THÈSE

préparée et soutenue publiquement le 7 novembre 2000 par

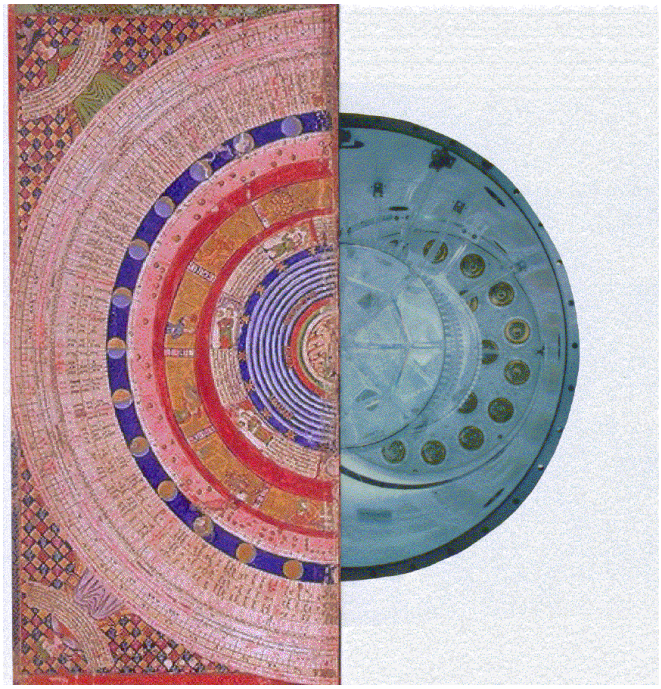
Cédric CERNA

pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université Joseph Fourier - Grenoble I

(spécialité PHYSIQUE)

MUNU : Étude de la diffusion neutrino-électron



COMPOSITION DU JURY :

J.F. Bruandet	
J. Chauvin	
D. Lalanne	Rapporteur
D. Lebrun	Directeur de thèse
G. Puglierin	
A. Stutz	co-Directrice de thèse
D. Vignaud	Rapporteur

Thèse préparée au sein de l'Institut des Sciences Nucléaires de Grenoble.

Figure de couverture: à gauche Atlas Catalan, fin XIV$^{\text{ième}}$ siècle; à droite photo de l'intérieur du détecteur MUNU, fin XX$^{\text{ième}}$.

Quelques semaines avant d'avoir achevé l'écriture de ce manuscrit, je me trouvais à regarder l'étalage d'une librairie de gare en Italie, quand le hazard m'a mis sous les yeux un livre qui m'attira d'abord pour son illustre auteur, Umberto Eco, et ensuite par son titre évocateur : "Come si fa una tesi di laurea".[1] *Je restais intedit devant la coïncidence de ma situation présente avec ce livre que je ne connaissais pas. J'ai un peu hésité avant d'acheter l'ouvrage, de peur de regretter le peu de temps qui me restait avant la fin de ma thèse, mais la tentation fut plus forte que la crainte. Dans ces pages, c'est le professeur d'université qui s'adresse à ses étudiants, et qui dissèque le fond et la forme de ce symbole fait de symboles que représente une thèse.*

Dès le premièr chapitre, il met en garde le futur doctorant sur les conditions sine qua non à réunir pour se lancer dans une telle entreprise. je me suis rendu compte, a posteriori, que toutes ces dispositions avaient été réunies dans mon cas, et les lacunes que peut présenter mon travail me sont uniquement imputables.
J'ai retenu, notamment, avoir eu une bourse me donnant une certaine liberté financière, chose dont ne disposent pas les étudiants de toutes les disciplines en France ou ailleurs.
Le sujet qui m'a été proposé offrait un champ important de travaux à entreprendre. Pour me guider, j'ai eu la chance d'être encadré par deux personnes qui ont su se compléter pour m'apprendre tout en me laissant découvrir.[2]
Didier Lebrun m'a montré quotidiennement la diversité du métier de physicien, depuis les séances "tournevis", *jusqu'au traitement numérique, en passant par la recherche bibliographique. Il m'a guidé, m'évitant les faux pas, me proposant de nouvelles voies à explorer, et n'hésitant jamais à me faire bénéficier du fruit de ses propres travaux.*
Auprès de Anne Stutz, c'est la droiture et le questionnement indispensable à cette profession que j'ai appris : rigueur dans la démonstration, argumentation dans l'interprétation des résultats. J'ai, grâce à elle, été toujours plus loin, là où j'aurais pu me contenter de peu.
Que tous deux soient ici remerciés à la mesure de leurs efforts.

Une autre des conditions, qui a favorisé le bon déroulement de cette période privilégiée dans la vie d'un étudiant, est l'accueil et l'aide que m'ont apporté chacun des membres du groupe neutrino *à Grenoble, ainsi que la dimension humaine de la collaboration MUNU. J'ai à ce titre une pensée particulière pour Almut Tadsen auprès de qui j'ai aussi beaucoup appris.*

Enfin, et j'aurai dû commencer par là, comment ne pas citer ici mes parents, soutien permanent de mes études, unique fan-club de ma thèse, qui ont contribué plus qu'ils ne l'imaginent eux-même à l'aboutissement de ces années passées à l'université.
Un salut à mes Amis, qui se reconnaîtrons dans la majuscule que je mets à ce mot.[3]

1. que l'on pourrait traduire par "Comment se fait une thèse", soulignant déjà dans le titre que l'auteur d'une thèse n'en est pas le seul maître d'oeuvre.

2. Que ceux qui ne supportent pas les remerciements se reportent directement à la page VII du présent chapitre.

3. Que ceux qui ne supportent pas les thèses se reportent directement à la page XLV des annexes.

"Dans les derniers siècles on a fait avancer la science, soit parce que, avec elle et par elle, on espérait le mieux comprendre la bonté et la sagesse de Dieu [...] soit parce que l'on croyait à l'utilité absolue de la connaissance, surtout au lien le plus intime entre la morale, la science et le bonheur [...] soit parce que l'on croyait posséder et aimer dans la science quelque chose de désintéressé, d'inoffensif, quelque chose qui se suffit à soi-même, de tout à fait innocent, à quoi les mauvais instincts de l'homme ne participent nullement [...] : donc pour trois erreurs!"

Friedrich Nietzsche, Le Gai Savoir.

Table des matières

Problèmes persistants dans la physique du Neutrino 1

1 L'intéraction neutrino-électron 5
1.1 Section efficace neutrino-électron 5
1.1.1 Courant neutre et courant chargé 5
1.1.2 Courant électromagnétique 8
1.1.2.1 Rayon carré de charge 9
1.1.2.2 Moment magnétique 9
1.2 La diffusion $\bar{\nu_e} - e^-$ 10
1.2.1 Cinématique de la diffusion 10
1.2.2 Section efficace différentielle et intégrale 11
1.2.2.1 Zéro dynamique 11
1.2.2.2 Corrections radiatives[3] 12
1.3 Limites attendues et observées sur le moment magnétique 13
1.3.1 Extensions du modèles standard : des symétries supplémentaires . . 13
1.3.2 Limites actuelles sur *les* moments magnétiques du neutrino 15
1.3.2.1 Auprès des réacteurs nucléaires 15
1.3.2.2 Cas des données solaires de SuperKamiokande 16
1.3.2.3 Autres limites astrophysiques 18

2 Source et détection des $\bar{\nu_e}$ dans MUNU 21
2.1 Le réacteur nucléaire, source de neutrinos 21
2.1.1 Le site expérimental de Bugey 21
2.1.2 Le spectre réacteur [22] 22
2.1.2.1 Neutrinos de fission 24
2.1.2.2 Neutrinos d'activation 25
2.2 Principe de la détection 26
2.2.1 Dimensionnement et choix de la cible 26
2.2.2 Description générale du détecteur 27
2.3 De la simulation de MUNU 32
2.3.1 Spectre d'électrons de recul dans la TPC 32
2.3.2 Architecture du programme de simulation général de MUNU 33

