13% à 1 MeV au centre de l'Anti-Compton, valeurs qui sont en accord avec les valeurs prédites par la théorie. Abordons maintenant la deuxième résolution importante du détecteur : la résolution angulaire.

Chapitre 4

La résolution angulaire

Le principal atout de la TPC gazeuse pour la détection des neutrinos est de pouvoir mesurer, en même temps que l'énergie, l'angle de diffusion de l'électron de recul de la diffusion neutrino-électron. Ces deux grandeurs permettent, par les lois simples de la cinématique, de calculer l'énergie des neutrinos incidents. Par ailleurs, la direction de l'électron de recul peut aussi aider dans le rejet du bruit de fond puisque la direction de la source définit un cône d'acceptance dans lequel les électrons de recul doivent se trouver. Mais, pour pouvoir bénéficier au mieux de cette mesure d'angle, il est indispensable d'avoir une très bonne résolution angulaire.

Dans ce chapitre, nous décrirons d'abord les images des événements dans le détecteur MUNU. Ensuite, nous détaillerons la méthode qui nous permet de déterminer la direction initiale des électrons à partir de ces images. Nous verrons alors comment on peut estimer la résolution angulaire associée à une telle méthode et enfin, nous envisagerons des améliorations possibles en tentant d'évaluer leur impact sur la résolution angulaire.

4.1 Les images des événements dans MUNU

La bonne détermination de la direction initiale des électrons, autrement dit la résolution angulaire, dépend directement de la qualité des images des événements. Il est donc important de nous attarder quelque peu sur les processus qui participent à leur obtention.

4.1.1 Le dispositif d'imagerie

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 2, les images des événements sont obtenues grâce à un réseau croisé de 2 fois 256 bandelettes. Ces bandelettes sont photogravées sur chacune des faces d'une feuille de mylar de 90 cm de diamètre et d'épaisseur 125 μm recouverte de chaque côté d'un film de 35 μm de cuivre. Elle est située à 3 mm derrière le plan de fils d'anode. Lors de l'avalanche des électrons de dérive sur l'anode, des courants sont induits sur les bandelettes situées à proximité du point d'avalanche. Un échantillonnage en temps des signaux des bandelettes

permet alors de localiser les avalanches au cours du temps. On obtient ainsi deux images de la trace des électrons qui correspondent aux deux projections X-Z et Y-Z (cf. figure 4.1). Il s'agit de deux matrices 256x1024. Selon X et Y, une division correspond à l'espacement entre bandelettes qui est de 3.5 mm tandis que selon Z, une division vaut 80 ns (le temps d'échantillonnage) soit, en fonction de la vitesse de dérive, une longueur de l'ordre de 1.6 mm.

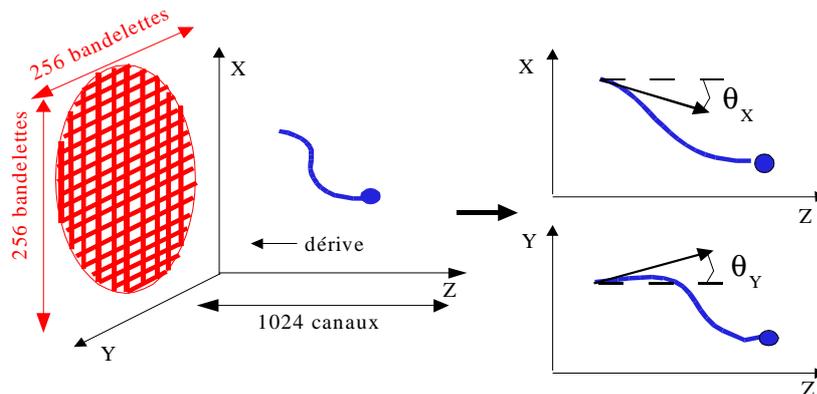


Figure 4.1 : Schéma explicatif de l'imagerie de MUNU

4.1.2 Les processus d'élaboration d'une trace

Depuis l'ionisation du gaz par l'électron de recul jusqu'au traitement des signaux électroniques, les images résultent d'une succession de processus que nous allons énumérer en nous intéressant tout particulièrement à leur contribution à la synthèse de l'image.

4.1.2.1 L'ionisation du gaz

Lors de la diffusion neutrino-électron, l'électron reçoit de l'énergie et il est accéléré. Sur son parcours, il va ioniser le gaz. La densité d'ionisation dépend évidemment de la pression du gaz mais aussi de l'énergie de l'électron de recul, elle varie de manière inversement proportionnelle à leur énergie cinétique, selon une courbe de Bragg. C'est au début de son parcours, quand son énergie est la plus grande, que la densité d'ionisation est la plus faible. Le minimum d'ionisation est atteint pour des électrons de 1.3 MeV. Au fur et à mesure que l'électron perd son énergie, la densité d'ionisation augmente et ce de plus en plus vite. La fin de la trace est alors caractérisée par un dépôt d'énergie plus important, c'est-à-dire une zone de plus forte intensité que le reste de la trace. Ce phénomène joue aussi sur la forme de la trajectoire, en raison des multiples diffusions, plus l'électron a une énergie faible plus la trace est courbée. A 3 bars, la longueur de la trace d'un électron est de l'ordre de 8 cm à 300 keV et de l'ordre de 45 cm à 1 MeV.

4.1.2.2 La dérive et la diffusion des électrons

Après l'ionisation du gaz, les électrons libres, sous l'effet du champ électrique, dérivent vers l'anode. Durant ce transport, les électrons subissent des diffusions latérale et transverse données par la formule déjà citée au chapitre 2:

$$\sigma_{L,T} = \sqrt{2D_{L,T} \frac{x}{w}} \quad (4.1)$$

où x est la longueur de dérive, w la vitesse de dérive et $D_{L,T}$ les coefficients de diffusion longitudinal et transverse qui dépendent du champ dans la TPC et de la densité du gaz. En utilisant les valeurs données dans la littérature ([CHR91], [VAV92], [CHR96]) pour nos valeurs de tension et de densité de gaz, on obtient une valeur maximum de σ de l'ordre de 2 mm (pour 1,60 m de dérive), valeur très faible et inférieure à la largeur d'une bandelette. On peut donc négliger l'effet de la diffusion sur la largeur de la trace.

4.1.2.3 L'avalanche des électrons et l'influence sur les bandelettes

Lors de l'avalanche des électrons de dérive sur l'anode, un potentiel électrique est induit autour du point d'avalanche. Il est donné par la formule suivante [GAT79] :

$$P(x) = \text{cste} \times (\arctan[\sqrt{K_3} \tanh[K_2(x + \frac{a}{D})]] - \arctan[\sqrt{K_3} \tanh[K_2(x - \frac{a}{D})]]) \quad (4.2)$$

où x est la distance par rapport au point d'avalanche ; a , la demi-largeur d'une bandelette (1.75 mm), D , la distance entre le plan de fils d'anode et le plan des bandelettes (3 mm) et K_2 , K_3 , des constantes qui dépendent de la géométrie du détecteur ($K_2=0.842$ et $K_3=1.199$).

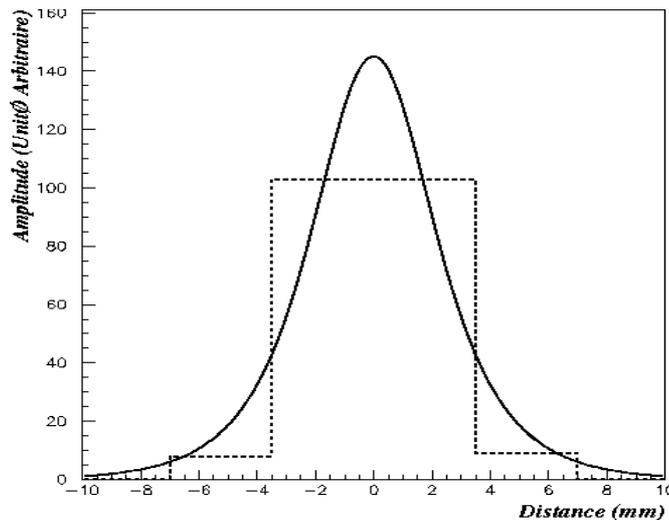


Figure 4.2 : Potentiel électrique induit par l'avalanche en fonction de la distance de la bandelette par rapport au point d'avalanche (en trait plein : distribution attendue; en pointillés : exemple de signal mesuré sur les bandelettes)

Le potentiel attendu pour notre géométrie est représenté en trait plein sur la figure 4.2. En pointillés, est tracé le signal mesuré sur les bandelettes dans le cas d'une partie de trace d'électron perpendiculaire au plan d'anode en sachant que notre sensibilité correspond à la largeur d'une bandelette (3.5 mm). Ce signal nous donne une image du potentiel. On peut donc observer un bon accord entre les deux distributions. Ainsi, selon sa position dans le plan radial, une trace perpendiculaire au plan d'anode aura une largeur de deux ou de trois bandelettes, soit une largeur moyenne de 0.85 cm. Enfin, l'amplitude du potentiel est proportionnelle à la

quantité de charges qui est collectée sur l'anode, elle-même proportionnelle aux nombres d'électrons résultant de l'ionisation du gaz donc au dépôt d'énergie de l'électron de recul le long de son parcours.

4.1.2.4 La réponse électronique

Nous avons vu que la largeur de la trace selon les axes X et Y provient de la distribution spatiale du potentiel induit sur les bandelettes par l'avalanche. Pour expliquer la largeur de la trace suivant l'axe Z, il faut prendre en compte la réponse temporelle d'un signal d'avalanche qui est lié au temps caractéristique de l'avalanche et à la réponse de l'électronique associée. La figure 4.3 représente la fonction de réponse à un signal Dirac à $t = 0$ s. Elle a été obtenue en moyennant un ensemble de signaux mesurés avec une tension cathode nulle.

Sans dérive possible, seuls des électrons créés à proximité de l'anode avaient la possibilité de générer une avalanche sans être gênés par l'arrivée d'autres électrons de dérive. Cette fonction de réponse nous donne un élargissement en temps de la trace d'environ 650 ns, soit 1,3 cm, le temps de montée étant de l'ordre de 400 ns. On peut remarquer qu'elle n'est pas symétrique par rapport au maximum, nous verrons que cela peut avoir des conséquences lors de la détermination de la direction initiale.

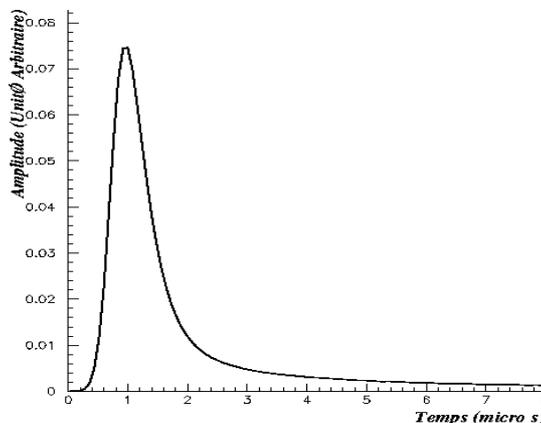


Figure 4.3 : Réponse électronique au signal sur les bandelettes en fonction du temps

4.1.2.5 Le traitement par série de Fourier

Les signaux induits sur les bandelettes ayant une amplitude très faible sont particulièrement sensibles au bruit électronique. A ce stade, les images sont donc "bruitées" (figure 4.9). Par ailleurs, certaines bandelettes sont saturées sur toute la gamme en temps. On réalise alors un traitement qui consiste à ignorer les signaux des bandelettes défectueuses puis à éliminer, par analyse de Fourier, les fréquences différentes des fréquences caractéristiques d'un signal. En fait, trois types de signaux différents peuvent être observés, ils sont illustrés sur la figure 4.4.

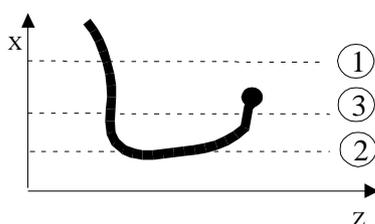


Figure 4.4 : Schéma des trois situations donnant les trois types de signaux observés.

–Le premier type de signal correspond à une seule impulsion comme par exemple dans le cas (1).

–Dans le cas (2), où la trace est parallèle à l'axe z, l'avalanche se produit sur la même bandelette pendant plusieurs microsecondes. Il en résulte une superposition de plusieurs impulsions.

–Le dernier type de signal rencontré présente plusieurs impulsions séparées, il est obtenu lorsque la trace est recourbée sur elle-même comme dans le cas (3).

Les figures 4.5 à 4.7 montrent les spectres en fréquences pour les différents types de signaux tandis que celui du bruit électronique est représenté sur la figure 4.8.

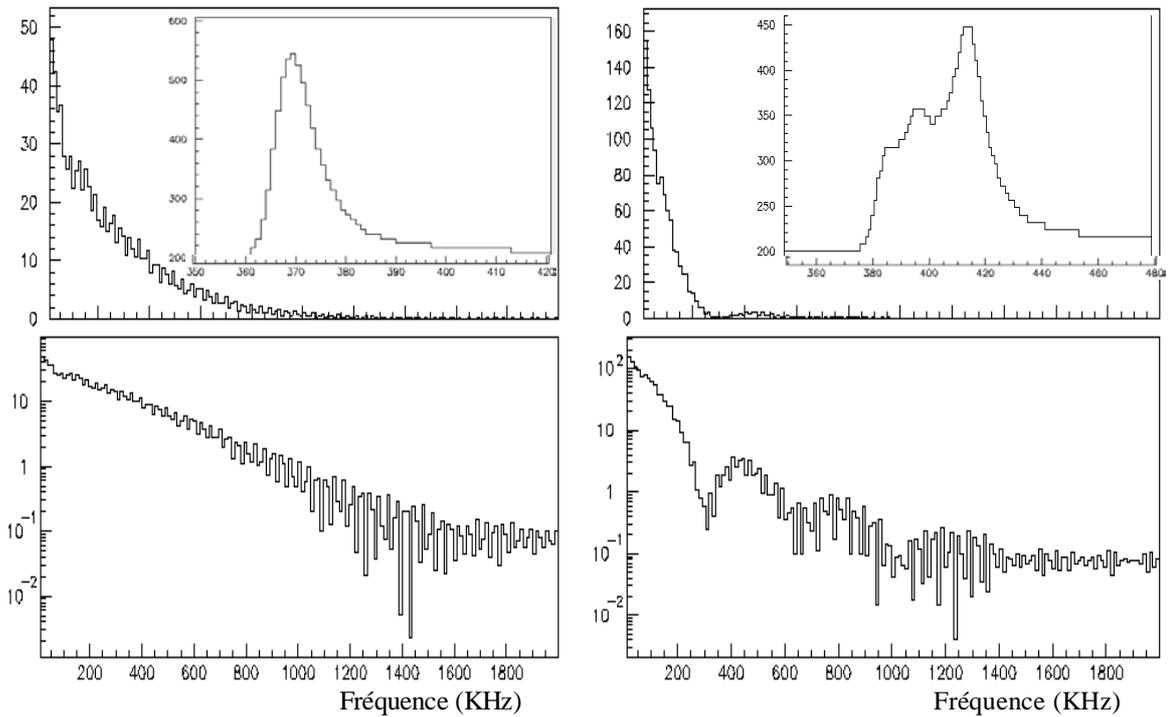


Figure 4.5 : Spectre des fréquences en échelle linéaire puis logarithmique pour une impulsion seule (1) représentée en fonction du temps en haut à droite.

Figure 4.6 : Spectre des fréquences en échelle linéaire puis logarithmique pour une série d'impulsions qui se superposent (2) représentée en fonction du temps en haut à droite.

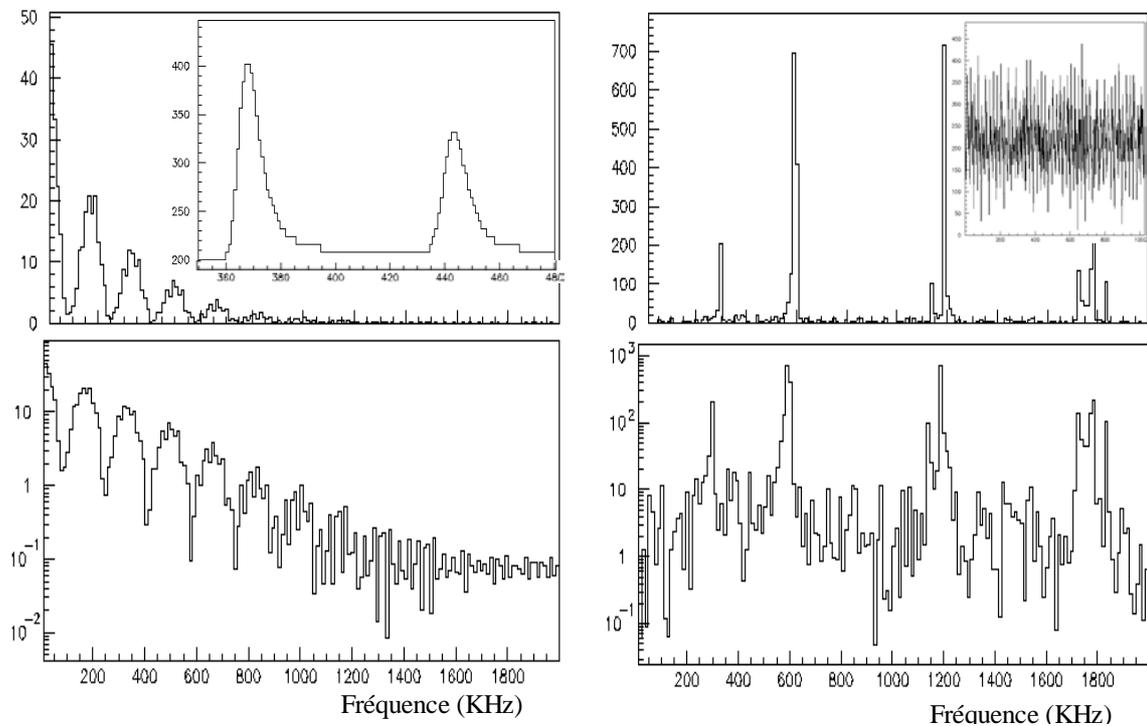


Figure 4.7 : Spectre des fréquences en échelle linéaire puis logarithmique pour une double impulsion (3) représentée en fonction du temps en haut à droite.

Figure 4.8 : Spectre des fréquences en échelle linéaire puis logarithmique pour du bruit électronique type représenté en fonction du temps en haut à droite.

Si on compare le spectre en fréquences de ces signaux avec celui du bruit type, on s'aperçoit que quelques fréquences dominent dans le bruit. On peut donc commencer par couper dans le spectre en fréquences les quatre fréquences les plus représentatives du bruit. Ensuite, il apparaît que les fréquences des vrais signaux sont moins élevées que celle du bruit, on applique alors un seuil haut égal à 600 KHz, cette valeur est un bon compromis pour éliminer une grande partie du bruit tout en préservant la majorité du signal.

Le résultat du traitement est illustré sur la figure 4.10. Le bruit électronique a bien été réduit et la trace de l'électron apparaît mieux. Mais étant donné que l'on a supprimé les plus hautes fréquences du signal, la trace est élargie suivant l'axe de dérive. On obtient au final une trace de largeur moyenne de 2 cm suivant l'axe z et de 0.85 cm suivant les axes x et y

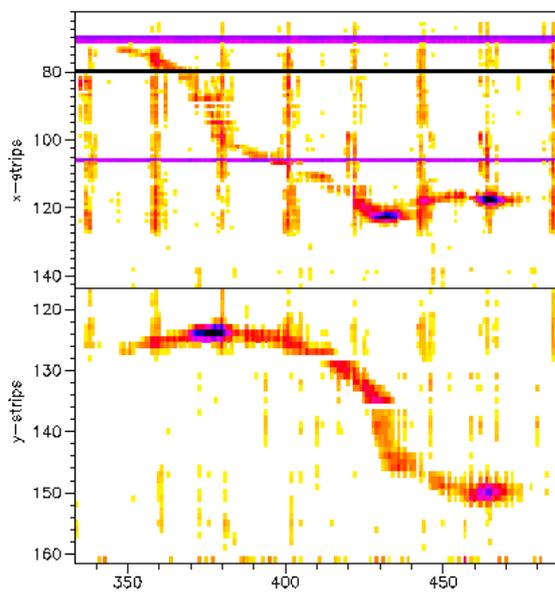


Figure 4.9 : Images dans chaque projection avant traitement en fréquence

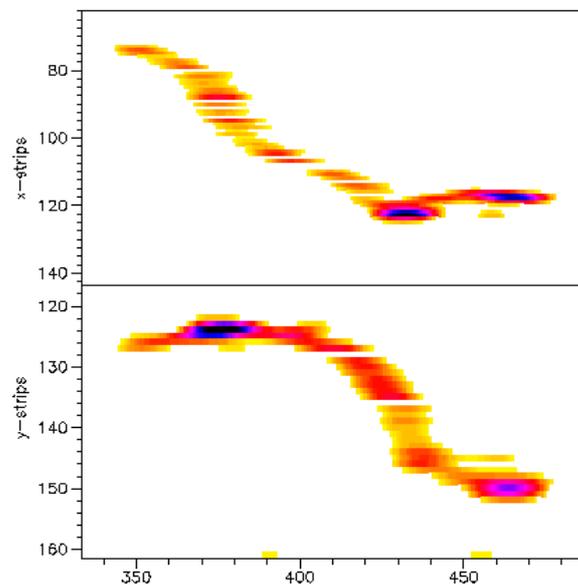


Figure 4.10 : Images dans chaque projection après traitement en fréquence

4.2 La méthode de détermination de la direction initiale

Maintenant que nous avons caractérisé les images, nous pouvons nous intéresser à la méthode utilisée pour déterminer la direction initiale des électrons. En fait, il existe deux méthodes différentes. La première est basée sur une analyse visuelle où les événements sont exploités un par un. Son problème majeur est la somme astronomique de travail qu'elle nécessite si on veut l'appliquer à l'ensemble des données mais elle présente aussi l'inconvénient de dépendre fortement de la personne qui analyse, les performances ou les erreurs systématiques devenant donc difficiles à évaluer. C'est pour cela que j'ai choisi de m'intéresser au développement d'une méthode automatique qui soit suffisamment efficace pour être appliquée aux données. Nous décrirons d'abord son principe et ses différentes étapes puis nous évaluerons les performances atteintes.

4.2.1 Les différentes étapes

La méthode comporte trois principales étapes. La première consiste à reconnaître dans l'image la trajectoire de l'électron. Ensuite, la deuxième recherche le début de trace. Enfin, la troisième détermine la direction initiale.

4.2.1.1 La reconnaissance de la trajectoire

Les images de départ sont du type de celle de la figure 4.10. Afin de bien se positionner dans l'image, c'est-à-dire se focaliser sur la trace de l'électron, on utilise la coïncidence avec la lumière de scintillation détectée dans l'anti-compton lors de l'avalanche, ceci permet de définir la fenêtre en temps (limites selon l'axe z) de l'événement. Pour les deux autres directions, on écarte les zones de l'image où il n'y a pas de signal corrélé sur plusieurs bandelettes. Certains bruits résiduels sont ainsi supprimés, cependant, il peut arriver que des régions comportant un bruit plus important, sur plusieurs bandelettes voisines, subsistent.

Le programme commence par situer la fin de la trace, caractérisée par la zone de plus forte intensité de l'image. Ainsi positionné, on avance d'un pas dans la direction dans laquelle l'intensité est maximale puis on efface les points de l'image traversés et on recommence. Les pas se succèdent jusqu'à ce que l'on atteigne une extrémité. Pour s'assurer que ce point est bien une extrémité et que l'absence de signal n'est pas dû à un dysfonctionnement de quelques bandelettes, la longueur du pas est multipliée par deux. Si un signal est détecté alors l'itération reprend sinon elle s'arrête.

Dans le cas idéal, toute la trajectoire est ainsi reconnue et l'image est donc vide. En revanche, il est possible que la trajectoire n'ait été reconnue que partiellement. Par exemple, comme nous l'avons évoqué juste avant, si une série de bandelettes suffisamment nombreuses n'ont pas fonctionné, la trace peut être coupée en plusieurs parties. On peut aussi avoir, du fait de la projection sur un plan, une trace qui présente plusieurs segments ou bien on peut être dans un cas où l'intensité maximale ne correspond pas à la fin de la trace mais à un point au milieu de la trajectoire, comme le montre l'exemple de la figure 4.11. Pour traiter tous ces cas, on vérifie à la fin que l'image est bien vide, sinon, on recommence le processus de reconnaissance de trace sur les zones de l'image qui contiennent encore du signal et ainsi de suite.

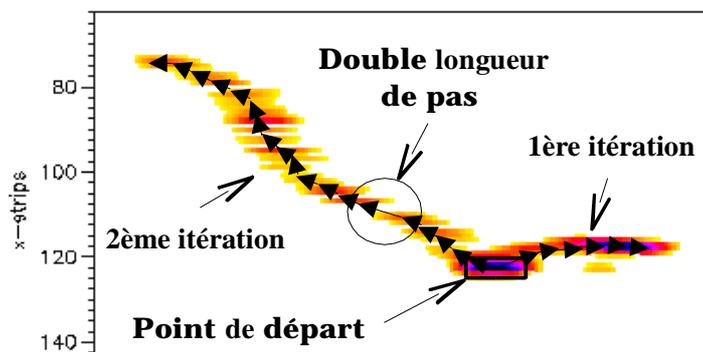


Figure 4.11 : Exemple de reconnaissance de trace où le point de départ ne correspond pas à la véritable fin de trace, il faut donc deux itérations pour parcourir l'ensemble de la trace

On obtient finalement un ou plusieurs segments de trace. Mais pour éviter de considérer des segments provenant de bruits, un critère de sélection est appliqué, la distance entre eux et le segment le plus long doit être inférieure à une certaine longueur, ajustée empiriquement à partir d'un échantillon d'événements. Les segments acceptés sont alors raccordés entre eux.

4.2.1.2 La recherche du vertex

Comme il a été décrit dans le paragraphe 4.1, le vertex est caractérisé par le minimum d'ionisation. Il faut donc rechercher parmi les extrémités de la trace reconnue, celle qui présente le signal de plus faible intensité. Mais, la présence de bruit électronique, entre autres, peut gêner.

Pour augmenter l'efficacité, une solution est de tenir compte, en plus, de la corrélation entre les deux projections, les vertex des deux projections doivent avoir la même coordonnée z à quelques canaux près. A l'aide d'un algorithme qui respecte ces deux critères, nous verrons que les résultats obtenus sont tout à fait satisfaisants. Il est à noter que parfois, il est impossible de trouver un point qui convienne. Dans ce cas la, l'événement est retiré de l'analyse, ce qui introduit une inefficacité, elle sera évaluée par la suite.

4.2.1.3 L'ajustement de la direction initiale

Une fois le vertex trouvé, il ne reste plus qu'à ajuster le début de la trace et ceci dans chaque projection. A l'intérieur d'un cercle centré sur le vertex, on minimise la distance entre un segment de droite dont la direction est laissée libre et les points de l'image pondérés de l'amplitude du pixel. Cette opération donne les angles que font les projections du début de la trace avec l'axe z dans les plans $X-Z$ et $Y-Z$. Ces angles sont notés respectivement θ_X et θ_Y et leur combinaison permet d'obtenir la direction initiale de l'électron de recul en trois dimensions.

Cependant, il peut arriver que le bruit électronique à proximité du vertex induise une erreur de reconstitution. Pour limiter ces erreurs, il faut vérifier que les deux angles obtenus indépendamment, θ_X et θ_Y , sont cohérents entre eux. En effet, la projection sur l'axe z est commune aux deux images, les cosinus des deux angles doivent donc être du même signe. Si ce n'est pas le cas, alors on recommence l'ajustement mais cette fois en ne considérant que les points de l'image appartenant à la trace reconstituée et en effaçant tous les autres, ce qui permet d'ignorer le bruit. Si le désaccord subsiste, on écarte l'événement de l'analyse et il contribuera à l'inefficacité.

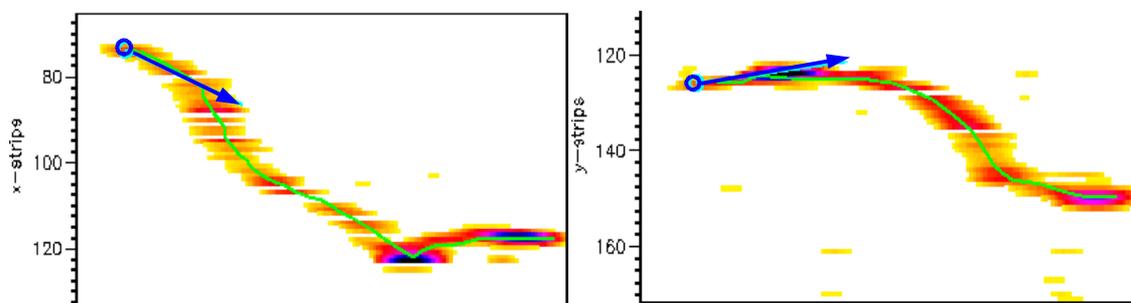


Figure 4.12 : Résultat des trois étapes successives sur notre exemple : trace (courbe verte), vertex (rond bleu) et direction initiale (segment bleu)

Un paramètre très important est le rayon du cercle considéré pour l'ajustement. S'il est trop grand, la direction obtenue n'est plus corrélée à la direction initiale en raison de la diffusion multiple. En revanche, la sensibilité de l'imagerie du détecteur, appelée aussi granularité, interdit de prendre des rayons trop petits. Nous verrons par la suite comment ce paramètre a été optimisé. La figure 4.12 montre le résultat des trois étapes sur notre exemple de trace d'électron. Évaluons maintenant les performances de la méthode pour un grand nombre d'événements.

4.2.2 Les performances de la méthode

Plusieurs critères existent pour apprécier les résultats de la méthode. D'abord, l'efficacité de la méthode, c'est-à-dire la proportion d'événements exploités parmi un lot d'événements puisque, comme nous l'avons vu, certains événements sont écartés. Ensuite, la précision obtenue dans la détermination du vertex et de la direction initiale. La meilleure solution pour estimer la précision de la méthode serait d'utiliser une source collimatée d'électrons au centre de la TPC. Nous pourrions alors comparer le résultat obtenu avec la direction réelle. Mais, pour cela, il aurait fallu imaginer un système qui permette de placer la source au centre tout en respectant l'hermétisme de la chambre. Nous ne disposons pas d'un tel système, nous devons donc procéder autrement. Une alternative consiste à comparer les résultats de cette méthode avec ceux de la méthode d'analyse visuelle.

4.2.2.1 La proportion des événements exploités

La figure 4.13 représente l'évolution de l'efficacité de la méthode sur plusieurs mois de données. On peut en conclure qu'elle est très stable dans le temps, cela confirme l'un des avantages de la méthode automatique par rapport à l'analyse visuelle. Sa valeur moyenne est de 82,8%. Parmi les 17,2% d'événements écartés de l'analyse, un tiers le sont car aucun vertex n'a pu être trouvé et deux tiers parce que les angles dans les deux projections ne sont pas corrélés.

Dans le cas des événements sans vertex, le problème vient d'une mauvaise reconnaissance de la trace essentiellement due à la forme de certaines traces qui se recouvrent sur elles-mêmes et qui rendent la méthode de reconstruction pas à pas inefficace. Mais, souvent dans ces cas-là, l'ambiguïté due au recouvrement ne peut pas non plus être levée par une analyse visuelle. Il est donc difficile d'améliorer l'efficacité sur ce point. La deuxième raison qui domine est la présence de bruits électroniques au voisinage de la trace qui n'ont pas pu être différenciés d'un vrai signal. L'analyse visuelle est de ce point de vue plus efficace puisque le cerveau humain peut prendre en compte de nombreux paramètres en même temps pour éliminer le bruit mais faire de même avec un algorithme est loin d'être trivial.

En ce qui concerne les cas de désaccord entre les angles, ils résultent soit d'une mauvaise détermination du vertex dans l'une ou l'autre des deux projections, soit d'une mauvaise qualité de l'image autour du vertex responsable de l'erreur sur les directions. Plus précisément, la largeur de la trace peut dissimuler les premières diffusions de l'électron ou alors induire un biais lors de l'ajustement. Il faudrait alors, pour améliorer ce point, opérer des modifications sur l'image elle-même. Nous verrons, par la suite, les possibilités envisageables.

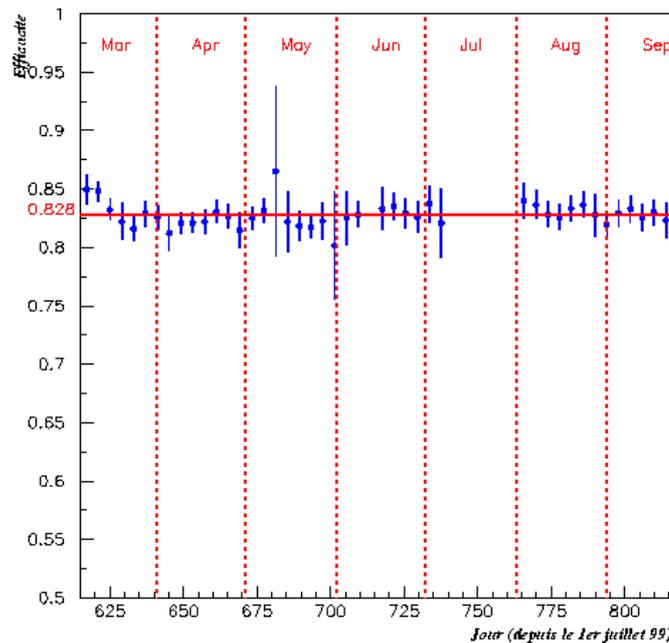


Figure 4.13 : Efficacité de la méthode automatique en fonction du temps

4.2.2.2 Comparaison avec l'analyse visuelle

L'analyse visuelle qui a déjà été évoquée est identique à l'analyse automatique si ce n'est que la position du vertex dans les deux projections doit être définie par l'opérateur qui visualise les images de chaque événement. Mais, cette analyse n'est appliquée qu'au-dessus de 700 keV parce que la quantité de données est trop importante en dessous de ce seuil. Comparer les résultats des deux méthodes peut donner une idée des performances de la méthode automatique mais, en aucun cas, ne peut suffire pour évaluer la résolution angulaire associée puisque inévitablement l'analyse visuelle induit elle aussi des erreurs sur les angles.

L'échantillon de données considéré ici comprend 1100 événements d'énergie supérieure à 700 keV. Les figures 4.14 et 4.15 montrent les écarts dans la position du vertex selon l'axe x (l'axe y est équivalent) et selon l'axe z. Les distributions sont ajustables par des gaussiennes de largeur respective 5 et 6 mm. Ce résultat est tout à fait satisfaisant puisque ces valeurs sont inférieures à la largeur d'une trace. La valeur moyenne de la distribution des écarts dans la position du vertex selon l'axe z est de 6 mm montrant un effet systématique de l'une ou l'autre méthode. Cette erreur systématique pourrait par exemple venir de l'asymétrie de la réponse électronique. Mais là aussi, la valeur est inférieure à la largeur de la trace.

Enfin, il est important de noter que certains événements (15 % des événements traités et auxquels on a pu affecter un vertex) sont à l'extérieur de la gaussienne. Ce chiffre est élevé mais il cumule, en fait, les erreurs des deux méthodes qu'il est impossible ici de décorrélérer.

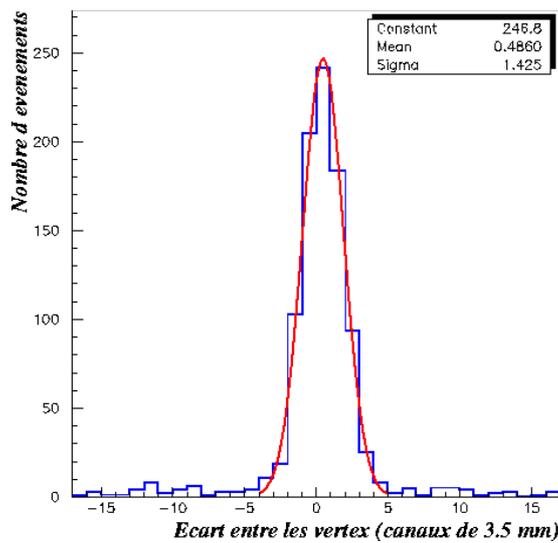


Figure 4.14 : Distribution des écarts en canaux selon l'axe x entre les vertex retrouvés par chacune des deux méthodes

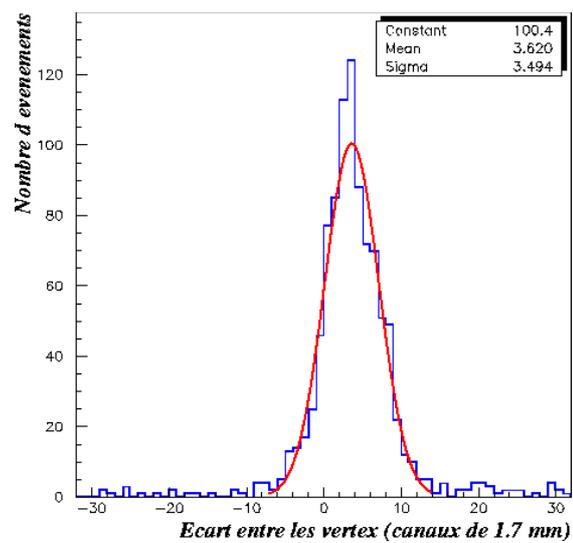


Figure 4.15 : Distribution des écarts en canaux selon l'axe z entre les vertex retrouvés par chacune des deux méthodes

En plus de la position du vertex retrouvé, on peut également comparer les angles dans chaque projection. La différence entre les angles (θ_x ou θ_y) obtenus par les deux méthodes (cf. figure 4.16) est une gaussienne de largeur égale à 15 degrés. Ce résultat est relativement bon et permet de conclure que la méthode automatique reproduit assez bien les performances de la méthode visuelle. Le fond uniformément réparti correspond aux 20% des événements dont les vertex retrouvés par les deux méthodes étaient différents, les angles sont alors complètement décorrélés.

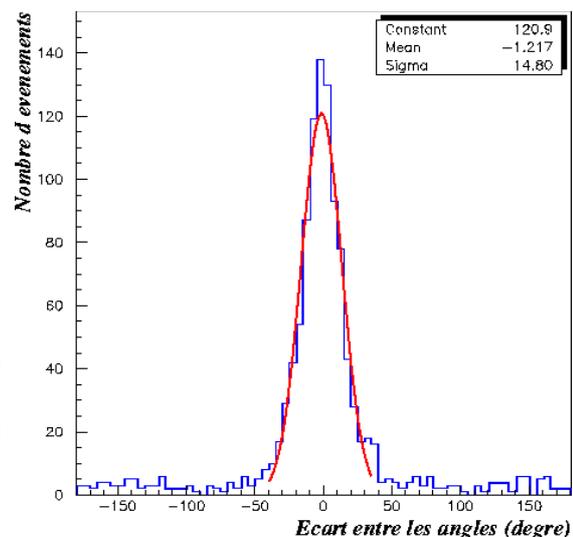


Figure 4.16 : Distribution des écarts entre les angles initiaux θ_x (idem pour θ_y) déterminés par chacune des deux méthodes.

Ainsi, la comparaison avec l'analyse visuelle valide le principe d'une méthode automatique, on peut concevoir son utilisation sur l'ensemble des données, d'autant plus que son efficacité, stable dans le temps, est suffisante. Cependant, avant d'analyser les données en terme de signal neutrino, il faut estimer la résolution angulaire obtenue. Pour cela, la simulation Monte-Carlo va nous aider.

4.3 La simulation Monte–Carlo

A défaut de disposer d'une source collimatée, il est toujours possible d'essayer d'obtenir par simulation Monte–Carlo des images de trace comparables aux données. Mais pour cela, il faut d'abord développer un programme informatique qui reproduise au mieux la réalité du détecteur et ensuite le valider. Dans un premier temps, nous étudierons donc comment le programme de simulation prend en compte les différents processus qui participent à l'élaboration des images. Puis, nous le validerons en comparant les résultats de la simulation avec les mesures expérimentales pour des électrons issus de la diffusion de gammas provenant d'une source radioactive.

4.3.1 Description du programme

Dans le chapitre 3, nous avons détaillé le programme de simulation Monte–Carlo utilisé pour l'étalonnage en énergie. Ce logiciel, basé sur le code Geant, reproduit le parcours des particules notamment gammas et électrons dans le détecteur MUNU ainsi que les dépôts d'énergie dans la TPC et dans l'anti-compton. Un module supplémentaire que nous allons décrire ici permet de synthétiser les images des événements à partir des trajectoires dans la TPC.

La première étape est le calcul du nombre d'électrons d'ionisation associés à chaque dépôt d'énergie le long de la trajectoire, à raison de un électron pour 34.5 eV. Chaque électron est alors traité individuellement et subit trois processus vus au paragraphe 4.1, à savoir la dérive, l'attachement puis l'avalanche.

On reproduit d'abord l'attachement en ne conservant que 5% des électrons, ce qui correspond à la probabilité de survie des électrons dans la zone d'attachement. Ensuite, on prend en compte les diffusions longitudinales et transverses subies par chaque électron lors de la dérive. Elles sont simulées en affectant à chaque électron survivant de nouvelles coordonnées par tirage aléatoire autour de la position initiale selon une fonction de probabilité gaussienne de largeur donnée par la formule (4.1). Enfin, on calcule le signal induit sur les bandelettes par l'avalanche de l'électron à l'aide de la formule (4.2). L'instant de l'avalanche est donné par la coordonnée longitudinale du point de création de l'électron et par la vitesse de dérive.