3 Le détecteur MUNU 37
3.1 Électronique et acquisition 37
3.2 Le système anti-Compton 38
3.2.1 Sources radioactives utilisées pour la calibration 38

3.2.2 Codage et système de déclenchement des Photomultiplicateurs . . . 41
3.2.3 Calibration des Photomultiplicateurs . . . 42
3.2.3.1 Réponse des photomultiplicateurs . . . 42
3.2.3.2 La photodiode . . . 43
3.2.3.3 Spectre d'Électron Unique obtenu avec le bruit de fond . . 45
3.2.4 Calibration du système PMs plus Scintillateur . . . 47
3.2.4.1 Localisation des événements dans le scintillateur . . . 47
3.2.4.2 Magnitude apparente et magnitude absolue . . . 47
3.2.4.3 Nombre de photo-électrons/MeV du liquide : méthode de la déviation standard . . . 50
3.2.4.4 Nombre de photo-électrons/MeV du liquide : Méthode de déconvolution individuelle des PMs . . . 52
3.2.5 Calibration en énergie . . . 55
3.2.6 Seuil de l'anti-Compton . . . 58
3.3 La Chambre à Projection Temporelle (TPC) . . . 59
3.3.1 Principe de fonctionnement d'une TPC . . . 59
3.3.2 Caractérisation de la TPC de MUNU . . . 60
3.3.2.1 Électronique associée à la TPC . . . 62
3.3.2.2 Système de purification et de contrôle du gaz . . . 62
3.3.2.3 Dimensionnement du système électrostatique équipant la TPC . . . 64
3.3.3 Interaction et coefficients de transport des électrons dans le CF_4 . . 64
3.3.3.1 Coefficients de transport des électrons dans le CF_4 . . . 65
3.3.3.2 Coefficient d'ionisation des électrons . . . 67
3.3.3.3 Attachement . . . 68
3.3.3.4 Coefficient effectif d'ionisation . . . 69
3.3.3.5 Énergie moyenne de production d'une paire électron-ion W 69
3.3.3.6 Scintillation du CF_4 . . . 69
3.3.4 Fonctionnement et performances de la TPC de MUNU . . . 71
3.3.4.1 Dérive et avalanche des électrons d'ionisation . . . 71
3.3.4.2 Simulation du gain de la TPC . . . 74
3.3.4.3 Résolution attendue . . . 76
3.3.4.4 Scintillation d'avalanche . . . 78
3.3.5 Calibration . . . 81
3.3.5.1 Spectre d'électrons Compton simulé à différentes résolutions 81
3.3.5.2 Facteur de calibration . . . 81
3.3.5.3 Suivi de la calibration au cours du temps : évolution en fonction de la pression et de la température . . . 83
3.3.5.4 Comparaison des variations de gain mesurées et simulées . 84
3.3.5.5 Variation de gain due au vieillissement des fils d'anode : *Aging* . . . 86

4 Topologie et discrimination des événements 89
4.1 Analyse d'image . . . 89
4.1.1 Traitement du bruit électronique . . . 90
4.1.2 Analyse d'image et discrimination visuelle . . . 93
4.2 Différenciation des événements . . . 93

4.2.1 Paramètre d'asymétrie de la lumière d'avalanche 94
4.2.2 Les muons 95
4.2.2.1 Signal et caractérisation d'un muon 95
4.2.3 Les électrons 96
4.2.3.1 Signal et caractérisation d'un électron 96
4.2.3.2 Électron issu d'une diffusion Compton 96
4.2.4 Les alphas 97
4.2.4.1 Scénario d'émission et voies de détection d'un alpha 97
4.2.4.2 Mesure de la lumière de scintillation primaire d'un alpha dans la TPC 98
4.2.4.3 Collection des charges des alphas, mesure du *quenching* . . 99
4.2.4.4 Signal et caractérisation d'un alpha 100
4.3 Système de déclenchement combiné 110

5 Déconvolution du bruit de fond et analyse 113
5.1 Déconvolution et utilisation du bruit de fond de la TPC 114
5.1.1 Les alphas 114
5.1.1.1 Identification 114
5.1.1.2 Mesures d'activité dans la TPC 114
5.1.2 Électrons issus d'une diffusion Compton 119
5.1.2.1 Identification 119
5.1.2.2 Le spectre des γ dans le liquide scintillant 120
5.1.2.3 Taux et spectre des électrons issus d'une diffusion Compton dans la TPC 120
5.1.3 Mesure en ligne des paramètres de fonctionnement de la TPC 121
5.1.3.1 Suivi de la calibration au cours du temps avec les α 121
5.1.3.2 Mesure et suivi de la longueur de chambre avec les α . . . 122
5.1.3.3 Calibration du plan de piste X-Y avec les α 122
5.1.3.4 Vitesse de dérive et longueur d'atténuation obtenues avec les électrons 124
5.2 Les Électrons simples 126
5.2.1 Identification et rejet des électrons nons contenus 126
5.2.1.1 Identification 126
5.2.1.2 Détermination de la direction 127
5.2.1.3 Granularité du détecteur et diffusion multiple 131
5.2.1.4 Identification des électrons passant à travers l'anode . . . 132
5.2.1.5 Identification des électrons simples provenant des parois latérales de la TPC 136
5.2.1.6 Identification des électrons provenant de la cathode 136
5.2.2 Candidats électrons simples contenus 137
5.3 Analyse des candidats $\bar{\nu}_e - e^-$ 138
5.3.1 Seuil d'analyse 138
5.3.2 Soustraction en ligne du bruit de fond : coupure cinématique 139
5.3.2.1 Utilisation de tous les événements contenus : $0. < \theta < 180.$ 140
5.3.2.2 Utilisation de la demi-sphère : $90. < \theta < 180.$ 142
5.3.3 Soustraction en ligne du bruit de fond pour la demi-sphère $90. < \theta < 180.$: coupure avant/arrière 143

5.3.4 Comparaison des résultats avec le signal faible attendu 144
5.3.5 Analyse du signal neutrino en terme de moment magnétique 147
5.4 MUNU phase II : premiers résultats 149
5.4.1 Taux d'α et activité dans la TPC 150

Conclusion **153**

Appendices **I**

A Spectres Électron Unique le 09/11/1999 **I**

B Suivi des calibrations au Photoélectron des PMs **XI**

C Exemples d'événements **XIII**

D Nouvelles solutions d'analyse d'images **XVII**
D.1 Réduction de bruit : approche frontière XVIII
D.2 Recherche automatique de l'angle de diffusion XX

E Mise en évidence de la diffusion multiple **XXVII**

F Chaînes de décroissance du ^{222}Rn et du ^{220}Rn **XXIX**

Références **XXXI**

Liste des Figures **XLIII**

Liste des Tableaux **XLV**

Problèmes persistants dans la physique du Neutrino

Lors du commencement de ce travail, en 1998, les retentissants résultats du détecteur Super-Kamiokande (Super-K), au Japon, ont fait qualifier le neutrino de particule de l'année. Ces résultats n'ont cessé de se confirmer et d'autres sont venus contraindre les modèles théoriques plus qu'il n'avait été fait depuis les dix dernières années.

La validation en 1998 par Super-K d'une disparition des ν_μ d'origine atmosphérique avec un angle de mélange maximum et une différence de masse de $(1 \sim 6)\ 10^{-3}\ eV^2$, est un indice important tendant à prouver l'existence d'une masse pour le neutrino. Les tous récents résultats de l'expérience K2K (KeK to Super-Kamiokande) indiquent eux aussi une disparition des ν_μ s'écartant à plus de 2σ de la valeur prédite sans oscillations. Les possibilités de transition vers un ν_e ont été définitivement écartées par l'expérience CHOOZ et les données angulaires de Super-K semblent éliminer celles vers un $\nu_{\text{stérile}}$. Resterait alors l'hypothèse d'une transformations des ν_μ en ν_τ.