Ainsi, en procédant de la même manière pour l'ensemble des électrons de dérive, on obtient les signaux des bandelettes en fonction du temps que l'on met sous la forme de deux matrices 256x1024 correspondant aux deux projections x–z et y–z.

Mais, à ce stade, les images simulées ne ressemblent pas encore totalement aux données. On reproduit l'effet de la réponse temporelle du signal sur chaque bandelette en appliquant la fonction de réponse électronique moyenne représentée sur la figure 4.3 puis on simule le bruit électronique en ajoutant au signal des fréquences caractéristiques du bruit du type de celles de la figure 4.8. Cette série d'opérations permet d'obtenir une très grande ressemblance entre les données et les images simulées. Après le traitement par série de Fourier, les images des traces simulées sont similaires en largeur et en amplitude à celles observées.

Cependant, même si tous les processus physiques participant à la synthèse des traces semblent avoir été compris et pris en compte, une ressemblance entre les images ne suffit pas pour valider le programme de simulation. Il faut pouvoir comparer, dans le cas d'événements d'origine connue, les distributions des angles initiaux mesurées avec celles obtenues par simulation.

4.3.2 La validation de la simulation

Comme pour l'étalonnage en énergie, nous utilisons une source radioactive gamma ($Mn\ 54$), positionnée à proximité de la TPC afin d'analyser les électrons de recul de la diffusion gamma–électron. Une acquisition du type "TPC veto muon" est par conséquent réalisée. Par ailleurs, on effectue une simulation dans les mêmes conditions. Les images subissent alors le même traitement en données et en simulation, c'est-à-dire, le filtrage par série de Fourier suivi par le programme de détermination des directions initiales vu précédemment.

Une première confirmation de la ressemblance des images des traces est fournie par l'efficacité du programme de reconnaissance qui est quasiment la même pour la simulation que pour les données, elle est de l'ordre de 83%. On compare ensuite les angles obtenus dans les deux cas, les distributions sont superposées sur la figure 4.17.

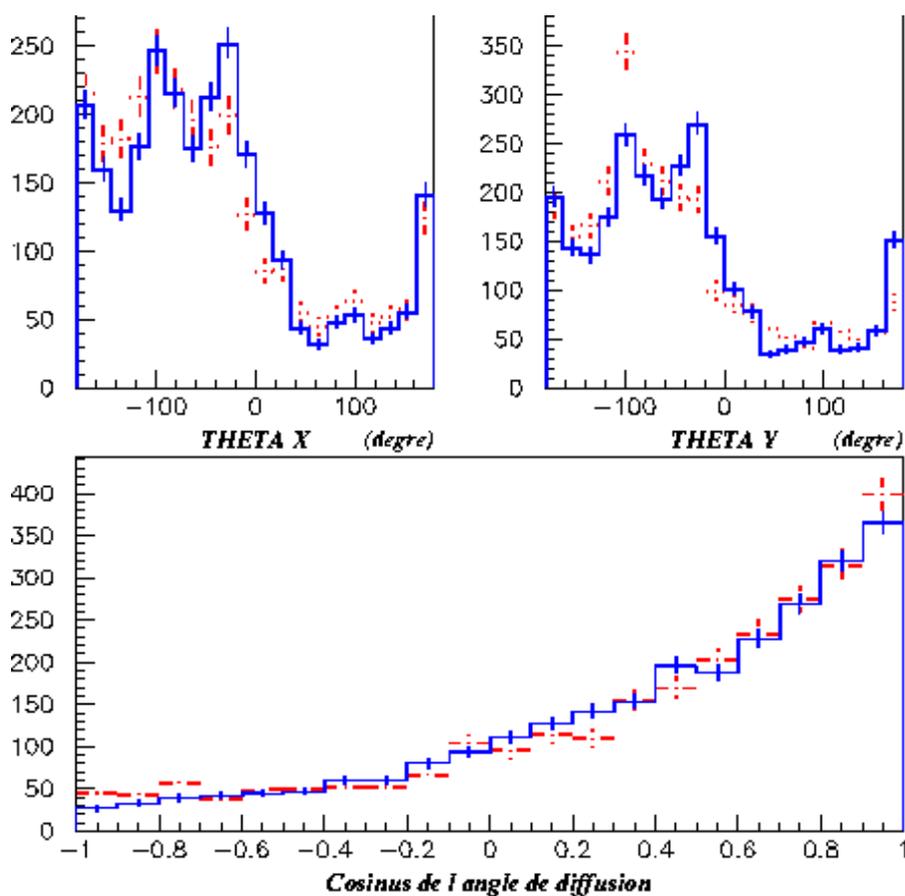


Figure 4.17 : Comparaison des distributions angulaires des électrons de recul dans le cas d'une source de ^{54}Mn entre les données (points rouges) et la simulation (histogramme bleu).

Les distributions θ_x et θ_y peuvent sembler étranges mais nous verrons au paragraphe 4.4.4 comment on peut les expliquer. Elles sont en tous cas en bon accord. L'angle de diffusion représenté est l'angle 3D reconstitué à partir des mesures dans les deux projections et calculé par rapport à la direction de la source. Mais, comme la source n'est pas collimatée, les gammas peuvent interagir dans l'anti-compton avant la diffusion sur un électron dans la TPC, et peuvent donc avoir une direction totalement différente. C'est pour cette raison que l'on peut trouver des angles de diffusion allant jusqu'à -180° . Mais là encore, il y a un bon accord entre les deux distributions.

En conclusion, plusieurs éléments nous permettent de valider la simulation, elle peut donc être utilisée pour simuler une source d'électrons collimatés placée au centre de la TPC afin d'estimer la résolution angulaire.

4.4 L'estimation de la résolution angulaire

Pour estimer la résolution angulaire, nous simulons des électrons au centre de la TPC, dans toutes les directions et d'énergie comprise entre 300 et 1300 keV. Étant donné que pour chaque électron, on connaît la direction initiale, nous allons la comparer avec la direction déterminée par le programme de reconnaissance de trace et la distribution des écarts va alors nous fournir la résolution angulaire. Nous utiliserons cette méthode pour toutes les analyses du paragraphe 4.4.

Mais, il faut d'abord définir précisément quels sont les angles que l'on compare et de quel type de résolution angulaire il s'agit.

4.4.1 Définition des résolutions angulaires 2D et 3D

Dans un premier temps, on peut s'intéresser aux erreurs sur les angles θ_x et θ_y , elles sont directement liées à l'analyse des images à 2 dimensions. La méthode d'ajustement de la direction initiale est faite par minimisation sur chacune des projections. Elle permet d'attendre une distribution des écarts, entre la valeur Monte-Carlo et la valeur retrouvée, gaussienne centrée en zéro. On appellera résolution angulaire 2D, le sigma de cette gaussienne.

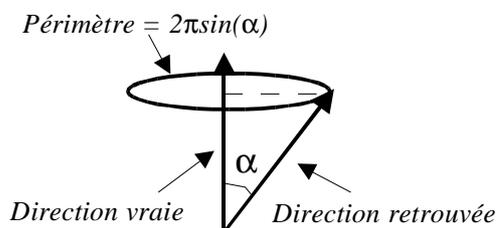


Figure 4.18 : Une valeur de l'angle α entre la direction vraie et la direction retrouvée peut correspondre à plusieurs directions retrouvées. Le nombre de directions possibles varie comme $\sin(\alpha)$.

Mais, pour évaluer l'impact sur la reconstitution de l'énergie du neutrino ou du gamma incident, il est plus judicieux de considérer la direction initiale de l'électron de recul reconstituée dans l'espace à 3 dimensions. Le produit scalaire entre la direction connue et celle reconstituée par le programme nous permet d'obtenir l'angle entre les deux directions, noté α . Or, à 3 dimensions, un angle ne suffit plus pour désigner de manière unique une direction. Le nombre de directions possibles varie alors comme $\sin(\alpha)$ (cf. figure 4.18).

La distribution attendue des angles α est alors une fonction gaussienne pondérée par la fonction sinus. Le sigma de cette fonction gaussienne définira la résolution angulaire 3D.

La première vérification à faire concerne donc la forme des distributions des erreurs sur les angles. La figure 4.19 montre que l'on retrouve par simulation Monte-Carlo les fonctions attendues et ceci jusqu'à 2 sigma de la gaussienne. Au-delà on ne parvient plus à reproduire les distributions, l'erreur est sous-estimée. Cela peut-être expliqué par le fait que les erreurs proviennent aussi de la méthode de reconnaissance de la trace et de recherche du vertex qui peuvent introduire un biais systématique non gaussien. Pour la détermination de σ_{2D} et σ_{3D} , nous limiterons l'ajustement à 2 sigmas autour du maximum.

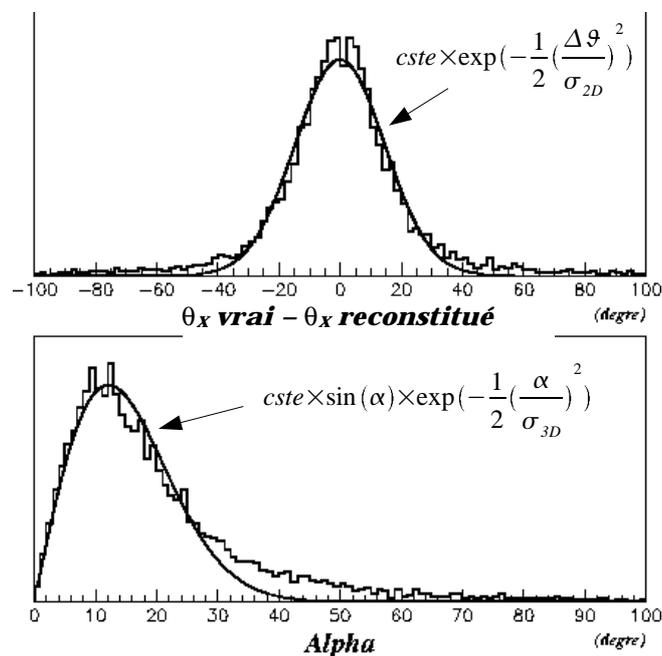


Figure 4.19 : Distribution des erreurs sur les angles à 2 puis à 3 dimensions.

4.4.2 Le rayon optimal d'ajustement

Un aspect important pour la résolution angulaire est la détermination du rayon optimal lors de l'ajustement de la direction initiale. Le programme de reconnaissance de trace a été appliqué sur un lot d'événements simulés pour différentes valeurs du rayon d'ajustement allant de 0 à 10 cm. Sur la figure 4.20, on peut voir les valeurs de la résolution angulaire 3D en fonction du rayon d'ajustement pour 4 énergies différentes (500, 700, 900 et 1100 keV). Elles suivent toutes une courbe formée par deux composantes distinctes, l'une décroissante pouvant être associée à la granularité du détecteur, σ_G , et l'autre croissante pouvant être associée à la diffusion multiple des électrons, σ_{DM} . Nous allons tenter dans les paragraphes suivants de quantifier ces deux composantes.

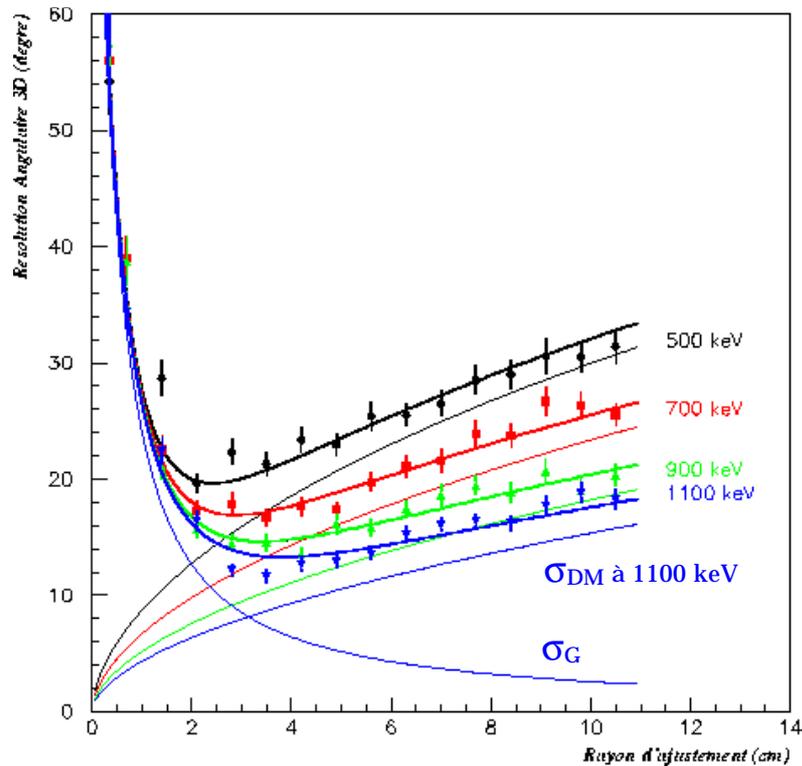
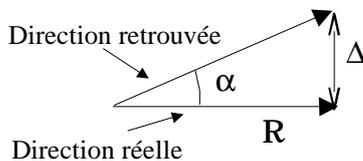


Figure 4.20 : Résolutions angulaires 3D en fonction du rayon d'ajustement pour 4 énergies différentes.

4.4.2.1 La granularité du détecteur

La première des deux composantes, notée σ_G , est décroissante. On peut l'interpréter facilement en considérant une trajectoire rectiligne comme celles d'un muon ou d'un électron de grande énergie. Si on note α , l'angle entre la direction réelle et la direction retrouvée par le programme de reconnaissance de trace alors d'après les notations de la figure 4.21, on obtient :

$$\alpha(R) = \arctan\left(\frac{\Delta}{R}\right) \quad (4.3)$$



où Δ est l'erreur dans le plan perpendiculaire à la direction réelle de la trace.

σ_G est alors l'écart type de la distribution de α et

peut s'écrire : $\sigma_G(R) = \arctan\left(\frac{G}{R}\right)$

où G est appelé granularité du détecteur.

Comme la trajectoire est rectiligne, G provient uniquement de la sensibilité de l'imagerie du détecteur, c'est-à-dire de la largeur des traces et à fortiori de la méthode de reconstruction des traces à partir des images. Elle est donc indépendante de la nature et de l'énergie de la particule.

Ainsi, plus le rayon d'ajustement est grand, plus l'angle α sera petit et σ_G aussi.

4.4.2.2 La diffusion multiple des électrons

La deuxième composante est elle croissante. Elle provient de l'effet de la diffusion multiple. En effet, plus on s'éloigne du vertex, plus l'électron a déjà subi des diffusions et plus l'information sur la direction initiale est perdue.

La diffusion multiple est décrite par la théorie de Molière. Elle dépend de l'énergie de la particule, plus l'énergie est grande et moins la particule est sensible à la diffusion multiple. Mais parce que sa formulation mathématique est complexe, G. Lynch et O. Dahl [LYN90] proposent de modéliser l'écart par rapport à la direction initiale à une distance R du vertex par une approximation gaussienne de sigma donné par la formule 4.4 :

$$\sigma(R) = \frac{13.6}{p\beta} \times \sqrt{\frac{R}{R0}} \left[1 + 0.088 \log\left(\frac{R}{R0}\right) \right] \quad (4.4)$$

où p est la quantité de mouvement, β la vitesse et R0 est la longueur de radiation de l'électron.

Elle est obtenue par ajustement d'une distribution de Molière générée par le code Geant. Même si elle utilise la longueur de radiation qui n'est définie que dans le cas d'électrons de plus haute énergie subissant le rayonnement de freinage, elle reste valable pour tout β à mieux de 11%.

Cependant, $\sigma(R)$ est la demi-largeur de la distribution gaussienne des déviations au bout d'une distance R et ne correspond pas à notre définition de la résolution angulaire. Dans notre cas, tout le début de trace jusqu'à la distance R est pris en compte lors de l'ajustement des projections de la direction initiale. Il est donc préférable de considérer la moyenne de σ entre 0 et R :

$$\sigma'(R) = \frac{1}{R} \int \sigma(R) dR = \frac{13.6}{p\beta} \times \sqrt{\frac{R}{R0}} \left\{ \frac{2}{3} + \frac{0.088}{\ln(10)} \left[\frac{2}{3} \ln\left(\frac{R}{R0}\right) - \frac{4}{9} \right] \right\} \quad (4.5)$$

De plus, cette formule n'est applicable que pour les directions projetées. Étant donné que l'on étudie l'erreur sur l'angle 3D, il faut opérer la transformation suivante qui permet de passer dans l'espace 3D :

$$\sigma_{DM}(R) = \text{atan}\left(\sqrt{2} \tan(\sigma'(R))\right) \quad (4.6)$$

On obtient ainsi la contribution de la diffusion multiple σ_{DM} à la résolution angulaire 3D.

4.4.2.3 La somme des deux composantes

La résolution angulaire 3D correspond à la somme quadratique des deux composantes précédentes à laquelle il faut ajouter un troisième terme concernant la position du vertex. En effet, si les petites erreurs sur le positionnement du vertex dues à la largeur de la trace sont prises en compte par la composante σ_G , ce n'est plus le cas lorsque le programme a confondu du bruit avec le début de la trace. Cette erreur va plutôt avoir tendance à élargir la gaussienne de la résolution 3D et ce indépendamment du rayon d'ajustement et de l'énergie de la particule, on en tient alors compte en ajoutant un terme constant noté ϵ .

$$\sigma_{3D}(\mathbf{R}) = \sqrt{\sigma_G(\mathbf{R})^2 + \sigma_{DM}(\mathbf{R})^2} + \epsilon \quad (4.7)$$

Pour comparer la formule attendue avec le résultat de la simulation, trois paramètres sont laissés libres, G , R_0 et ϵ . On accepte également une marge de variation pour R_0 en fonction de l'énergie des électrons. On obtient $G=0,45 \pm 0.01$ cm, soit un peu plus d'une largeur de bandelette, $\epsilon=2^\circ$ et $R_0= 53 \pm 4$ m. A noter que R_0 n'a plus réellement une signification physique. Les courbes attendues avec les valeurs des paramètres ci-dessus sont tracées sur la figure 4.20, elles révèlent un très bon accord avec les valeurs obtenues par simulation. On a validé l'expression (4.4) pour la diffusion d'électrons de quelques centaines de keV dans du gaz CF4 à 3 bars.

La résolution angulaire présente donc un minimum pour chaque énergie qui définit le rayon optimal d'ajustement. Afin de simplifier le traitement, une même valeur est en fait utilisée pour toutes les énergies, nous avons choisi 2.8 cm, ce qui permet d'être très proche dans tous les cas de la valeur optimale. Par la suite, c'est cette valeur qui sera utilisée.

4.4.3 La dépendance en énergie

Si on trace les résolutions angulaires 2D et 3D obtenues par le Monte-Carlo en fonction de l'énergie (figure 4.22), on retrouve effectivement que l'erreur sur les angles reconstitués diminue lorsque l'énergie augmente, du fait de la diffusion multiple.

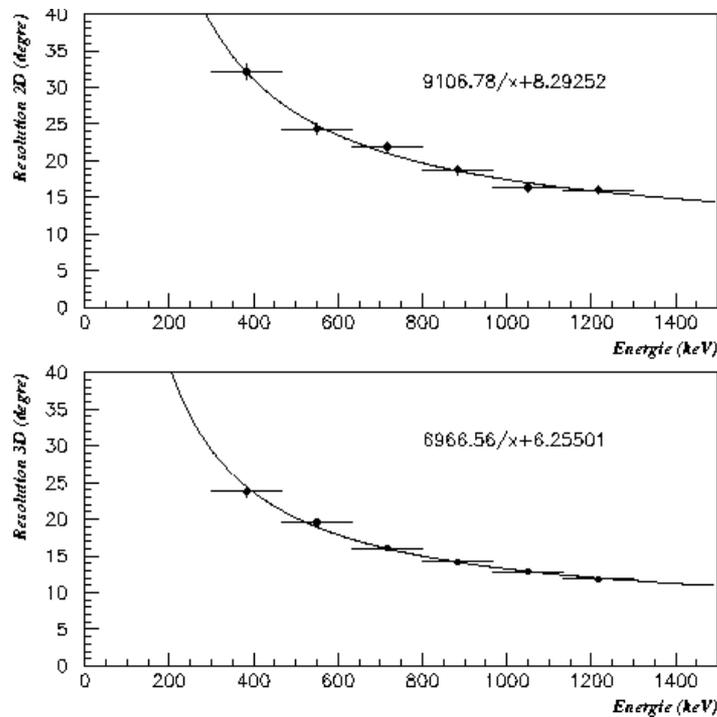


Figure 4.22 : Résolutions angulaires 2D et 3D en fonction de l'énergie

On peut ajuster les points par une fonction du type :

$$\sigma(E) = \frac{a}{E} + b \quad (4.8)$$

avec $a=9107$ et $b=8.29$ pour la résolution 2D et $a=6967$ et $b=6.26$ pour la résolution 3D (E en keV). Ce qui donne :

	300 keV	1 MeV
σ_{2D}	38.6°	17.4°
σ_{3D}	29.5°	13.2°

La résolution angulaire 3D est meilleure que celle 2D car en fait on corrèle les erreurs de chacune des deux projections pour reconstruire l'angle en 3 dimensions.

4.4.4 La dépendance angulaire

La dépendance de la résolution angulaire en fonction de la direction de l'électron est un aspect très important pour une analyse correcte des données "neutrino". En effet, on souhaite utiliser la direction de l'électron comme critère de réduction du bruit de fond, nous devons donc connaître les distorsions des distributions angulaires attendues afin de déterminer l'efficacité des coupures angulaires sur le signal neutrino..

4.4.4.1 Efficacité du programme de reconnaissance des traces

La première dépendance angulaire que l'on peut observer est celle de l'efficacité du programme de reconnaissance des traces. En effet, certains événements sont écartés de l'analyse car le programme n'a pas pu déterminer des directions initiales cohérentes dans les deux projections (cf. paragraphe 4.2.2.1). La proportion des événements dont les angles projetés sont en désaccord dépend de l'angle initial des électrons. Plus la direction initiale d'un électron est verticale, plus la projection de cette direction sur l'axe z est proche de zéro et plus une erreur lors de l'ajustement peut en changer le signe.

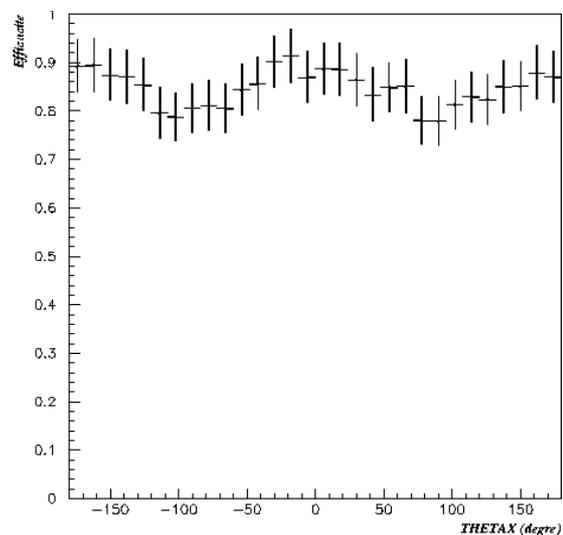


Figure 4.23 : Efficacité de la détermination de la direction initiale en fonction de θ_X .

Grâce à la simulation Monte-Carlo, nous pouvons cette fois estimer cette dépendance. La figure 4.23 révèle bien que l'efficacité est moins bonne pour les traces verticales que pour les traces horizontales. L'efficacité varie de $78 \pm 5\%$ à $91 \pm 5\%$.

4.4.4.2 Les distributions des angles 2D

On part d'une distribution d'électrons dont la direction initiale est uniforme. La figure 4.24 montre la bonne corrélation entre les angle θ_x retrouvé et simulé, les événements se répartissent selon la première diagonale.

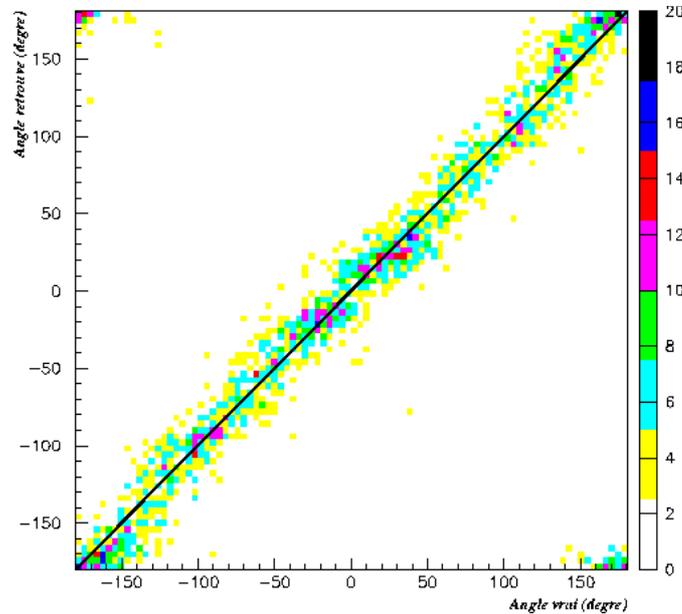


Figure 4.24 : θ_x retrouvé en fonction de θ_x vrai.

Cependant, lorsque l'on s'attarde sur la figure 4.24, on s'aperçoit des structures qui révèlent l'existence d'erreurs systématiques. Pour mieux s'en rendre compte, la distribution des angles θ_x retrouvés est tracée sur la figure 4.25 et comparée à celle des angles simulés.

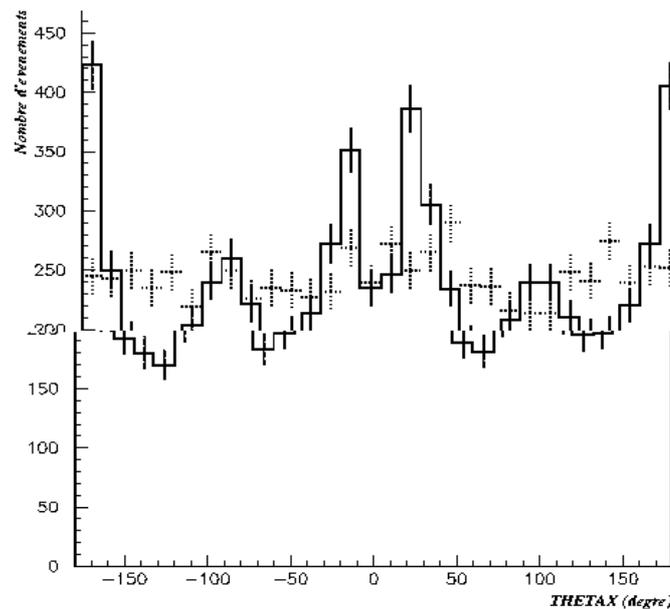


Figure 4.25 : Distribution des angles θ_x retrouvés (trait plein) comparée à la distribution simulée au départ (pointillés)

On observe que certaines directions sont préférées : $\pm 180^\circ$, $\pm 20^\circ$ et à moindre échelle $\pm 90^\circ$. On peut supposer que ces directions sont favorisées car elles correspondent en fait aux directions privilégiées des images, c'est-à-dire les directions horizontale et verticale. Mais il est difficile de déterminer l'origine exacte de ces effets qui n'apparaissent qu'avec une statistique suffisante. Il est à noter que la distribution est bien symétrique par rapport à 0° . En revanche, elle ne l'est pas par rapport aux verticales ($\pm 90^\circ$) probablement en raison de la réponse des amplificateurs qui rend les signaux des bandelettes asymétriques suivant l'axe z.

Intéressons-nous à la dépendance angulaire de la résolution. Pour cela, on regroupe les électrons simulés selon leur direction initiale et on ajuste la distribution des écarts entre les angles retrouvés et ceux simulés. La résolution 2D ainsi obtenue est tracée en fonction de la direction initiale des électrons sur la figure 4.26. On s'aperçoit alors que la résolution 2D est meilleure pour les directions privilégiées $\pm 180^\circ$ et $\pm 20^\circ$. Elle varie de 10° à 26° .

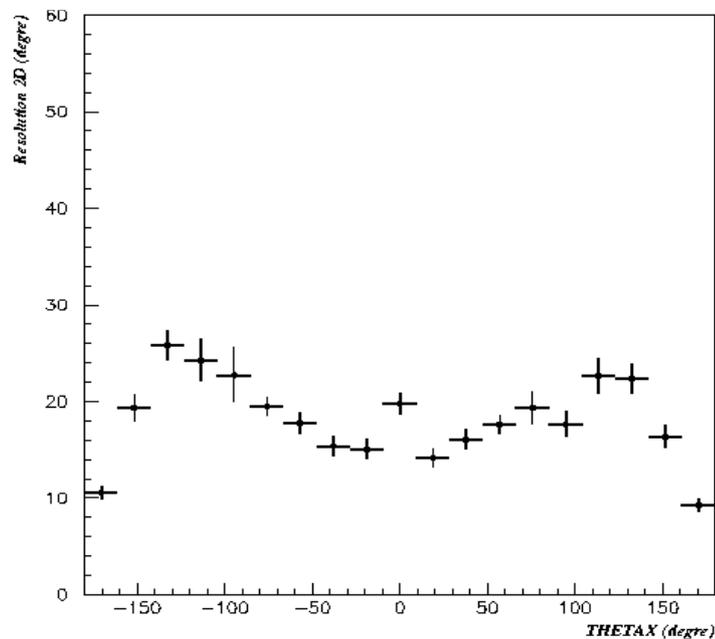


Figure 4.26 : Résolution angulaire 2D en fonction de θ_X

4.4.4.3 La reconstruction des angles 3D

Nous avons considéré jusqu'ici les angles dans chaque projection θ_x et θ_y . La figure 4.27 rappelle leur définition. Ils sont mieux adaptés pour étudier les erreurs systématiques liées à la détermination de la direction initiale. Cependant, pour exploiter la direction initiale des électrons de recul, il est parfois plus facile d'utiliser les angles en coordonnées sphériques. Le repère choisi est représenté figure 4.28. L'axe z est inversé et les axes x et y sont échangés entre eux pour conserver un repère normal. Par définition, θ_x , θ_y et φ sont compris entre -180° et $+180^\circ$ alors que θ est compris entre 0 et 180° .

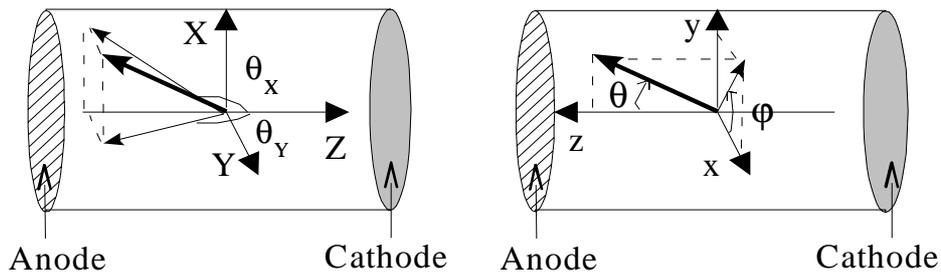


Figure 4.27 : Conventions de notation pour les angles projetés Figure 4.28 : Conventions de notation pour les angles en 3 dimensions

Le passage des angles projetés aux angles en coordonnées sphériques se fait à l'aides des formules suivantes :

$$\begin{aligned} \vartheta &= 180 - \arctan\left(\sqrt{\tan^2(\vartheta_x) + \tan^2(\vartheta_y)}\right) & \text{si } |\vartheta_x| < 90^\circ \\ \vartheta &= \arctan\left(\sqrt{\tan^2(\vartheta_x) + \tan^2(\vartheta_y)}\right) & \text{si } |\vartheta_x| > 90^\circ \end{aligned} \quad (4.9)$$

$$\begin{aligned} \varphi &= \arctan\left(\frac{\tan(\vartheta_x)}{\tan(\vartheta_y)}\right) & \text{si } \vartheta_y > 0^\circ \\ \varphi &= 180 + \arctan\left(\frac{\tan(\vartheta_x)}{\tan(\vartheta_y)}\right) & \text{si } \vartheta_y < 0^\circ \text{ et } \vartheta_x > 0^\circ \\ \varphi &= -180 + \arctan\left(\frac{\tan(\vartheta_x)}{\tan(\vartheta_y)}\right) & \text{si } \vartheta_y < 0^\circ \text{ et } \vartheta_x < 0^\circ \end{aligned} \quad (4.10)$$

Comme nous l'avons vu, l'erreur de détermination des angles θ_x et θ_y suit une distribution gaussienne. Dans ce cas, les distributions des erreurs induites sur les angles θ et φ ne suivent pas des gaussiennes. Pour s'en convaincre, nous avons simulé des électrons au centre de la TPC et nous avons simulé la résolution angulaire en appliquant une fluctuation gaussienne ($\sigma=20^\circ$) sur les angles projetés. Ceci a été fait de manière uniforme, sans dépendance angulaire et sans faire appel au programme de reconnaissance de la direction. Le résultat (figures 4.29 et 4.30) montre clairement des distorsions dans les distributions angulaires reconstituées avec une accumulation d'événements en $\theta = 0^\circ$ et des pics en $\varphi = -180^\circ, -90^\circ, 0^\circ, 90^\circ$ et 180° .

En fait, on observe ces pics uniquement pour les électrons verticaux ou plus précisément pour les électrons avec $75^\circ < \theta < 105^\circ$. Dans les autres cas, la distribution redevient uniforme.

On peut expliquer ce phénomène en considérant les traces à $\theta = 90^\circ$ et φ quelconque. Dans ce cas, les angles θ_x et θ_y vrais correspondant ne peuvent prendre que deux valeurs $\pm 90^\circ$ et par conséquent, les formules (4.10) nous donne seulement quatre valeurs pour φ ($\pm 45^\circ$ et $\pm 135^\circ$). Mais les angles retrouvés θ_x et θ_y sont

soumis à des erreurs et lorsque un seul des deux angles est différent de 90° . Les formules (4.10) aboutissent à cinq autres valeurs de φ (-180° , -90° , 0° , 90° et 180°). D'où les pics observés.

Ce problème survient aussi dans le cas des traces avec θ proche de 90° , car il est alors possible qu'à cause d'une erreur de reconnaissance l'un des deux angles retrouvés θ_x ou θ_y soit égal à 90° et φ prend alors une des cinq valeurs citées. De par la valeur de la résolution angulaire, cette situation peut se produire lorsque θ est compris entre 75° et 105° .

En résumé, on ne peut pas dans le cas des traces verticales ou quasiment verticales déterminer φ à partir des angles projetés et plus la résolution angulaire sera mauvaise plus cela concernera des angles θ éloignés de 90° . C'est une limite du système d'imagerie par bandelettes croisées.

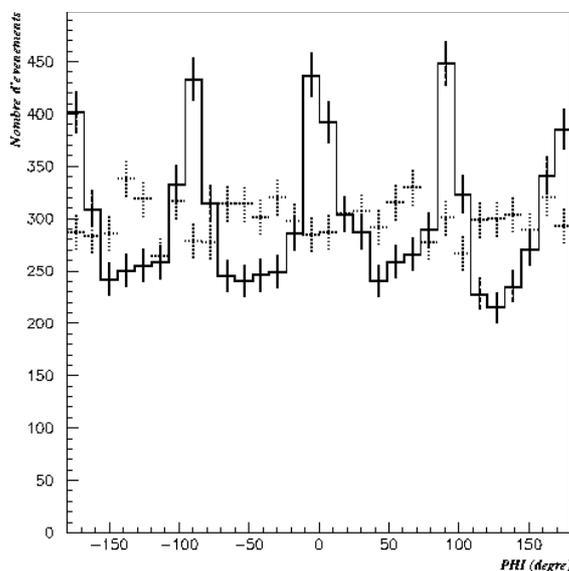


Figure 4.29 : Distributions de l'angle φ sans (pointillés) et avec (trait plein) fluctuations gaussiennes sur les angles projetés

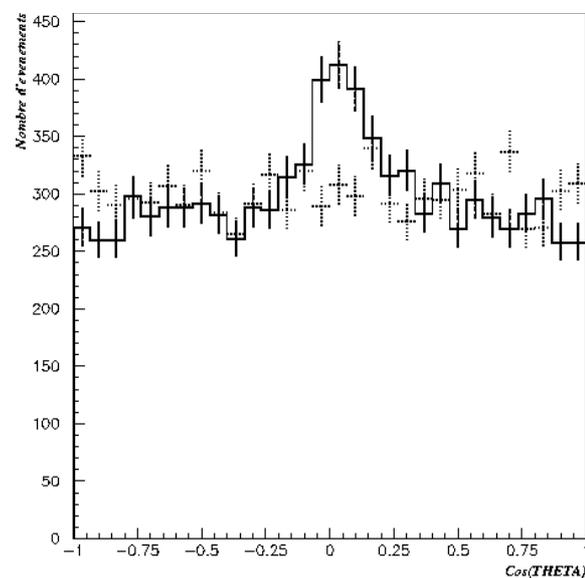


Figure 4.30 : Distributions de l'angle θ sans (pointillés) et avec (trait plein) fluctuations gaussiennes sur les angles projetés

4.4.4.4 Les distributions des angles 3D

Les erreurs sur les angles 3D résultent en fait d'une part des erreurs sur les angles projetés, liées au programme de reconnaissance de trace, et d'autre part, de celles issues du passage du 2D au 3D. La combinaison aboutit aux distributions des figures 4.31 et 4.32.

Enfin, on peut tracer la résolution 3D en fonction de φ et de $\cos(\theta)$ (figure 4.33 et 4.34), elle est cohérente avec les distributions précédente. Là encore, même si les distributions semblent chaotiques, les valeurs de la résolution 3D prouvent que l'on retrouve assez bien les angles 3D.

Ainsi, nous avons vu que les distributions angulaires obtenues à l'aide de la méthode de reconnaissance des traces peuvent être assez différentes des distributions attendues sans prendre en compte l'effet de la résolution. Les valeurs

de la résolution angulaire permettent toutefois d'utiliser la direction initiale comme critère de rejet du bruit de fond à condition de connaître l'effet des coupures sur le signal neutrino. Ce qui sera fait au chapitre 5 par simulation Monte-Carlo.

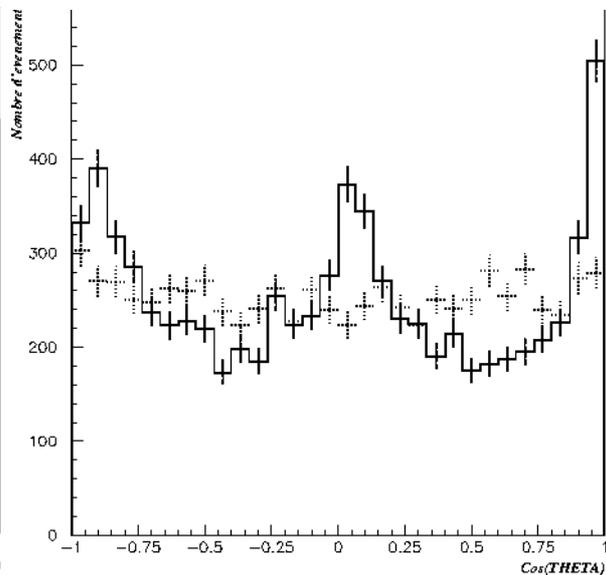
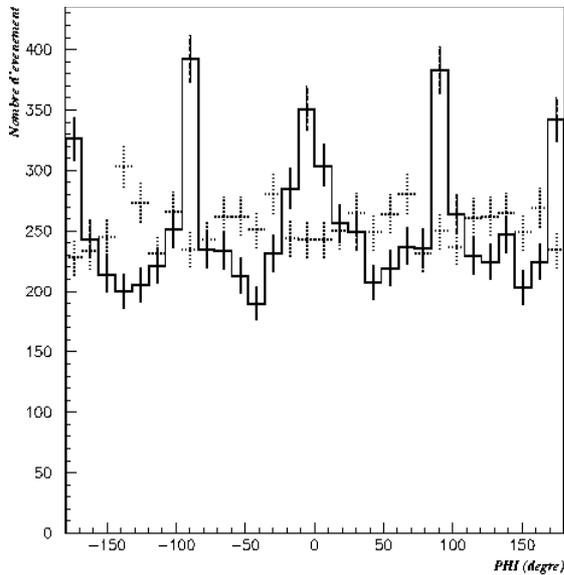


Figure 4.31 : Distribution de l'angle φ obtenue avec la résolution angulaire (trait plein) comparée à celle simulée au départ (pointillés) pour une distribution homogène.

Figure 4.32 : Distribution du cosinus de l'angle θ obtenue avec la résolution angulaire (trait plein) comparée à celle simulée au départ (pointillés) pour une distribution homogène.