Ces résultats, corrélés à ceux qui les ont précédé peuvent être interprétés comme étant causés par l'existence d'une masse pour le neutrino. La tentation est grande de vouloir symétriser le secteur des leptons à l'image du secteur des quarks : nombre de saveurs, hiérarchie des masses... Telle la matrice CKM[4] on entend de plus en plus souvent parler de matrice MNS[5] en ce qui concerne le mélange des états propres de masse du neutrino. Il faut rester prudent dans le domaine des symétries. On peut notamment se questionner sur la tendance à favoriser systématiquement des solutions à grands angles de mélange chez les neutrinos, contrairement au secteur des quarks.

Les dernières mesures données par l'observation des neutrinos solaires dans Super-K continuent à confirmer la disparition d'une partie du flux attendu de ces derniers dans le Modèle Solaire Standard (SSM), et constituent elles aussi une source importante d'informations sur le comportement et les interactions du neutrino. Pour la première fois des contraintes importantes ont été apportées au modèle de transition résonnante dans la matière MSW, dont la simplicité et l'accord avec les résultats actuels font croire à l'exactitude. Elles éliminent la solution à petit angle de mélange (SMA) pour l'effet MSW, n'autorisant plus que deux possibilités à angles de mélange maximum pour ce dernier : celle dite Large Mixing

4. Cabibbo-Kobayashi-Maskawa 1973
5. Maki-Nakagawa-Sakata 1961

Angle ($10^{-5}eV^2 < \Delta m^2 < 10^{-3}eV^2$) et celle dite Low ($10^{-8}eV^2 < \Delta m^2 < 10^{-7}eV^2$). Ces solutions devraient être éprouvées par une génération de détecteurs actuellement en construction. Ce mécanisme de conversion MSW, dont une solution vient d'être écartée, est élégant, mais l'ensemble des données actuelles autorise d'autres modèles dont les limites n'ont pas été fixées ou explorées. L'addition d'une masse est la manière la plus simple d'introduire un déphasage dans le terme de propagation du neutrino. Cette phase, qui serait responsable de l'oscillation, peut être générée par d'autres propriétés physiques. La force gravitationnelle, par exemple, peut induire une oscillation entre saveurs de neutrinos si le principe d'équivalence de la relativité générale est violé. Il existe actuellement des modèles de ce type dont les paramètres sont compatibles avec les dernieres données solaires expérimentales.
Moins exotique, car ne faisant intervenir que la force électrofaible, une solution invoquant une transition spin-saveur RSFP [6] à l'intérieur du Soleil est elle aussi envisageable. Une telle transition est du même type que celle de l'effet MSW dans le sens où elle est résonnante. Un phénomène de renversement de l'hélicité du neutrino pourrait avoir lieu dans le champ magnétique du Soleil, rendant une partie des neutrinos solaires stériles. Ce renversement se produit via l'existence d'un moment magnétique pour le neutrino. Pour ne pas violer le principe de Lorentz, ce phénomène impose la présence d'une masse au neutrino. Cette hypothèse a été suggérée par l'interprétation des fluctuations des données de l'expérience Homestake avec l'activité solaire. Pour rendre compte des résultats actuels, le moment magnétique devrait être de l'ordre de $10^{-10} \sim 10^{-11}\,\mu_B$, les limites actuelles en laboratoire étant de quelques $10^{-10}\,\mu_B$.

La seule manière d'éprouver les différentes solutions au problème des neutrinos solaires se fera :

- soit par la mesure du spectre des neutrinos solaires à plus basse énergie qu'on ne le fait actuellement pour mesurer des déformations et si possible en *signant* notre étoile directionnellement ou par l'observation d'effets jour/nuit ou saisonniers. C'est ce que va tenter de faire l'expérience Borexino, en explorant la solution dite Low, ainsi que le détecteur SNO. D'autres projets de détecteurs visant à mesurer le spectre des neutrinos solaire à très basse énergie (neutrinos du pp) sont aujourd'hui à l'étude.

- soit en utilisant des sources de neutrinos terrestres connues (réacteurs nucléaires et accélérateurs), en mesurant certaines déviations par rapport au modèle standard. Ainsi le détecteur Kamland devrait tester la solution Large Mixing Angle de l'effet MSW avec pour source plusieurs réacteurs nucléaires. La collaboration MUNU se propose, quant à elle, de mesurer la présence d'un moment magnétique du neutrino en construisant un détecteur dimensionné pour étudier une gamme de quelques $10^{-11}\,\mu_B$, en utilisant comme source un réacteur nucléaire.

Imaginé au début des années 90, le détecteur MUNU est constitué d'une Chambre à Projection Temporelle (TPC) remplie tetrafluorocarbone, immergée dans du scintillateur liquide, jouant le rôle de blindage actif anti-Compton. Cette expérience de basse activité est installé près du coeur d'un des réacteurs de la centrale nucléaire de Bugey, en France, pour étudier la diffusion $\bar{\nu_e} - e^-$ à basse énergie. La TPC a vu ses premiers électrons de

6. Resonant Spin-Flavor Flip

recul au cours de l'année 1998, et c'est peu avant cette période que j'ai rejoint l'équipe de l'Institut des Sciences Nucléaires de Grenoble.

Pour bien cerner l'enjeu et l'intérêt de l'étude de la diffusion $\bar{\nu_e} - e^-$ nous rappelerons, dans les premières pages de ce manuscrit, la physique de l'interaction neutrino-electron dans le cadre du modèle standard et au delà de ce dernier. Nous verrons comment la conception et l'emplacement du détecteur MUNU en font une expérience originale et pionnière dans ce domaine de recherche.
Arrivé au moment crucial de la mise en fonctionnement du détecteur, ma première contribution a porté sur le réglage, le fonctionnement et l'évaluation des performances du sytème anti-Compton et de la Chambre à Projection Temporelle. Sont venus ensuite la recherche de critères de reconnaissance et de discrimination des événements. L'analyse de ces derniers a permis d'évaluer différentes composantes du bruit de fond de la TPC et d'utiliser certaines d'entre elles pour suivre au cours du temps les performances du détecteur.
Une analyse préliminaire des candidats $\bar{\nu_e} - e^-$ a donné les premières limites de MUNU, dans sa phase I, sur le moment magnétique du neutrino. Ces différents aspects de mon travail seront abordés tour à tour dans ce document.
Nous terminerons en donnant les premières mesures de bruit de fond du détecteur MUNU dans sa phase II.



Chapitre 1

L'intéraction neutrino-électron

Pour comprendre le contexte théorique et expérimental dans le quel se place le détecteur MUNU, nous allons, dans cette première partie, revenir sur les sections efficaces d'interaction neutrino-électron dans le modèle standard et aussi au delà de son cadre. Nous verrons ainsi l'intérêt que présente la diffusion $\bar{\nu_e} - e^-$ pour l'étude du moment magnétique du neutrino. Nous reviendrons, par ailleurs, sur les limites existantes dans ce domaine, et sur les expériences récentes qui les ont fourni.

1.1 Section efficace neutrino-électron

1.1.1 Courant neutre et courant chargé

Les réactions d'interaction neutrino-électron suivantes sont accessibles aux mesures expérimentales :[1]

$$\begin{cases} \nu_\mu e^- \rightarrow \nu_\mu e^- & (NC) \\ \bar{\nu_\mu} e^- \rightarrow \bar{\nu_\mu} e^- & (NC) \\ \nu_e e^- \rightarrow \nu_e e^- & (NC + CC) \\ \bar{\nu_e} e^- \rightarrow \bar{\nu_e} e^- & (NC + CC) \\ \nu_\mu e^- \rightarrow \mu^- \nu_e & (CC) \end{cases} \tag{1.1}$$

où NC désigne une interaction via un courant neutre (échange d'un Z^0) et CC via un courant chargé (échange d'un $W^\pm$). Nous ne nous intéresserons dans ce qui va suivre qu'aux réactions comportant un électron dans la voie de sortie, la dernière réaction ($\nu_\mu e^- \rightarrow \mu^- \nu_e$) sera donc exclue de ce calcul. On considérera que l'électron initial est à l'arrêt alors que le neutrino incident a une énergie E, l'électron final aura lui une énergie T. Au premier ordre ces réactions ont lieu d'après au moins l'un des diagrammes de la figure 1.1

1. Les éléments de ce paragraphe sont extraits de l'ouvrage de P.Renton, Electroweak Interactions [1].

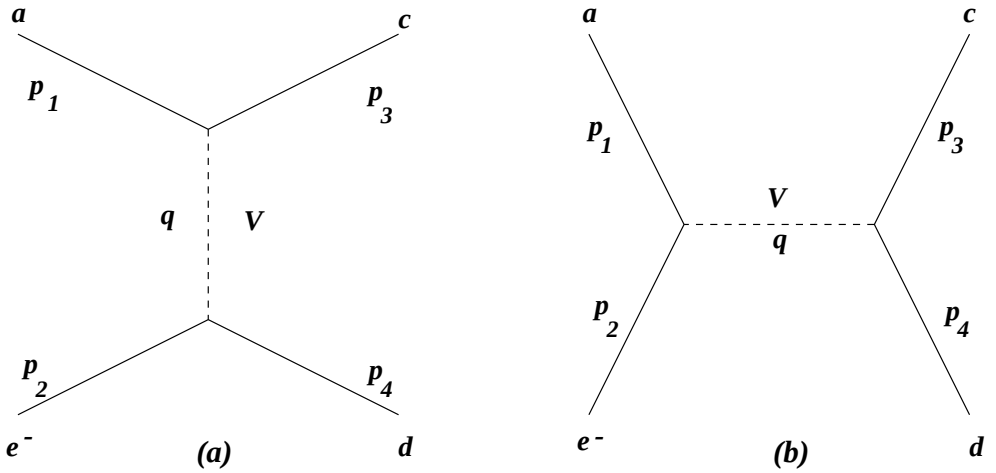


FIG. 1.1 – *Diagrammes du premier ordre pour la diffusion* $a + e^- \rightarrow c + d$ *via le canal* t *(a) et le canal* s *(b)*

L'interaction $\nu_\mu \mathbf{e}^- \rightarrow \nu_\mu \mathbf{e}^-$

Pour la diffusion $\nu_\mu e^- \rightarrow \nu_\mu e^-$, le diagramme mis en cause est celui de la figure 1.1(a) avec a=c=ν_μ, d=e^- et V=Z^0. Les règles de Feynman permettent de calculer l'élément de matrice correspondant :

$$\mathcal{M}_{fi} = \frac{ig^2}{8cos^2\theta_W(q^2 - M_Z^2)} \left[\bar{u_3}\gamma_\mu(1-\gamma^5)u_1\right] \left[\bar{u_4}\gamma^\mu(g_V - g_A\gamma^5)u_2\right] \tag{1.2}$$

où la notation suivante est utilisée [2] : $g_V = C_L + C_R = 2\,sin^2\theta_W - \frac{1}{2}$ et $g_A = C_L - C_R = -\frac{1}{2}$
La sommation sur les états finals de spin de l'électron et la moyenne sur les état initiaux conduit au calcul de $|\mathcal{M}_{fi}|^2$:

$$\begin{aligned} |\mathcal{M}_{fi}|^2 = \tfrac{g^4}{2cos^4\theta_W(q^2-M_Z^2)^2} \quad & [(g_V + g_A)^2(p_1p_2)(p_3p_4) \\ & +(g_V - g_A)^2(p_1p_4)(p_2p_3) - m_e^2(g_V^2 - g_A^2)(p_1p_3)] \end{aligned} \tag{1.3}$$

On obtient la section efficace différentielle dans le système du laboratoire sous la forme [2] :

$$\left(\frac{\mathbf{d}\sigma}{\mathbf{dT}}\right) = \frac{\mathbf{G_F^2 m_e}}{\mathbf{2}\pi}\left[\mathbf{A} + \mathbf{B}(\mathbf{1} - \frac{\mathbf{T}}{\mathbf{E}})^2 - \mathbf{C}\frac{\mathbf{m_e T}}{\mathbf{E}^2}\right] \tag{1.4}$$

avec $A = (g_V + g_A)^2$, $B = (g_V - g_A)^2$ et $C = (g_V^2 - g_A^2)$, G_F étant la constante de Fermi et m_e la masse de l'électron.

L'interaction $\bar{\nu_\mu}\mathbf{e}^- \rightarrow \bar{\nu_\mu}\mathbf{e}^-$

En ce qui concerne la réaction $\bar{\nu_\mu}e^- \rightarrow \bar{\nu_\mu}e^-$, le même diagramme est mis en jeu (figure 1.1(a)) avec a=c=$\bar{\nu_\mu}$, d=e^- et V=Z^0. Le calcul se mène de la même manière en échangeant

Réaction	Canal	Boson échangé	A	B	C
$\nu_\mu e^- \rightarrow \nu_\mu e^-$	t	Z^0	$(g_V+g_A)^2$	$(g_V-g_A)^2$	$(g_V^2-g_A^2)$
$\bar{\nu_\mu} e^- \rightarrow \bar{\nu_\mu} e^-$	t	Z^0	$(g_V-g_A)^2$	$(g_V+g_A)^2$	$(g_V^2-g_A^2)$
$\nu_e e^- \rightarrow \nu_e e^-$	t	Z^0+W^-	$(g\prime_V+g\prime_A)^2$	$(g\prime_V-g\prime_A)^2$	$(g\prime_V^2-g\prime_A^2)$
$\bar{\nu_e} e^- \rightarrow \bar{\nu_e} e^-$	$t+s$	Z^0+W^-	$(g\prime_V-g\prime_A)^2$	$(g\prime_V+g\prime_A)^2$	$(g\prime_V^2-g\prime_A^2)$

TAB. 1.1 – *Coefficients A,B et C de l'équation 1.4, pour différentes diffusions neutrino électron. Dans le modèle standard* $g_V = 2\,sin^2\theta_W - \frac{1}{2}$, $g_A = -\frac{1}{2}$, $g\prime_V = g_V + 1$ *et* $g\prime_A = g_A + 1$

les rôles des particules 1 et 3. La section différentielle est donnée par l'équation 1.4 avec les coefficients A,B et C donnés dans la table 1.1

L'interaction $\nu_e e^- \rightarrow \nu_e e^-$
La réaction $\nu_e e^- \rightarrow \nu_e e^-$ utilise elle aussi le processus de la figure 1.1(a) mais par l'intermédiaire d'un boson neutre ou chargé :

- Le courant neutre avec : a=c=ν_e, d=e^- et V=Z^0;
- Le courant chargé avec : a=d=ν_e, c=e^- et V=W^-.