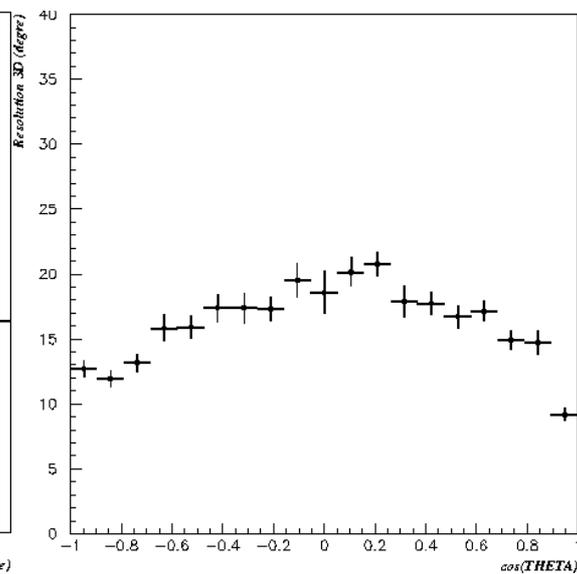
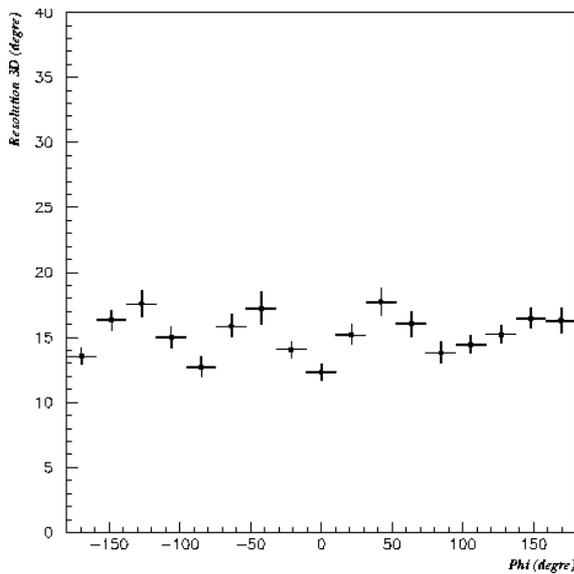


Figure 4.33 : Résolution 3D en fonction de l'angle φ

Figure 4.34 : Résolution 3D en fonction du cosinus de l'angle θ

4.5 Les améliorations envisageables

Ce qui a été présenté dans le chapitre précédent est dépendant de la géométrie du détecteur en particulier du système d'imagerie et des programmes informatiques développés. C'est cette configuration qui sera utilisée pour l'analyse des données au chapitre 5. Néanmoins, il n'est pas exclu de pouvoir améliorer la résolution angulaire que ce soit pour des analyses ultérieures des données de MUNU ou que ce soit pour un nouveau détecteur destiné aux neutrinos solaires. Nous nous proposons ici de faire une revue des améliorations envisageables, qualitativement et dans la mesure du possible quantitativement.

4.5.1 Le programme de reconnaissance des traces

Le programme informatique est déjà le fruit de plusieurs améliorations successives. Les valeurs des différents paramètres utilisés ont été optimisées une à une pour atteindre l'efficacité et la résolution angulaire actuelle. Il est donc difficilement perfectible à moins de revoir complètement la méthode. Néanmoins, il est possible d'estimer la limite que nous ne pourrions jamais dépasser, du moins avec la même qualité des traces.

4.5.1.1 La détermination du vertex

Pour se placer dans le cas d'un programme où la détermination du vertex est parfaite, on réalise l'ajustement de la direction initiale à partir du vrai vertex des électrons simulés. Cette méthode est alors indépendante de la recherche du vertex.

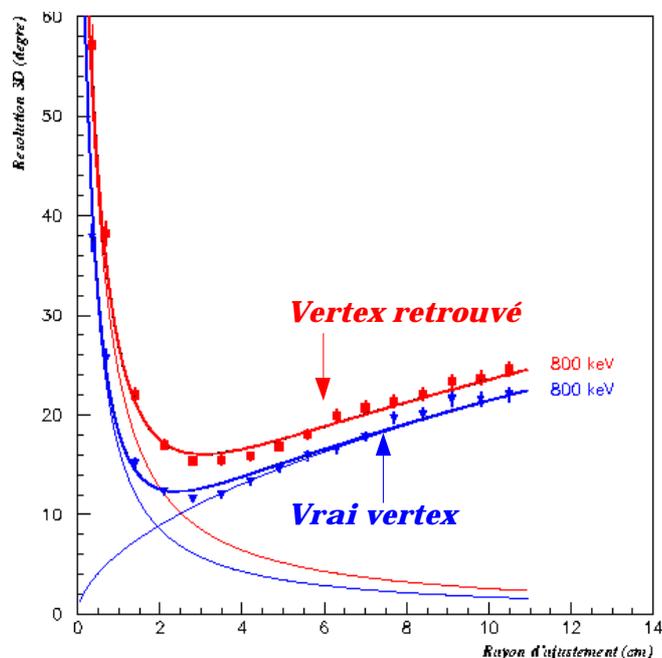


Figure 4.35 : Résolution angulaire 3D en fonction du rayon d'ajustement. Comparaison entre l'ajustement avec le vertex retrouvé et celui avec le vrai vertex.

Sur les figures 4.35, nous avons superposé la résolution 3D obtenue avec le vrai vertex à celle obtenue avec le vertex retrouvé. La formule 4.7 est encore valable mais comme il n'y a plus d'erreur sur le vertex il faut prendre $\varepsilon=0$. Si on ajuste cette formule aux données, on obtient une granularité égale à 0.30 ± 1 cm, légèrement inférieure à la largeur d'une bandelette, au lieu de 0.45 ± 1 cm avec le vertex retrouvé. Nous venons ainsi de déterminer la granularité directement associée à la largeur des traces sans la contribution des erreurs sur le vertex. La contribution de la diffusion multiple est bien sûr identique dans les deux cas. Le rayon optimal est quasiment le même, nous conserverons la valeur choisie auparavant de 2.8 cm

Dans ces conditions, on peut tracer la résolution angulaire 3D en fonction de l'énergie (figure 4.36). La fonction 4.8 donne $a=4573$ et $b=5.52$.

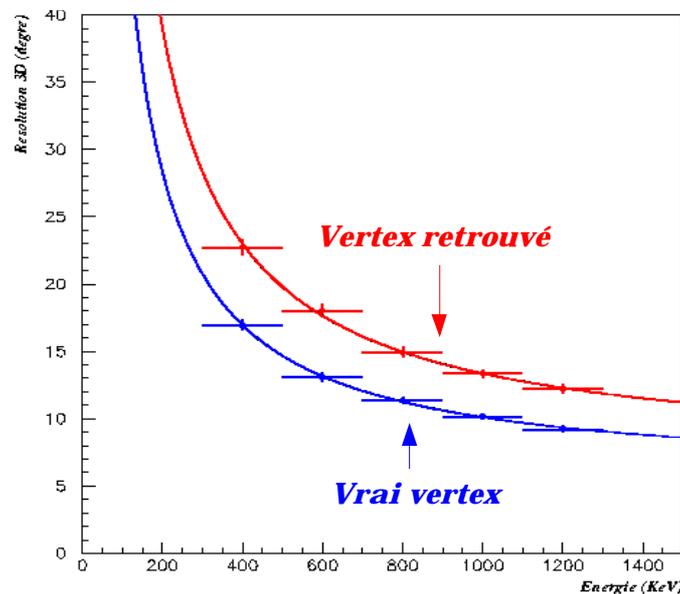


Figure 4.36 : Résolution angulaire 3D en fonction de l'énergie. Comparaison entre l'ajustement avec le vertex retrouvé et celui avec le vrai vertex.

Les valeurs correspondantes à 300 keV et à 1 MeV dans les deux cas sont :

	300 keV	1 MeV
σ_{3D} (vertex retrouvé)	29.5°	13.2°
σ_{3D} (vrai vertex)	20.8°	10°

On pourrait ainsi, avec un programme de reconstruction du vertex parfait, gagner près de 9 degrés à 300 keV et 3 degrés à 1 MeV. Cependant, du fait de la largeur des traces, il est impossible d'atteindre cette limite.

4.5.1.2 La corrélation entre les projections

Nous avons vu qu'une limitation du détecteur était la détermination de l'angle φ pour $75^\circ < \theta < 105^\circ$. Une solution pour diminuer cet intervalle serait de corrélérer l'intensité des images de chaque projection au début de la trace. En effet, pour un même dépôt d'énergie, plus l'angle entre la trace et une projection est grand, plus le signal sur les bandelettes sera important et inversement. Ainsi, le rapport des intensités des deux projections pourrait nous donner une meilleure mesure de l'angle φ . Ce travail est actuellement en cours de développement mais la mise en pratique s'avère être complexe. Il semble que ce critère ne permette pas d'améliorer la situation.

4.5.2 Le traitement par série de Fourier

D'après ce qui a été dit auparavant, nous savons que le traitement par série de Fourier élargit les traces. Comme notre résolution angulaire est surtout limitée par la granularité, nous pourrions penser que ce traitement représente un facteur limitant pour la résolution angulaire. Pour vérifier cette hypothèse, on analyse les images des événements simulés sans coupure sur les fréquences et dans le cas d'un programme de reconnaissance du vertex parfait, on obtient la figure 4.37. Il est vrai que la granularité est bien inférieure (0.20 cm au lieu de 0.30 cm). Cependant, on s'aperçoit que la résolution angulaire est moins bonne dès que le rayon d'ajustement dépasse 2 cm. Pour reproduire la courbe par la formule (4.7), il est nécessaire de prendre ici aussi $\varepsilon=2$ degrés. On peut expliquer cette composante par la présence du bruit électronique et qui gêne de manière aléatoire l'ajustement de la direction initiale.

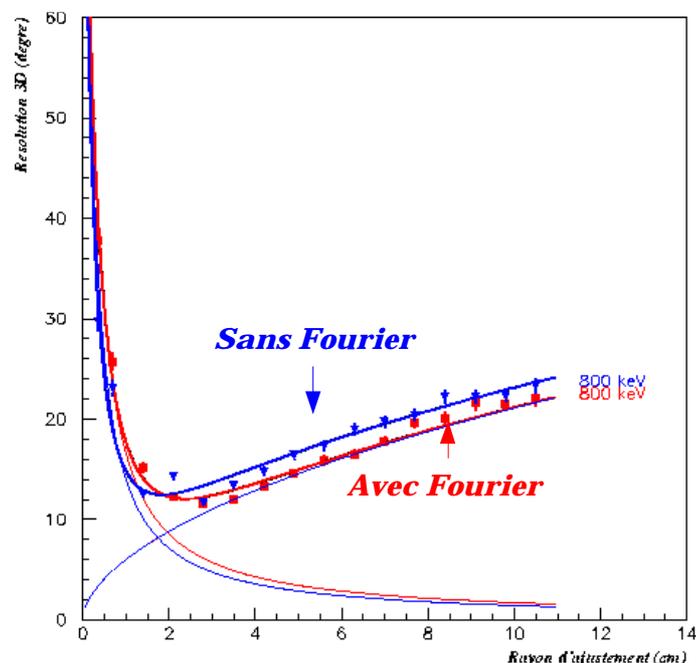


Figure 4.37 : Résolution angulaire 3D en fonction du rayon d'ajustement avec et sans le traitement par série de Fourier.

La coupure sur le spectre en fréquence à 600 Khz est donc indispensable. Sans elle, le bruit électronique gêne l'ajustement de la direction initiale. Si on veut pouvoir éviter le traitement par série de Fourier, il faut d'abord réduire le bruit électronique.

4.5.3 Le système d'imagerie

Il n'est plus possible de changer le système d'imagerie dans le cadre de l'expérience MUNU. Mais si l'on veut poursuivre vers la détection des neutrinos solaires, on peut envisager plusieurs modifications.

Tout d'abord, la largeur des bandelettes pourrait être diminuée pour tenter d'améliorer la précision sur les images mais comme la valeur de la granularité, 0.45 cm, est déjà supérieure à une bandelette, on peut penser que ce n'est pas le facteur limitant. En outre, pour ne pas que l'amplitude du signal sur chaque bandelette diminue, il faudrait compenser en réduisant dans la même proportion la distance entre le plan d'anode et le plan des bandelettes qui est de 3 mm (cf. paragraphe 4.1.2.3). Ce qui techniquement ne serait pas aisé.

Ensuite, on peut imaginer l'utilisation de pixels au lieu d'un réseau de bandelettes croisées. Cela permettrait d'éviter le problème de reconstruction des angles 3D à partir des angles projetés puisque l'ajustement de la direction initiale se ferait directement dans l'espace à 3 dimensions. Les désaccords entre les projections n'existeraient plus non plus. L'inconvénient majeur est le nombre de pixels nécessaire pour couvrir tout le plan d'anode. Pour MUNU, il faudrait près de 52000 pixels de 3.5 mm de côté. Nous verrons dans le chapitre 6 que cette solution semble indispensable pour un futur détecteur de neutrinos solaires.

4.5.4 La diffusion multiple

La granularité du détecteur est, nous l'avons vu, difficile à améliorer. En revanche, il est possible de réduire la composante de la résolution angulaire issue de la diffusion multiple. En effet, la diffusion multiple est directement reliée à la densité du gaz. En diminuant la pression, les électrons vont subir moins de diffusion dans les premiers centimètres. En quelque sorte, les traces des électrons vont être dilatées. Pour une même longueur d'ajustement, l'erreur sur la direction initiale sera moins grande.

Pour vérifier ce phénomène, nous avons réalisé des tests de fonctionnement à 1 bar au cours desquels nous sommes parvenus à visualiser des traces d'électrons. Pour une même énergie, les traces sont effectivement plus longues à 1 bar qu'à 3 bar. Nous reviendrons plus largement sur les résultats des tests au chapitre 6.

Afin d'évaluer l'apport du passage à 1 bar, on reprend la méthode de détermination de la résolution angulaire par simulation en modifiant la pression du détecteur. On obtient la figure 4.38 où les valeurs de la résolution angulaire 3D sont tracées en fonction de l'énergie de l'électron.

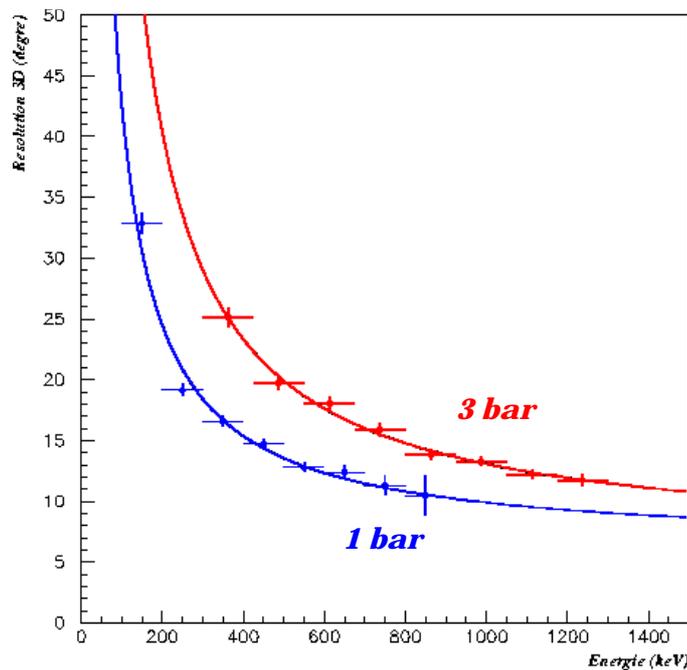


Figure 4.38 : Résolution angulaire 3D en fonction de l'énergie de l'électron. A 3 bar en rouge. A 1 bar en bleu.

Les valeurs correspondantes à 300 keV et 1 MeV sont :

	300 keV	1 MeV
σ_{3D} (3 bar)	29.5°	13.2°
σ_{3D} (1 bar)	19°	10°

L'amélioration est visible. On peut gagner 3° à 1 MeV et une peu plus de 10° à 300 keV. En revanche, sans autres améliorations, il sera toujours difficile d'exploiter les traces à 100 keV où la résolution angulaire à 1 bar vaut 45°.

Dans le cadre du projet de détection des neutrinos solaires, il paraît inévitable de descendre la pression à 1 bar afin de pouvoir analyser les électrons de recul associés aux neutrinos du pp. Mais, en contrepartie, le nombre de cibles diminuera et il faudra pour compenser agrandir le détecteur. Nous discuterons ce point au chapitre 6.

Dans ce chapitre, nous avons d'abord exposé la méthode d'analyse des images. Nous avons vu notamment qu'un programme de détermination de la direction initiale des électrons a été développé et que ses performances permettent l'analyse des données de manière automatique. Ensuite, une méthode d'estimation de la résolution angulaire a été présentée. La résolution ainsi obtenue vaut 13° à 1 MeV et 30° à 300 keV. Les deux composantes de cette résolution, la granularité et la diffusion multiple, ont d'ailleurs pu être déconvoluées, ce qui a rendu possible une évaluation de la diffusion multiple des électrons de basse énergie. Enfin, nous avons envisagé qualitativement et quantitativement les améliorations possibles de la résolution angulaire pour pouvoir éventuellement descendre à plus basse énergie et détecter les neutrinos solaires. Mais avant de poursuivre sur les perspectives de détection des neutrinos solaires, analysons les données actuelles de MUNU.

Chapitre 5

L'analyse des données de MUNU

Dans le chapitre 2, consacré à la description du détecteur MUNU, nous avons abordé le système d'acquisition et les étapes de l'analyse des données. Maintenant que nous avons expliqué comment l'énergie est mesurée et comment la direction initiale est déterminée, nous pouvons nous intéresser aux résultats de l'analyse des données aussi bien qualitativement, en tentant d'identifier les différentes composantes de bruit de fond, que quantitativement, au travers des taux des différents événements.

Nous commencerons en premier lieu par examiner les événements détectés dans l'Anti-Compton. Ensuite, nous étudierons le bruit de fond dans la TPC avant et après le rejet par l'Anti-Compton. Finalement, nous nous attarderons sur les électrons seuls dans la TPC afin d'isoler le signal neutrino. Nous en déduirons alors une limite sur le moment magnétique.

5.1 Les événements dans l'Anti-Compton

L'Anti-Compton présente un taux de comptage d'environ 700 Hz au-dessus de 100 keV. Nous nous proposons ici de détailler les deux composantes principales.

5.1.1 Les muons

Nous avons vu au paragraphe 2.2.1 que le flux des muons cosmiques au niveau du détecteur MUNU était de $32 \text{ m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$. En tenant compte de la géométrie cylindrique du détecteur et de la distribution zénithale des muons cosmiques, on peut estimer le taux d'événements muons à environ 300 Hz.

L'énergie moyenne des muons cosmiques est d'environ 4 GeV. A cette énergie, ils sont au minimum d'ionisation, soit une perte d'énergie de $2 \text{ MeV/g} \cdot \text{cm}^{-2}$. Or, le scintillateur liquide a une densité de $0.9 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$. Les muons déposent donc 1.8 MeV par centimètre. On peut facilement les identifier en appliquant un seuil de quelques MeV sur l'énergie déposée dans l'Anti-Compton sélectionnant ainsi les muons ayant parcouru au moins quelques centimètres dans le liquide.

Le seuil en énergie utilisé pour le rejet des muons est de l'ordre de 22 MeV. Le taux mesuré avec ce seuil est de 258 Hz. D'après le spectre présenté sur la figure 5.1 et en extrapolant aux basses énergies, on évalue le taux de muons en-dessous de 22 MeV à 45 Hz soit un taux total de l'ordre de 305 Hz. Ce résultat est compatible avec le taux estimé auparavant.

5.1.2 Les gammas

On effectue maintenant une acquisition avec le mode Anti-Compton bas (seuil d'environ 100 keV) en appliquant un seuil supérieur de 22 MeV afin de rejeter tous les muons sauf ceux qui n'auront parcouru que quelques centimètres dans le scintillateur. Ce sont d'ailleurs ces muons qui expliquent le spectre en énergie au-dessus de 5 MeV (cf. figure 5.1).

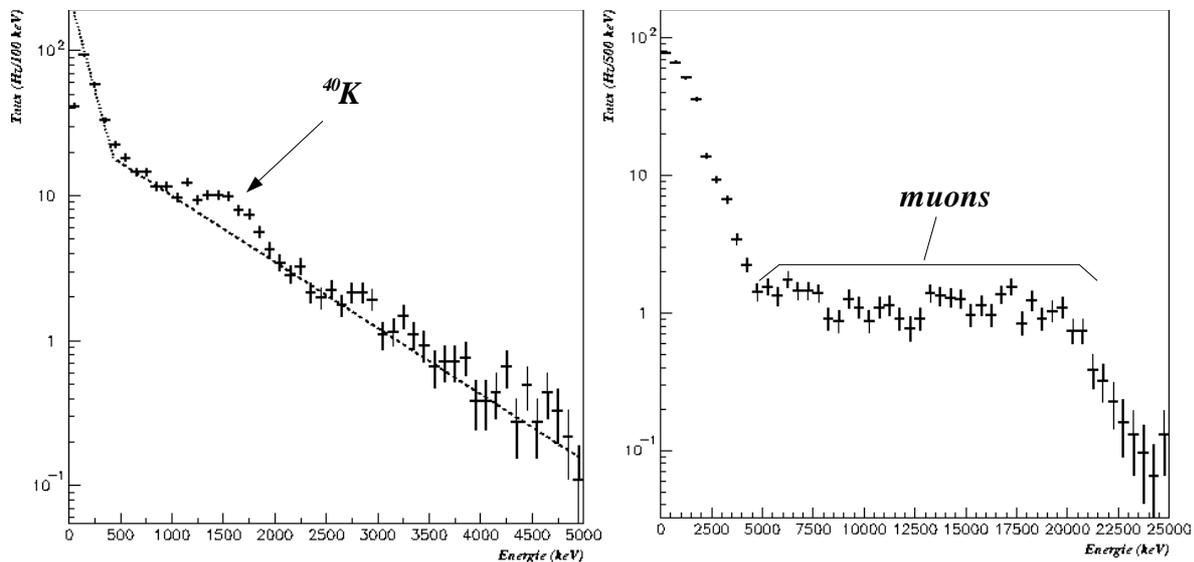


Figure 5.1 : Spectre en énergie des événements détectés dans l'Anti-Compton au-dessous de 25 MeV. A gauche les droites correspondent à un ajustement du bruit de fond moyen.

Les taux, une fois les événements muons soustraits et pour différents seuils en énergie, sont reportés dans la table 5.1. Il faut mentionner que ces taux ont été mesurés à différentes périodes et ils se sont révélés constants dans le temps.

Seuil (keV)	100	300	465	700	1000
Taux (Hz)	400±18	230±11	192±10	153±8	120±8

Table 5.1 : Taux des événements gammas dans l'Anti-Compton pour différents seuils

Le spectre en énergie des gammas décroît exponentiellement, il peut être ajusté en échelle logarithmique par deux droites (cf. figure 5.1). Il est difficile d'identifier les différentes composantes du spectre car il résulte à la fois de l'activité provenant de l'extérieur, du bruit induit par les muons et de l'activité de l'ensemble

des radioéléments présents dans les constituants du détecteur. Les valeurs des contaminations des principaux constituants ont été mesurées [MUN97] et sont reportées dans la table 5.2. Par exemple, la simulation Monte-Carlo montre que la teneur de l'acier de la cuve en Cobalt $0.76 \cdot 10^{-19}$ g/g devrait générer une radioactivité de 14 Bq dans l'Anti-Compton.

	<i>Élément</i>	<i>Contaminations (unité g.g⁻¹)</i>
<i>Cuve en acier</i>	U	$0.03 \cdot 10^{-9}$
	Th	$0.18 \cdot 10^{-8}$
	K	$0.14 \cdot 10^{-5}$
	Co	$0.76 \cdot 10^{-19}$
<i>Scintillateur liquide</i>	U	$< 3.0 \cdot 10^{-12}$
	Th	$< 3.0 \cdot 10^{-12}$
	K	$0.30 \cdot 10^{-8}$
<i>Enceinte en acrylique</i>	U	$< 3.0 \cdot 10^{-12}$
	Th	$< 4.0 \cdot 10^{-12}$
	K	$2.00 \cdot 10^{-7}$
<i>Photomultiplicateurs</i>	U	$0.41 \cdot 10^{-7}$
	Th	$0.49 \cdot 10^{-7}$
	K	$0.85 \cdot 10^{-4}$
	Co	$0.56 \cdot 10^{-19}$

Table 5.2 : [MUN97] Contaminations des différents constituants du détecteur en Uranium 238 et Thorium 232, Potassium naturel et Cobalt 60.

Sur le spectre de la figure 5.1, on observe néanmoins un pic vers 1.5 MeV correspondant à un taux de 25 ± 3 Hz. On peut attribuer ces événements au ^{40}K qui émet des gammas de 1.46 MeV (cf. figure 5.15). Les concentrations en Potassium dans les PMs et dans la cuve en acier sont respectivement de $0.85 \cdot 10^{-4}$ g/g et $0.14 \cdot 10^{-5}$ g/g. Ce qui équivaut, pour les 37 kg des PMs et les 4.2 tonnes d'acier, à 9 g de Potassium (3 g pour les PMs et 6 g pour la cuve) soit 10^{-3} g de ^{40}K . D'où une radioactivité gamma de 43 Bq. Étant donné que seule la moitié de ces gammas sont émis vers le détecteur, on trouve un taux attendu de l'ordre de 21.5 Hz, comparable au taux des événements du pic.

La distribution des positions longitudinales des gammas de plus de 100 keV est représentée sur la figure 5.2. Pour obtenir ce spectre, le seuil en énergie a été corrigé de la variation longitudinale. On constate que les gammas sont détectés majoritairement à proximité des plans de PMs. Deux raisons à cela : d'une part, les PMs contiennent plus de matière susceptible d'émettre des gammas et d'autre part le volume utile de détection est plus important aux extrémités puisque la TPC occupe près d'un quart du volume entre $DZ = -0.6$ et $DZ = 0.6$. On rappelle que DZ est le paramètre d'asymétrie de l'Anti-Compton défini au chapitre 3 par la formule (3.4) et qu'il correspond à la coordonnée longitudinale selon l'axe du détecteur.

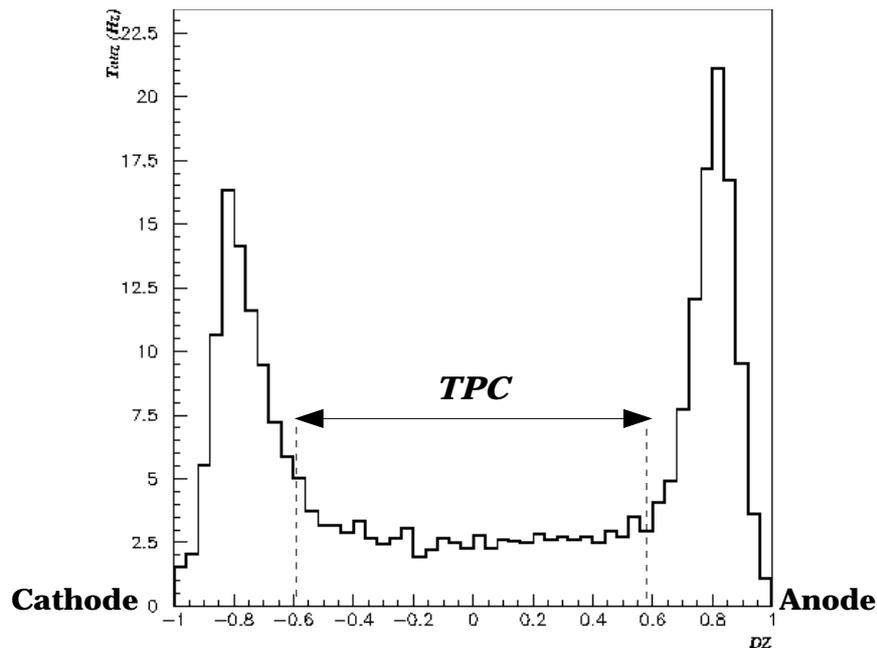


Figure 5.2 : Localisation dans l'Anti-Compton des événements gammas

5.2 Les événements dans la TPC

Le taux de comptage brut dans la TPC, c'est-à-dire le taux d'événements présentant un signal d'anode supérieur à 150 keV environ, est de l'ordre de 80 Hz. Si on demande en plus que l'Anti-Compton détecte une scintillation d'avalanche en même temps (pour écarter certaines décharges électriques, comme nous l'avons expliqué au chapitre 2 lors du détail des modes d'acquisition), le taux devient de l'ordre de 70 Hz. Cependant, là encore la grande majorité des événements ne sont pas des électrons, il faut filtrer les données.

Dans un premier temps, nous allons exposer les critères utilisés pour rejeter les muons, les décharges électriques présentant une émission de lumière et les alphas. Nous nous attarderons d'ailleurs sur l'étude des alphas qui peuvent nous apporter des informations sur le bruit de fond. Ensuite, nous étudierons les électrons issus de la diffusion Compton d'un gamma. Ces événements seront rejetés pour l'analyse neutrino mais eux-aussi sont intéressants pour mieux comprendre le bruit de fond. Enfin, nous nous concentrerons sur l'analyse des électrons seuls, candidats "neutrino".

5.2.1 La différenciation des événements

La méthode la plus efficace pour distinguer les événements est, comme nous l'avons déjà évoqué, la visualisation des images. Mais pour que l'analyse des données soit réalisable de manière automatique et applicable à tous les types d'acquisition, nous utilisons d'abord d'autres critères.

5.2.1.1 Le signal "muon" dans l'Anti-Compton

Les muons au minimum d'ionisation déposent 20 keV/cm dans le gaz à 3 bars. Pour qu'ils déclenchent l'acquisition, ils doivent donc avoir parcouru un peu plus de 7 cm (150 keV). Toujours en tenant compte de la géométrie du détecteur et du flux des muons, on devrait observer un taux de muons dans la TPC de l'ordre de 70 Hz. Comme nous l'avons vu, les muons sont facilement identifiés par l'énergie qu'ils déposent dans l'Anti-Compton. Le signal de l'Anti-Compton suffit donc pour les rejeter. Une fois le veto "muon" appliqué, le taux dans la TPC, pour un seuil de déclenchement de la TPC de 150 keV, est en moyenne 0.95 Hz. Il peut fluctuer dans le temps entre 0.85 et 1 Hz suivant les variations du gain de l'anode.

5.2.1.2 L'asymétrie de la scintillation d'avalanche.

Le deuxième critère de sélection est l'asymétrie de la scintillation d'avalanche. Normalement, le paramètre d'asymétrie DZ défini au chapitre 3 par la formule (3.4) est indépendant de la quantité de lumière émise, il dépend uniquement du lieu d'émission de la lumière. L'anode étant situé à 80 cm du centre, la valeur de DZ pour la scintillation d'avalanche devrait être de l'ordre de 0.6 (interpolation linéaire).

Cependant, ce n'est pas le cas, les valeurs de DZ obtenues sont inférieures et en outre, elles dépendent de la nature de la particule. Sur la figure 5.3, on peut voir la distribution du paramètre d'asymétrie pour des alphas et pour des électrons. L'explication de ce phénomène vient du fait que la lumière émise lors de l'avalanche est trop importante. Les flashs-ADC de certains PMs qui sont proches, c'est-à-dire côté anode, saturent d'où une valeur de DZ plus petite. Or, suivant la nature de la particule, la densité de lumière émise varie. Un alpha dépose toute son énergie sur une très courte distance (un alpha de 5 MeV dépose $740 \text{ MeV/g cm}^{-2}$), la lumière est donc émise en très peu de temps et sature donc plus de canaux de fADC que dans le cas d'un électron dont la perte d'énergie s'étend sur quelques centimètres.

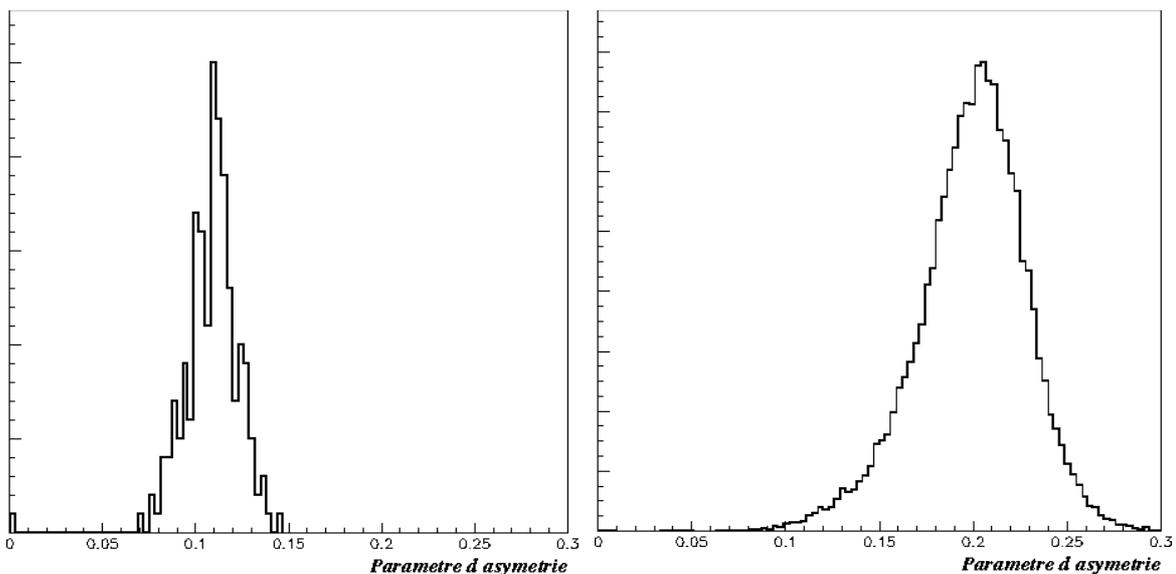


Figure 5.3 : Paramètre d'asymétrie, DZ, pour des alphas (à gauche) et des électrons (à droite).

Cette saturation ne remet pas en cause la proportionnalité entre la scintillation d'avalanche et l'énergie pour les électrons. En effet, les traces sont échantillonnées et, étant donné que la longueur de trace des électrons varie avec l'énergie, le nombre de canaux sur lesquels les PMs côté anode saturent est relié à l'énergie. En revanche, ce phénomène est à l'origine d'une résolution légèrement moins bonne pour la scintillation d'avalanche (9% à 1 MeV) que pour le signal d'anode (8% à 1 MeV).

La figure 5.4 montre la distribution du paramètre d'asymétrie de la lumière d'avalanche pour un lot d'événements sélectionnés par le mode "TPC veto muon (après rejet des muons et d'une partie des décharges). On observe une accumulation d'événements au-dessus de $DZ=0.3$, elle est attribuée à certaines décharges sur les fils d'anode qui sont suffisamment intenses pour émettre un flash lumineux et qui n'ont donc pas été écartées par la sélection au niveau de l'acquisition. La densité de lumière associée est cependant plus faible que dans le cas des électrons ou des alphas, et la valeur de DZ est donc plus grande. La séparation entre les décharges et les électrons par le paramètre d'asymétrie de la scintillation d'avalanche est très bonne. Un autre critère de sélection est d'utiliser la longueur de la projection de la trace sur l'axe. Un électron s'étend au moins sur une dizaine de canaux tandis qu'une décharge électrique ne dépasse pas quelques canaux. La distinction entre les alphas et les électrons est quant à elle moins efficace. Nous allons voir dans le paragraphe suivant consacré aux alphas que l'on peut néanmoins les étudier en utilisant le phénomène de scintillation primaire.

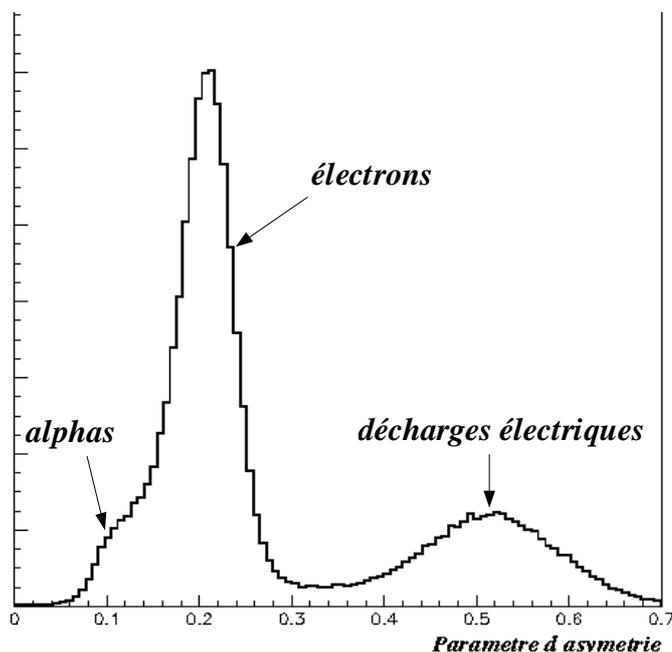


Figure 5.4 : Paramètre d'asymétrie pour un échantillon d'événements détectés dans la TPC après avoir écartés les muons et une partie des décharges qui ne sont pas corrélées avec un signal de lumière..

Après avoir écarté les muons et les décharges, trois types d'événements subsistent pour un taux de 0.60 Hz : les alphas, les électrons issus de la diffusion Compton d'un gamma et les électrons candidats "neutrino" sans gamma en coïncidence. Passons-les en revue.

5.2.2 Les alphas

5.2.2.1 La caractérisation des alphas

Nous avons déjà vu plusieurs fois que les alphas déposent leur énergie de manière très localisée, sur quelques millimètres. La densité d'ionisation pour un alpha de 5 MeV vaut environ $1.5 \cdot 10^5$ paires ions/électrons par cm contre 650 paires ions/électrons par cm, en moyenne, pour un électron de 1 MeV.

La grande quantité d'ions formés génère localement un champ électrique comparable à celui rencontré lors de l'avalanche et autorise le processus d'attachement des électrons par les ions CF_4^+ et CF_3^+ (paragraphe 2.2.3.4) d'où une première perte de charges. La recombinaison de ces ions conduit d'ailleurs à une émission de lumière, que l'on appelle scintillation primaire. La lumière ainsi émise est équivalente à une énergie déposée dans l'Anti-Compton comprise entre 100 keV et 600 keV. Cette scintillation primaire offre deux avantages. Premièrement, on peut l'utiliser pour mieux sélectionner les alphas en demandant que l'Anti-Compton détecte un signal précédant le signal de l'avalanche sur l'anode. Deuxièmement, le temps entre le signal de la scintillation primaire et celui de l'avalanche donne la position longitudinale de l'interaction dans la TPC.

Les électrons qui ont survécu à ce processus de recombinaison dérivent et parviennent sur les fils d'anode. Au cours de l'avalanche, une seconde atténuation de charges a lieu. En effet, les ions créés par la multiplication des électrons présentent eux-aussi une densité élevée et induisent une charge d'espace capable d'écranter le champ électrique. Le champ électrique effectif autour des électrons est alors plus faible que le champ théorique et la multiplication est par conséquent moins importante. Par ailleurs, la densité spatiale des électrons de dérive au niveau du plan d'anode dépend du temps de dérive. En effet, pendant la dérive, les électrons subissent une diffusion et, d'après la formule 4.1, celle-ci varie avec la racine du temps de dérive.

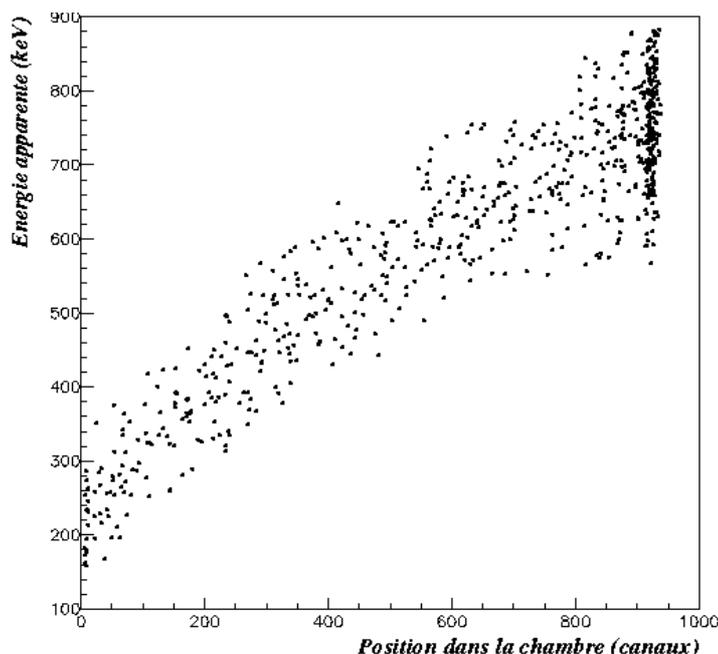


Figure 5.5 : Énergie apparente des alphas en fonction de la position en temps de l'émission dans la chambre.

Si on trace l'énergie apparente des alphas, c'est-à-dire l'énergie calculée avec le même gain que pour les électrons, en fonction de leur position en temps dans la chambre (cf. figure 5.5), on retrouve cette dépendance. La sensibilité du gain à la diffusion est même très importante puisque l'on gagne presque un facteur 4 entre le début et la fin de la chambre.

Ainsi, la densité d'ionisation élevée des alphas induit deux types d'atténuation du signal, aussi appelé "quenching" que l'on n'observe pas pour les électrons : la première due à l'attachement lors de l'ionisation du gaz, la deuxième due à l'effet de charge espace lors de l'avalanche.

Sur la figure 5.5, on peut se rendre compte que la concentration d'alphas émis au niveau de la cathode (autour du canal 900) est plus grande que dans le reste de la chambre. L'énergie apparente des alphas émis au niveau de la cathode (cf. figure 5.6) peut nous donner une idée de l'atténuation du gain par rapport aux électrons. Nous allons voir par la suite que l'énergie de ces alphas est 5.4 MeV alors qu'ils sont mesurés avec une énergie équivalente électron de 770 keV, soit un facteur d'atténuation égal à 7 au niveau de la cathode.