Dans le dernier cas le ν_e et l'e^- ont respectivement les quadri-moments p_3 et p_4, ils se rapportent ainsi aux mêmes particules que dans le cas du diagramme des courants neutres. Les éléments de matrice pour le Z et le W sont donc :

$$\begin{cases} \mathcal{M}_Z = \frac{ig^2}{8cos^2\theta_W(q^2-M_Z^2)} \left[\bar{u_{\nu\prime}}\gamma_\mu(1-\gamma^5)u_\nu\right]\left[\bar{u_{e\prime}}\gamma^\mu(g_V-g_A\gamma^5)u_e\right] \\ \mathcal{M}_W = exp(i\phi)\frac{ig^2}{8(q^2-M_W^2)} \left[\bar{u_{e\prime}}\gamma_\mu(1-\gamma^5)u_\nu\right]\left[\bar{u_{\nu\prime}}\gamma^\mu(g_V-g_A\gamma^5)u_e\right] \end{cases} \quad (1.5)$$

où (ν, e) et $(\nu\prime, e\prime)$ sont les spineurs initiaux et finals, et ϕ la phase relative entre les deux diagrammes. L'élément de matrice total est de la forme :

$$\mathcal{M} = \mathcal{M}_Z + \mathcal{M}_W \propto \left[\bar{u_{\nu\prime}}\gamma_\mu(1-\gamma^5)u_\nu\right]\left[\bar{u_{e\prime}}\gamma^\mu(g\prime_V-g\prime_A\gamma^5)u_e\right] \quad (1.6)$$

où $g\prime_V = g_V + 1$ et $g\prime_A = g_A + 1$. Nous obtenons une forme similaire à celle trouvée dans l'équation 1.2 et la section efficace peut donc se mettre sous la même forme que celle de l'équation 1.4 avec les coefficients A, B et C donnés par la table 1.1.

L'interaction $\bar{\nu_e} e^- \rightarrow \bar{\nu_e} e^-$
Le calcul de la réaction $\bar{\nu_e} e^- \rightarrow \bar{\nu_e} e^-$ est très similaire à celui de $\nu_e e^- \rightarrow \nu_e e^-$. Dans ce

2. L'introduction du courant neutre conduit à calculer le couplage de deux fermions et d'un boson Z^0 avec la règle de Feynman suivante pour le vertex : $\frac{-ie}{sin\theta_W cos\theta_W}\gamma_\mu\left[C_L\frac{(1-\gamma_5)}{2} + C_R\frac{(1+\gamma_5)}{2}\right] = \frac{-ig}{2cos\theta_W}\gamma_\mu[g_V - g_A\gamma_5]$; où C_L et C_R sont les constantes de couplage gauche et droite entre fermions

cas le diagramme utilisant le boson W est celui de la figure 1.1(b) avec a=c=$\bar{\nu_e}$ et d=e^-. L'élément de matrice total se trouve de la même manière :

$$\mathcal{M} = \mathcal{M}_Z + \mathcal{M}_W \propto \left[\bar{u_\nu}\gamma_\mu(1-\gamma^5)u_{\nu\prime}\right]\left[\bar{u_e}\gamma^\mu(g\prime_V - g\prime_A\gamma^5)u_{e\prime}\right] \tag{1.7}$$

Et la section efficace différentielle prend de nouveau la même forme que celle de l'équation 1.4 avec les coefficients A, B et C donnés par la table 1.1.

1.1.2 Courant électromagnétique

L'interaction entre un neutrino et un électron via un courant électromagnétique peut se concevoir comme le décrit le diagramme de la figure 1.2, où le vertex d'interaction du neutrino peut se composer de différentes boucles radiatives à deux ou trois vertex (au premier ordre), lui permettant d'interagir avec un photon en dépit de sa neutralité électrique.
L'expression la plus générale de l'élément de matrice représentant l'interaction entre un neutrino et un courant électromagnétique peut s'écrire comme :

$$\langle\nu_f|\,\mathrm{j}_\mu\,|\nu_i\rangle = \overline{\mathrm{u}}_f\left\{[\mathcal{F}-\gamma_5\mathcal{G}]\left[\gamma_\mu - \frac{\mathrm{q}_\mu\gamma.\mathrm{q}}{\mathrm{q}^2}\right] + [\mathcal{M}-i\gamma_5\mathcal{D}]\,i\sigma_{\mu\nu}\mathrm{q}^\nu\right\}\mathrm{u}_i \tag{1.8}$$

où $\mathrm{q}_\mu = (p_3 - p_1)_\mu$, et où $\mathcal{F}$, $\mathcal{G}$, $\mathcal{M}$ et $\mathcal{D}$ sont des facteurs de forme.

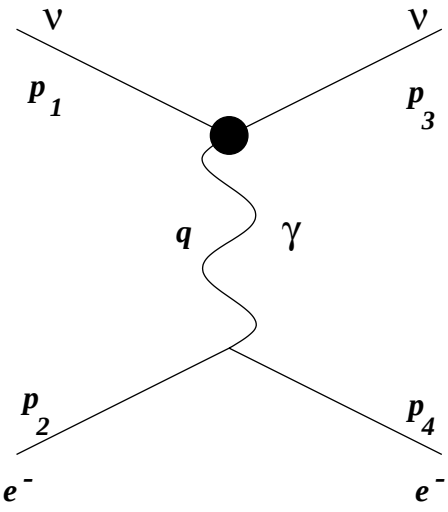


FIG. 1.2 – *Diagramme du premier ordre pour la diffusion ν+e^- $\rightarrow$ ν+ e^- via un courant électromagnétique*

Pour être consistant avec la neutralité électrique, les facteurs de forme $\mathcal{F}(\mathrm{q}^2)$ et $\mathcal{G}(\mathrm{q}^2)$ doivent disparaître dans la limite où $q^2 \rightarrow 0$. Ils sont appelés facteur de forme de *rayon de charge* et facteur de forme *anapolaire*.
$\mathcal{M}$ et $\mathcal{D}$ correspondent respectivement aux facteurs de forme dipolaires magnétique et électrique. $\mathcal{M}(0,i,f)$ et $\mathcal{D}(0,i,f)$, simplement notés μ_{if} et d_{if}, sont appelés respectivement moments dipolaires magnétique et électrique du neutrino. Un moment dipolaire *diagonal* (resp. de *transition*) correspond à deux états ν_i et ν_f identiques (resp. différents). L'invariance sous CPT et CP rend le moment électrique dipolaire nul.

1.1.2.1 Rayon carré de charge

Les facteurs de forme $\mathcal{F}$ et $\mathcal{G}$ décrivent une distribution de charge autour du neutrino, formée de boucles virtuelles faisant intervenir des particules chargées comme des $W^{\pm}$ et d'autres fermions chargés. Ces bouclent peuvent se visualiser comme la superposition de deux distributions de charge électriquement opposées, de même centre mais ayant une extension spatiale différente. Ces boucles peuvent se représenter par des diagrammes du type de ceux de la figure 1.3.

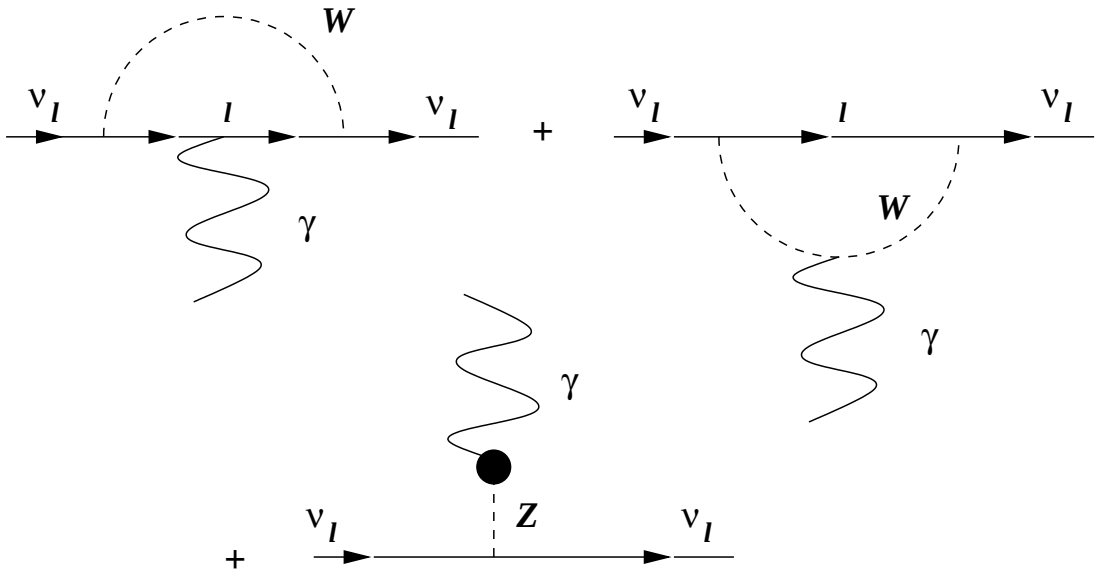


FIG. 1.3 – *Diagrammes relatifs aux facteurs de forme $\mathcal{F}$ et $\mathcal{G}$*

Lors de telles transitions l'hélicité est conservée et la contribution à la section efficace doit s'ajouter de manière **cohérente** à celle de l'interaction faible.
L'existence d'un tel rayon carré de charge se traduit dans l'expression de la section efficace de diffusion neutrino-électron par une modification de la constante de couplage g_V qui est changée en $g_V + X$ où X s'exprime sous la forme :

$$X = \frac{\sqrt{2}\pi\alpha\langle r^2\rangle}{3G_F} \tag{1.9}$$

Pour un anti-neutrino, X doit être remplacé par -X.

1.1.2.2 Moment magnétique

Dans l'hypothèse où le neutrino a une masse nulle, les champs gauche et droit sont complètement découplés ; ne doivent donc subsister dans l'équation 1.8 que les termes conservant l'hélicité. Or, $\sigma_{\mu\nu}q^{\nu}$ renverse l'hélicité : $\bar{\nu}\sigma_{\mu\nu}q^{\nu}\nu A^{\mu} = \bar{\nu}_L\sigma_{\mu\nu}q^{\nu}\nu_R A^{\mu} + \bar{\nu}_R\sigma_{\mu\nu}q^{\nu}\nu_L A^{\mu}$
Ainsi pour une masse nulle, les facteurs de forme $\mathcal{M}(q^2)$ et $\mathcal{D}(q)^2$ sont nuls.

Lors d'une telle transition l'hélicité est renversée et la contribution à la section efficace doit donc s'ajouter de manière **incohérente** à celle de l'interaction faible. Un terme additif vient donc se greffer sur la formule 1.4 [3] :

$$\left(\frac{d\sigma}{dT}\right)_{magn.} = \left(\frac{\pi\alpha^2}{m_e^2}\right)\mu^2\left(\frac{1-\frac{T}{E}}{T}\right) \tag{1.10}$$

où μ désigne le moment dipolaire effectif, généralement appelé moment magnétique : $\mu = \sqrt{\sum_l |\mu_{el} - \mathrm{d}_{el}|^2}$
Il apparaît clairement dans cette formule que la section efficace due à la contribution d'un éventuel moment magnétique va croître inversement proportionnellement avec l'énergie de l'électron de recul. Pour chercher à observer un tel phénomène, on aura donc tout intérêt à placer le seuil de détection des électrons aussi bas que possible.

1.2 La diffusion $\bar{\nu_e} - e^-$

1.2.1 Cinématique de la diffusion

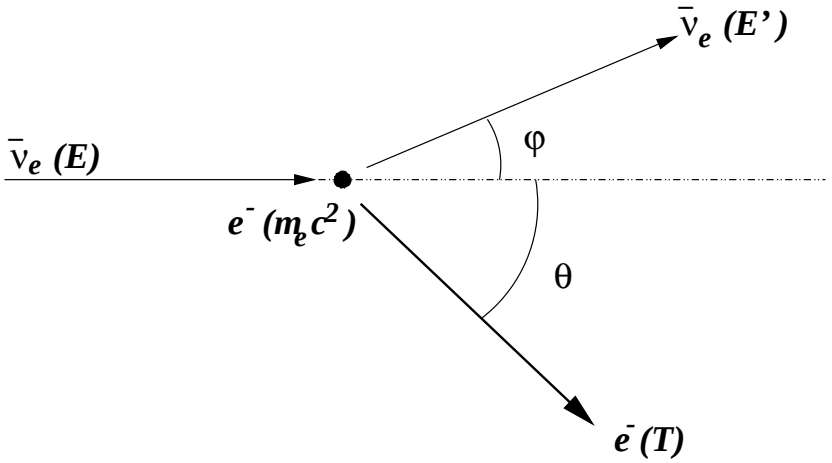


FIG. 1.4 – *Schéma de principe de la diffusion neutrino électron*

La diffusion à deux corps $\bar{\nu_e} - e^-$ peut se représenter schématiquement sous la forme de la figure 1.4. Dans l'état initial, l'électron est au repos; son énergie est due uniquement à sa masse m_e et le neutrino incident possède une énergie E. Dans l'état final, le neutrino a diffusé avec un angle φ; son énergie vaut alors $E\prime$. L'énergie perdue par ce dernier confère à l'électron un moment lui permettant d'être diffusé avec un angle θ et une énergie résultante T. Les équations de conservation de l'énergie et de l'impulsion d'une diffusion à deux corps conduisent alors facilement à la relation 1.11 qui relie l'angle de diffusion de l'électron θ aux énergies de l'électron diffusé et du neutrino incident :

$$\cos\theta = \left(1+\frac{m_e}{E}\right)\sqrt{\frac{T}{T+2m_e}} \tag{1.11}$$

Les mêmes équations conduisent aux encadrements suivants :

$$0 \leq T \leq \frac{E}{1+\frac{m_e}{2E}} \quad \text{et} \quad E \geq \frac{T+\sqrt{T(T+2m_e)}}{2} \tag{1.12}$$

1.2.2 Section efficace différentielle et intégrale

On rapelle ici l'expression complète de la section efficace différentielle de diffusion $\bar{\nu}_e - e$ obtenue grâce à la section efficace différentielle faible (équation 1.4) et à la section efficace différentielle due à l'interaction magnétique (équation 1.10) :

$$\begin{aligned}\left(\frac{d\sigma}{dT}\right) = & \frac{G_F^2 m_e}{2\pi}\left[(g\prime_V - g\prime_A)^2 + (g\prime_V + g\prime_A)^2(1-\frac{T}{E})^2 - (g\prime_V^2 - g\prime_A^2)\frac{m_e T}{E^2}\right] \\ & + \left(\frac{\pi\alpha^2}{m_e^2}\right)\mu^2\left(\frac{1-\frac{T}{E}}{T}\right)\end{aligned} \tag{1.13}$$

La section efficace totale s'obtient en intégrant l'équation 1.13 par rapport à T entre l'énergie de recul minimum $\mathrm{T_{min}}$ fixée par le seuil de l'expérience et l'énergie de recul maximum $\mathrm{T_{max}}$ fixée par l'encadrement de l'équation 1.12.
La figure 1.5 compare les sections efficaces totales de diffusion $\overline{\nu}_e - e^-$ faible d'une part, et électromagnétique (pour $\mu = 5\,10^{-11}\,\mu_B$) d'autre part. Nous retiendrons l'ordre de grandeur de cette section efficace : il est de $10^{-44}\,\mathrm{cm}^2$ pour des énergies de quelques MeV. La sensibilité au moment magnétique d'une expérience de diffusion $\overline{\nu}_e - e^-$ est d'autant meilleure que l'énergie des neutrinos est faible d'où l'intérêt pour une telle expérience d'utiliser un réacteur nucléaire comme source d'$\overline{\nu}_e$. Nous y reviendrons au chapitre 2.1.