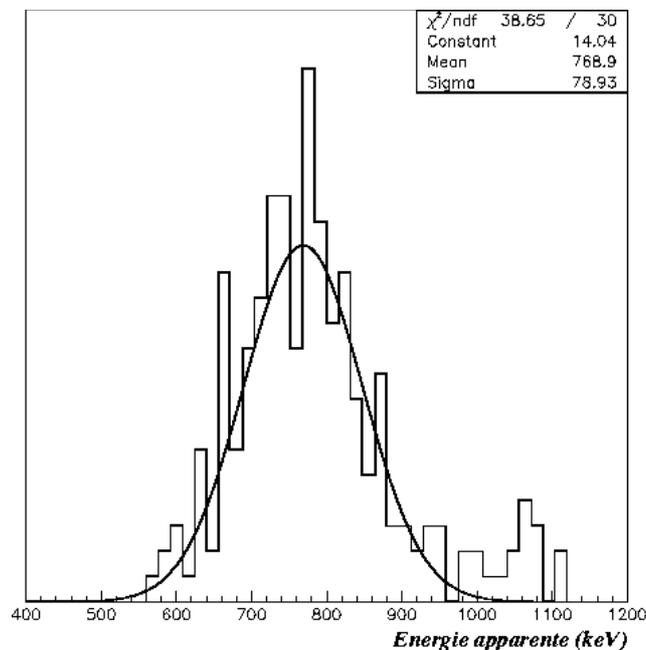


Figure 5.6 : Énergie apparente des alphas émis au niveau de la cathode

Avant d'étudier les taux actuels des alphas du gaz et ceux de la cathode, intéressons-nous à la première campagne de mesure pour mieux comprendre l'origine de la radioactivité alpha dans le détecteur MUNU.

5.2.2.2 La pollution du gaz par le radon

Lors de la première campagne de prise de données de l'expérience MUNU (1998–2000), un filtre de type Oxysorb [OXY] à base de zéolite était utilisé pour piéger l'oxygène. Ce filtre a laissé échapper du Radon dans le gaz. En effet, le Radon 222 est un descendant de l'Uranium 238. Comme il est gazeux à température ambiante, il peut sortir des matériaux dans lesquels il est créé et se mélanger au CF_4 . Le Radon est radioactif, la chaîne de décroissance associée est

représentée sur la figure 5.7. La présence du Radon 222 a été signée grâce à l'observation de coïncidences électron–alpha (illustrées par la figure 5.8) correspondant à la succession des désintégrations du ^{214}Bi et du ^{214}Po .

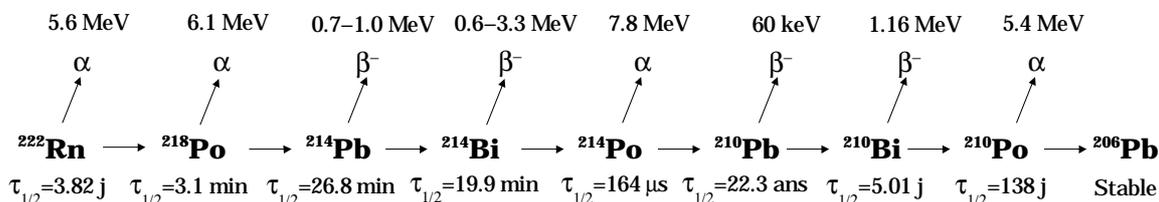


Figure 5.7 : La chaîne de décroissance du Radon 222.

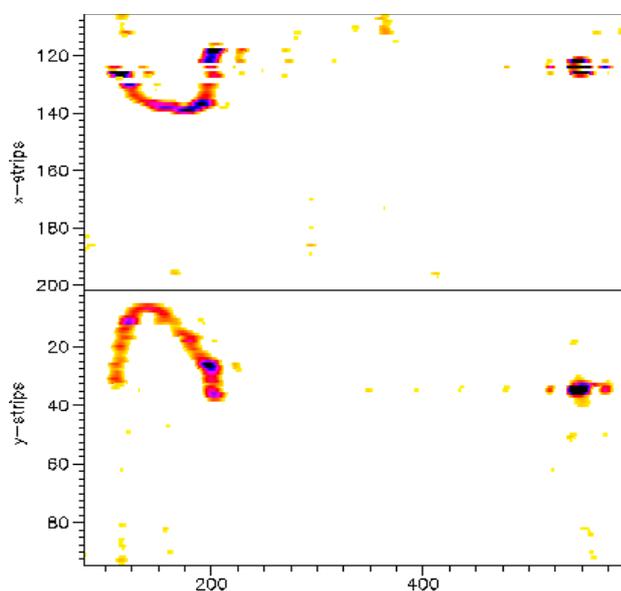


Figure 5.8 : Exemple d'une coïncidence électron–alpha au même endroit dans la TPC correspondant à la succession des désintégrations du ^{214}Bi et du ^{214}Po

Le taux d'alphas dans le détecteur mesuré à cette période atteignait plus de 35 Hz. Dans la chaîne de décroissance du Radon 222, il existe trois émetteurs alphas avec des périodes courtes, le Radon lui-même et deux de ses descendants, le ^{218}Po et le ^{214}Po . Or, l'alpha associé au ^{214}Po n'est pas directement observable par nos critères de sélection car il est toujours précédé en temps d'un électron. Par conséquent, on déduit une activité de Radon 222 de 18 Bq pour l'ensemble du gaz à 3 bar, soit une activité équivalente à 1 bar de 6 Bq/m³. Pourtant, des mesures d'activité à l'aide d'une jonction germanium avaient montré une activité du Radon de 0.087 Bq dans le filtre Oxysorb de test. Mais comme la mesure est destructive, le filtre effectivement utilisé n'avait pu être analysé et il s'est avéré qu'il contenait cette fois beaucoup plus d'Uranium et donc de Radon (32.7 Bq mesuré a posteriori).

Une fois que l'origine de la pollution par le Radon a été découverte, le filtre a été retiré. Nous avons pu alors observer une chute du taux d'alphas avec une période de 3.2 ± 0.5 jours (cf. figure 5.9), comparable avec la période du ^{222}Rn , prouvant ainsi que l'origine des alphas était bien du Radon 222 libéré par le filtre.

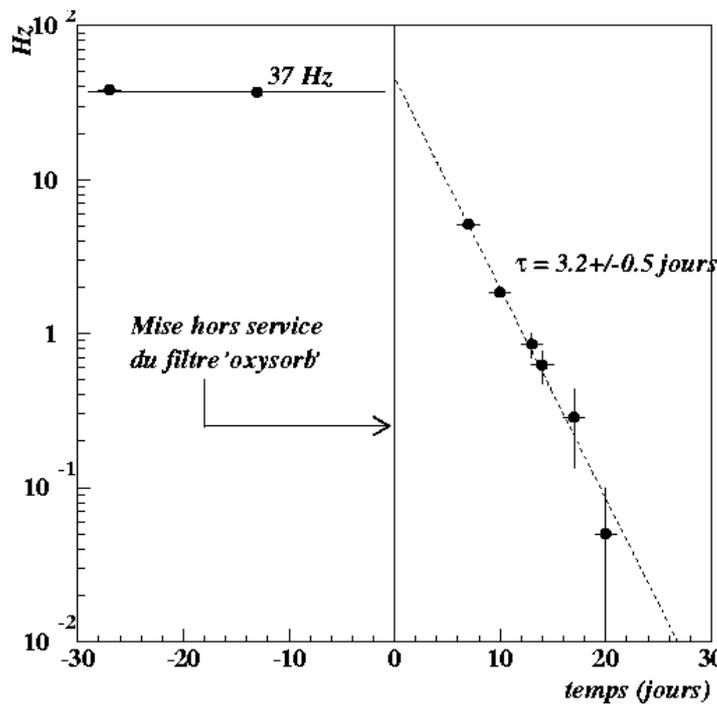


Figure 5.9 : Taux d'alphas dans le gaz pendant la période de réglage du détecteur [MUN01]

A la suite des décroissances alphas, les atomes sont généralement chargés positivement et sont attirés par les cathodes (la cathode en cuivre et le plan des bandelettes) où ils vont se déposer. Changer le gaz ne suffit donc pas à éliminer tous les descendants du Radon d'autant plus que la chaîne de décroissance du Radon est "ralentie" au niveau du ^{210}Pb qui a une période longue de 22 ans. Le ^{210}Pb est suivi par le ^{210}Bi et le ^{210}Po . Or, le ^{210}Bi est un émetteur beta avec un Q_β de 1.163 MeV sans gamma associé, il peut donc imiter la signature des neutrinos.

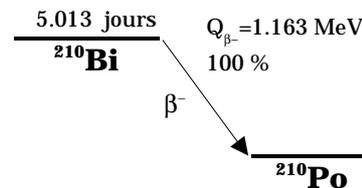


Figure 5.10 : Schéma de désintégration du ^{210}Bi .

L'activité beta associée au ^{210}Pb sur la cathode en cuivre dépend de la quantité de Radon auquel elle a été exposée. On déduit cette activité de la mesure des alphas émis au niveau de la cathode et correspondant au ^{210}Po (α de 5.4 MeV). Le taux mesuré 200 jours après le retrait du filtre (équivalent à une vie moyenne du ^{210}Po) est 0.055 Hz. A cette période, la chaîne au-delà du ^{210}Pb n'était pas encore tout à fait à l'équilibre, l'activité du ^{210}Po ne représentait que 63% de l'activité du ^{210}Pb . Comme en plus on n'observe que la moitié des événements, ceux émis vers l'intérieur de la TPC, on en déduit une contamination au ^{210}Pb de $27 \mu\text{Bq}\cdot\text{cm}^{-2}$. Même si ce taux est relativement faible, la désintégration beta du ^{210}Bi aurait pu induire un bruit de fond beaucoup trop important. Une simulation du ^{210}Bi sur la cathode a montré que 20 % des événements déposent plus de 300 keV dans la TPC soit près de 3000 événements par jour. La cathode a donc été remplacée. C'est donc après les changements du gaz et de la cathode et avec un filtre de type différent, de marque [SAES], qu'une nouvelle campagne de prise de données a débuté.

5.2.2.3 Les alphas du gaz

Les taux des alphas dans le gaz au cours de la nouvelle période d'acquisition sont présentés sur la figure 5.11. On obtient un taux moyen de 5.10^{-3} Hz. Afin de donner un ordre de grandeur de l'activité du Radon associée à ces alphas, on ramène l'activité du gaz à 1 bar. On trouve une activité de l'ordre du mBq par m^3 pour la première partie de la période de prise de données. Cette activité déjà très basse, a encore diminué à la suite d'un abaissement de la température du piège à froid de quelques degrés, pour atteindre $0.7 \text{ mBq}\cdot\text{m}^{-3}$.

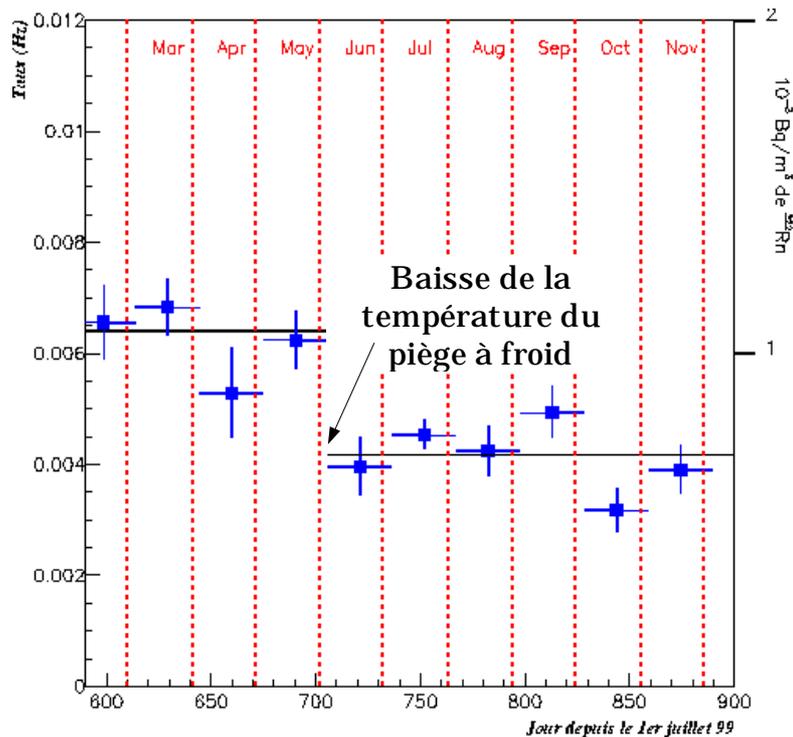


Figure 5.11 : Évolution dans le temps du taux des alphas dans le gaz. A droite, l'échelle correspond à l'activité de Radon ramenée à 1 bar.

5.2.2.4 Les alphas de la cathode

Le taux d'alphas observé sur la nouvelle cathode un an après son installation vaut 3.10^{-3} Hz avec une précision de l'ordre de 10%. Aux barres d'erreur près, il est stable dans le temps. Par ailleurs, leur énergie est identique à ceux détectés sur la première cathode. On peut donc supposer qu'ils proviennent aussi du ^{210}Po . En effet, la nouvelle cathode a pu être exposée au Radon présent dans l'atmosphère entre le moment de sa fabrication et celui de son installation dans le détecteur et du ^{210}Pb a pu s'y déposer. Après un an, l'activité du ^{210}Po correspond à 85% de l'activité du ^{210}Pb et en tenant compte que seule la moitié des alphas, ceux qui sont émis vers la TPC, sont détectés, on déduit une contamination surfacique au ^{210}Pb de $1.1 \mu\text{Bq}\cdot\text{cm}^{-2}$ (7 mBq au total). Ce qui correspond à 25 fois moins que pour la première cathode. Cette mesure montre la sensibilité exceptionnelle que le détecteur MUNU peut atteindre. On peut finalement estimer le taux d'événements associés au ^{210}Bi . Comme nous l'avons déjà dit, dans 20% des cas, les électrons du ^{210}Bi déposent plus de 300 keV dans la TPC, ce qui correspond à environ 120 événements par jour pouvant simuler la signature neutrino.

5.2.3 Les électrons issus de la diffusion Compton d'un gamma

Ces événements sont caractérisés, d'une part, par un signal dans la TPC du type électron et d'autre part, par un gamma détecté dans l'Anti-Compton précédant l'apparition du signal de détection de l'électron sur l'anode. En effet, le gamma diffusé est détecté quasiment instantanément tandis que les électrons de dérive produits le long de la trace de l'électron de recul ont dû dériver pendant quelques micro-secondes voire quelques dizaines de micro-secondes. On parlera d'événement de type "électron+gamma".

5.2.3.1 Le taux des "électron+gamma"

Pour pouvoir observer les événements "électron+gamma" quelle que soit la coordonnée longitudinale de l'interaction dans la chambre, il faut enregistrer les signaux qui précèdent l'électron sur au moins $75 \mu\text{s}$ (temps de dérive maximal). Ce temps est calculé à partir du début de l'avalanche qui ne correspond pas forcément au vertex de l'interaction mais au point le plus proche de l'anode. Or, la durée du signal correspondant à l'extension longitudinale de la trace des électrons peut atteindre une dizaine de microsecondes alors qu'il ne reste plus que $5 \mu\text{s}$ sur les convertisseurs analogique-numérique (profondeur de $80 \mu\text{s}$). Il ne sera donc pas toujours possible d'enregistrer l'ensemble de la trace si on désire en même temps détecter le gamma qui le précède.

Dans un premier temps, nous réalisons une acquisition de type "TPC+veto muon" en enregistrant les signaux pendant $75 \mu\text{s}$ avant l'électron. La figure 5.12 représente le taux d'événements "électron+gamma" en fonction de la position longitudinale de l'interaction Compton et cela sans sélection sur l'énergie de l'électron mis à part celle au niveau de l'acquisition ($\sim 150 \text{ keV}$).

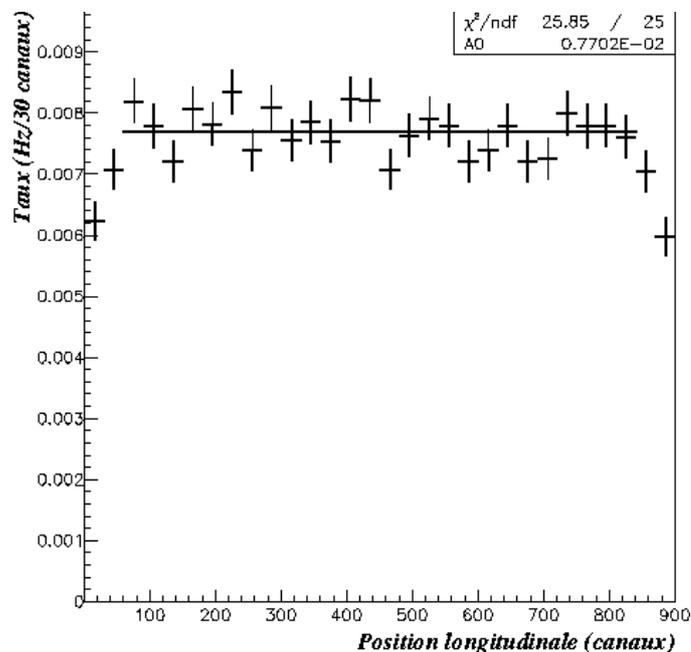


Figure 5.12 : Taux des événements "électron + gamma" en fonction de la position longitudinale de l'électron dans la chambre (1 canal $\approx 80 \text{ ns}$).

Le taux total de ces événements est de 0.23 Hz. Les seuils en énergie correspondent aux seuils de déclenchement de l'acquisition soit environ 150 keV dans la TPC et 90 keV dans l'Anti-Compton. Dans ces conditions, le taux de coïncidences fortuites, T_f , entre les deux détecteurs est d'environ 0.018 Hz :

$$T_f = T(\gamma \text{ dans AC}) \times T(e^- \text{ dans TPC}) \times \text{Durée} = 400 \times 0.6 \times 75 \cdot 10^{-6} = 0.018 \text{ Hz}$$

La position dans la TPC est obtenue par la différence de temps entre le gamma et le début de l'avalanche de l'électron de recul. On peut d'ailleurs mesurer ainsi la vitesse de dérive en déterminant le temps de dérive maximal pour ce type d'événement (cf. Annexe).

La répartition des événements "électron+gamma" est uniforme selon l'axe longitudinal de la chambre. L'ajustement par une constante donne un χ^2 de 25.85 pour 25 degrés de liberté, soit un rapport très proche de 1. Cette distribution homogène nous autorise à limiter l'étude sur une partie de la TPC et à renormaliser ensuite les taux obtenus à l'ensemble de la chambre par extrapolation. L'avantage de cette méthode est de réserver plus de canaux pour l'enregistrement de la trace et de pouvoir ainsi mesurer l'énergie de l'électron et celle du gamma. Le signal de déclenchement de l'acquisition correspondant au point de la trace le plus proche de l'anode est centré au canal 600, ce qui laisse ainsi plus de 50 μs pour stocker les signaux associés aux électrons. Pour un seuil fixé à 300 keV dans la TPC et à 90 keV dans l'Anti-Compton, nous observons en moyenne un taux de 0.10 Hz, soit, par extrapolation linéaire sur l'ensemble de la chambre, un taux moyen de 0.15 ± 0.01 Hz. L'évolution de ce taux sur les quelques mois de prise de données apparaît sur la figure 5.13. Le taux d'événements "électron+gamma" est stable dans le temps.

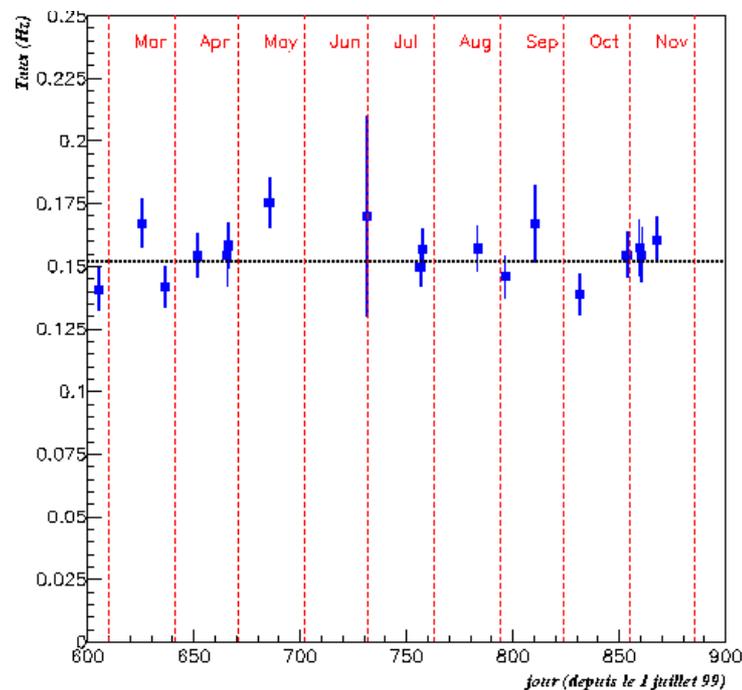


Figure 5.13 : Évolution du taux des événements "électron + gamma" avec une énergie déposée dans la TPC supérieure à 300 keV et un seuil sur l'Anti-Compton de 90 keV.

5.2.3.2 Le spectre en énergie du gamma initial

A partir des dépôts d'énergie mesurés dans la TPC et dans l'Anti-Compton, on peut reconstituer l'énergie totale déposée dans l'ensemble des deux détecteurs. Le spectre est présenté sur la figure 5.14.

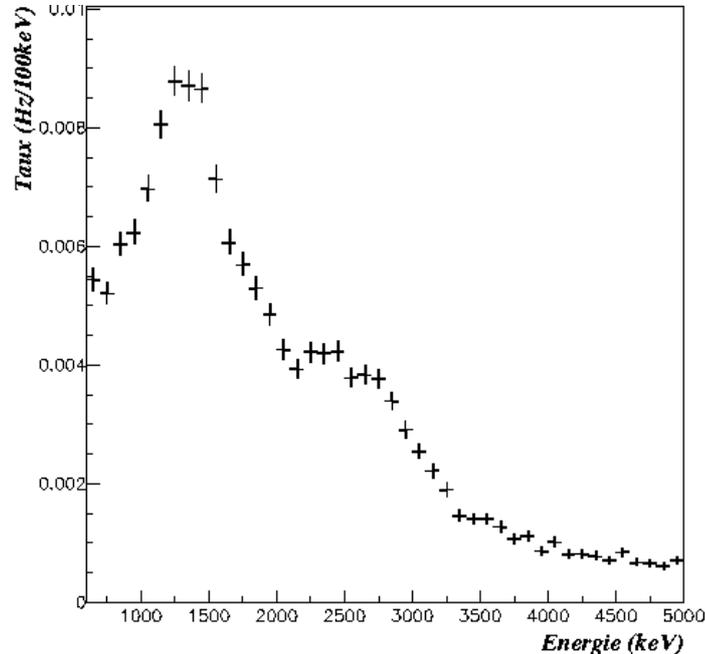


Figure 5.14 : Spectre de l'énergie du gamma initial reconstituée par la somme de l'énergie de l'électron de recul et de celle du gamma diffusé.

Il apparaît nettement un premier pic vers 1.5 MeV et un second pic un peu moins marqué aux environs de 2.5 MeV. Une première hypothèse est d'attribuer ces pics au ^{40}K et au ^{60}Co . On peut voir les schémas de désintégration de ces éléments sur la figure 5.15. Le ^{40}K émet un gamma de 1.46 MeV et le ^{60}Co deux gammas simultanés de 1.17 MeV et 1.33 MeV, soit une énergie totale de 2.50 MeV.

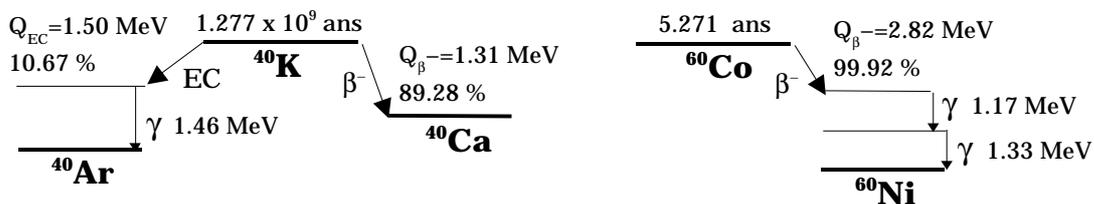


Figure 5.15 : Schémas de désintégration du ^{40}K et du ^{60}Co .

Selon cette hypothèse, les pics observés correspondraient à 0.05 Hz environ d'événements associés au ^{40}K et de l'ordre de 0.03 Hz d'événements associés au ^{60}Co . Ces taux ne peuvent pas être expliqués par le Potassium et le Cobalt présents dans la cuve et les PMs. En effet, nous avons vu au début de ce chapitre que la cuve en acier et les PMs étaient la source d'une activité de 45 Bq de Potassium

dans l'Anti-Compton. Une simulation a montré que le taux d'événements de type "électron+gamma" que pouvait induire ce Potassium valait $7.6 \cdot 10^{-3}$ Hz (avec un seuil dans la TPC de 300 keV), soit près d'un ordre de grandeur en-dessous du taux associé au pic. La simulation du Cobalt conduirait à un résultat similaire. Il faut donc que du Potassium et du Cobalt soient plus près de la TPC, dans le scintillateur ou sur l'enceinte de la TPC.

On simule donc du ^{40}K et du ^{60}Co déposés sur l'enceinte de la TPC et on ajoute un bruit de fond moyen selon une distribution exponentielle décroissante censée englober l'ensemble des autres sources gamma possibles. On ajuste enfin les proportions des trois composantes pour reproduire au mieux les données. Le résultat de la simulation est montré sur la figure 5.16 (en haut).

On constate que si la position des pics correspond bien, il n'en est pas de même de leur largeur. Il semble que la résolution simulée soit surestimée par rapport à la réalité. On peut expliquer ce phénomène si la collection de lumière est perturbée à proximité de la TPC, ce qui dégraderait la résolution en énergie de l'Anti-Compton, ou si le ^{40}K et le ^{60}Co ne sont pas situés uniquement sur l'enceinte de la TPC. Aussi bien la localisation des interactions que la quantité d'énergie déposée dans chacune des deux parties du détecteur seraient alors différentes.

Pour tenir compte de cette éventuelle dégradation de la résolution, on applique une fluctuation gaussienne supplémentaire de 15% autour de la valeur initiale fournie par la simulation. L'accord entre les données et la simulation est cette fois nettement meilleur (cf. figure 5.16). Cela ne constitue pas une preuve en soi puisqu'on a dû ajouter une fluctuation artificielle mais l'hypothèse du ^{40}K et du ^{60}Co semble raisonnable. L'idéal aurait été d'effectuer des simulations avec plusieurs origines des gammas et de déterminer de cette manière la bonne localisation du ^{40}K et du ^{60}Co . Cependant, le nombre de cas à envisager pour cette étude est très grand et n'a pu être réalisé.

5.2.3.3 Les taux des trois composantes

En supposant que les pics sont bien expliqués par le ^{40}K et le ^{60}Co , on peut estimer les taux d'événements correspondants ayant déposé plus de 300 keV dans la TPC et plus de 90 keV dans l'Anti-Compton. Ils sont reportés dans le tableau suivant :

<i>Origine des γ</i>	<i>^{40}K</i>	<i>^{60}Co</i>	<i>Autres</i>	<i>Total</i>
<i>Taux (Hz)</i>	0.045±0.005	0.031±0.005	0.074±0.005	0.15±0.01 Hz

Table 5.3 : Taux des différentes composantes du bruit de fond

Cela représenterait environ 5 Bq de ^{40}K sur l'enceinte de la TPC, puisque 0.9 % des gammas de 1.46 MeV déposent plus de 300 keV dans la TPC et plus de 100 keV dans l'Anti-Compton. C'est très largement au-dessus de la teneur en Potassium de l'acrylique qui est égale à $2 \cdot 10^{-2}$ Bq (contamination de $2 \cdot 10^{-7}$ g.g⁻¹ pour 100 kg d'acrylique), ou même de celle du scintillateur. Il faut donc que du Potassium se soit déposé sur les parois de la TPC par exemple lors de l'installation du détecteur. On peut faire le même raisonnement pour le Cobalt. Mais, comme deux gammas sont émis à chaque désintégration, le pourcentage d'interaction dans la TPC pour 1 désintégration est plus élevé : 1.8% pour des gammas émis depuis l'enceinte de la

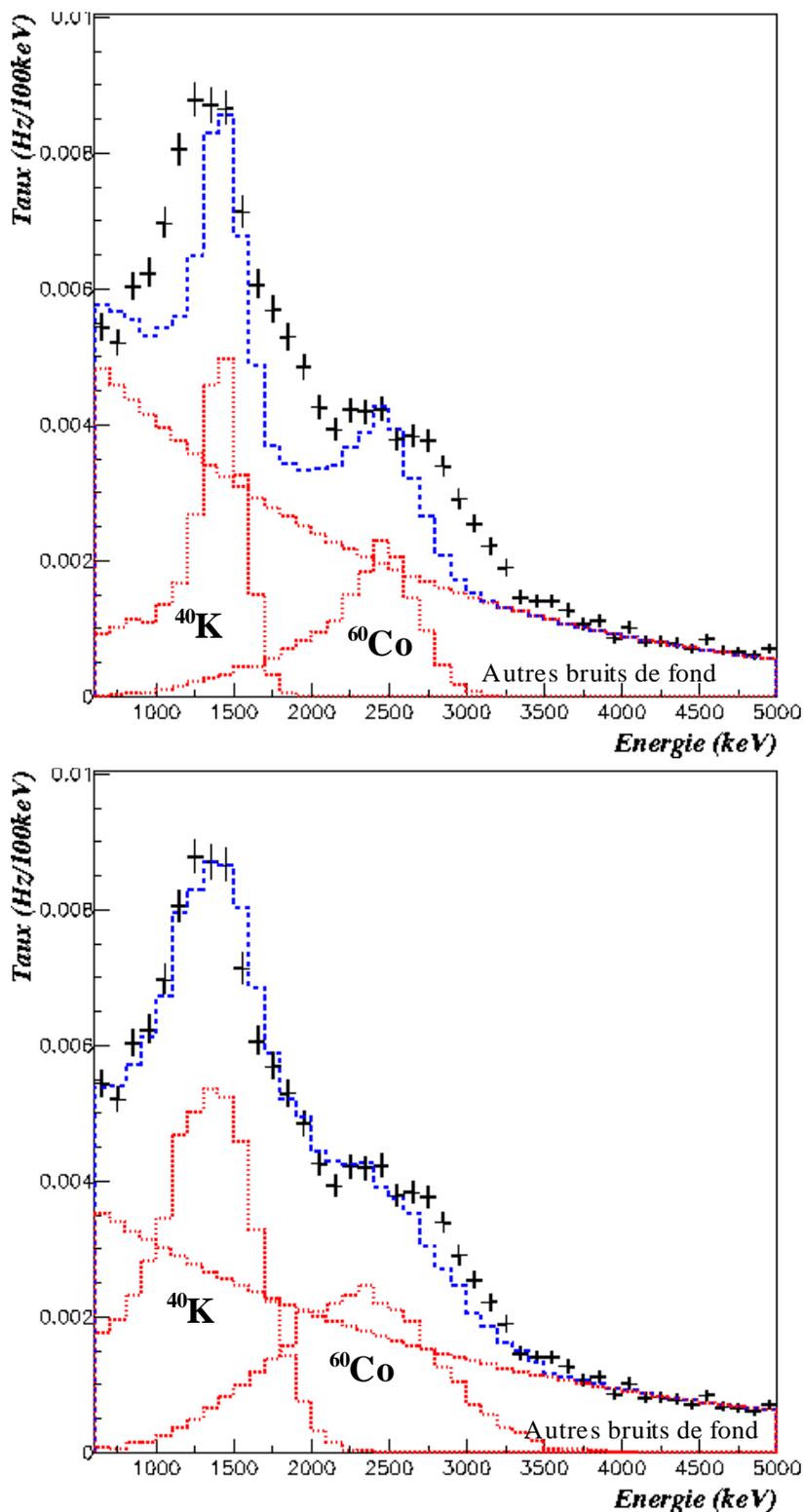


Figure 5.16 : Spectres mesuré et simulé de l'énergie reconstituée du gamma initial. En haut, la simulation est classique, en bas, elle comporte une fluctuation supplémentaire de 15%. Le spectre mesuré est représenté par les croix noires et celui simulé est symbolisé par les tirets bleus. Les courbes en pointillés rouges correspondent aux trois composantes du bruit de fond simulé.

TPC, soit une activité de 1.7 Bq. Là encore le Cobalt a pu entrer lors d'une intervention sur le détecteur.

Enfin, en ce qui concerne les autres sources de bruit de fond possibles, il est difficile de les identifier. Néanmoins une approximation peut être faite à partir du taux d'événements gammas observés dans l'Anti-Compton seul. Le taux à considérer est le taux au-dessus de 465 keV qui correspond à l'énergie minimum pour qu'un gamma puisse déposer plus de 300 keV dans la TPC. D'après la table 5.1, il est égal à environ 200 Hz. L'émission de ces gammas est plutôt située à la périphérie de l'Anti-Compton. La probabilité qu'un de ces gammas déposent plus de 300 keV dans la TPC est donc de l'ordre de quelques 10^{-4} (d'après la simulation) d'où un taux dans la TPC compatible avec le taux de 0.074 Hz, attribué aux autres sources de bruit de fond.

Cette analyse montre donc que la moitié des événements "électron+gamma" (0.076 Hz) doit provenir soit de l'enceinte de la TPC, soit du scintillateur. Le fait d'avoir dû dégrader artificiellement la simulation pour des gammas provenant de la TPC semble montrer que les gammas ne sont pas émis uniquement depuis l'enceinte de la TPC. Examinons si la topologie des électrons de recul peut nous en apprendre davantage.

5.2.3.4 La topologie des électrons de recul

Pour étudier la topologie des électrons de recul, c'est-à-dire leur localisation dans la TPC et leur direction initiale, on effectue une acquisition avec les images des traces des événements.

En plus de sélectionner les événements de type "électron+gamma" dont l'énergie déposée dans la TPC est supérieure à 300 keV, on sélectionne uniquement ceux dont l'électron est entièrement contenu dans un cylindre de rayon égal à 42 cm, légèrement plus petit que celui de l'enceinte de la TPC. On appelle ce volume, le volume fiduciel. Cette sélection permet de s'assurer que l'électron n'est pas sorti de la TPC et que l'on mesure bien son énergie totale et son vertex, on l'explicitera plus en détail au paragraphe suivant.

Une fois toutes les coupures effectuées, le taux des événements restant est de 0.11 ± 0.01 Hz (9500 par jour) au lieu de 0.15 Hz sans le rejet des événements partiellement contenus. On applique ensuite le programme de reconnaissance des traces sur le lot des événements restants.

La distribution de la projection du vertex dans le plan radial (figure 5.17) ne révèle pas de disparités. La probabilité d'interaction des gammas dans le gaz étant faible, ils peuvent aussi bien interagir au centre que sur les bords de la TPC quelle que soit leur origine. On note tout de même un peu moins d'événements à la périphérie qu'au centre puisque ces événements ont plus de chance de sortir du volume fiduciel.

En ce qui concerne les directions initiales des électrons de recul (figure 5.19), on observe une assez bonne homogénéité au niveau de l'angle φ (la figure 5.18 rappelle la convention de notation), ce qui exclut une contamination gamma localisée en un point du détecteur. La distribution en $\cos(\theta)$ (figure 5.19), bien que difficile à interpréter sans simulation Monte-Carlo précise, indique que les gammas ne viennent pas principalement des plans d'anode et de cathode mais plutôt des parois de la TPC.

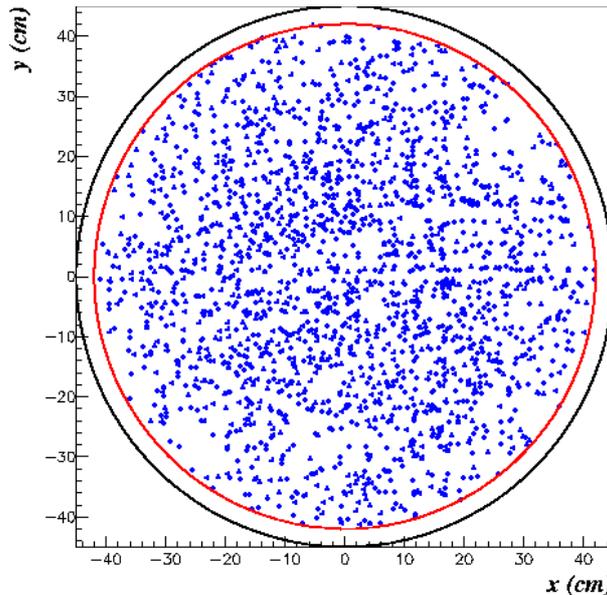


Figure 5.17 : Position du vertex de la diffusion Compton dans le plan radial pour les électrons de recul entièrement contenus. Le cercle noir correspond à l'enceinte de la TPC. Le cercle rouge délimite le volume fiduciel (rayon de 42 cm).

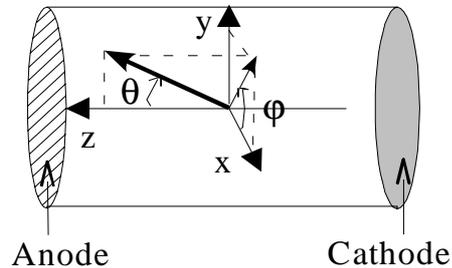


Figure 5.18 : Rappel des Conventions de notation pour les angles en 3 dimensions

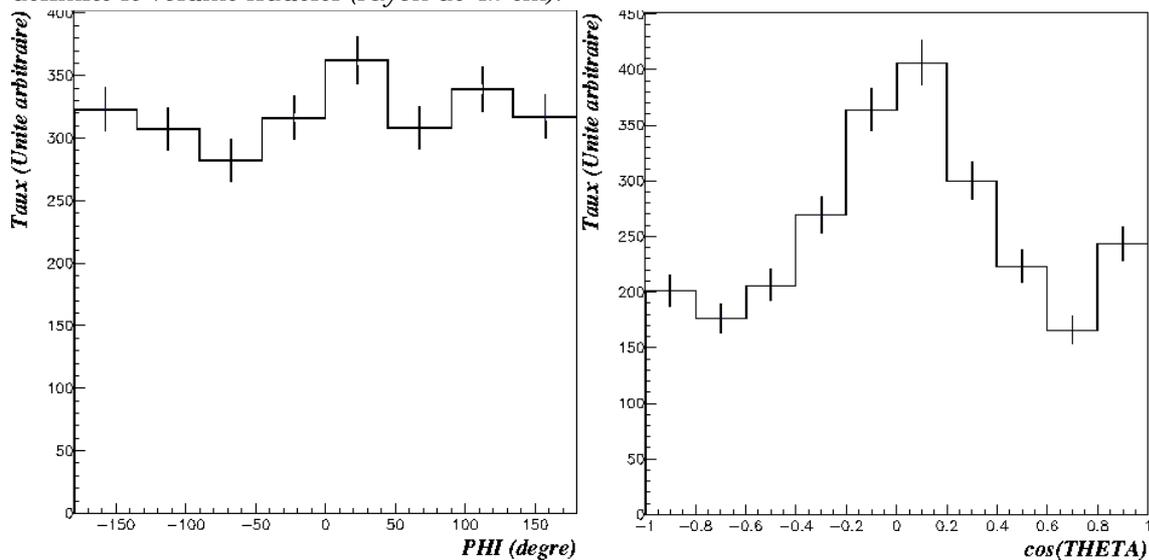


Figure 5.19 : Distribution de l'angle ϕ et du cosinus de l'angle θ pour des électrons de recul (de plus de 300 keV et entièrement contenus dans la TPC) associés à un gamma.

Ainsi, nous avons pu estimer le taux d'événements "électron+gamma". Il est constant dans le temps et vaut 0.15 Hz (>300 keV dans la TPC et >90 keV dans l'Anti-Compton) dont 0.11 Hz correspondent à des électrons entièrement contenus dans le volume fiduciel. Une partie de ces événements pourrait provenir des gammas émis depuis la cuve en acier ou les PMs tandis que l'autre s'expliquerait par du Potassium et du Cobalt présents à proximité de la TPC.

Comme l'inefficacité de l'Anti-Compton, c'est-à-dire la proportion des cas où le gamma diffusé n'est pas détecté, vaut en moyenne 2%, 190 électrons par jour seront identifiés comme électrons seuls (>300 keV et contenus).

5.2.4 Les électrons seuls

Nous allons nous intéresser à partir de maintenant aux électrons candidats "neutrino" qui ne sont pas précédés d'un gamma, que l'on appellera électrons seuls. Le mode d'acquisition utilisé est le mode "neutrino" Il permet de rejeter les muons, une partie des décharges électriques ainsi que les électrons en coïncidence avec un gamma dans l'Anti-Compton. Comme on désire analyser les traces des électrons, l'information des bandelettes est sauvegardée.

Les critères de déclenchement du mode d'acquisition "neutrino" ne suffisent pas à eux seuls pour sélectionner uniquement des électrons seuls. Il faut donc effectuer plusieurs rejets lors de l'analyse.