1.2.2.1 Zéro dynamique

Il faut noter ici un point propre à la section efficace de diffusion $\overline{\nu}_e - e^-$. Le fait que courant neutre et courant chargé s'ajoutent de façon cohérente, ainsi que la valeur particulière des constantes de couplage $\mathrm{g_V}$ et $\mathrm{g_a}$, sont à l'origine d'une singularité dans cette section efficace différentielle à angle nul, c'est-à-dire pour un transfert maximum d'énergie à l'électron de recul (Cf. [18]). En effet, pour des antineutrinos, cette section efficace s'écrit[3] :

$$\left(\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{dT}}\right)_{W,\theta=0} = \frac{\mathrm{G_F^2 m}}{2\pi}\left[(\mathrm{g_V}-\mathrm{g_a}) - (\mathrm{g_V}+\mathrm{g_a})\frac{\mathrm{m}}{2\mathrm{E}+\ \mathrm{m}}\right]^2 \tag{1.14}$$

Il suffit de remplacer $\mathrm{g_a}$ par $-\mathrm{g_a}$ dans (1.14) pour obtenir la section efficace ayant trait aux neutrinos.
La conséquence immédiate est que la section efficace 1.14 ne peut s'annuler pour des neutrinos qu'à la condition que $\mathrm{g_a}$ et $\mathrm{g_V} - \mathrm{g_a}$ soient de même signe[4]. Il en résulte que la

3. Les éléments de ce paragraphe sont extraits de la thèse de R.Bon Nguyen [19]
4. L'énergie du neutrino devant rester positive.

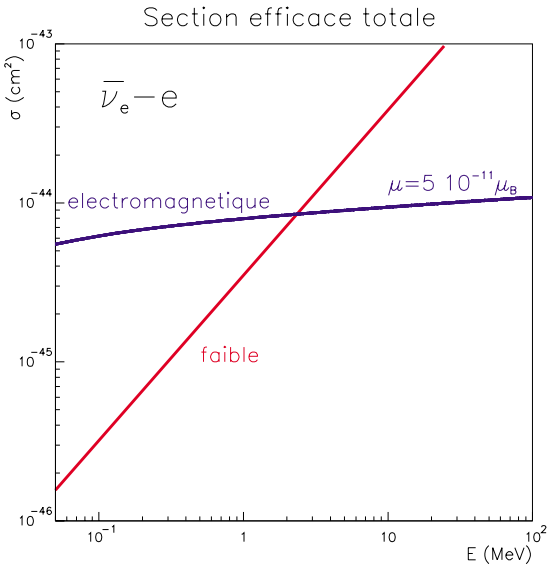


FIG. 1.5 – Section efficace totale de diffusion $\bar{\nu}_e - e$ pour les interactions faible et électromagnétique avec $\mu = 5\,10^{-11}\,\mu_B$.

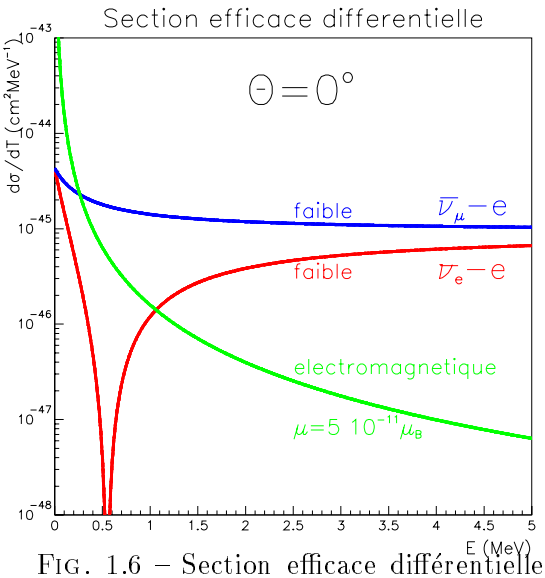


FIG. 1.6 – Section efficace différentielle de diffusion pour $\theta = 0°$: faible et électromagnétique ($\mu = 5\,10^{-11}\,\mu_B$) pour $\bar{\nu}_e - e$, et faible pour $\bar{\nu}_\mu - e$

section efficace différentielle de diffusion $\overline{\nu}_e - e^-$ s'annule lorsque le transfert d'énergie à l'électron de recul est maximum et pour une énergie du neutrino donnée par :

$$\mathrm{E}_0 = \mathrm{m}\frac{\mathrm{g_a}}{\mathrm{g_v} - \mathrm{g_a}} = \frac{\mathrm{m}}{4\sin^2\theta_W} \tag{1.15}$$

Dans le plan (θ,E), le point ($\theta = 0\,;\,\mathrm{E}_0 = \mathrm{m}/4\sin^2\theta_W$) constitue donc un zéro dit *dynamique*[5] de la section efficace (Cf. [18]). Ceci est propre à la diffusion $\overline{\nu}_e - e^-$ et ne se retrouve pas dans les autres canaux. La sensibilité à un éventuel moment magnétique est accrue en ne considérant que des angles de diffusion faibles et des énergies proches de E_0 . On pourra se reporter à la figure 1.6. Elle montre les sections efficaces différentielles de diffusion pour $\theta = 0$. Sont présentées la section efficace faible $\overline{\nu}_e - e^-$, la section efficace faible $\overline{\nu}_\mu - e^-$ et la section efficace électromagnétique pour $\mu = 5\,10^{-11}\,\mu_B$.

1.2.2.2 Corrections radiatives[3]

Les corrections radiatives affectant les processus faibles de diffusion neutrino-électron[6] ont été largement abordées dans [20] et [21]. Nous nous limiterons ici à une simple présentation de ces résultats pour les diffusions mettant en jeu des $\bar{\nu}_e$.
La section efficace différentielle de diffusion $\bar{\nu}_e - e^-$ s'écrit compte tenu des corrections

5. Par opposition aux zéros dits cinématiques, qui font référence aux zéros situés à la frontière de la région physique du plan (E,T).

6. Les corrections radiatives affectant les processus électromagnétiques ayant un impact bien moindre que celles affectant les processus faibles, nous n'en avons pas fait cas.

radiatives $O(\alpha)$:

$$\left(\frac{d\sigma}{dT}\right)_W = \frac{G_F^2 m}{2\pi}\left\{(g_V - g_a)^2\ [1+\tfrac{\alpha}{\pi}f_+(z)] + (g_V+g_a)^2\left(1-\frac{T}{E}\right)^2\ [1+\tfrac{\alpha}{\pi}f_-(z)] + (g_a^2 - g_V^2)\frac{mT}{E^2}\ [1+\tfrac{\alpha}{\pi}f_{+-}(z)]\right\} \quad (1.16)$$

où z=T/E.
g_V et g_a s'écrivent à présent :

$$\begin{cases} g_V &= 2\rho\kappa(T)\sin^2\theta_W + \frac{1}{2} + \frac{1}{2}(1-\rho) \\ g_a &= \frac{1}{2} + \frac{1}{2}(1-\rho) \end{cases} \quad (1.17)$$

où $\rho = 1.0126 \pm 0.0016$
et $\kappa(T) = 0.9791 + 0.0097 I(T) \pm 0.0025$.
avec : $I(T) = \frac{1}{2}\left\{\frac{1}{3} + (3-x^2)\left[\frac{1}{2}x\ln\left(\frac{x+1}{x-1}\right) - 1\right]\right\}$
où $x = \sqrt{1+2m/T}$.
Les fonctions f_-, f_+ et f_{+-} sont des fonctions de z négatives, monotones et décroissantes. On pourra se reporter à [21] pour leur expression algébrique et leur représentation graphique. Notons seulement ici que $f_-(0) = -1/2$, $f_+(0) = f_{+-}(0) = 0$.

1.3 Limites attendues et observées sur le moment magnétique

1.3.1 Extensions du modèles standard : des symétries supplémentaires

Comme nous l'avons déjà dit, dans le cadre du modèle standard, le neutrino ne possède pas de masse et donc pas de moment magnétique pour des raisons liées au renversement de l'hélicité. Permettre une masse au neutrino, c'est permettre l'existence d'un moment magnétique, mais comme nous allons le voir, ces deux propriétés sont liées et les limites actuelles sur la masse du neutrino vont très fortement contraindre celles attendues sur le moment magnétique. Il existe néanmoins plusieurs modèles qui, en rajoutant certaines symétries au modèle standard, arrivent à découpler fortement la masse du moment magnétique, permettant à ce dernier de prendre des valeurs observables et ayant un intérêt astrophysique.