5.2.4.1 Les événements rejetés pour l'analyse "neutrino"

Les décharges électriques

Le premier rejet concerne les décharges électriques. Comme nous l'avons vu au début du paragraphe 5.2, on demande que le paramètre d'asymétrie de la scintillation d'avalanche soit inférieur à 0.3.

Les événements associés à un gamma

Ensuite, on vérifie que le signal de l'avalanche de la trace de l'électron n'est pas précédé d'un signal gamma en analysant le signal somme des PMs. Cette vérification est d'autant plus importante que pour le signal de déclenchement de l'acquisition l'anti-coïncidence entre le signal d'anode et le signal Anti-Compton n'est pas appliquée dans les 5 μ s précédant la trace de l'électron (cf. paragraphe 2.3.1). Le taux correspondant aux événements "électron+gamma", dont le gamma est situé dans les 5 μ s précédant la trace, est d'environ 770 par jour et il est très stable dans le temps. Il est compatible avec le taux des "électron+gamma" observé dans toute la TPC (~13000 événements par jour) puisque le temps de dérive maximum est environ 15 fois plus grand.

On obtient alors, en moyenne après ces deux rejets, 10000 événements par jour dont l'énergie déposée dans la TPC est supérieure à 300 keV et 2500 dont l'énergie est supérieure à 700 keV. L'essentiel de ces événements ne correspond pas à l'interaction d'un neutrino mais à du bruit de fond et notamment à des événements provenant des parois du détecteur sur lesquelles des radioéléments ont pu se déposer. On écarte par conséquent les électrons qui ne sont pas contenus dans le volume fiduciel.

Les événements non contenus dans le volume fiduciel

(1) En ce qui concerne les parois latérales de la TPC, le rejet est effectué par une analyse automatique des images. On combine les deux projections pour déterminer les coordonnées de la trace dans le plan radial. Un algorithme permet alors d'écarter tous les électrons qui ne sont pas entièrement contenus dans le volume fiduciel défini par un cylindre de rayon 42 cm. Lorsqu'il existe une ambiguïté dans l'association des deux projections (5 à 10 % des cas), on garde l'événement. En moyenne, 2800 événements par jour au-dessus de 300 keV sont ainsi rejetés et 750 au-dessus de 700 keV.

Une deuxième étape de rejet aura alors lieu après le programme de reconnaissance de la trace. On éliminera tous les événements dont le vertex ne se trouve pas dans

le volume fiduciel. Cette deuxième étape ne rejettera environ que 200 événements au-dessus de 300 keV et 40 événements au-dessus de 700 keV.

(2) Pour les extrémités de la TPC (cathode et anode), l'identification est plus difficile. En effet, comme nous l'avons expliqué au paragraphe 2.2.4, il n'est pas possible de déterminer la position longitudinale absolue des électrons seuls. Dans le cas des événements entrant par la cathode ($z < -81$ cm), on ne peut pas les rejeter car rien ne les distingue d'électrons contenus dans le gaz. En ce qui concerne, les électrons sortants par la cathode, on obtient des traces sans extrémité avec un dépôt plus importante et seule une analyse visuelle des images pourrait les rejeter.

Dans le cas des événements dont l'origine est sur le plan d'anode ou qui sortent de la TPC par le plan d'anode ($z > 81$ cm), une caractéristique de la trace va nous permettre de les identifier. En effet, dans ce cas, l'électron de recul dépose une partie de son énergie dans l'espace entre la grille et les fils d'anode. Les électrons d'ionisation correspondant seront donc moins sensibles à l'attachement que ceux correspondant à un dépôt d'énergie dans le volume de dérive et le signal après la multiplication est plus élevé dans les premiers millimètres que sur le reste de la trace. En mesurant l'amplitude du signal dans les deux ou trois premiers canaux, on peut donc reconnaître ces électrons par rapport aux électrons situés dans le gaz. On utilise pour cela le signal de la scintillation d'avalanche car la montée de ce signal est plus rapide que pour le signal d'anode et se fait sur un ou deux canaux.

Le critère de rejet sur l'amplitude du début de la trace a été testé à l'aide d'électrons issus de la diffusion Compton d'un gamma. La présence d'un signal gamma précédant le signal de l'électron assure que l'électron n'a pas touché le plan d'anode, dans ce cas 95 % de ces événements sont conservés par ce critère. Pour ce qui est de l'efficacité de rejet, elle n'est pas forcément totale. Certains événements qui auront traversé l'anode pourront être considérés comme contenus et il n'est pas possible d'estimer leur proportion.

Les événements rejetés par ce critère représentent un taux de l'ordre de 5000 électrons par jour au-dessus de 300 keV et de 1600 électrons par jour au-dessus de 700 keV. Parmi ces électrons, 300 à 300 keV et 500 à 700 keV sont également sortis radialement du volume fiduciel.

Les électrons émis depuis l'anode peuvent s'expliquer par la désintégration beta du ^{210}Bi , un descendant du ^{210}Pb qui se serait déposé par exemple sur le plan des bandelettes à la suite de la pollution du gaz par du Radon (cf. paragraphe 5.2.3.2). Nous reviendrons sur ce point au paragraphe 5.2.4.4.

La table 5.4 récapitule les taux des événements non contenus dans le volume fiduciel (avant le programme de reconnaissance des traces) selon le critère de rejet et pour les deux seuils en énergie : 300 et 700 keV.

Seuil	(1) Rayon > 42 cm	(2) Z > 81 cm	(1) et (2)	Total des événements non contenus
300 keV	2800	5000	1300	6500
700 keV	750	1600	500	1850

Table 5.4 : Taux des événements non contenus exprimés en nombre d'événements par jour.

5.2.4.2 Les électrons contenus

Le taux des électrons contenus est égal, en moyenne, à 3030 événements par jour au-dessus de 300 keV et 460 événements par jour au-dessus de 700 keV. Cependant, ces taux ne sont pas constants dans le temps. L'évolution des taux est montrée sur les figures 5.20 et 5.21. A 300 keV, on observe une augmentation continue sur toute la période de prise de données et une diminution brutale de 2000 événements par jour après un renouvellement des deux tiers du gaz. A 700 keV, on constate également une hausse des taux au cours du temps. En revanche, le renouvellement du gaz n'a pratiquement eu aucun effet. Nous verrons au paragraphe 5.2.4.6 comment interpréter l'évolution des taux.

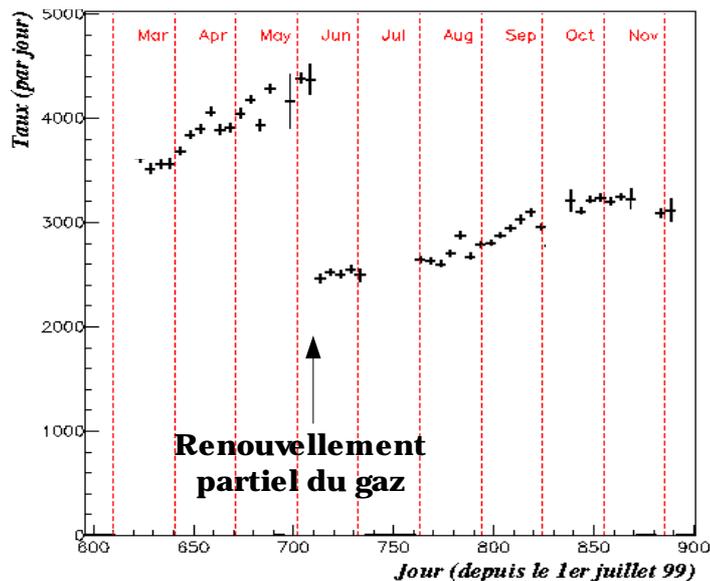


Figure 5.20 : Suivi des taux d'électrons seuls contenus au-dessus de 300 keV.

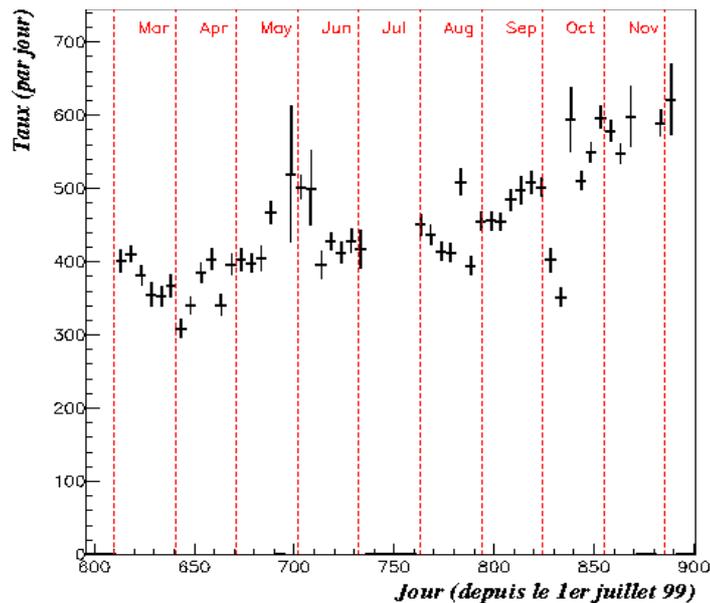


Figure 5.21 : Suivi des taux d'électrons seuls contenus au-dessus de 700 keV.

Par ailleurs, le spectre en énergie (cf figure 5.22) présente deux changements de pente. Le premier à 700 keV et le second vers 1.2 MeV.

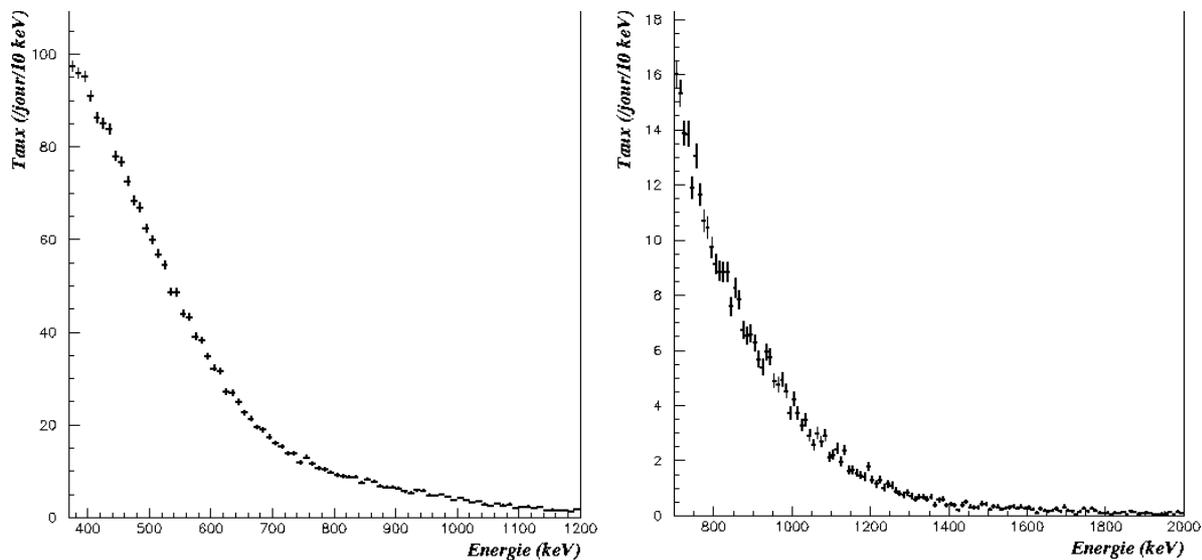


Figure 5.22 : Spectre en énergie des électrons sans gamma associé et contenus.

L'évolution des taux et les spectres en énergie suggèrent qu'il existe plusieurs sources de bruit de fond différentes dont une notamment présente dans le gaz et qui génère des électrons d'énergie inférieure à 700 keV. Nous allons maintenant tenter d'interpréter les différentes composantes du bruit de fond.

5.2.4.3 L'hypothèse du Krypton

La source de bruit de fond présente dans le gaz et émettant des électrons d'énergie inférieure à 700 keV pourrait être le ^{85}Kr .

En effet, ce dernier est un émetteur beta sans gamma associé avec une période de 10.76 ans et une énergie maximale de 687 keV, très proche de 700 keV. En outre, dans les conditions standards de température et de pression, le Krypton est un gaz qui peut se mélanger au CF_4 . Il est présent dans l'atmosphère, la moyenne mondiale vaut 1 Bq/m^3 mais l'activité peut atteindre 10 Bq/m^3 voire plus dans l'atmosphère d'une centrale nucléaire. Le Krypton peut donc éventuellement entrer dans le détecteur, par exemple lors d'une ouverture de la TPC. Dans ce cas, il ne serait pas piégé par le piège à froid car sa température de liquéfaction est de -152° . Il aurait pu être également présent dans la bouteille qui contenait le CF_4 avant son introduction dans la TPC.

Cette hypothèse permettrait d'expliquer notamment la réduction du taux d'événements lors du renouvellement partiel du gaz. Pour la vérifier, on s'intéresse aux données prises pendant la période autour du renouvellement du gaz. On soustrait le spectre en énergie mesuré après le changement du gaz à celui mesuré avant. On obtient ainsi le spectre en énergie des événements associés à la

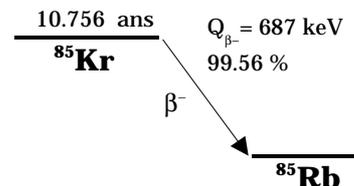


Figure 5.23 : Schéma de désintégration du ^{85}Kr .

contamination du gaz. Il est comparé au spectre simulé du ^{85}Kr . L'accord est très bon. Le Krypton semble effectivement être à l'origine d'une partie des électrons d'énergie inférieure à 700 keV.

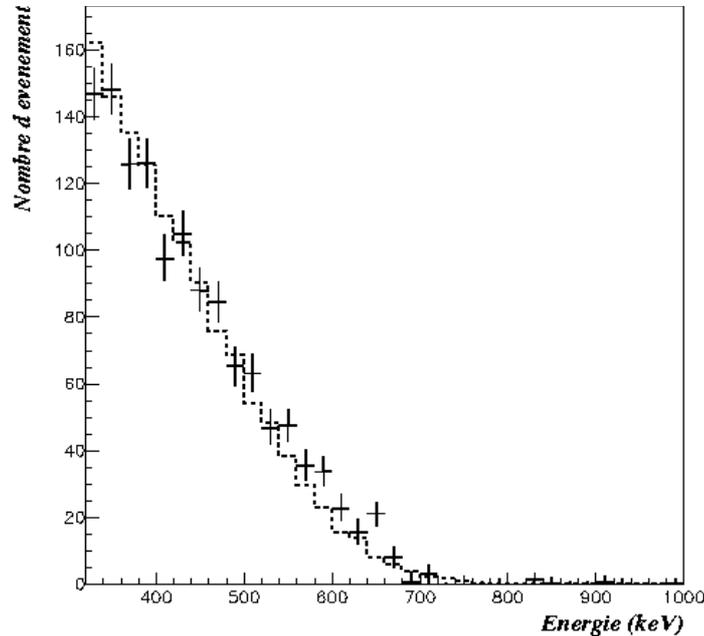


Figure 5.24 : Comparaison entre le spectre en énergie correspondant à la différence avant-après changement du gaz (croix) et le spectre en énergie simulé du ^{85}Kr (pointillés).

On peut estimer l'activité en ^{85}Kr correspondant à ce taux d'événements. Une simulation du ^{85}Kr a montré que 25% des électrons émis sont contenus et déposent plus de 300 keV dans la TPC. Un taux de 2000 événements par jour correspond donc à 0.1 Bq de ^{85}Kr . Or, nous n'avons changé que deux tiers du gaz (3 bars vers 1bar) car il est difficile d'effectuer le vide dans la TPC. Par conséquent, l'activité totale associée au ^{85}Kr était de 0.15 Bq avant le changement du gaz et 0.05 Bq juste après.

5.2.4.4 L'hypothèse du Bismuth

Le Bismuth 210 pourrait quant à lui expliquer la composante du bruit de fond jusqu'à 1.2 MeV, correspondant en moyenne à 460 événements par jour au-dessus de 700 keV et 1200 événements au-dessus de 300 keV (estimé juste après le changement du gaz). Cela représenterait une activité du ^{210}Bi de 70 mBq. Nous avons vu qu'à la suite de la pollution du gaz par le Radon, lors de la première phase de l'expérience MUNU, des ions ^{210}Pb se sont déposés sur la cathode en cuivre. De la même manière, des ions ^{210}Pb ont dû s'implanter sur les autres surfaces chargées négativement comme la grille et le plan des bandelettes. Contrairement à la cathode, ces éléments n'ont pas été remplacés. On peut donc s'attendre à observer dans la TPC des électrons émis par le ^{210}Bi . D'ailleurs, c'est probablement cet élément qui est à l'origine des électrons qui ont été rejetés par le critère sur l'amplitude du début du signal de scintillation (dans ce cas, cela représenterait 0.30 Bq de ^{210}Bi). Malheureusement, les électrons émis depuis la grille ne présentent pas la même caractéristique et ils se confondent avec les électrons émis depuis le gaz.

Pour vérifier que l'on peut effectivement attribuer la composante jusqu'à 1.2 MeV au ^{210}Bi , une simulation du ^{210}Bi sur la grille a été réalisée. Le spectre en énergie obtenu est alors comparé au spectre mesuré juste après le changement de gaz auquel on a soustrait la composante associée au Krypton restant. Le résultat est montré sur la figure 5.25. L'accord est relativement bon. L'excès d'événements observé au-delà de 1 MeV par rapport à la simulation pourrait venir d'une autre source de bruit de fond. Il faut noter qu'en-dessous de 700 keV la précision est moins bonne car la soustraction de la composante associée au Krypton introduit une erreur supplémentaire.

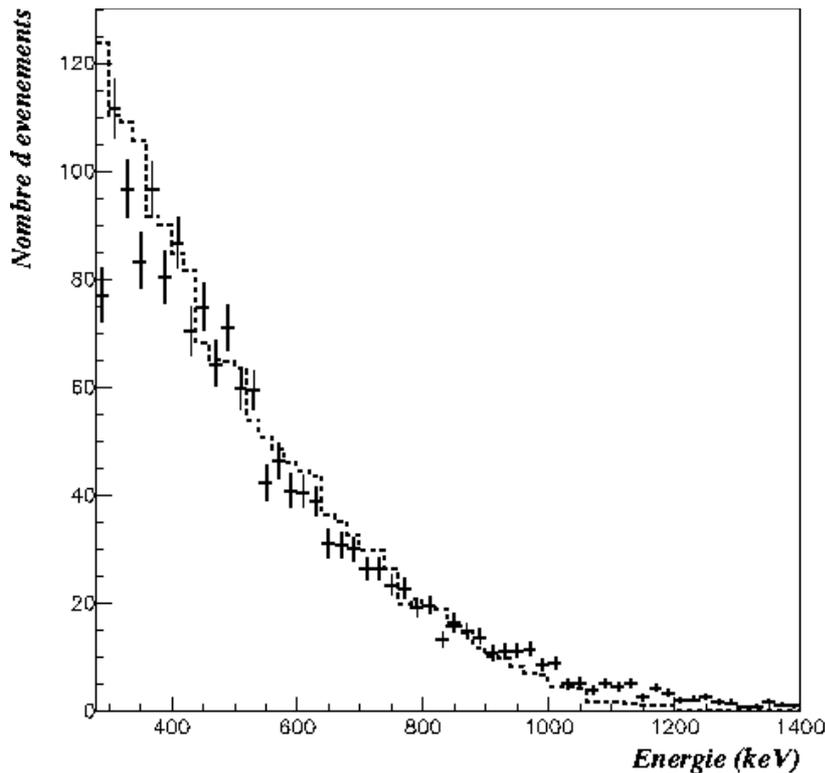


Figure 5.25 : Comparaison entre le spectre en énergie mesuré auquel on a soustrait la composante associée au Krypton (croix) et le spectre en énergie simulé du ^{210}Bi (pointillés).

La distribution angulaire des électrons est une autre vérification possible. On utilise le programme de reconnaissance des traces pour déterminer la direction initiale des électrons à la fois sur les données et sur les événements simulés. Les deux distributions du cosinus de l'angle θ sont comparées sur la figure 5.26. On constate effectivement que les électrons sont dirigés préférentiellement vers la cathode. On retrouve par ailleurs une bosse en 0 correspondant à une erreur systématique du programme de reconnaissance de l'angle.

Si la forme des distributions est comparable, on observe quand même plus d'électrons dirigés vers l'anode que ceux prévus par la simulation. On peut en partie expliquer cette différence par le fait que des électrons issus du ^{210}Bi sont aussi émis depuis la cathode. Nous avons déjà estimé le taux correspondant à l'aide des alphas sur la cathode. Il équivaut à environ 120 événements par jour au-dessus de 300 keV.

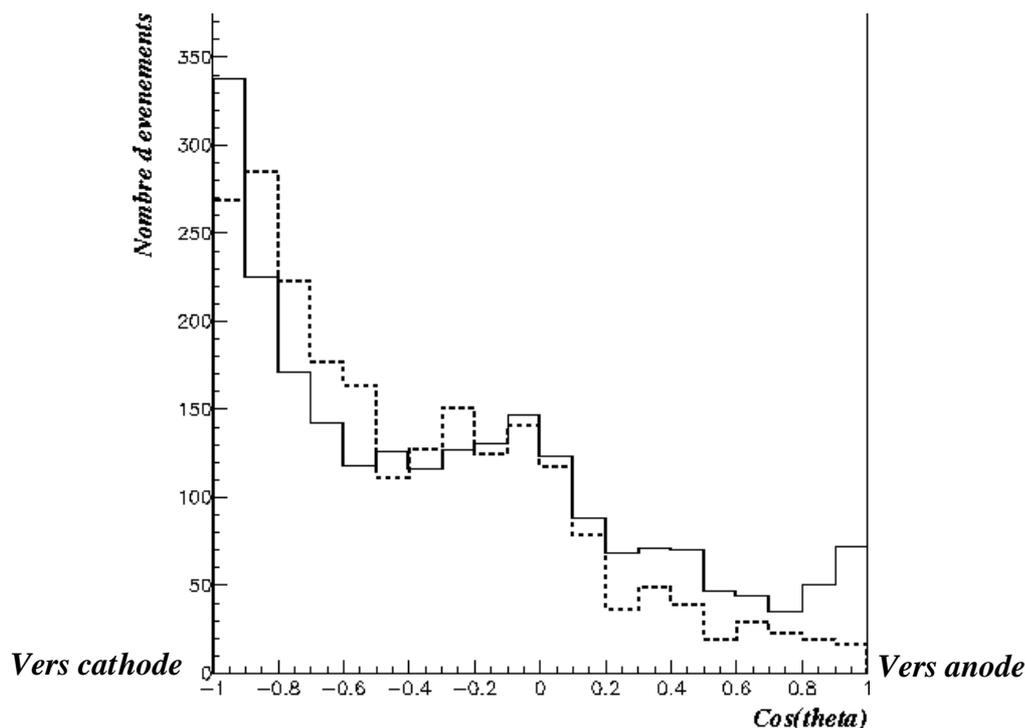


Figure 5.26 : Comparaison entre la distribution angulaire mesurée (trait continu) et celle simulée avec des électrons issus du ^{210}Bi et émis depuis la grille (pointillés) pour un seuil sur l'énergie des électrons de 700 keV..

5.2.4.5 Les autres sources de bruit de fond

D'après l'analyse des alphas et des "électrons+gamma", nous savons que les électrons détectés dans la TPC ont d'autres origines que le ^{85}Kr et le ^{210}Bi .

Nous avons vu que les événements de type "électron+gamma" représentent un taux de 0.11 Hz, soit 9500 événements par jour contenus et au-dessus de 300 keV. Or, l'inefficacité de l'Anti-Compton, c'est-à-dire la proportion des cas où le gamma diffusé n'est pas détecté, vaut en moyenne 2% et elle varie très peu avec la localisation de l'émission des gammas. Ainsi, 190 électrons par jour de plus de 300 keV et issus d'une diffusion Compton n'auront pas de gammas détectés en coïncidence dans l'Anti-Compton et seront donc identifiés comme électrons seuls.

Par ailleurs, nous avons estimé l'activité du Radon dans la TPC, elle vaut 2.5 mBq en moyenne. Deux des descendants du Radon, le ^{214}Pb et le ^{214}Bi , sont des émetteurs beta. Comme le haut de la chaîne est à l'équilibre, l'activité de ces éléments induit un taux de $5 \cdot 10^{-3}$ Hz. Une simulation de ces éléments, répartis uniformément dans le gaz, a permis de déterminer la proportion des électrons émis qui déposent plus de 300 keV dans la TPC, qui sont entièrement contenus dans le volume fiduciel et qui ne sont pas associés à un gamma (>90 keV) dans l'Anti-Compton. Cette proportion d'événements est égale à 8.4% pour le ^{214}Bi et à 10.8% pour le ^{214}Pb . D'où un taux d'événements générés par la Radon au-dessus de 300 keV de 83 par jour.

Les contributions de ces deux sources de bruit de fond sont donc négligeables devant celle du ^{85}Kr et celle du ^{210}Bi estimées respectivement à 1000 événements par jour et 1200 événements par jour après changement du gaz.

5.2.4.6 L'évolution des taux

Les figures 5.20 et 5.21 montrent l'évolution des taux d'électrons contenus. Mis à part la baisse observée consécutivement au changement du gaz, que l'on a interprétée par une baisse de la contamination en Krypton, on constate que les taux augmentent régulièrement aussi bien avec un seuil à 300 keV qu'avec un seuil à 700 keV. A 300 keV, la hausse correspond à environ 1700 événements par jour en plus sur l'ensemble de la période (mars 2001 à décembre 2001). A 700 keV, elle est de l'ordre de 300 événements par jour. Par ailleurs, nous ne l'avons pas montré mais le taux des événements non contenus augmente dans les mêmes proportions. Deux interprétations sont possibles : soit il existe un biais dans l'analyse qui varie dans le temps, ce biais pourrait par exemple être associé à un critère de sélection des événements, soit l'évolution a une origine physique et s'explique par la variation d'une ou plusieurs composantes du bruit de fond. Tout d'abord, vérifions si les critères de sélection sont stables dans le temps.

La stabilité des critères de sélection

Plusieurs critères sont utilisés pour la sélection des électrons seuls :

–Les premiers critères appliqués le sont au déclenchement de l'acquisition des données, que ce soit pour la reconnaissance de l'électron ou pour le rejet des événements associés à un gamma. Nous avons déjà mentionné que, pour le mode "neutrino", l'anti-coïncidence sur l'Anti-Compton n'était pas appliquée au niveau de l'acquisition dans les 5 μ s qui précèdent la trace de l'électron mais que le rejet était effectué lors de l'analyse. Cette analyse est aussi effectuée sur les 30 μ s précédant l'événement. Si la condition de rejet par l'Anti-Compton au niveau de l'acquisition se relâchait, on devrait voir les taux d'événements rejetés par l'analyse augmenter. Or, le taux de ces événements "électron+gamma", dont l'électron a déposé plus de 300 keV, est constant dans le temps (cf. figure 5.27). On peut donc en déduire que l'efficacité des critères de sélections associés au déclenchement de l'acquisition est stable dans le temps.

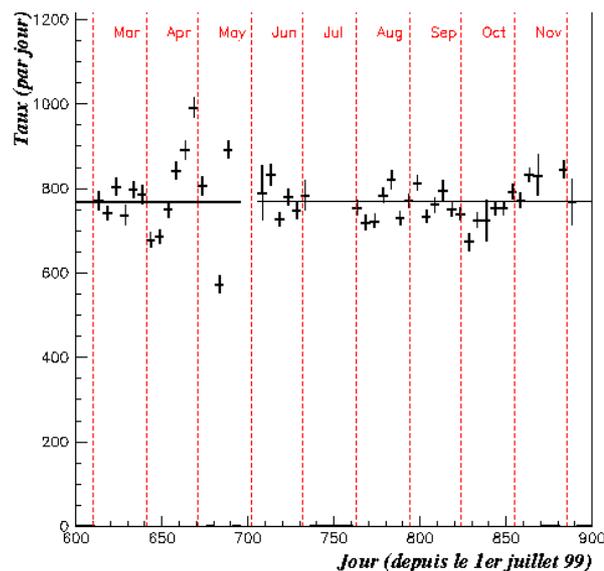


Figure 5.27 : Suivi des taux d'événements "électron+gamma" (dont l'électron a déposé plus de 300 keV dans la TPC) présents dans les lots de données "neutrino".

–la deuxième sélection qui pourrait éventuellement varier dans le temps est la sélection des électrons contenus. Pour la vérifier, on trace sur la figure 5.28 le taux d'événements de type "électron+gamma" dont l'électron est entièrement contenu dans le volume fiduciel et a déposé plus de 300 keV dans la TPC. Il y a moins de points que sur la figure précédente car le programme de reconnaissance des traces n'a été appliqué que sur les données spécifiques sélectionnées par le mode "TPC veto muon", donc sans le veto Anti-Compton, et pour lesquelles l'information des bandelettes avait été conservée. Néanmoins, le nombre de points est suffisant pour démontrer que le taux de ces événements est constant dans le temps.

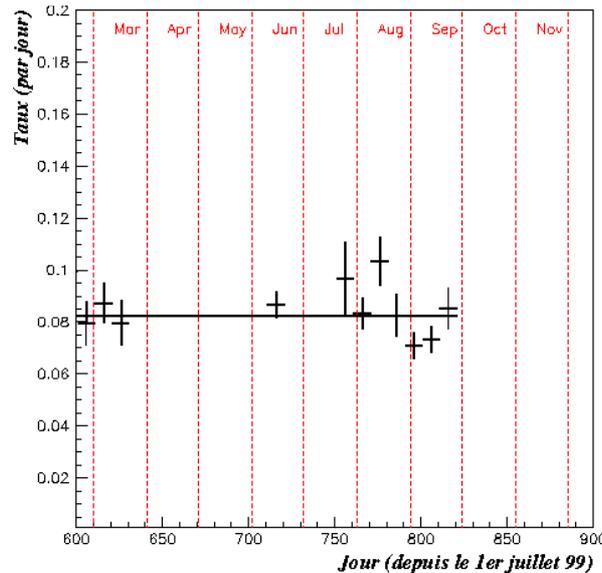


Figure 5.28 : Suivi des taux d'événements "électron+gamma" pour lesquels l'électron est contenu dans le volume fiduciel et a déposé plus de 300 keV dans la TPC.

Par ailleurs, nous avons vu au paragraphe 5.2.3 que le taux des événements "électron+gamma" était aussi constant, il semble donc que le critère de sélection des événements contenus ne soit pas mis en cause. Si ce n'est que dans le cas des événements "électron+gamma", l'électron ne peut pas avoir atteint le plan d'anode auquel cas le gamma serait confondu avec la scintillation d'avalanche et n'aurait pu être détecté. La sélection sur l'amplitude du début de trace n'a donc pas, ou très peu, d'effet sur ces événements (c'est d'ailleurs de cette façon qu'on s'assure que ce critère ne rejette pas d'événements contenus) et la stabilité des "électron+gamma" ne permet donc pas de prouver la stabilité du rejet des électrons ayant traversé le plan d'anode.

Si on trace les taux des événements rejetés uniquement par le critère sur l'amplitude du début de trace en fonction du temps (figure 5.29), on observe une légère baisse au cours du temps. Cette baisse peut s'expliquer par la diminution du gain en lumière abordée au chapitre 3 alors que le seuil appliqué sur l'amplitude du début de trace est fixe. En toute rigueur, on devrait le faire varier avec le gain, ceci est en cours d'étude. Cependant, la variation du nombre d'événements rejetés n'est pas suffisante pour expliquer totalement la hausse des taux des événements gardés. En effet, elle ne représente que 400 à 500 événements en moins à 300 keV et entre 100 et 200 événements en moins à 700 keV.

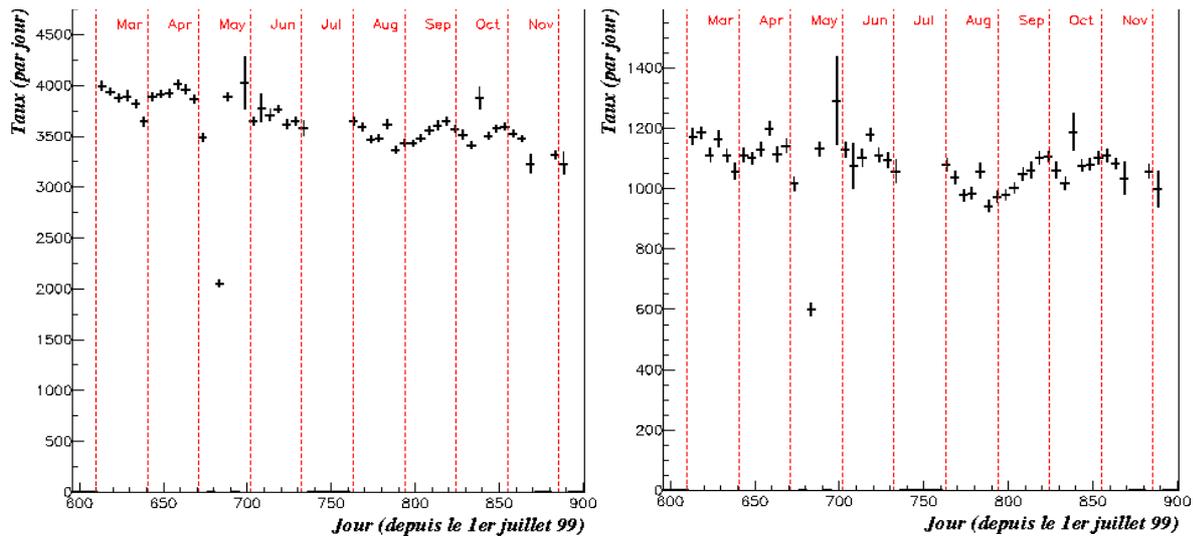


Figure 5.29 : Suivi des taux d'événements rejetés par le critère sur l'amplitude du début de trace et qui ne sont pas sortis radialement du volume fiduciel avec un seuil de 300 keV (à gauche) puis un seuil de 700 keV (à droite).

Bien que l'étude de la stabilité des critères de sélection soit préliminaire et que des études soient toujours en cours, il semble que la hausse des électrons seuls ait pour origine la variation d'une ou plusieurs composantes du bruit de fond.

Une origine physique

Pour déterminer l'origine du bruit de fond qui varie dans le temps, on utilise une méthode analogue à celle employée pour mettre en évidence la présence du Krypton, c'est-à-dire la comparaison de deux lots de données séparés en temps. Le premier lot de données est choisi juste après le changement du gaz (juin 2002) et le deuxième à la fin de la période de prise de données (décembre 2002). Ce choix permet de s'affranchir de la variation du Krypton survenue lors du changement du gaz. On soustrait alors les spectres en énergie des deux lots de données. La différence est montrée sur la figure 5.30. Si on superpose le spectre associé au ^{210}Bi (en pointillés), on s'aperçoit que les deux spectres sont en assez bon accord. La hausse des taux des événements semble pouvoir être attribuée au ^{210}Bi . On retrouve, comme nous l'avions remarqué au paragraphe 5.2.4.4, un excès d'événements au-delà de 1 MeV pouvant éventuellement provenir d'une autre source de bruit de fond. Par ailleurs, la distribution angulaire des événements au-dessus de 300 keV est très comparable entre les deux lots de données comme le montre la figure 5.31 représentant le cosinus de l'angle theta.

Ces deux constatations amènent à penser que l'activité du ^{210}Bi , et donc du ^{210}Pb , sur la grille et sur le plan des bandelettes augmente dans le temps. On ne peut pas mettre en cause le Radon car l'activité du Radon mesurée ($5 \cdot 10^{-3}$ Hz) est beaucoup trop faible pour accroître de manière sensible l'activité du ^{210}Pb qui a une durée de vie de 22 ans. Une explication possible serait que du ^{210}Pb soit présent dans le filtre à charbon actif sous la forme de poussière et que le CF_4 en circulant dans ce filtre en emporte une partie. Le ^{210}Pb emporté irait alors se déposer sur la grille et le plan des bandelettes d'où une activité qui augmenterait dans le temps.

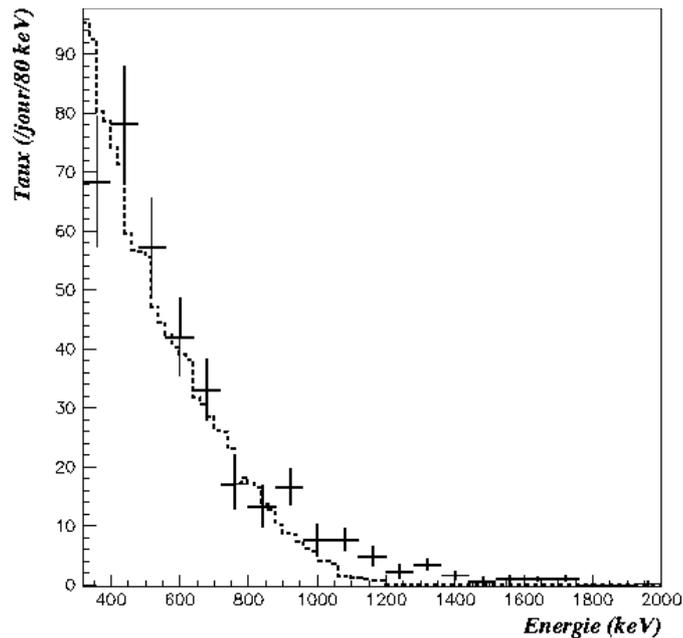


Figure 5.30 : Différence entre les spectres en énergie de deux lots de données séparés en temps (croix) à laquelle est superposé le spectre simulé du ^{210}Bi .

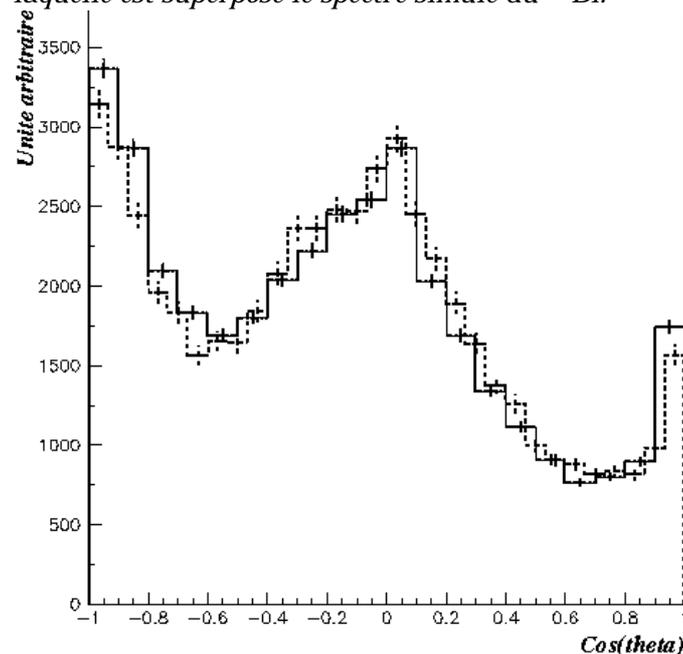


Figure 5.31 : Comparaison du cosinus de l'angle θ des électrons seuls contenus et ayant déposé plus de 300 keV pour deux lots de données séparés en temps.

Ainsi, l'analyse des électrons sans gamma associé a permis d'émettre plusieurs hypothèses quant à l'origine du bruit de fond et d'estimer pour chacune d'entre-elles les taux d'événements induits dans la TPC. Elle a mis également en évidence une évolution des taux dans le temps qui semble pouvoir être interprétée par la présence de ^{210}Pb à un endroit du circuit de circulation du gaz. Analysons maintenant les données en terme de signal neutrino.

5.3 Le signal neutrino

Les événements issus de la diffusion neutrino-électron sont contenus dans les échantillons d'électrons seuls que l'on vient d'étudier. Cependant, comme l'a montré le paragraphe précédent, le bruit de fond est encore très important par rapport au signal. A 300 keV, le rapport bruit sur signal est de l'ordre de 600. A 700 keV, il est de l'ordre de 230. Pour le réduire encore, on peut bénéficier des avantages de la cinématique de la diffusion. En effet, les électrons de recul sont préférentiellement émis vers l'avant tandis que le bruit est quant à lui homogène. On peut donc appliquer des critères de sélection sur la direction initiale des électrons et mesurer le bruit de fond dans la direction opposée, ce qui permet de s'affranchir de la variation du bruit de fond.

Nous verrons dans un premier temps quels sont les critères utilisés puis nous estimerons le signal attendu avec ces critères de sélection. Pour cela, il faut notamment disposer d'une simulation tenant compte à la fois des caractéristiques de la source de neutrinos, le réacteur, et des efficacités de détection. Nous décrirons donc le principe de la simulation des neutrinos du réacteur puis nous comparerons les données à la simulation. Enfin, nous analyserons les résultats en terme de limite sur le moment magnétique du neutrino.

5.3.1 La sélection du signal neutrino

5.3.1.1 Les différents critères utilisés

Lors du traitement des données de type "neutrino", le programme de reconnaissance détermine les directions initiales des électrons. Cette information va nous permettre de rejeter une partie du bruit de fond en ne sélectionnant que les électrons pouvant être issus de la diffusion neutrino-électron. En effet, on connaît la direction moyenne des neutrinos incidents, appelée direction "réacteur", correspondant à la direction passant par le centre du réacteur et le centre du détecteur. On peut donc calculer, pour chaque électron, le produit scalaire entre sa direction initiale et la direction "réacteur". Ce produit scalaire est en première approximation le cosinus de l'angle de diffusion si l'électron est issu de la diffusion neutrino-électron. Comme par ailleurs, on mesure son énergie, T , on obtient une énergie neutrino E donnée par la formule (1.16) qui est rappelée ici :

$$E = \frac{m_e c^2}{\sqrt{\frac{T + 2m_e c^2}{T} \cos \vartheta - 1}} \quad (1.16)$$

Cette énergie doit être positive, on en déduit un angle de diffusion maximal :

$$\cos \vartheta_{\max} = \sqrt{\frac{T}{T + 2m_e c^2}} \quad (5.1)$$

Les électrons qui peuvent être issus d'une diffusion neutrino-électron sont donc compris dans un cône, que l'on appellera "cône cinématique" (cf. figure 5.32), dont l'ouverture dépend de l'énergie de l'électron de recul : plus l'énergie est faible, plus le cône est ouvert. On pourra rejeter tous les autres électrons.

Cependant, étant donné qu'il existe une certaine résolution angulaire ainsi que des erreurs systématiques sur la détermination des directions initiales, il est également intéressant d'analyser les données de manière plus conservatrice en considérant tous les événements appartenant à la demi-sphère des directions située vers l'avant (cf. figure 5.32), nommée "demi-sphère avant".

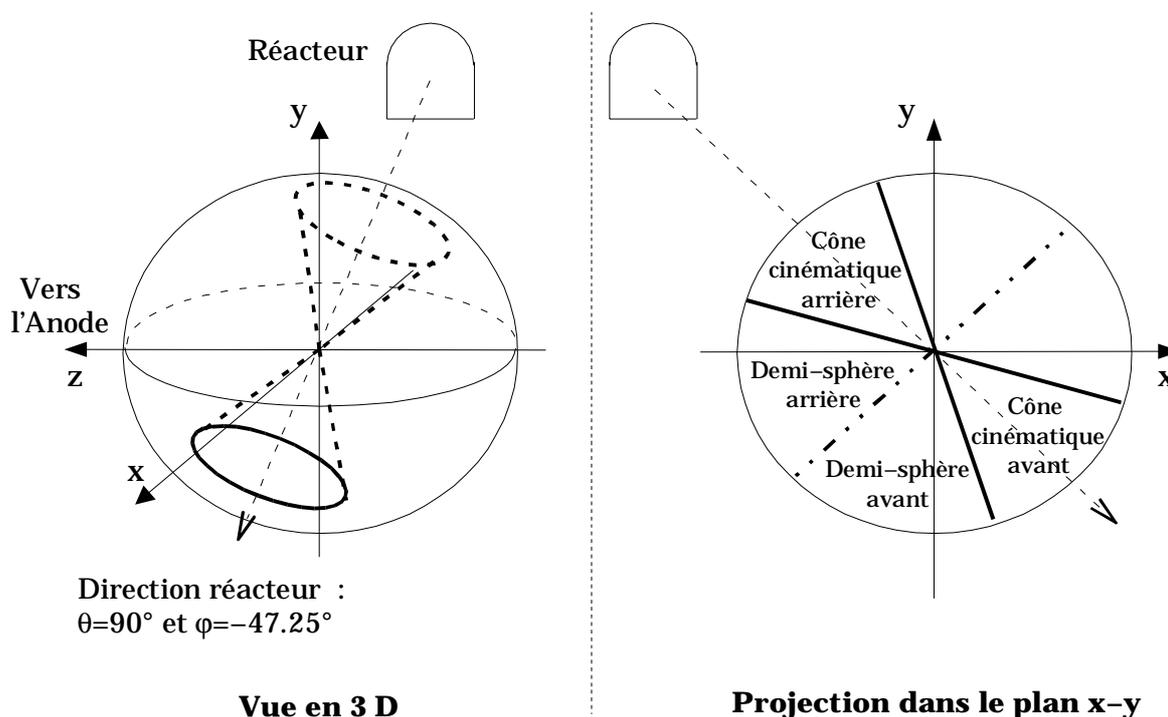


Figure 5.32 : Schéma de la sphère des directions en 3D et en projection dans le plan x-y illustrant la direction réacteur, les cônes cinématiques avant et arrière et les demi-sphères avant et arrière. Il faut mentionner que l'ouverture du cône cinématique dépend de l'énergie de l'électron de recul.

5.3.1.2 La soustraction du bruit de fond

Une fois les critères de sélection appliqués, il faut encore soustraire le bruit de fond. Il existe deux possibilités pour le mesurer. Chaque année, le réacteur nucléaire est arrêté pendant un ou deux mois pour le remplacement du combustible. Durant cette période, le détecteur peut alors mesurer le taux d'événements uniquement associé au bruit de fond dans la direction "réacteur". Cela suppose bien sûr que le bruit de fond soit constant dans le temps. Malheureusement, nous avons vu que les taux d'événements d'électrons augmentaient. Il nous faut donc procéder autrement.

La deuxième méthode profite de la particularité de MUNU de mesurer la direction initiale des électrons de recul. En effet, si on suppose que le bruit de fond est symétrique par rapport au plan perpendiculaire à la direction "réacteur", les électrons situés dans la direction "opposée au réacteur" ("cône cinématique arrière" ou "demi-sphère arrière") constituent une mesure du bruit de fond et cela simultanément à la mesure du signal neutrino. On peut alors soustraire les taux d'événements dans la "demi-sphère arrière" ou dans le "cône cinématique arrière" au taux d'événements dans la "demi-sphère avant" ou dans le "cône cinématique avant" et, de la même manière, on peut aussi soustraire les spectres en énergie.

Cependant, il faut s'assurer que le bruit de fond est symétrique. Plusieurs arguments permettent de penser que c'est le cas.

D'une part, nous avons pu identifier lors de l'analyse des données deux composantes du bruit de fond d'électrons seuls. La première composante, le Krypton, est présente dans le gaz. Les électrons correspondants sont donc forcément émis de manière homogène. La deuxième composante vient du ^{210}Bi , issu lui-même du ^{210}Pb déposé au niveau du plan d'anode. Comme nous l'avons vu, les électrons ne sont pas émis de manière homogène en θ . En revanche, ils devraient l'être en ϕ , sauf si le ^{210}Pb n'est pas réparti uniformément, ce qui serait difficilement explicable, et c'est selon cet angle que l'on fait la différence "avant moins arrière".

D'autre part, la distribution de l'angle ϕ pour les événements "électron+gamma" (figure 5.19), laisse penser que le bruit de fond associé aux gammas est lui aussi homogène même si la statistique est un peu faible.

Des études sont encore en cours afin de valider l'homogénéité du bruit.

Avant d'appliquer les critères de sélection aux données, exposons le principe de la simulation qui va nous permettre d'estimer le nombre d'événements attendus.

5.3.2 La simulation

La simulation des événements neutrinos est basée sur la méthode Monte-Carlo. Mais, étant donné les valeurs très faibles de la section efficace d'interaction, il n'est pas possible de générer des neutrinos et de suivre leurs parcours un à un. Cela nécessiterait un temps de calcul considérable pour disposer d'un échantillon d'événements dans la TPC suffisant. On préfère, par conséquent, générer directement les électrons de recul.

5.3.2.1 La génération des électrons de recul [STU02]

Une première possibilité est de réaliser un tirage suivant le spectre en énergie des électrons de recul, calculé à partir du spectre réacteur (figure 2.2) et de la section efficace différentielle. Cependant, une telle méthode exige un trop grand nombre de tirages.

Pour économiser une nouvelle fois du temps de calcul, on procède différemment. On effectue le tirage de manière uniforme entre 0 et 8 MeV à la fois pour l'énergie des électrons de recul et pour l'énergie des neutrinos incidents. On effectue également un tirage de la position de la création du neutrino dans le réacteur et de celle de son interaction dans le détecteur, ainsi qu'un tirage de la

date de l'événement correspondant à un instant de la prise de données.

Ensuite seulement, on reproduit les distributions exactes en affectant à chaque événement plusieurs poids :

-le premier poids est lié au spectre en énergie des neutrinos du réacteur. Il est calculé en fonction de la nature et de la répartition du combustible, fournie par EDF en début et fin de campagne, et en fonction de son âge, déduit de la puissance thermique intégrée sur la période de prise de données. Le spectre est alors normalisé à un flux de neutrinos par seconde.

-le deuxième poids tient compte de l'angle solide qu'offre le détecteur au flux de neutrinos, il est donc proportionnel à l'inverse de la distance au carré entre le point de création du neutrino et de son point d'interaction dans la TPC. Le produit de ces deux poids donne ainsi le flux au niveau du détecteur en Hz par cm^2 .

-le dernier poids est associé à la détection. Il correspond au produit de la section efficace et du nombre de cibles. La section efficace considérée est soit la section efficace totale de l'interaction faible lorsqu'on veut raisonner avec l'énergie des neutrinos, soit la section efficace différentielle quand on veut travailler avec l'énergie des électrons de recul.

En appliquant ces trois poids au spectre en énergie, on obtient alors un spectre normalisé en nombre d'événements par seconde.

Il ne reste alors plus qu'à définir la direction initiale pour chaque électron. Il faut deux angles pour la définir. Le premier angle est donné par la cinématique. En effet, l'angle de diffusion des électrons découle de l'énergie du neutrino et l'énergie de l'électron de recul (cf. formule 1.16). Cet angle est donné par rapport à la direction incidente du neutrino qui a été déterminée par les tirages aléatoires du point de création du neutrino dans le réacteur et du point d'interaction dans la TPC. On obtient le deuxième angle par un tirage aléatoire entre 0 et 2π autour de cette direction.

5.3.2.2 Le parcours des électrons

Une fois que l'échantillon d'électrons de recul a été fabriqué, on simule les parcours des électrons dans le détecteur à l'aide du programme décrit au début du chapitre 3 et basé sur le code Geant. Ce programme calcule les dépôts d'énergie dans chaque partie du détecteur, sans et avec résolution. En outre, on active l'extension du programme qui permet de synthétiser les images des traces des électrons (cf. chapitre 4).

Pour déterminer la direction initiale des électrons, on utilise alors le même programme que pour l'analyse des données. La simulation est ainsi très proche des données, l'efficacité du programme de reconnaissance des traces est prise en compte et les effets systématiques associés sont reproduits.

5.3.3 L'interaction faible

A l'aide de cette simulation, nous allons pouvoir maintenant estimer les nombres d'événements ainsi que les spectres en énergie attendus avec nos critères de sélection et les comparer ensuite aux données.

5.3.3.1 Le signal attendu

Le nombre d'interactions

Le premier résultat intéressant de la simulation est le nombre d'interactions attendues par jour dans la TPC en fonction du seuil sur l'énergie "vraie" de l'électron de recul (cf. figure 5.33), c'est-à-dire sans prendre en compte l'effet de la détection. Ce résultat tient compte du spectre en énergie des neutrinos pour une puissance moyenne de 2700 MW, de la section efficace d'interaction faible et du nombre de cibles dans la TPC (3.10^{27} électrons). Au-dessus de 300 keV, la théorie prédit 10.55 interactions par jour et 6.00 interactions par jour au-dessus de 700 keV.

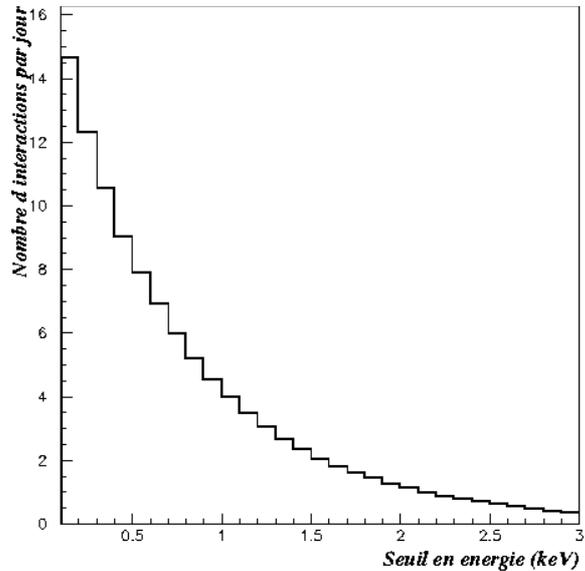


Figure 5.33 : Nombre d'interactions attendues par jour en fonction du seuil sur l'énergie vraie de l'électron de recul

Le nombre d'événements réellement contenus

Cependant, une partie de ces interactions aboutit à des électrons qui ne sont pas contenus entièrement dans le volume fiduciel. La figure 5.34 montre la dépendance de l'acceptance, c'est-à-dire la proportion d'événements contenus, en fonction du seuil sur l'énergie vraie de l'électron de recul. Pour un seuil de 300 keV, 48.8 % des interactions donnent un électron contenu et seulement 31.1 % pour un seuil de 700 keV.

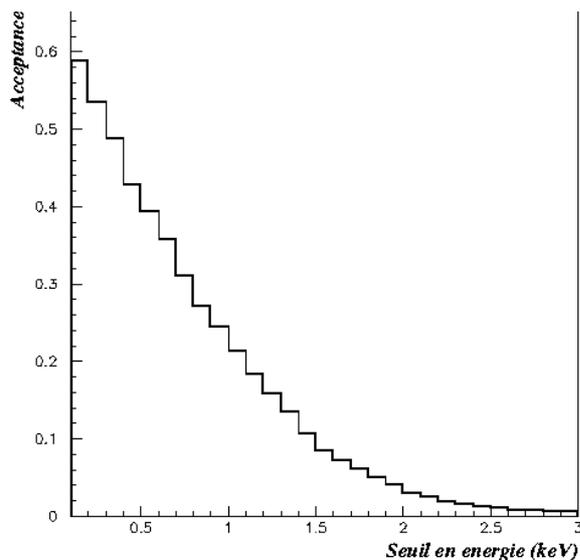


Figure 5.34 : Acceptance en fonction du seuil sur l'énergie vraie de l'électron de recul.

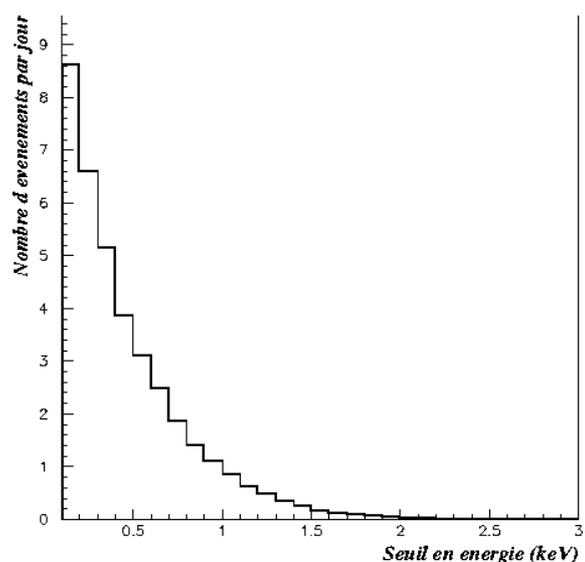


Figure 5.35 : Nombre d'événements attendus contenus dans le volume fiduciel en fonction du seuil sur l'énergie vraie des électrons de recul

En combinant les deux graphiques précédents, on déduit le nombre d'événements attendus par jour, contenus dans le volume fiduciel, en fonction du seuil sur l'énergie vraie des électrons de recul (cf. figure 5.35), soit 5.15 événements au-dessus de 300 keV et 1.87 au-dessus de 700 keV.

Le nombre d'événements reconnus comme étant contenus

L'estimation précédente du nombre d'événements attendus supposait un détecteur parfait. En pratique, la réalité du détecteur et les effets de l'analyse impliquent un nombre d'événements attendus différent. D'abord, la mesure de l'énergie n'est pas parfaite et présente une certaine résolution qu'il faut prendre en compte. Ensuite, la détermination de la direction initiale, indispensable pour analyser les données, est effectuée de manière automatique. Or, comme nous l'avons déjà dit, le programme de reconnaissance des traces ne parvient pas à attribuer une direction initiale à tous les événements, l'efficacité est de l'ordre de 80 %. Enfin, l'identification des événements contenus est réalisée par ce même programme de reconnaissance des traces. La sélection n'est par conséquent pas faite sur la trajectoire vraie des électrons mais sur celle reconnue. Or, on s'aperçoit que certains électrons qui ne sont pas contenus dans le volume fiduciel sont en fait reconnus comme tels.

En effectuant une simulation des électrons issus de la diffusion des neutrinos avec la résolution en énergie du détecteur et en appliquant le programme de reconnaissance des traces, on obtient le taux d'événements réellement attendu. Il vaut 5.60 événements par jour au-dessus de 300 keV et 2.15 au-dessus de 700 keV. Parmi ces événements, il y a 70% d'événements effectivement contenus et 30% d'événements qui sont sortis du volume fiduciel mais qui ont été mal reconnus. Étant donné la proportion de ces derniers, il est indispensable de s'assurer qu'il en est de même pour les données. Pour cela, on utilise la source de ^{54}Mn . Avec un seuil de 400 keV, 79% des événements sont identifiés comme événements contenus dans les données tandis que la simulation donne 78.5% d'événements contenus. L'accord est très bon et permet de valider la simulation.

Le nombre d'événements suivant les critères de sélection sur la direction initiale

Une fois que les événements non contenus sont écartés, il ne reste plus qu'à appliquer les critères de sélection sur la direction initiale exposés au paragraphe 5.3.1.1. Les taux obtenus par la simulation pour chaque critère de sélection à 300 keV et à 700 keV sont reportés dans la table 5.5. Ils sont exprimés en nombre d'événements par jour. La présence d'événements dans les zones "demi-sphère arrière" et "cinématique arrière" s'explique par la résolution angulaire. Étant donné que nous analysons en fait la différence avant moins arrière, ces événements participent à réduire le nombre d'événements attendus.

On peut ici aussi confirmer la simulation Monte-Carlo en appliquant ces critères de sélection à la source de ^{54}Mn et en comparant les données et la simulation. La proportion des événements contenus dans le volume fiduciel et compris dans le "cône cinématique avant" (seuil de 400 keV) est de 13.9% en données par rapport à 13.8% en Monte-Carlo. Dans le "cône cinématique arrière", la proportion est de 15.2% en données à comparer avec 14% en Monte-Carlo. Ces résultats sont tout à fait concordants et permettent une nouvelle fois de valider la simulation.

Seuil	300 keV	700 keV
événements contenus	5.6	2.15
demi-sphère avant	4.67	1.90
demi-sphère arrière	0.93	0.25
différence	3.74	1.65
cinématique avant	3.23	1.30
cinématique arrière	0.42	0.08
différence	2.81	1.22

Table 5.5 : Nombre d'événements attendus par jour pour deux seuils en énergie (300 keV et 700 keV).

Le spectre en énergie des électrons de recul

Les spectres en énergie attendus pour les électrons compris dans le "cône cinématique avant" et celui pour les électrons compris dans le "cône cinématique arrière" sont représentés sur la figure 5.36. La résolution en énergie du détecteur est incluse.

On peut noter que comme la résolution angulaire diminue avec l'énergie, la proportion d'événements dans le "cône arrière" est plus importante à basse énergie.

La différence des deux spectres, en trait plein sur la figure fournit le spectre en énergie qui sera utilisé pour l'analyse du signal "neutrino".

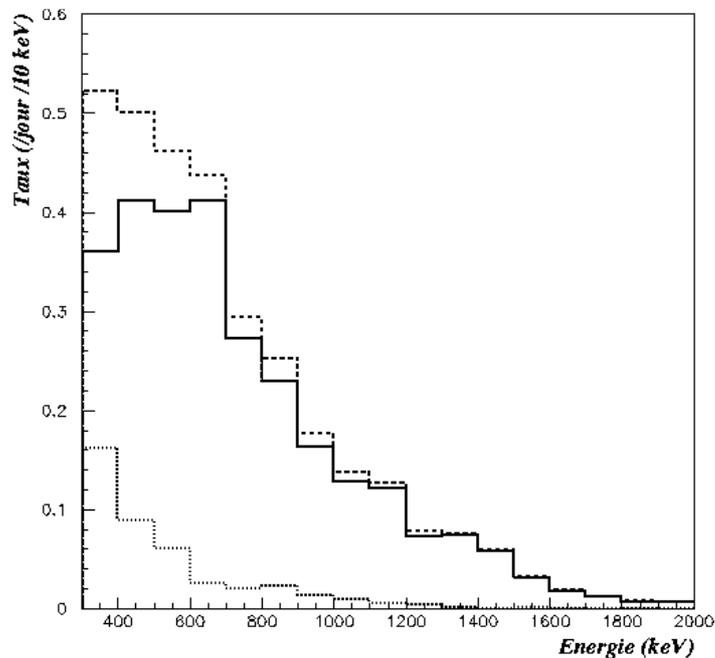


Figure 5.36 : Spectres en énergie simulés des électrons de recul compris dans le "cône cinématique avant" (en tirets) et dans le "cône cinématique arrière" (en pointillés). Le spectre en trait plein correspondant à la différence "avant" moins "arrière".

La distribution angulaire

Les distributions attendues de l'angle de diffusion sont montrées sur la figure 5.37. Elles sont comparées à celles que l'on aurait avec un détecteur parfait (en pointillés).

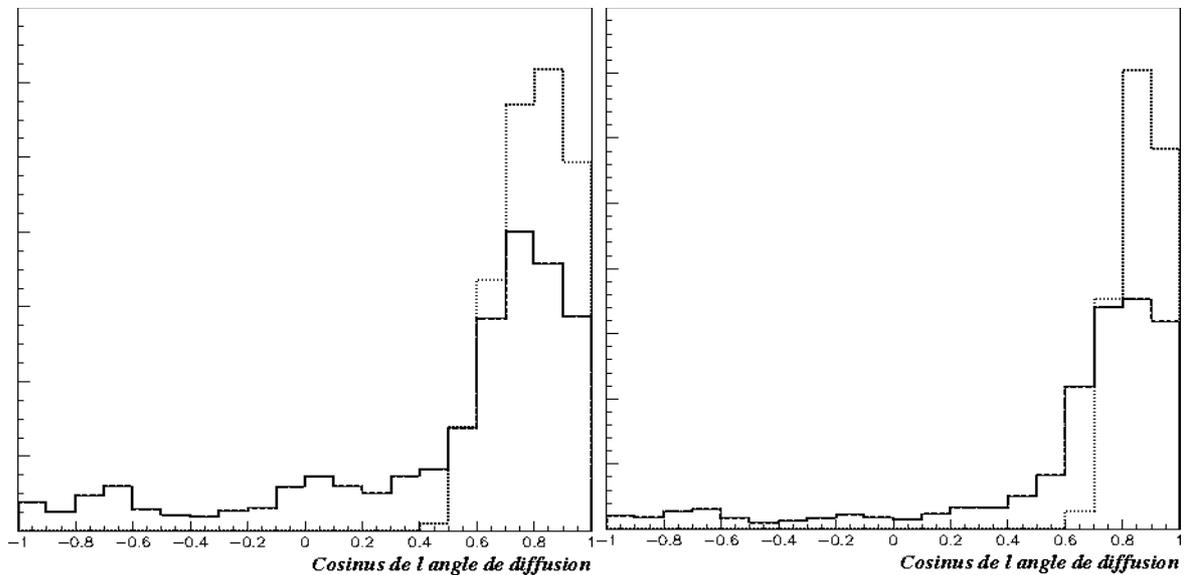


Figure 5.37 : Angle de diffusion de l'électron de recul pour deux seuils en énergie : 300 keV (à gauche) et 700 keV (à droite). En pointillés, les distributions théoriques. En trait plein, les distributions obtenues avec la simulation incluant les résolutions en énergie et angulaire.

L'angle de diffusion maximal théorique qui correspond à l'ouverture du "cône cinématique" est donné par la formule (5.1). Il est tracé sur la figure 5.38 en fonction du seuil sur l'énergie de l'électron de recul.

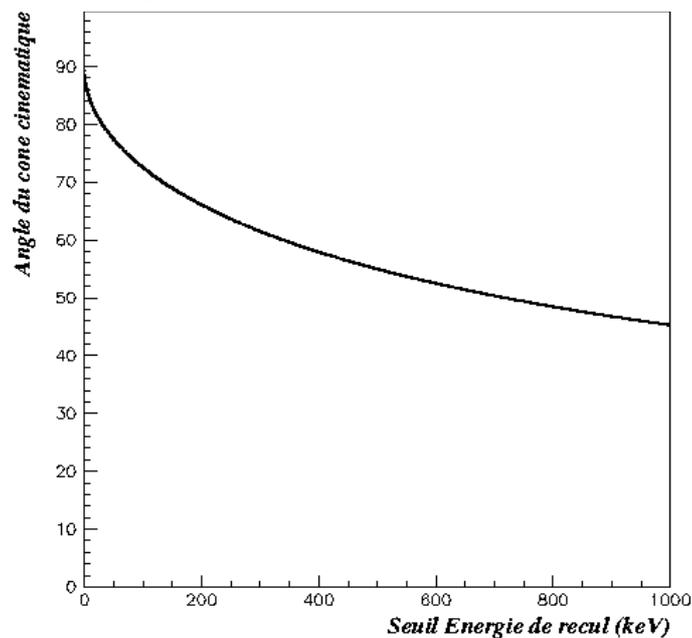


Figure 5.38 : Angle d'ouverture du "cône cinématique" en fonction du seuil sur l'énergie de l'électron de recul.

A 300 keV, l'ouverture du cône est de 62° . A 700 keV, elle vaut 50° .

On peut déterminer la proportion de l'espace des directions que représente "le cône cinématique", elle est égale à 26% à 300 keV et à 18% à 700 keV. La sélection à l'aide du critère cinématique permettra donc de rejeter 74% du bruit de fond à 300 keV et 82% à 700 keV si le bruit de fond est homogène.

5.3.3.2 La comparaison des données et de la simulation

Le bruit de fond étant trop important en-dessous de 700 keV à cause de la présence de Krypton, l'analyse en terme de signal neutrino se limitera aux données d'énergies supérieures à 700 keV.

Les taux intégrés

Une première méthode de comparaison des données et de la simulation est de raisonner avec les taux intégrés sur le spectre en énergie des électrons de recul.

La table 5.6 donne les taux d'événements par jour pour chacun des critères de sélection. Il faut préciser que ces taux sont donnés après la reconnaissance des traces qui a une efficacité de l'ordre de 80% et le rejet des quelques électrons non contenus qui subsistaient encore. La somme des taux est donc inférieure au taux d'électrons seuls donnés précédemment mais ceci est pris en compte dans la simulation Monte-Carlo. Les taux pour le réacteur en marche correspondent à 67.7 jours de temps effectif (de février à septembre 2001), ceux pour le réacteur arrêté, à 23.4 jours de temps effectif (de octobre à décembre 2001). Les erreurs indiquées sont les erreurs statistiques à 1σ . Les erreurs systématiques sont de 7% : 5% sur la connaissance du spectre réacteur (flux, cible) et 5% sur l'efficacité des différents critères de sélection qui ne sont pas reproduits par la simulation.

Seuil = 700 keV	Réacteur en marche		Réacteur arrêté	
	<i>Données</i>	<i>MC</i>	<i>Données</i>	<i>MC</i>
demi-sphère avant	153.9±1.5	1.90±0.05	190.6±2.9	0
demi-sphère arrière	149.7±1.5	0.25±0.01	190.9±2.9	0
avant - arrière	4.2±2.2	1.65±0.05	-0.3±4.0	0
cône cinématique avant	44.7±0.8	1.30±0.05	52.5±1.5	0
cône cinématique arrière	41.9±0.8	0.08±0.01	53.4±1.5	0
avant - arrière	2.8±1.1	1.22±0.05	-0.9±2.1	0

Table 5.6 : Taux par jour pour les différents critères de sélection avec un seuil de 700 keV. Les taux de la colonne MC correspondent au taux obtenus par la simulation Monte-Carlo.

La première information que l'on peut tirer de ce tableau est le rapport bruit sur signal. Pour la demi-sphère, il est égal à 80 alors que pour le cône cinématique il équivaut à 33. Le critère cinématique permet donc d'améliorer le rapport bruit sur signal de plus d'un facteur 2. Mais, sa valeur reste relativement importante.

Par ailleurs, comme nous l'avons vu, les taux d'événements ont augmenté au cours du temps, cela explique les taux plus grands pendant la période de l'arrêt du réacteur qui se situait à la fin de la période de prise de données.

Les différences de taux "avant moins arrière" sont légèrement supérieures au nombre d'événements attendus donné par le Monte-Carlo pendant la période du réacteur en marche. Néanmoins, données et simulation sont quand même compatibles à 1.1σ pour la sélection sur la demi-sphère et à 1.4σ pour la sélection sur le cône cinématique. L'erreur systématique de 7% est négligeable devant l'erreur statistique.

Un autre point intéressant est la comparaison des résultats entre les deux périodes. Pendant le fonctionnement du réacteur, la différence "avant moins arrière" mesurée est non nulle à 1.9σ dans le cas de la demi-sphère et à 2.5σ dans le cas du cône cinématique alors que les taux obtenus pendant l'arrêt du réacteur sont compatibles avec zéro, même si les barres d'erreur sont plus grandes.

Les deux dernières remarques permettent de penser que la différence "avant moins arrière" peut être interprétée par l'interaction des neutrinos par courant faible.

Le spectre en énergie

La deuxième analyse possible est la comparaison des spectres en énergie de recul mesuré et simulé. Ces spectres sont montrés sur la figure 5.39. Les croix désignent le spectre obtenu par la différence "avant moins arrière", qui correspondrait au signal neutrino. Le spectre attendu est représenté en pointillés. Mis à part le premier point à 700 keV un peu éloigné du spectre attendu, les données et la simulation sont compatibles.

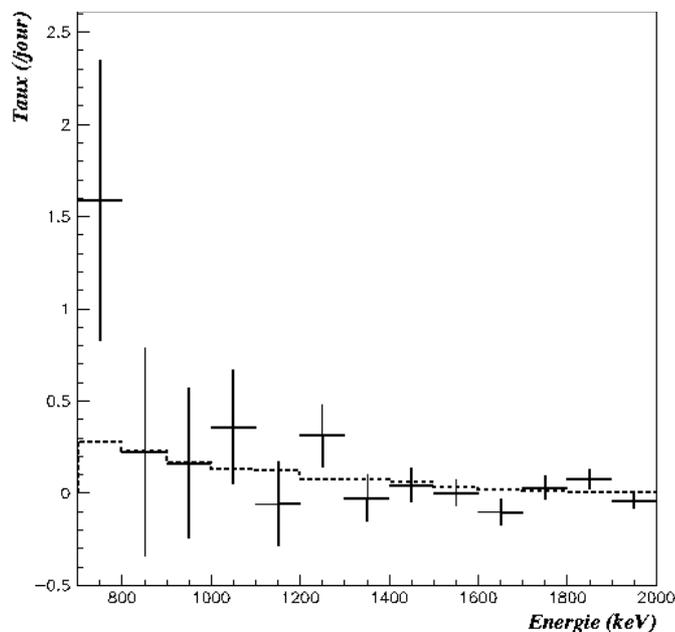


Figure 5.39 : Spectre en énergie de recul du signal "neutrino". Les croix désignent le spectre mesuré obtenu par la différence "avant moins arrière" tandis que les pointillés correspondent au spectre attendu.

Pour évaluer un peu mieux cet accord, une minimisation de χ^2 a été réalisée [CER02] en divisant le spectre en 11 échantillons de 100 keV chacun allant de 700 keV à 1.8 MeV. L'expression du χ^2 utilisée était alors la suivante :

$$\chi^2(\alpha) = \sum_{i=1}^{11} \frac{(\text{Données}(i) - \alpha \text{MC}_{\text{faible}}(i))^2}{\Delta_{\text{Données}}^2} \quad (5.2)$$

Données(i) et $\text{MC}_{\text{faible}}(i)$ sont les taux d'événements mesurés et simulés pour l'échantillon d'énergie i, $\Delta_{\text{données}}$ est la combinaison des erreurs statistiques et systématiques sur les taux mesurés et α est un paramètre laissé libre pour l'ajustement. Le nombre de degrés de liberté (dof) est donc égal à 10.

Les résultats de l'ajustement sont donnés dans le tableau suivant :

Sélection	$\chi^2_{\text{min}} / \text{dof}$	α
Demi-sphère	0.96	1.76±1.38
Cinématique	0.87	1.12±0.82

Le rapport du minimum du χ^2 sur le nombre de degré de libertés permet d'évaluer la qualité de l'ajustement, il doit être proche de 1, ce qui est le cas pour les deux sélections d'événements.

La valeur du paramètre d'ajustement, α , doit valoir 1 si les données et le Monte-Carlo sont en accord. Dans les deux cas, α est compatible avec 1 mais le meilleur résultat est obtenu avec la sélection cinématique ce qui paraît normal puisque le rapport bruit sur signal est alors plus faible.

L'analyse du spectre en énergie va dans le même sens que l'analyse des taux et semble indiquer que le détecteur MUNU est sensible à l'interaction faible même si la précision sur les données n'est pas suffisante.

5.3.4 La limite sur le moment magnétique

Finalement, on peut interpréter les résultats en terme de moment magnétique du neutrino. Après avoir présenté la méthode d'analyse, nous donnerons la valeur préliminaire de la limite sur le moment magnétique du neutrino obtenue par l'expérience MUNU.

5.3.4.1 La méthode d'analyse

La première étape de l'analyse est la simulation Monte-Carlo du signal attendu avec l'interaction électromagnétique dans le cas où le neutrino aurait un moment magnétique de $\mu_{\nu_e} = 10^{-10} \mu_B$. Le programme de simulation est le même que celui utilisé pour l'interaction faible. La seule différence est la section efficace considérée. Pour l'interaction électromagnétique, la section efficace différentielle est donnée par la formule 2.1 que l'on rappelle ci-après où T désigne l'énergie de recul, E, l'énergie du neutrino, μ_{ν_e} , le moment magnétique du neutrino, m, la masse de l'électron et α , la constante de couplage faible:

$$\left(\frac{d\sigma}{dT}\right)_{\text{e.m.}} = \frac{\pi \alpha^2 \mu_{\nu_e}^2}{m^2} \frac{1 - \frac{T}{E}}{T}$$

La simulation permet de déterminer le taux d'événements attendus pour l'interaction électromagnétique avec $\mu_{\nu_e} = 10^{-10} \mu_B$ et pour chaque intervalle d'énergie i (de largeur 100 keV). On note ce taux $MC_{\text{em}}(i)$. Il est tracé en fonction de l'énergie sur la figure 5.40. Sur la figure 5.41, on peut voir le rapport de $MC_{\text{em}}(i)$ sur $MC_{\text{faible}}(i)$, qui est le taux d'événements attendu pour l'interaction faible. Si on intègre les taux au-dessus de 700 keV, on obtient un signal électromagnétique de 0.46 événements par jour (pour le critère de sélection cinématique), soit 38% du signal faible.

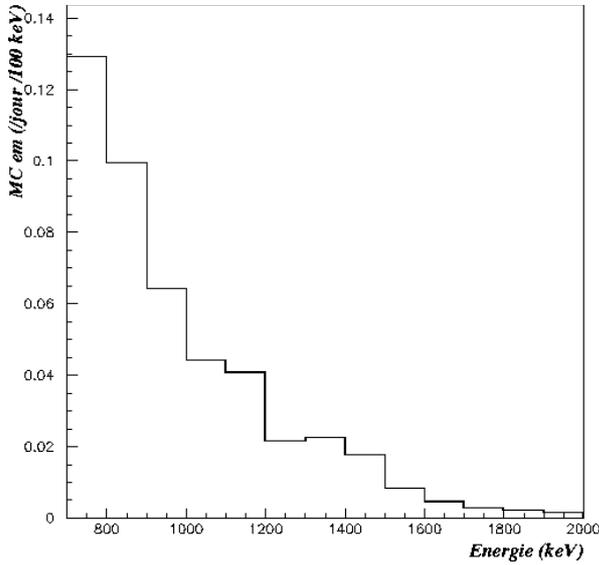


Figure 5.40 : Spectre en énergie de recul attendu dans le cas de l'interaction électromagnétique seule et avec $\mu_{\nu_e} = 10^{-10} \mu_B$. Le critère de sélection utilisé est le critère cinématique.

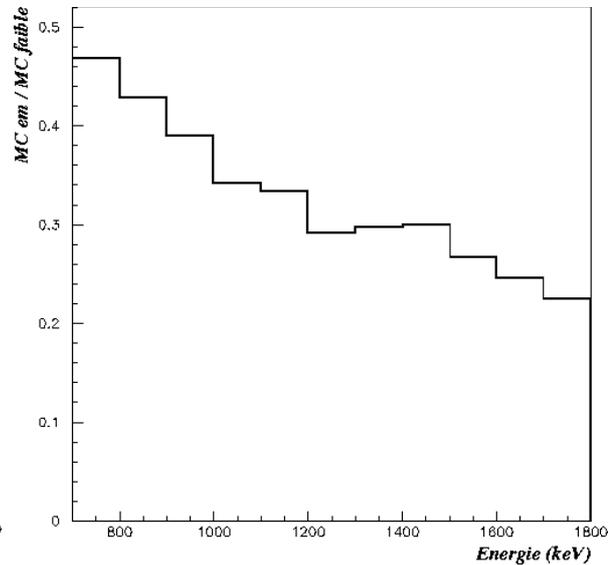


Figure 5.41 : Rapport du nombre d'événements attendu pour l'interaction électromagnétique ($\mu_{\nu_e} = 10^{-10} \mu_B$) sur le nombre d'événements attendu pour l'interaction faible. Le critère de sélection utilisé est le critère cinématique.

Pour un moment magnétique μ_{ν_e} quelconque (exprimé en $10^{-10} \mu_B$), le taux d'événements attendu est alors égal à $\mu_{\nu_e}^2 \cdot MC_{\text{em}}(i)$.

La deuxième étape consiste à diviser le spectre en 11 échantillons (entre 700 keV et 1.8 MeV) et à minimiser la fonction χ^2 donné par la formule (5.3) en faisant varier μ_{ν_e} . Les notations sont celles définies précédemment.

$$\chi^2(\alpha) = \sum_{i=1}^{11} \frac{\left(\text{Données}(i) - \left[MC_{\text{faible}}(i) + \mu_{\nu_e}^2 MC_{\text{em}}(i) \right] \right)^2}{\Delta_{\text{Données}}^2} \quad (5.3)$$

5.3.4.2 La limite obtenue par l'expérience MUNU

La minimisation de la fonction χ^2 a été réalisée sur les données [CER02] en utilisant le critère de sélection cinématique pour lequel le rapport signal sur bruit est le meilleur. Un critère supplémentaire a été appliqué, il consiste à rejeter tous les événements situés dans la demi-sphère des directions anode vers cathode. Cette sélection permet d'écarter une grande partie des événements émis depuis le plan d'anode et qui seraient issus du ^{210}Bi présent au niveau du plan d'anode.

Cette minimisation conduit à une limite supérieure sur le moment magnétique du neutrino égale à $1.7 \cdot 10^{-10} \mu_B$ à 90% de degré de confiance.

La limite obtenue par l'expérience MUNU est par conséquent légèrement meilleure que la limite de $1.9 \cdot 10^{-10} \mu_B$ à 90% de degré de confiance [DER94], qui avait été mesurée auprès du réacteur de Rovno (Russie) avec un détecteur constitué de 600 semiconducteurs en Silicium (75 kg).

Par ailleurs, l'analyse des données de MUNU est encore en cours et permettra peut-être d'abaisser la limite obtenue. On pourrait éventuellement ajouter à l'analyse les données de la première période. Mais pendant cette période, l'étalonnage en énergie du détecteur était réalisé beaucoup moins fréquemment et la méthode d'étalonnage par les muons n'avait pas encore été développée. Il faudrait donc imaginer une nouvelle méthode de suivi du gain utilisable sur les données disponibles.

En conclusion, le chapitre 5 sur l'analyse des données a d'abord mis en évidence les possibilités de discrimination des événements qu'offrent le détecteur MUNU. Les différents types d'événements ont alors été passés en revue : les alphas, signant la présence de Radon ; les électrons issus de la diffusion Compton d'un gamma, semblant montrer que du Potassium et du Cobalt étaient entrés dans le scintillateur, et les électrons seuls, candidats " neutrino ", venant probablement du Krypton présent dans le gaz et du ^{210}Bi , lui-même issu du ^{210}Pb déposé sur le plan d'anode. L'activité associée aux différentes sources de bruit de fond a pu être déterminée.

Les taux des électrons seuls étant relativement élevés, environ 3030 événements par jour pour un seuil sur l'énergie déposée de 300 keV et de l'ordre de 460 événements par jour pour un seuil de 700 keV, nous avons vu comment réduire le bruit de fond par des sélections sur la direction initiale des électrons. Cependant, comme il est nécessaire de connaître l'efficacité de ces sélections, un programme de simulation Monte-Carlo qui permet de reproduire fidèlement les données a été présenté. A l'aide des résultats de la simulation, nous avons pu montrer la sensibilité du détecteur MUNU à l'interaction faible même si la précision était limitée. Nous avons finalement donné la limite sur le moment magnétique du neutrino induite par les résultats actuels de l'analyse des données de l'expérience MUNU.

Abordons maintenant le dernier chapitre du document concernant les perspectives de détection des neutrinos solaires à l'aide d'un détecteur basé sur le même principe que le détecteur MUNU. Les conclusions précédentes de l'analyse des données nous permettront notamment d'évaluer les bruits de fond que l'on pourrait rencontrer.

Chapitre 6

De la détection des neutrinos solaires

Le détecteur MUNU n'est pas, en l'état actuel, sensible aux neutrinos solaires : la quantité de cible n'est pas suffisante, le bruit de fond est trop important et la résolution angulaire en dessous de 300 keV n'est pas assez bonne. Nous nous proposons donc dans un premier temps d'identifier les modifications nécessaires pour envisager la détection des neutrinos solaires, essentiellement les neutrinos du pp et ceux du Be. Ensuite, nous exposerons le principe et les résultats de la simulation dans ces conditions. Enfin, nous en déduirons et nous discuterons le niveau de bruit de fond qu'il faudra atteindre.

6.1 Les modifications nécessaires du détecteur

Le flux des neutrinos solaires est égal à $6.10^{10} \nu \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, il est près de 200 fois plus faible que le flux de neutrinos de réacteur pour l'expérience MUNU. Pour conserver un signal du même ordre (~ 1 événement par jour), une expérience de détection des neutrinos solaires basé sur le même principe que MUNU nécessiterait donc un nombre de cibles de l'ordre de 10^{29} électrons, soit 200 fois plus que pour MUNU. Il est également indispensable de baisser le seuil de détection à au moins 100 keV afin de détecter les neutrinos du pp.

6.1.1 La pression

La première exigence pour la détection des neutrinos solaires est d'obtenir une meilleure résolution angulaire. Actuellement, avec un fonctionnement à 3 bar, il est possible de mesurer de électrons jusqu'à 100 keV mais a cette énergie les traces sont trop petites (quelques centimètres) pour pouvoir déterminer leur direction initiale. Pour améliorer la résolution angulaire, il est indispensable de réduire la diffusion multiple des électrons de recul et donc d'abaisser la pression du gaz à 1 bar. Cependant, il faut vérifier que la TPC peut fonctionner correctement à cette pression, notamment au niveau de la collection des charges et de la synthèse des images. C'est pourquoi nous avons fait des tests avec le détecteur MUNU dans sa configuration standard mais avec une pression de 1 bar.

6.1.1.1 Le fonctionnement théorique à 1 bar

Tout d'abord, l'énergie nécessaire pour créer une paire électron-ion est indépendante de la pression, elle vaut toujours 34.3 eV à 1 bar. En revanche, la densité d'ionisation est différente. Le nombre d'électrons créés par unité de longueur est divisé par trois d'où des traces trois fois plus longues.

Par ailleurs, si on baisse la tension de la cathode d'un facteur 3, le rapport du champ électrique et de la densité du gaz (E/N ou champ réduit) restera inchangé dans la zone de dérive. Par conséquent, la vitesse de dérive ainsi que la diffusion des traces seront similaires au fonctionnement à 3 bar.

En ce qui concerne l'attachement et la multiplication des électrons pendant l'avalanche, la situation est différente. Le programme de calcul du gain, décrit au chapitre 3, permet d'estimer le gain que l'on aurait en gardant une tension de 3540 V à 1 bar. Il serait pratiquement 1000 fois plus grand que celui à 3 bar. En effet, le gain croît avec le rapport E/N (cf. figure 2.9) et à 1 bar, le rapport E/N est plus grand. Le gain serait si important que les fils risqueraient de ne pas résister et de se casser. Il faut donc diminuer la tension. La tension pour laquelle le gain serait équivalent à celui observé à 3 bar vaut 2215 V. A cette tension, l'attachement effectif serait égal à 84.7% d'où une probabilité de survie ($\Lambda_{\text{eff}}=15.3\%$) 3 fois supérieures au cas à 3 bar. On peut voir en comparant la figure 6.1 à la figure 2.10 que la zone d'attachement est effectivement plus petite à 1 bar.

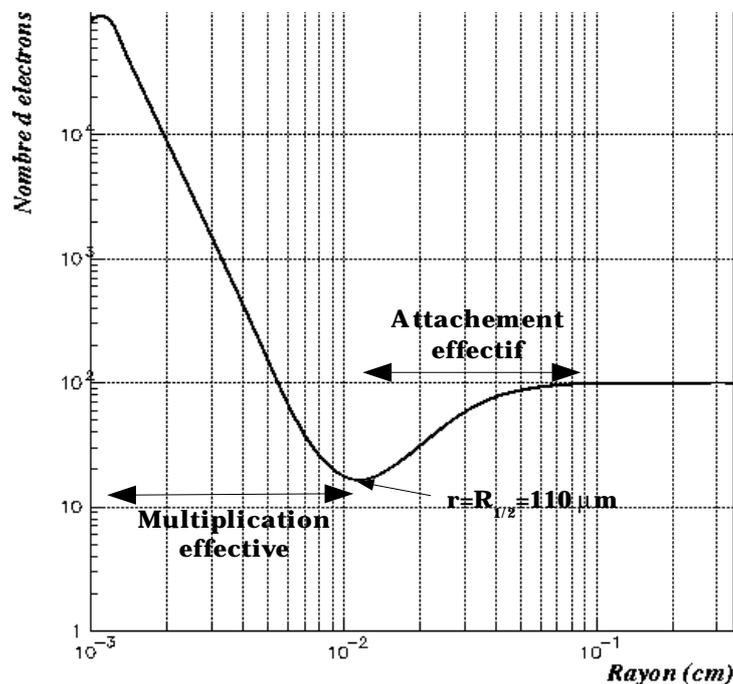


Figure 6.1 : Nombre d'électrons en fonction de la distance par rapport au fil d'anode pour 100 électrons créés initialement lors de l'ionisation primaire du gaz. La zone d'attachement est plus petite que dans le cas à 3 bar (cf. figure 2.10)

Il est important de préciser que lorsqu'on parle de gain, on signifie le rapport entre l'intégrale du signal d'anode et l'énergie déposée. Si le gain est identique, l'amplitude du signal par canal est en revanche divisée par trois puisque la trace est trois fois plus longue. De la même manière, l'amplitude des courants induits au niveau des bandelettes est elle-aussi divisée par trois à 2215 V. Pour obtenir des images équivalentes à celles obtenues à 3 bar, il faudrait en fait travailler à 2440V. Il a été décidé d'opter pour une tension de 2280 V qui constitue un compromis entre un gain pas trop élevé et des images de bonne qualité.

A 2280 V, le gain devrait être de 40% plus élevé que celui qui aurait été mesuré à 3 bar dans les mêmes conditions de température et de pression et pour une tension de 3540 V. L'attachement effectif vaudrait alors 85.6%.

Finalement, on peut estimer la résolution en énergie attendue dans ces conditions. Elle est donnée par la relation 3.19. En fait, elle s'exprime en fonction du nombre d'électrons survivants après l'attachement et par unité de longueur. Ce nombre est identique à 1 bar et à 3 bar car la densité d'ionisation a été divisée par trois tandis que la proportion des électrons qui survivent à l'attachement a lui été multiplié par trois. On s'attend donc à une résolution de l'ordre de 8% à 1 MeV.

6.1.1.2 Les mesures à 1 bar

Dans le cadre des tests à 1 bar, deux points ont notamment été étudiés : d'une part, l'étalonnage et la résolution en énergie ; d'autre part, la qualité des images des traces d'électron.

La résolution en énergie

Le seuil d'acquisition sur le signal d'anode a été baissé afin de pouvoir observer les électrons d'énergie inférieure à 100 keV. Les figures 6.2 et 6.3 montrent les spectres en énergie mesurés avec les sources de Mn et de Cs. Ils sont comparés à la simulation réalisée avec une résolution de 8% à 1 MeV. L'accord est excellent. La simulation reproduit parfaitement les données et ce jusqu'à 100 keV. Cela confirme que la résolution en énergie est la même à 1 bar qu'à 3 bar.

Par ailleurs, on peut remarquer que les spectres présentent, en plus du front Compton, un deuxième point d'inflexion vers 200 keV. Cette particularité est importante car elle permet de déterminer la droite de calibration plus précisément qu'à 3 bar. La droite obtenue à 1 bar ne passe pas non plus par zéro.

Le gain sur le signal d'anode obtenu par la comparaison des données et de la simulation est de 45% plus élevé que celui qu'on aurait à 3 bar et à 3540 V. Ce résultat est tout à fait comparable avec le gain prévu par la théorie. On obtient alors un seuil en énergie de 60 keV pour la période des tests à 1 bar.

En ce qui concerne la scintillation d'avalanche, nous nous sommes aperçus que le gain n'avait pas augmenté dans les mêmes proportions que pour le signal d'anode et il avait même plutôt diminué. Cela peut s'expliquer par le fait que les mécanismes d'émission de lumière par les ions CF_4^+ et CF_3^+ dépendent des valeurs du champ réduit E/N qui sont différentes à 1 bar qu'à 3 bar. Cependant, le gain en lumière est tout de même suffisamment grand pour permettre la mesure de l'énergie.

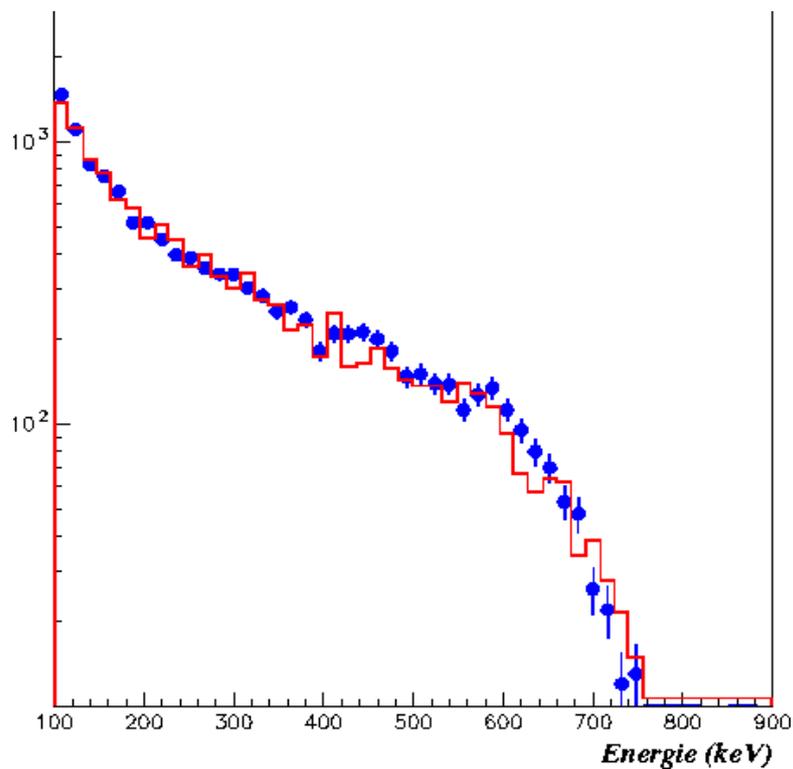


Figure 6.2 : Spectres en énergie mesuré (points bleus) et simulé (trait rouge) pour la source de Mn.

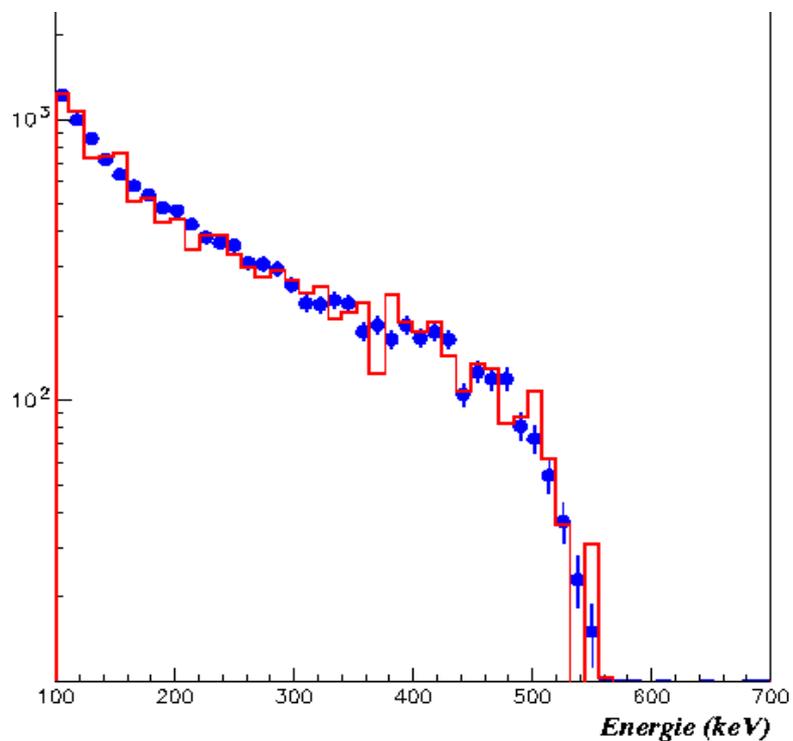


Figure 6.3 : Spectres en énergie mesuré (points bleus) et simulé (trait rouge) pour la source de Cs.

Quelques images de traces à 1 bar

Des exemples de traces à différentes énergies sont présentés sur les figures 6.4 à 6.9. On peut par exemple comparer les figures 2.13 et 6.7 correspondant à des électrons de 640 keV à 3 bar et à 1 bar. Les traces sont effectivement de moins bonne qualité à 1 bar qu'à 3 bar, l'amplitude des signaux des bandelettes étant plus faibles. Néanmoins, les images sont exploitables. Qualitativement, on constate également que les traces sont comme prévu plus étalées. La résolution angulaire sera donc meilleure. L'amélioration a été chiffrée au chapitre 4 par la simulation Monte-Carlo. Il faudrait en toute rigueur valider la simulation à 1 bar en analysant les traces acquises avec une source radioactive, cette analyse est d'ailleurs en cours. Cependant, la seule différence avec celle déjà validée à 3 bar est la pression du gaz dans le détecteur qui est un paramètre géré par le code Geant. Il est donc très probable que la simulation soit correcte. A noter qu'il est possible de reconnaître un électron jusqu'à des énergies inférieures à 80 keV même s'il devient alors difficile de déterminer la direction initiale.

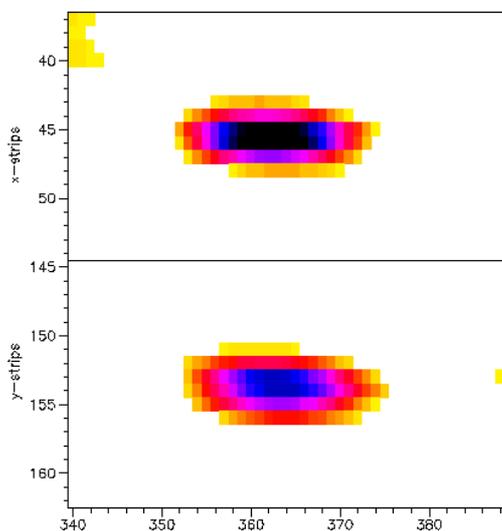


Figure 6.4 : Trace d'un électron de 80 keV

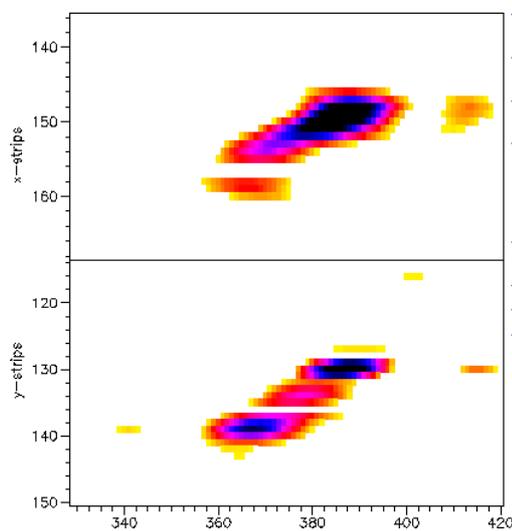


Figure 6.5 : Trace d'un électron de 200 keV

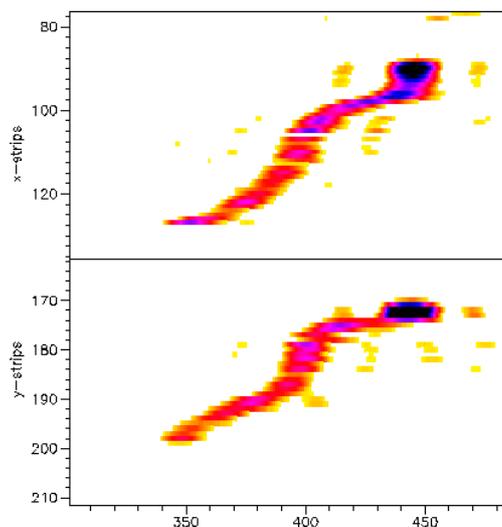


Figure 6.6 : Trace d'un électron de 410 keV

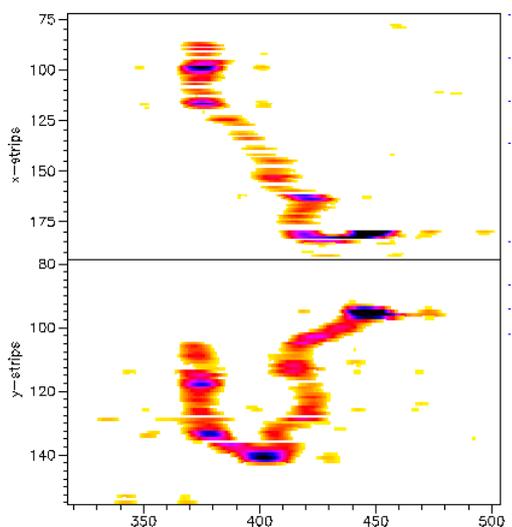


Figure 6.7 : Trace d'un électron de 650 keV

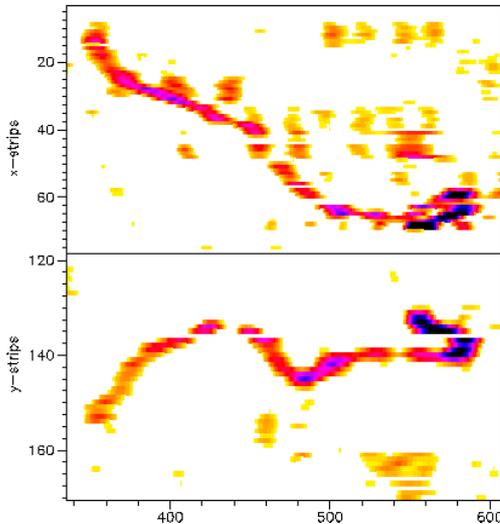


Figure 6.8 : Trace d'un électron de 750 keV

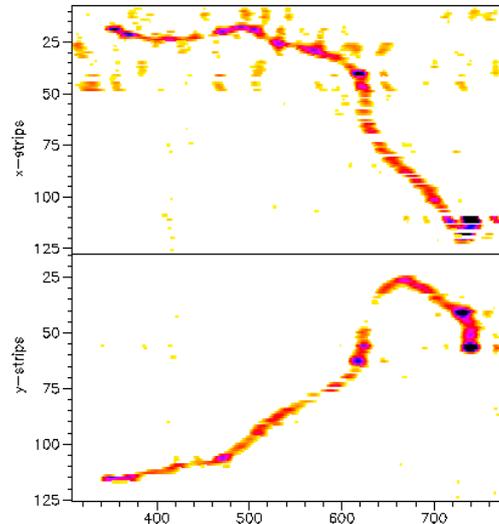


Figure 6.9 : Trace d'un électron de 920 keV

6.1.2 Les dimensions du détecteur

Nous venons de voir que pour la détection des neutrinos solaires, il est indispensable de diminuer la pression à 1 bar. Par ailleurs, comme le flux des neutrinos solaires est inférieur à celui des neutrinos du réacteur, il faut augmenter le nombre de cibles et donc les dimensions du détecteur.

L'idée de SUPERMUNU a été proposée en 1997 [SUP97]. Elle est basée sur une extension simple du détecteur MUNU sauf que cette fois, 4 TPC distinctes de 50 m^3 (4 mètres de diamètre et 4 mètres de longueur) seraient utilisées. Soit un volume 200 fois plus important que dans l'expérience MUNU. Mais la pression nominale serait de 1 bar, d'où un nombre de cibles de $200 \cdot 10^{27}$ électrons. L'épaisseur de l'Anti-Compton serait quant à elle identique à l'épaisseur actuelle. Nous verrons au paragraphe 6.2 le nombre d'événements attendus dans ces conditions. Ces dimensions n'ont pas été optimisées, elles consistent juste en une extension minimum de MUNU, on pourrait donc imaginer les augmenter encore. Cependant, la taille de la TPC est limitée notamment en longueur pour que toutes les traces puisse dériver jusqu'à l'anode (la longueur d'atténuation a été mesurée, elle vaut 22_{-6}^{+14} m à 3 bars [MUN97]). On ne pourrait pas non plus augmenter indéfiniment la taille de l'Anti-Compton car le temps mort généré par l'anti-coïncidence serait alors trop important. Il n'est donc pas possible d'envisager une seule TPC de 200 m^3 .

L'agrandissement du détecteur nécessite néanmoins des études techniques de faisabilité. C'est le cas par exemple pour la réalisation d'un système d'imagerie de grande dimension.

6.1.3 Le système d'imagerie

Le système d'imagerie pour une TPC de grande dimension est un point important à étudier. En effet, le système actuel est un plan circulaire en mylar sur lequel sont photogravées les bandelettes. Or, cette technique ne peut pas être employée pour un diamètre supérieur à 1 mètre. Par ailleurs, nous avons vu que le principe de la reconstitution de la trace à partir des projections comportait des limites lorsque la trace était parallèle au plan des bandelettes.

Une solution aux deux problèmes, qui a déjà été évoquée au chapitre 4, serait d'utiliser des pixels. Si on considère des pixels de 3.5 mm de côté, il en faudrait environ un million pour couvrir l'ensemble d'un plan de 4 m de diamètre, ce qui semble difficilement réalisable.

Une autre solution serait de développer un système d'imagerie par lecture optique de la scintillation d'avalanche. Par exemple, on pourrait imaginer des fibres optiques parallèles placées derrière l'anode aux extrémités desquelles seraient disposés des PMs. Ce dispositif permettrait de situer l'avalanche dans le plan xy en combinant les signaux des PMs opposés de chaque fibre. On pourrait alors obtenir directement des images en 3 dimensions.

Dans un premier temps, pour évaluer les potentialités d'un détecteur de neutrinos solaires basé sur une chambre à projection temporelle, nous allons supposer qu'un tel système d'imagerie est faisable et qu'il peut convenir. Cependant, il devra faire l'objet d'une recherche avancée par la suite.

6.2 Le signal neutrino attendu

Après ces considérations techniques, le deuxième aspect déterminant du projet est le signal neutrino attendu. D'une part, il faut que le nombre d'événements détectés par an soit suffisant pour qu'il soit possible d'obtenir une bonne statistique et d'autre part, les spectres en énergie des électrons de recul et des neutrinos doivent être mesurés avec une résolution suffisante pour pouvoir notamment distinguer les neutrinos du pp (ν_{pp}) et les neutrinos du Be (ν_{Be}).

6.2.1 La méthode de simulation

Tout d'abord, on décompose le spectre des neutrinos solaires pour considérer successivement les neutrinos du pp et ceux du Be. Les autres neutrinos sont négligés dans le cadre d'une première étude.

Le principe de la simulation est ensuite le même que lors de la simulation des neutrinos du réacteur (cf. paragraphe 5.3.2). On génère directement les électrons de recul en affectant aléatoirement et de manière uniforme l'énergie du neutrino incident et celle de l'électron de recul. Puis, on associe des poids à chaque événement. Le premier pour reproduire le spectre en énergie théorique des neutrinos incidents (cf. figure 1.3). Le spectre est alors normalisé au flux à la surface de la terre avec l'hypothèse qu'il n'y a pas d'oscillations. Le deuxième poids est lié à la physique de détection. Il correspond au produit de la section efficace

d'interaction et du nombre de cibles.

L'affectation des conditions initiales (vertex et direction initiale) des électrons de recul est similaire à celle effectuée dans le cas des neutrinos du réacteur. La seule différence vient de la direction initiale des neutrinos qui cette fois n'est pas fixe. Le détecteur a été situé pour la simulation au niveau du Laboratoire Souterrain de Gran Sasso en Italie et orienté Nord-Sud. La trajectoire du Soleil par rapport au détecteur a été calculée et introduite dans le programme. La direction incidente des neutrinos est alors choisie aléatoirement pour chaque événement parmi toutes les directions possibles dans une année.

Une fois que l'on a généré les électrons, on simule leur parcours dans le détecteur à l'aide d'un programme Monte-Carlo identique à celui de MUNU si ce n'est la taille du détecteur. Le détecteur considéré est celui décrit précédemment, il est composé de quatre TPC de 50 m³ de CF₄ à 1 bar. La résolution en énergie est alors identique à celle de MUNU. En ce qui concerne l'imagerie de SUPERMUNU, deux systèmes différents sont envisagés pour la simulation :

- le premier système d'imagerie (1) est similaire à celui utilisé pour MUNU. Cela suppose évidemment que la réalisation technique soit possible pour un diamètre de 4 m. Comme la détermination de la direction initiale se fait à partir des deux projections de la trace, les erreurs sont reproduites en appliquant une fluctuation gaussienne sur les angles de chaque projection. La résolution angulaire sur la direction initiale reconstituée est alors égale à celle présentée à la fin du chapitre 4.
- le second système d'imagerie (2) concerne le cas où la trace est mesurée directement en 3 dimensions comme par exemple dans la configuration avec les pixels ou celle avec les fibres optiques. La direction initiale est alors déterminée en une seule fois. Il n'est pas nécessaire de combiner deux angles pour la reconstituer. On fait l'hypothèse que l'erreur sur la direction initiale dans la vue en 3 dimensions est du même ordre que l'erreur faite dans une projection. On applique donc dans la simulation une seule fluctuation gaussienne équivalente à celle appliquée dans les projections.

6.2.2 Les résultats

Tous les résultats qui vont être présentés dans ce paragraphe sont issus de la simulation décrite ci-dessus qui ne prend pas en compte les phénomènes d'oscillations de neutrinos. Nous ferons quelques remarques sur ce sujet à la fin du paragraphe. Par ailleurs, nous ne considérerons que les neutrinos du pp et ceux du Béryllium. On rappelle le flux de ces neutrinos à la surface de la terre (d'après le modèle solaire et sans oscillations) qui sont respectivement de $5.95 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ et $0.48 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Avec ces flux et avec la géométrie du détecteur SUPERMUNU, les taux d'interaction théoriques sont de 453 par an pour les ν_{pp} et de 187 par an pour les ν_{Be} .

6.2.2.1 L'acceptance du détecteur

Le volume fiduciel considéré pour l'acceptance est un cylindre de 1.97 m de rayon. Comme dans MUNU, les événements qui se situent dans les trois derniers centimètres sont rejetés. Mais comme le rapport volume/surface est plus important que pour MUNU et que l'énergie des électrons de recul est plus faible, l'acceptance,

qui est la proportion des événements gardés, est par conséquent beaucoup plus grande que pour MUNU. Elle est de 96% pour les ν_{pp} et de 91% pour les ν_{Be} , pour un seuil nul sur l'énergie de recul. Cette acceptation est déterminée par le programme de simulation, les erreurs dues à l'analyse des images ne sont pas considérées ici.

La table 6.1 donne les taux d'événements attendus avant et après acceptance.

	ν_{pp}	ν_{Be}
Nombre d'interactions par an	453	187
+ électron de recul contenu	437	170

Table 6.1 : Taux d'événements avant et après acceptance pour le projet SUPERMUNU

6.2.2.2 Le spectre en énergie des électrons de recul

Spectres sans résolution

Les spectres en énergie des électrons de recul associés aux deux types de neutrinos sont tracés sur la figure 6.10. Le spectre en énergie des électrons issus des ν_{pp} s'étend jusqu'à 260 keV qui est l'énergie de recul maximale pour un neutrino de 420 keV. Le spectre associé aux ν_{Be} à quant à lui une énergie maximale de 664 keV.

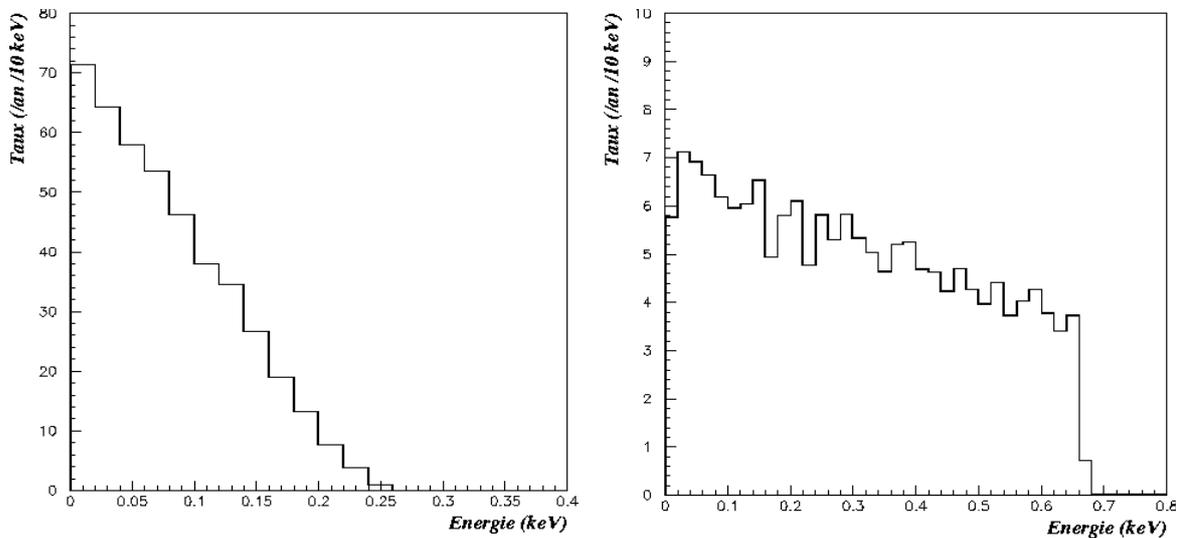


Figure 6.10 : Spectres en énergie sans résolution des électrons de recul associés aux ν_{pp} (à gauche) et aux ν_{Be} (à droite).

Si on applique un seuil sur l'énergie de l'électron de 100 keV, on obtient des taux de 144 événements du pp par an et 135 événements du Be. Seuls 80% des événements associés aux ν_{Be} et 33% de ceux associés aux ν_{pp} ont une énergie supérieure à 100 keV. Il est difficile d'envisager de pouvoir baisser encore le seuil, la résolution en énergie et la résolution angulaire se dégradant rapidement en-dessous de 100 keV.

Spectre avec résolution

La résolution en énergie de SUPERMUNU est supposée égale à celle de MUNU c'est-à-dire 39% à 100 keV, 18% à 300 keV et 8% à 1 MeV. Le spectre en énergie des électrons de recul, que l'on obtiendrait ainsi avec le détecteur SUPERMUNU est représenté sur la figure 6.11.

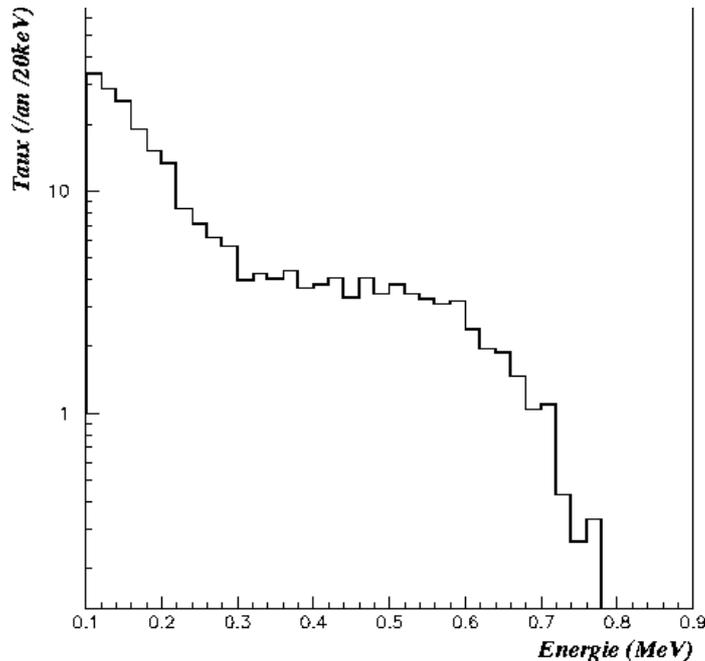


Figure 6.11 : Spectre en énergie simulé des électrons de recul issus de la diffusion des neutrinos du pp et ceux du Be pour le projet SUPERMUNU

La résolution influe très peu sur les nombres d'événements attendus. Elle a même tendance à les augmenter légèrement. 147 événements sont prévus par an pour les ν_{pp} et 136 pour les ν_{Be} .

6.2.2.3 L'angle de diffusion des électrons de recul

La distribution des angles de diffusion des électrons de recul est importante pour déterminer la part du bruit de fond que la condition cinématique permettra de rejeter.

La figure 6.12 montre les distributions des angles de diffusion pour les électrons dont l'énergie est supérieure à 100 keV pour les deux types de neutrinos (ν_{pp} à gauche et ν_{Be} à droite). Les distributions des angles théoriques sont représentées en trait plein tandis que celles des angles qui seraient mesurées avec le détecteur SUPERMUNU et dans le cas du système d'imagerie (2) sont en pointillés. La superposition des distributions met bien évidence l'effet de la résolution angulaire sur la détermination de l'angle de diffusion.

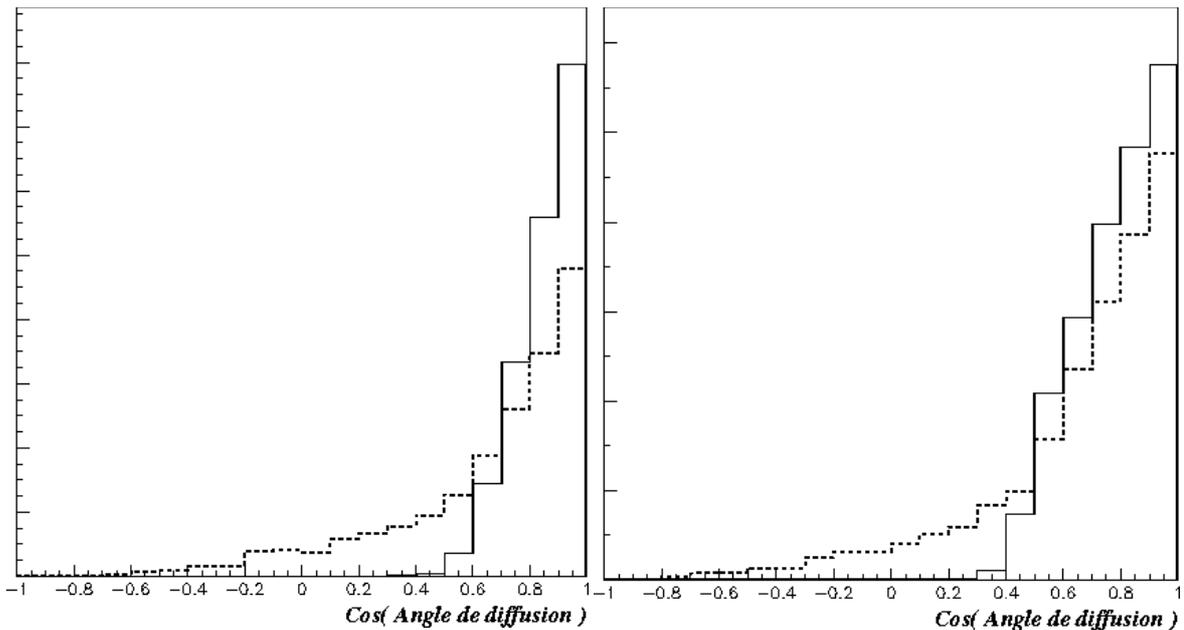


Figure 6.12 : Cosinus de l'angle de diffusion des électrons de recul dont l'énergie est supérieure à 100 keV pour les électrons issus des ν_{pp} (à gauche) et pour les électrons issus des ν_{Be} (à droite). Les distributions des angles théoriques sont en trait plein. Les distributions qui seraient mesurées avec le détecteur SUPERMUNU et dans le cas du système d'imagerie (2) sont en pointillés.

Le "cône cinématique", on le rappelle, est défini par une énergie neutrino reconstituée positive. L'ouverture est relativement grande pour un seuil à 100 keV. Elle est égale à 73° . (cf. relation (5.1) et figure 5.38). Seuls deux tiers du bruit de fond pourront être rejetés par la condition cinématique (si le bruit de fond est homogène). Dans le cas des ν_{Be} qui ont une énergie de 861 keV, on pourra éventuellement augmenter le seuil sur l'énergie neutrino reconstituée, ce qui conduirait ainsi à une condition cinématique plus stricte et à un meilleur rapport signal sur bruit.

Les taux d'événements obtenus avec nos deux critères de sélection angulaire sont donnés dans le tableau 6.2.

	ν_{pp}	ν_{Be}
Nombre d'interactions par an	453	187
+ électron de recul contenu	437	170
+ énergie de l'électron > 100 keV	147	136
+ direction dans la "demi-sphère avant"	137	128
+ direction dans le cône "cinématique avant"	120	109

Table 6.2 : Taux d'événements attendus par an pour le détecteur SUPERMUNU

On peut constater que les conditions sur la direction initiale des électrons conservent une grande part du signal. Près de 95% des événements sont compris dans la "demi-sphère avant" et de l'ordre de 80% dans le "cône cinématique avant".

Au final, on attend, dans le "cône cinématique avant", 120 événements par an associés aux ν_{pp} et 109 par an associés aux ν_{Be} . Ces taux d'événements sont faibles. Il faudra dans cette configuration prendre des données pendant plusieurs années pour atteindre une statistique satisfaisante. Il n'est pas exclu, cependant, de multiplier le nombre de détecteurs pour augmenter encore le taux d'événements.

6.2.2.4 Le spectre en énergie reconstituée des neutrinos

A partir de l'énergie de l'électron et de sa direction initiale, on reconstitue l'énergie du neutrino incident (cf. relation (1.16)). Les spectres reconstitués pour chacun des deux systèmes d'imagerie sont montrés sur la figure 6.13. Les taux d'événements sont rappelés, l'erreur indiquée est en fait une erreur statistique sur le nombre d'événements simulés.

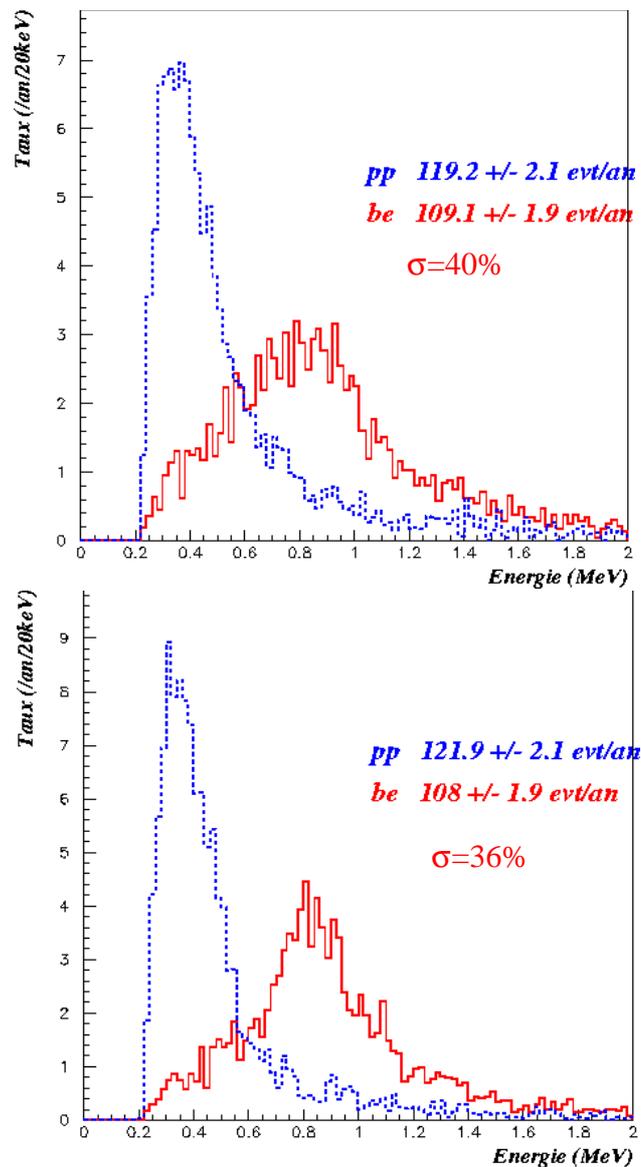


Figure 6.13 : Simulation du spectre en énergie des neutrinos solaires dans le cadre du projet SUPERMUNU avec un seuil sur l'énergie des électrons de recul de 100 keV. En haut, avec le système d'imagerie (1). En bas, avec le système (2). Les spectres en pointillés bleus correspondent aux ν_{pp} et les spectres continus en rouge aux ν_{Be} .

Dans les deux cas, la résolution est telle que les spectres des deux types de neutrinos se superposent. Pour évaluer la résolution, on peut utiliser l'écart type de la distribution en énergie des ν_{Be} qui est centrée en 861 keV. On obtient une résolution de 40% dans le cas (1) et de 36% dans le cas (2). L'imagerie en 3 dimensions apporte une amélioration mais la résolution reste néanmoins assez faible et ne suffit pas pour séparer complètement les spectres.

En revanche, il est possible de sélectionner uniquement les ν_{Be} en appliquant un seuil sur l'énergie des électrons de 300 keV. On obtient alors, dans le cas (2), la figure 6.14. La résolution du pic est nettement meilleure, 31% pour le cas (1) et 28% pour le cas (2), mais le nombre d'événements attendus est plus faible, il vaut 67 par an. Ainsi, même si la résolution n'est pas optimale, on peut analyser séparément les ν_{Be} .

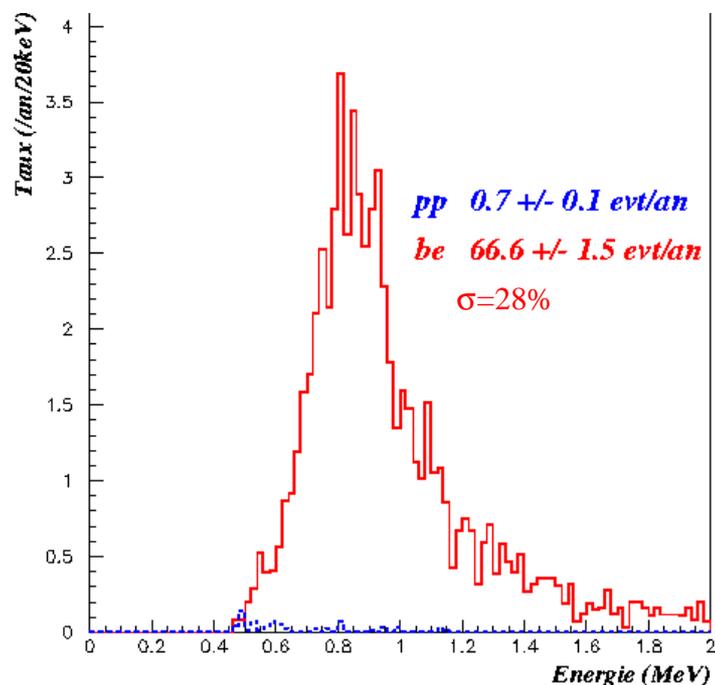


Figure 6.14 : Simulation du spectre en énergie neutrino dans le cadre du projet SUPERMUNU avec un seuil sur l'énergie des électrons de recul de 300 keV et avec le système d'imagerie (2) permettant la mesure directe des traces en 3 dimensions

Néanmoins, il semble indispensable que la résolution sur la mesure de l'énergie des neutrinos soit meilleure. Nous avons déjà vu à la fin du chapitre 4 quelques possibilités pour améliorer la résolution angulaire. Par exemple en essayant de réduire le bruit électronique sur le signal des bandelettes ou d'optimiser la reconnaissance du vertex. Cela pourrait éventuellement réduire les erreurs sur la direction initiale de quelques degrés. En ce qui concerne la résolution en énergie, nous avons montré au chapitre 3 qu'elle résulte en grande partie d'un attachement important dans la zone d'avalanche. Pour le réduire, il faudrait modifier la topologie de la chambre à fils afin de minimiser la zone où les valeurs du champ électrique permettent l'attachement. La résolution en énergie varie comme l'inverse de la racine de la probabilité de survie, estimée à 15% à 1bar et

avec la topologie actuelle. Si on parvient à la multiplier par un facteur 2, on améliorerait la résolution en énergie de 40 %, soit 5% à 1MeV.

Une simulation dans des conditions optimistes a été réalisée, à savoir une résolution en énergie de 5% à 1 MeV et une résolution angulaire deux fois meilleure qu'à l'heure actuelle (10° à 300 keV et 5° à 1MeV). On obtient alors la figure 6.15. D'une part, le taux d'événements attendu est légèrement plus grand. La résolution angulaire étant meilleure, la proportion des événements compris dans le cône cinématique est plus importante. D'autre part, la résolution en énergie neutrino reconstituée a été améliorée. Elle vaut 32% pour le pic des ν_{Be} .

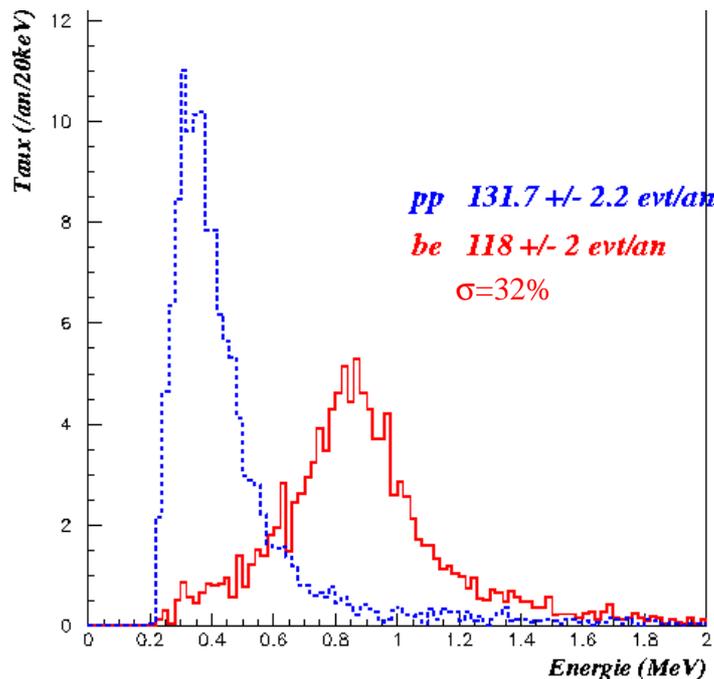


Figure 6.15 : Simulation du spectre en énergie neutrino dans le cadre du projet SUPERMUNU avec un seuil sur l'énergie des électrons de recul de 100 keV et des valeurs optimistes pour les résolutions. La résolution en énergie envisagée est 40% meilleure qu'à l'heure actuelle (5 % à 1MeV) tandis que la résolution angulaire considérée est deux fois meilleure (10° à 300 keV et 5° à 1 MeV).

6.2.2.5 Les conséquences des oscillations de neutrinos

Les oscillations de neutrinos n'ont pas été introduites dans la simulation. Elles ont pourtant plusieurs conséquences sur le flux des neutrinos solaires.

Premièrement, elles diminuent la valeur des taux d'événements intégrés puisque une partie des neutrinos électroniques se transforment en neutrinos muoniques ou tauïques pour lesquels la section efficace de diffusion sur électron est plus faible. Dans le cas des solutions encore possibles, LMA et LOW, le taux d'événements associés aux ν_{Be} vaut respectivement 65% et 62% du taux

d'événements sans oscillation [BAH02]. Ce qui rend le nombre d'événements attendus par an encore plus critique. Pour les ν_{pp} , l'effet est très similaire.

La deuxième conséquence des oscillations est une déformation du spectre en énergie, associé aux ν_{pp} , ce spectre dépend des valeurs des paramètres d'oscillation. Ce qui n'est pas le cas du spectre correspondant aux ν_{Be} puisque ces derniers sont monoénergétiques. Cependant, les deux solutions encore possibles induisent une déformation assez faible qui étant donné la résolution à cette énergie ne serait pas observable.

La troisième conséquence serait éventuellement un effet d'asymétrie jour-nuit. En effet, dans le cas de la solution LOW, les neutrinos muoniques ou tauiques d'énergie inférieure au MeV se régénérerait lors du passage dans la terre provoquant une différence de taux d'événements entre le jour et la nuit allant jusqu'à 27% pour les ν_{Be} [BAH02]. En supposant que SUPERMUNU puisse détecter les ν_{Be} , il sera difficile de distinguer avec une bonne précision les deux solutions LMA et LOW à moins d'augmenter la statistique sur le signal.

6.3 Le bruit de fond

Le bruit de fond est le troisième aspect essentiel pour la détection des neutrinos solaires, et sûrement le plus crucial. Dans ce paragraphe, nous allons tenter d'évaluer les exigences en terme de bruit de fond pour le détecteur SUPERMUNU.

On peut d'abord estimer grossièrement le niveau de bruit de fond qu'il faudrait atteindre pour que le détecteur SUPERMUNU soit sensible aux neutrinos solaires. Pour cela, on considère que la limite supérieure acceptable du rapport bruit sur signal est de 10. Au total, le taux attendu d'événements compris dans le "cône cinématique" et pour un seuil sur l'énergie de l'électron de 100 keV serait de 230 par an sans oscillation des neutrinos, soit, si la solution correcte est LMA, 150 événements par an. Par conséquent, il faut que le bruit de fond soit inférieur à 1500 événements par an au-dessus de 100 keV et dans le "cône cinématique". Étant donné l'ouverture du "cône cinématique", cela représente 4500 événements par an (12 événements par jour) au-dessus de 100 keV et contenus dans le volume fiduciel, en supposant bien sûr que le bruit est homogène dans toutes les directions.

Cette estimation est une approximation assez grossière car elle ne considère que des taux intégrés et une ouverture du cône cinématique moyenne. En toute rigueur, il aurait fallu simuler un bruit de fond moyen en fonction de l'énergie et déterminer à chaque énergie la proportion d'événements entrant dans le cône cinématique. Néanmoins, pour notre discussion, notre estimation approchée suffit.

Passons en revue les différentes sources de bruit de fond rencontrées dans l'expérience MUNU afin d'évaluer les niveaux de contamination requis en se basant sur 1 événement par jour pour chacune d'entre elles.

6.3.1 Le Radon

Dans le cadre de l'expérience MUNU, nous avons pu mesurer la concentration de Radon dans le gaz, elle valait dans les meilleures conditions 0.7 mBq/m^3 . Cependant, ce n'est pas directement le ^{222}Rn qui peut simuler la détection d'un neutrino mais deux de ses descendants, le ^{214}Pb et le ^{214}Bi , qui sont des émetteurs beta.

Il est possible de s'affranchir du bruit de fond associé au ^{214}Bi . En effet, dans ce cas, la désintégration beta est suivie d'une émission alpha en coïncidence, d'ailleurs observée dans MUNU (cf. figure 5.8). La succession électron-alpha peut permettre de rejeter ces événements.

En revanche, les électrons issus du ^{214}Pb ne pourront pas être distingués. Une simulation du ^{214}Pb dans le gaz a montré que dans 15% des cas, les électrons émis déposent plus de 100 keV dans la TPC, sont entièrement contenus dans le volume fiduciel, et n'ont aucun gamma de plus de 90 keV en coïncidence dans l'Anti-Compton. Cette proportion, si on veut que le nombre d'événements ne dépasse pas un par jour, limite l'activité du Radon à un taux de $0.4 \text{ } \mu\text{Bq/m}^3$ (pour 200 m^3 de gaz), soit un taux extrêmement faible.

A titre de comparaison, la collaboration BOREXINO qui consacre d'importants moyens pour le développement de techniques de purification ainsi que pour les mesures des très basses activités parvient pour l'instant à mesurer du Radon dans un gaz avec une sensibilité atteignant $1 \text{ } \mu\text{Bq/m}^3$ [BOR02], ce qui ne serait pas encore suffisant pour SUPERMUNU.

Pour le projet SUPERMUNU, il faudra donc non seulement améliorer encore la sensibilité de la mesure du Radon mais il faudra aussi être capable de synthétiser du CF_4 ultra pur et enfin étudier minutieusement l'ensemble du circuit de filtrage du gaz pour s'assurer que la pureté du gaz ne se dégradera pas au fil du temps. On pourrait par exemple envisager l'utilisation d'une plus petite TPC (type MUNU) entourée d'un Anti-Compton pour contrôler la pureté du gaz avant de l'introduire dans les détecteurs principaux à l'image de ce que fait la collaboration BOREXINO avec le détecteur CTF.

6.3.2 Le Krypton

Nous avons vu que pour l'expérience MUNU le Krypton génère une part importante du bruit de fond en-dessous de 700 keV. Il a vraisemblablement été introduit lors du remplissage de la TPC mais il est difficile de savoir si il était présent dans la bouteille contenant le CF_4 ou si il provient de l'atmosphère de la centrale qui peut en contenir jusqu'à 10 voire 100 Bq/m^3 .

La simulation du ^{85}Kr dans le gaz avec le détecteur SUPERMUNU a montré que 65% des désintégrations du ^{85}Kr conduisent à un électron contenu et dont l'énergie déposée était supérieure à 100 keV. La limite maximale d'un événement par jour correspondrait pour le projet SUPERMUNU à une activité de ^{85}Kr de l'ordre de $0.1 \text{ } \mu\text{Bq/m}^3$, ce qui est encore plus faible que pour l'activité du Radon. A l'heure actuelle, il ne serait donc pas possible de mesurer une telle activité d'autant plus que le Krypton est plus difficile à mesurer que le Radon.

Là encore, les faibles contaminations en Krypton requises montrent à quel point il est crucial d'étudier la pureté du gaz.

6.3.3 Le Plomb

Le ^{210}Pb était présent sur les surfaces chargées du détecteur MUNU. La plus grande part provenait de la pollution du gaz par le Radon mais une autre partie aurait pu venir d'un élément du circuit du gaz, comme par exemple le filtre à charbon actif, et aurait été amené par la circulation du CF_4 , une autre source à laquelle il faut faire attention peut être un dépôt du Radon de l'air sur n'importe quelle surface.

Les activités en ^{210}Pb mesurées sont de 0.3 Bq pour le plan de bandelettes, en supposant que tous les électrons émis depuis ce plan peuvent être identifiés par l'amplitude du début de leur trace, de 70 mBq sur les fils de grille et de 7.0 mBq sur la cathode en cuivre, soit $1.1 \mu\text{Bq}\cdot\text{cm}^{-2}$ sur ce plan.

En ce qui concerne le projet SUPERMUNU, il est tout d'abord indispensable d'envisager qu'aucun élément du circuit du gaz ne contienne de ^{210}Pb . Il faut également que toute contamination par du Radon soit évitée ou du moins soit réduite à des taux très faibles. La dernière contrainte vient alors de la pureté des surfaces de la TPC en ^{210}Pb et essentiellement celle de la cathode en cuivre puisque les électrons émis depuis la cathode ne sont pas différenciables des autres électrons contenus contrairement aux électrons émis depuis les surfaces latérales qui peuvent être localisés.

Pour avoir au maximum 1 événement par jour sur les 50 m^2 de cathode et comme 40% des électrons émis par le Bi déposent plus de 100 keV dans la TPC et sont contenus, il faudrait une contamination surfacique inférieure à $0.6 \mu\text{Bq}\cdot\text{m}^{-2}$, soit quatre ordres de grandeur en-dessous de la contamination de la cathode utilisée par MUNU.

6.3.4 Le Potassium et le Cobalt

Les dernières sources de bruit de fond qui ont été identifiées sont le Potassium et le Cobalt qui émettent des gammas. En effet, même si le détecteur Anti-Compton est là pour rejeter les électrons issus de la diffusion Compton d'un gamma, il peut arriver que le gamma diffusé ne soit pas détecté ou qu'il ait déposé moins de 90 keV qui correspond au seuil en énergie. Cela représente 2% des cas.

L'expérience avec le détecteur MUNU a montré qu'une sélection rigoureuse des matériaux devait être faite mais qu'un soin extrême devait être aussi apporté lors de la manipulation des différentes parties du détecteur, en particulier pour le corps de la TPC. Ceci était difficilement réalisable dans un site nucléaire mais sera indispensable pour SUPERMUNU. Une simulation a montré qu'il fallait gagner environ un facteur 10 sur la pureté des matériaux utilisés pour MUNU.

Ainsi, même si le détecteur MUNU peut fonctionner à 1 bar comme nous avons pu le montrer au début de ce chapitre validant les extrapolations faites à partir du fonctionnement à 3 bar, la détection des neutrinos solaires avec le projet de détecteur SUPERMUNU s'annonce très difficile.

D'abord, les taux d'événements attendus sont faibles et il faudrait plusieurs années de données pour obtenir une statistique satisfaisante. Ensuite, la résolution en énergie et la résolution angulaire du détecteur ne sont pas suffisantes pour séparer complètement les différents types de neutrinos, ce qui pourrait compromettre l'objectif principal du détecteur qui est de mesurer le spectre des neutrinos solaires de basse énergie. Enfin, et c'est l'aspect le plus critique, les niveaux de bruit de fond requis sont extrêmement faibles et nécessiteraient des études spécifiques très approfondies, d'autant plus que certaines sources de bruit de fond, comme par exemple le Carbone 14 ou les événements induits par le rayonnement cosmique, n'ont pas pu être étudiées avec le détecteur MUNU et n'ont donc pas été traitées ici.

Conclusion

Le détecteur MUNU est constitué d'une chambre à projection temporelle gazeuse entourée d'un scintillateur liquide jouant le rôle de blindage actif. Son objectif est l'étude du moment magnétique du neutrino par la détection des anti-neutrinos électroniques émis par un réacteur nucléaire. Les anti-neutrinos interagissent avec les électrons du gaz CF₄, ils sont sélectionnés en utilisant la corrélation entre l'énergie de recul de l'électron diffusé et la direction initiale de l'électron. Le bon fonctionnement du détecteur MUNU repose donc sur trois aspects essentiels : la résolution en énergie, la résolution angulaire et le bruit de fond.

Au cours de cette thèse, les différents processus contribuant à la résolution en énergie et à la résolution angulaire, et liés au principe de fonctionnement de la TPC, ont été étudiés et quantifiés. Les valeurs des résolutions ont été données : 8% à 1 MeV pour la résolution en énergie et 13 degrés à 1 MeV pour la résolution angulaire.

En ce qui concerne le bruit de fond, plusieurs sources ont pu être identifiées et notamment deux contaminations du gaz. La première a été causée par du Radon qui a pu être retiré mais l'un de ses descendants, le ²¹⁰Pb, a une vie longue et s'est implanté sur les surfaces intérieures du détecteur qui n'ont pu être toutes remplacées. Le ²¹⁰Pb génère alors du ²¹⁰Bi qui émet des électrons jusqu'à 1.2 MeV. La deuxième contamination est venue du Krypton dont un isotope, le ⁸⁵Kr, est lui aussi émetteur beta ($Q_{\beta}=700$ keV) et il n'a pas été possible d'éliminer complètement cette composante.

Si il a été montré que le détecteur MUNU est capable de rejeter les événements issus de la diffusion Compton d'un gamma, il ne peut distinguer les électrons émis par radioactivité beta de ceux issus de la diffusion neutrino-électron, si ils ne sont pas émis en coïncidence avec un gamma. C'est le cas pour le ²¹⁰Bi et le ⁸⁵Kr. Seule la direction initiale de l'électron, quand elle n'est pas dans la direction du réacteur, permet de réduire ce type de bruit de fond.

Les performances du détecteur MUNU se sont donc avérées extrêmement dépendantes de la pureté du gaz. A cause de la présence des deux types d'impuretés, les résultats obtenus sont moins bons que ceux espérés et seule l'analyse au-dessus de 700 keV a été présentée dans ce mémoire. Malgré cela, l'interaction faible semble avoir été détectée et la limite sur le moment magnétique du neutrino a pu être légèrement abaissée. La limite obtenue est égale à $1.7 \cdot 10^{-10} \mu_B$ à 90% de degré de confiance. Le raffinement de l'analyse des données, encore en cours, permettra éventuellement d'améliorer ces résultats.

Le détecteur MUNU constitue néanmoins un bon prototype dans la perspective de détection des neutrinos solaires. L'avantage d'un tel détecteur serait de pouvoir mesurer en temps réel le spectre des neutrinos solaires de basse énergie et de confirmer définitivement le modèle du Soleil. Différentes modifications nécessaires ont été exposées comme notamment la baisse de la pression du gaz. Des tests ont été réalisés démontrant la possibilité du fonctionnement de la TPC à 1 bar, validant ainsi les extrapolations faites à partir du fonctionnement à 3 bar. Le fonctionnement de la TPC au CF_4 est donc maintenant bien compris.

Cependant, même avec un fonctionnement à 1 bar, la résolution en énergie et la résolution angulaire mériteraient d'être améliorées. Pour cela de nombreuses études de R&D sont encore nécessaires. Quant à la capacité de discrimination du bruit de fond d'un tel détecteur, elle n'a pas été démontrée avec le prototype MUNU. Au contraire il a été mis en évidence que le point crucial résidait dans la pureté du gaz et son contrôle. La encore des études de R&D sont nécessaires. La faisabilité d'une TPC gazeuse pour la détection des neutrinos solaires de basse énergie n'a donc pas encore été démontrée, et beaucoup de travail reste à faire.

A la vue des nouveaux résultats expérimentaux semblant apporter des réponses à "l'énigme des neutrinos solaires", on peut se demander si ce travail mérite d'être entrepris, sachant que l'utilisation d'une chambre à projection temporelle telle que SUPERMUNU n'apportera pas de réponse suffisamment précise concernant les paramètres d'oscillation des neutrinos.

Références

- [ABD99] : J.N.Abdurashitov et al., *Phys. Rev. C* **60** (1999) 055801.
- [ACH96] : B.Achkar et al., *Phys. Lett.* **B374** (1996) 243.
- [ALK67] : G.G.Alkhazov, A.P.Komar et A.A.Vorob'ev, *Nucl. Instr. and Meth.* **48** (1967) 1.
- [BAH02] : J.Bahcall, C.Gonzalez-Garcia and C.Pena-Garay, *hep-ph/0111150* (2002) .
- [BAH89] : J.N.Bahcall, *Neutrino Astrophysics*, Cambridge University Press (1989) .
- [BEL01] : E.Bellotti et al., *Nucl. Phys. B* **91** (2001) 44.
- [BOR02] : BOREXINO Collaboration, *hep-ex/0109031* (2002) .
- [BPB01] : J.N.Bahcall, M.H.Pinsonneault and S.Basu, *The Astrophysical Journal* **555:990-1012** (2001) .
- [CAV99] : J.F.Cavaignac, J.Lamblin, A.Stutz and B.Vignon, *Rapport Interne ISN Grenoble*, **ISN 99105**, (1999).
- [CER00] : C.Cerna, *Thèse de l'UJF Grenoble*, ISN 00-128, (2000).
- [CER02] : C.Cerna, INFN Padoue (Italie), Communication privée, (2002).
- [CHA68] : G.Charpak et al., *Nucl. Instr. & Meth.* **62** (1968) 235.
- [CHR91] : L.G.Christophorou et al., *Nucl. Instr. & Meth.* **A309** (1991) 160.
- [CHR96] : L.G.Christophorou, J.K.Olthoff, and M.V.V.S.Rao, *J. Phys. Chem. Ref Data* **25** (1996) 1341.
- [CLE98] : B.T.Cleveland et al., *Astrophys. J.* **496** (1998) 505-526.
- [DAV94] : R.DAVIS, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **32** (1994) 13.
- [DER94] : A.I.Derbin et al., *Phys. of Atomic Nuclei* **57** (1994) 222.
- [FUK01] : S.Fukuda et al., *Phys. Rev. Lett.* **86** (2001) 5651-5660.
- [FUK98] : Y.Fukuda et al., *Phys. Rev. Lett.* **81** (1998) 1158.
- [GAT79] : E.Gatti et al, *Nucl. Instr. & Meth.* **163** (1979) 83.
- [GAV01] : V.Gavrin et al., *Nucl. Phys. B* **91** (2001) 36.
- [HAH89] : A.A.Hahn et al., *Phys. Lett.* **B218** (1989) 365.
- [HAM99] : W.Hampel et al., *Phys. Lett. B* **447** (1999) 127.
- [JUN02] : A.R.Junghans et al., *Phys. Rev. Lett.* **88** (2002) 041101.
- [KAY81] : B.Kayser, *Physical Review* **D24** (1981) 110.
- [KIM93] : C.W.Kim and A.Pevsner, *Neutrinos in Physics and Astrophysics*, Harwood Academic Publishers (1993) .
- [KNO99] : G.F.Knoll, *Radiation Detection and Measurement*, John Wiley & Sons (1999) 173-176.
- [LAB98] : J.M.Laborie, *Thèse de l'UJF Grenoble*, ISN 98-10, (1998).
- [LAM99] : J.Lamblin, *Rapport de stage DEA : Etude de la faisabilité d'un détecteur de neutrinos solaires à l'aide d'un cristal de gadolinium*, **ISN 99108**, (1999).
- [LEB00] : D.Lebrun, ISN Grenoble, Communication privée, (2000).
- [LYN90] : G. R. Lynch and O. I. Dahl, *Nucl. Instr. & Meth.* **B58** (1991) 6.
- [MUN01] : MUNU Collaboration, *Nucl. Instr. & Meth.* **A 482/1-2** (2001) 415-431.
- [MUN92] : MUNU Collaboration, *Proposal of Munu experiment*, **ISN 92115**, (1992).

- [MUN97] : C.Amsler et al., *Nucl. Instr. & Meth.* **A396** (1997) 115–129.
- [NGU97] : R.Bon Nguyen, *Thèse de l'UJF Grenoble*, ISN 97–9794, (1997).
- [OXY] : Filtre Oxysorb, Messer Griesheim GmbH, 47805 Krefeld, Germany
- [RAG97] : R.S.Raghavan, *Phys. Rev. Lett.* **78** (1997) .
- [REI86] : G.F.Reinking, L.G.Christophorou and S.R.Hunter, *J. Appl. Phys.* **60** (1986) 499.
- [SAES] : SAES Pure Gas, Inc. San Luis Obispo, California (USA)
- [SCH85] : K.Schreckenbach et al., *Phys. Lett.* **B160** (1985) 325.
- [SNO00] : SNO Collaboration, *Nucl. Instr. & Meth.* **A449** (2000) 172.
- [SNO01] : SNO Collaboration, *Phys. Rev. Lett.* **87** (2001) 071301.
- [SNO02] : SNO Collaboration, *nucl-ex/0204008* (2002) .
- [SNO03] : SNO Collaboration, *nucl-ex/0204009* (2002) .
- [STU02] : A.Stutz, ISN Grenoble, Communication privée, (2002).
- [SUP97] : Groupe Neutrino ISN Grenoble, *Rapport interne*, **ISN 97.106**, (1997).
- [VAN78] : H.A.Van Sprang et al., *Chemical Physics* **35** (1978) 51.
- [VAV92] : J.Va'vra, *Nucl. Instr. & Meth.* **A323** (1992) 34.
- [VAV96] : J.Va'vra et al., *Nucl. Instr. and Meth.* **A370** (1996) 352.
- [WEB01] : <http://www.eeel.nist.gov/811/refdata/cf4/cf4.html>
- [WEB02] : <http://www.sns.ias.edu/~jnb/>
- [WEB03] : <http://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp/doc/sk/index.html>
- [WEB04] : <http://www.sno.phy.queensu.ca/>
- [WEB05] : <http://www.mpi-hd.mpg.de/kirsten/gallex/detector.htm>

Annexe

Les mesures de la vitesse de dérive

La vitesse de dérive peut être mesurée de trois manières différentes : la première consiste à mesurer la position connue d'une source radioactive gamma ; la deuxième est aussi basée sur l'étude des électrons associés à un gamma mais cette fois pour déterminer le temps de dérive maximal ; la dernière utilise les muons pratiquement horizontaux qui ont traversé la TPC sur toute sa longueur donnant là aussi le temps de dérive maximal. Après avoir détaillé ces trois méthodes, nous montrerons les variations de la vitesse de dérive sur toute la période d'acquisition.

1 La position de la source radioactive gamma

Il est possible de disposer à proximité de la TPC et à 54.6 cm de l'anode une source de ^{54}Mn radioactive gamma. Une acquisition de type "TPC veto muon" permet alors de détecter les électrons issus de la diffusion Compton des gamma dans la chambre. Pour chaque événement, la vitesse de dérive est égale à la distance de dérive divisée par le temps de dérive. Le temps de dérive peut être facilement calculé par la différence de temps entre le gamma diffusé détecté instantanément et l'arrivée de la trace sur l'anode. La distance de dérive elle n'est pas connue car le gamma peut interagir n'importe où dans la chambre. En revanche, en moyenne elle doit être égale à 54.6 cm. La distribution des temps de dérive pour un échantillon d'événement à un instant donné apparaît sur la figure 1.

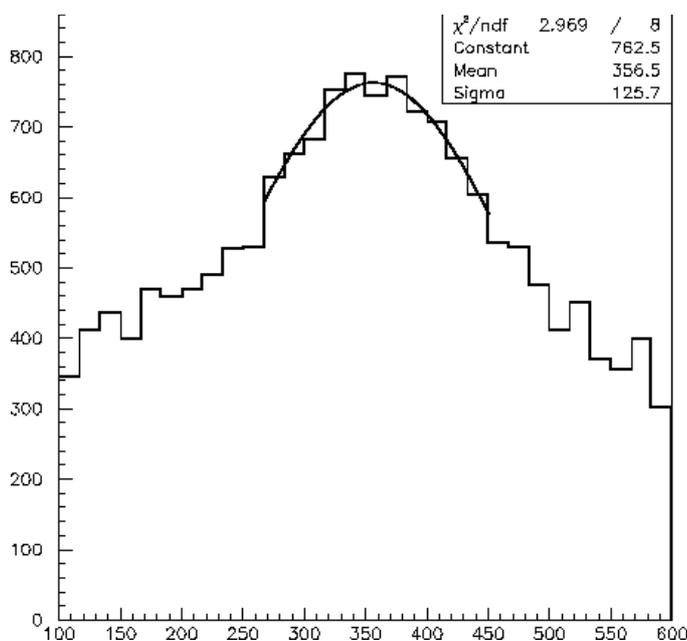


Figure 1 : Distribution des temps de dérive pour un échantillon d'électrons issus d'une diffusion Compton à un instant donné.

La valeur moyenne vaut 356 ± 2 canaux soit $28.5 \pm 0.2 \mu\text{s}$.

$$\text{D'où } w_{\text{source}} = \frac{54.6}{28.5} = 1.92 \pm 0.02 \text{ cm}/\mu\text{s}$$

2 Le temps de dérive maximal

La deuxième méthode est aussi basée sur l'étude des électrons issus de la diffusion Compton d'un gamma (mode d'acquisition "TPC veto muon") mais cette fois il n'est pas nécessaire que les gammas proviennent de la source radioactive. Cette méthode consiste à mesurer le temps de dérive des électrons qui proviennent de l'extrémité de la TPC (côté cathode), la distance entre la fin de chambre et la grille étant connue (159 cm).

A la même période que la mesure par la source radioactive, cette mesure donne un temps de dérive maximal de 925 ± 10 canaux, soit $74.0 \pm 0.8 \mu\text{s}$.

$$\text{D'où } w_{\text{fin de chambre}} = \frac{159}{74.0} = 2.15 \pm 0.03 \text{ cm}/\mu\text{s}$$

D'une part, on peut constater que les deux premières méthodes arrivent à des résultats légèrement différents (10% d'écart). D'autre part, les deux valeurs sont inférieures à la valeur théorique qui est de $2.55 \text{ cm}/\mu\text{s}$, elle a été obtenue à l'aide de la figure 2.7 (à ce moment là, la valeur de la tension cathode était de -36 kV , soit $E=213 \text{ V/cm}$).

Ces deux remarques pourraient être expliquées par un champ électrique qui n'est pas constant le long de la chambre, qui diminue entre la cathode et l'anode. La troisième méthode va confirmer cette hypothèse.

3 Les muons horizontaux

La dernière méthode de mesure de la vitesse de dérive utilise les muons qui ont une trajectoire pratiquement horizontale et qui traversent les deux extrémités de la chambre. La longueur de la projection du muon sur l'axe longitudinal correspond au temps de dérive maximal. Cette mesure nécessite une analyse visuelle des traces, elle est donc moins automatique. En revanche, le temps de dérive maximal est en accord avec celui estimé précédemment par les électrons associés à un gamma.

Cependant, on sait que ces muons ont une trajectoire rectiligne dans le gaz. Or, on observe pour les muons horizontaux une légère courbure à partir de la moitié de la TPC (cf. figure 2) pouvant être interprétée par une vitesse de dérive plus grande en fin de chambre qu'en début. Le champ électrique n'est donc pas constant en fin de chambre. Cela pourrait provenir d'un dérèglement des anneaux de champ disposés dans la deuxième moitié de la TPC et censés assurer une valeur du champ électrique constante.

Cette variation de la vitesse de dérive introduit notamment une erreur systématique sur la détermination de la direction initiale des électrons. Du fait que l'on ne connaît pas la position absolue quand l'électron n'est pas associé à un gamma, on ne peut pas la corriger. Il faut cependant l'estimer.

Une étude de la courbure des muons pour un grand nombre d'événements a permis d'évaluer l'erreur sur les angles dans chacune des projections en fonction de la position longitudinale (cf. figure 3). La vitesse de dérive commence effectivement à varier à partir de la moitié de la chambre (80 cm). La somme quadratique des deux erreurs donne la valeur de la déviation en 3 dimensions. Elle est représentée sur la figure 4.

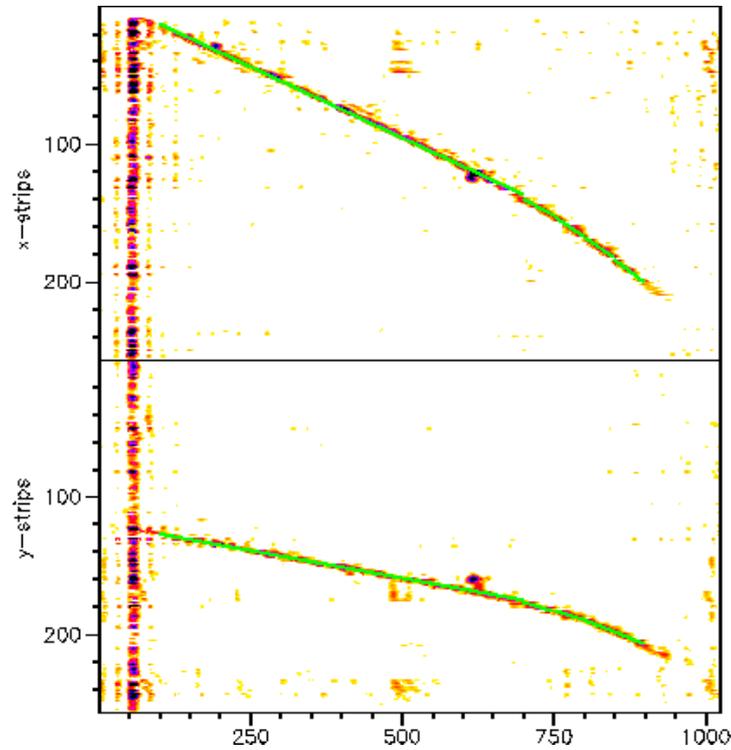


Figure 2 : Trace courbée d'un muon dans la TPC

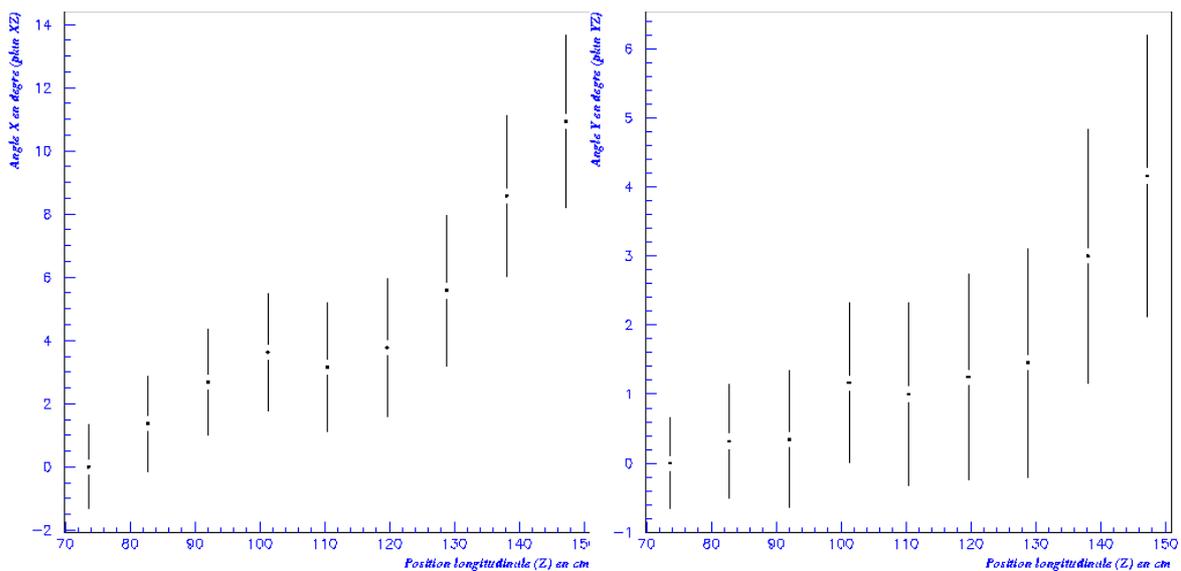


Figure 3 : Déviation angulaire en degré dans chacune des deux projections en fonction de la position longitudinale.

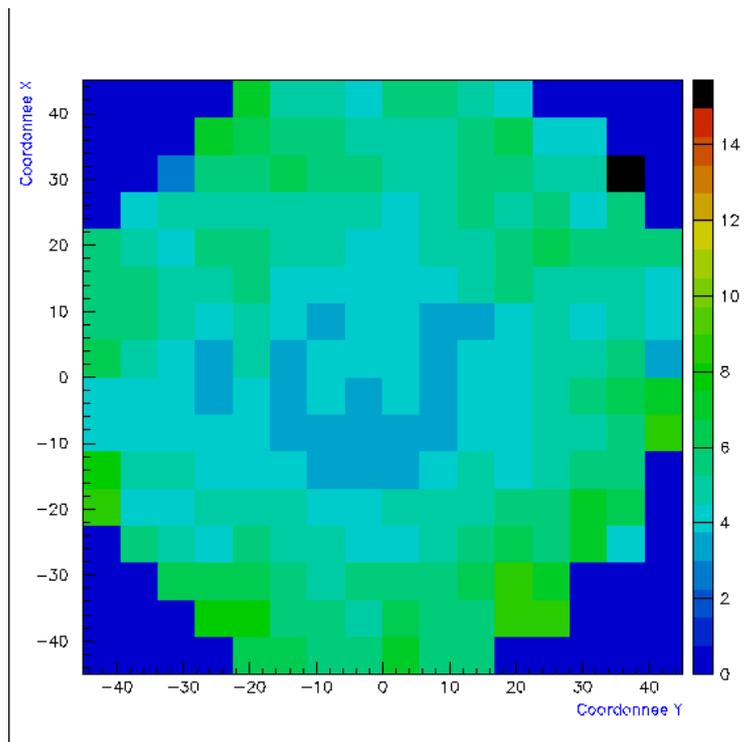


Figure 4 : Déviation angulaire en degré en fonction de la position dans le plan radial

On constate que l'erreur atteint au maximum 8 à 10 degrés en fin de chambre et sur les bords. Elle est plus petite au centre, cela s'explique par le fait que les muons passant au centre sont en moyenne plus horizontaux que ceux passant sur les bords, une variation de la vitesse de dérive a alors moins d'effet sur la trace du muon.

L'erreur systématique sur la direction initiale est donc au maximum de 8 à 10 degrés. Mais, comme elle n'apparaît surtout qu'en fin de chambre, on retiendra plutôt que l'erreur systématique est de 3 degrés.

4 Les variations sur la période d'acquisition

Maintenant que nous avons vu comment mesurer la vitesse de dérive, intéressons-nous aux variations sur plusieurs mois. On choisit d'employer la première méthode car elle mesure la vitesse de dérive dans la première partie de la chambre là où elle est constante et donc mieux exploitable.

Les variations sont reportées sur la figure 5. Il faut noter qu'en juin, la tension de la cathode a été changée de -37 kV à -36 kV d'où une diminution de la vitesse de dérive. Le reste du temps, on observe des variations de l'ordre de quelques %.

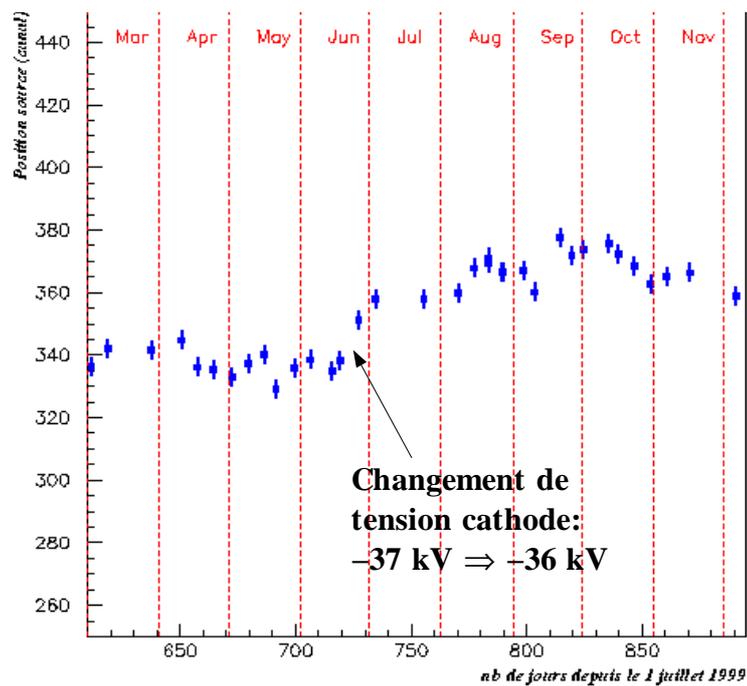


Figure 5 : Évolution de la vitesse de dérive mesurée par la position en temps de la source radioactive.