Terme de masse de Dirac
La plus simple extension du modèle standard consiste à attribuer au neutrino une masse de Dirac. Cette dernière a pour principal effet de rajouter des corrections radiatives à la section efficace, via des boucles faisant intervenir un lepton et un $W^\pm$ (voir figure 1.7). L'une ou l'autre de ces particules peut alors émettre un gamma avant de se recombiner

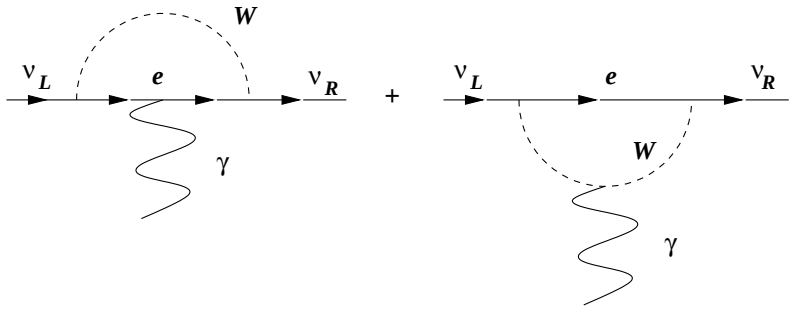


FIG. 1.7 – *Boucles radiatives faisant interveneir un moment magnétique dans la propagation d'un neutrino*

pour redonner un neutrino de même saveur mais dont l'hélicité s'est renversée (mécanisme dit de *spin flip*). Le moment magnétique prend alors une valeur fixée par (Cf. [4] et [5]):

$$\mu(\nu) \;=\; \frac{3\mathrm{G_F m_e m_\nu}}{4\sqrt{2}\pi^2} \;=\; 3\,10^{-19}\left(\frac{\mathrm{m_\nu}}{1\ \mathrm{eV}}\right)\mu_B \tag{1.18}$$

Valeur bien trop petite pour avoir des conséquences importantes en physique et en astrophysique et être observable en laboratoire.

Modèles à symétrie droite/gauche

Dans les modèles à symétrie droite/gauche $SU(2)_L \times SU(2)_R \times U(1)$, les bosons intermédiaires $W^\pm$ sont remplacés par W_1 et W_2 qui sont états propres de masse, eux-même liés aux W_R et W_L par l'angle de mélange ξ :

$$\begin{cases} \mathrm{W_1} \;=\; \mathrm{W}_L\cos\xi - \mathrm{W}_R\sin\xi \\ \mathrm{W_2} \;=\; \mathrm{W}_L\sin\xi - \mathrm{W}_R\cos\xi \end{cases} \tag{1.19}$$

Le moment magnétique est introduit via des corrections radiatives identiques à celles relatives à la massse de Dirac (voir figure 1.7) mais où le W est remplacé par les W_1 et W_2. Son expression est donnée par (Cf. [6]) :

$$\mu(\nu_l) \;=\; \frac{\mathrm{G_F m_e}}{\pi^2\sqrt{2}}\left[\mathrm{m}_l\left(1-\frac{\mathrm{m^2_{W_1}}}{\mathrm{m^2_{W_2}}}\right)\sin 2\xi \;+\; \frac{3}{4}\mathrm{m}_{\nu_l}\left(1+\frac{\mathrm{m^2_{W_1}}}{\mathrm{m^2_{W_2}}}\right)\right] \tag{1.20}$$

Dans la limite où $\xi = 0$, l'équation 1.20 est égale à 1.18. Ce modèle permet d'obtenir des moments magnétiques majorés par $\mu(\nu_l) \;<\; \frac{0.12}{\pi^2\sqrt{2}}\mathrm{G_F m_e m}_l \;=\; 2.6\,10^{-14}\left(\frac{\mathrm{m}_{\nu_l}}{\mathrm{m}_e}\right)\mu_B$, soit 5 ordres de grandeur au-dessus du modèle précédent.

On voit ainsi que certaines symétries permettent de découpler moment magnétique et masse du neutrino. D'autres modèles rendent possibles des valeurs du moment magnétique atteignant 10^{-11} à $10^{-10}\ \mu_B$. Nous en citerons deux pour mémoire :

– le mécanisme proposé par A.Zee [7] consistant à introduire dans le modèle standard un champ scalaire chargé h^+, singlet de $SU(2)_L$. Toujours par l'intermédiaire d'une

boucle, le neutrino émet un lepton ainsi que cette particule, cette dernière pouvant au cours de la boucle émettre à son tour un gamma. Les diagrammes où l'émission d'un gamma a lieu contribuent au moment magnétique, alors que les autres contribuent à la masse du neutrino. Ces deux quantités se trouvent alors plus ou moins découplées, pouvant générer un moment magnétique important même pour une masse du neutrino faible.

- La symétrie horizontale $SU(2)_H$, dite symétrie de ν-spin, introduite par Voloshin [8], dans laquelle existe un doublet (η_1^+, η_2^-) de $SU(2)_H$, η désignant une particule de Higgs. Dans les boucles supplémentaires radiatives, le neutrino se désintègre en une paire η, τ, l'une de ces deux particules pouvant émettre un gamma avant de se recombiner pour reformer un neutrino dont l'hélicité se trouve renversée. De même que précédemment, les diagrammes où l'émission d'un gamma a lieu contribuent au moment magnétique, alors que les autres contribuent à la masse du neutrino. Ce modèle autorise un moment magnétique pouvant atteindre jusqu'à $10^{-10}\ \mu_B$ tout en conservant au neutrino une masse très faible $(10^{-8} eV^2)$.

1.3.2 Limites actuelles sur *les* moments magnétiques du neutrino

Avant de nous attacher aux limites existantes sur le moment magnétique du neutrino, il faut à nouveau rappeler que ce qui est mesuré dans une expérience n'est jamais qu'un *moment magnétique effectif*, résultat d'une somme quadratique des éléments de la matrice du moment magnétique. En cela les valeurs obtenues dans des expériences utilisant des sources de neutrino différentes, en particulier pour les sources stellaires, sont à interpréter avec précautions. Le calcul même du moment magnétique effectif peut différer en fonction de la composition du faisceau de neutrinos *à sa source* (paragraphe 1.3.2.2) et donc être dépendant de la connaissance que l'on a de cette dernière.

1.3.2.1 Auprès des réacteurs nucléaires

L'un des intérêts à étudier les propriétés du neutrino auprès de réacteurs nucléaires est qu'ils constituent une source pure (à 10^{-4} près) de $\bar{\nu_e}$.
La première expérience d'observation des neutrinos, auprès d'un réacteur nucléaire, fut menée à Savnnah River par Reines [9]. Sa réinterprétation par Vogel [10] a conduit à obtenir un résultat positif sur le moment magnétique du neutrino, à hauteur de 2 à 4 $10^{-10}\ \mu_B$. D'autres expériences sont venues depuis abaisser cette valeur.

La limite la plus récente, pour l'étude du moment magnétique du $\bar{\nu_e}$ à été obtenue auprès du réacteur de Rovno par A.I.Derbin [11] et a pour valeur :

$$\mu(\overline{\nu}_e) \leq 1.9\, 10^{-10} \mu_B \ (90\% CL) \tag{1.21}$$

Ce détecteur était composé d'une cible de 75 kg répartie en 600 semiconducteurs en Si(Li).

Manisfestement, il ne permettait pas de réaliser le spectre des électrons de recul, mais seulement d'intégrer un nombre de candidats au delà d'un certain seuil. La différence entre le nombre de coups pendant et hors du fonctionnement du réacteur est comparée au nombre de coups attendu par interactions faibles. La différence est interprétée en terme de moment magnétique du neutrino. Des mesurees au delà de quatre seuils ont été réalisées. Ces mesures m'ont permis de reconstituer un spectre *(réacteur ON - réacteur OFF)* en les

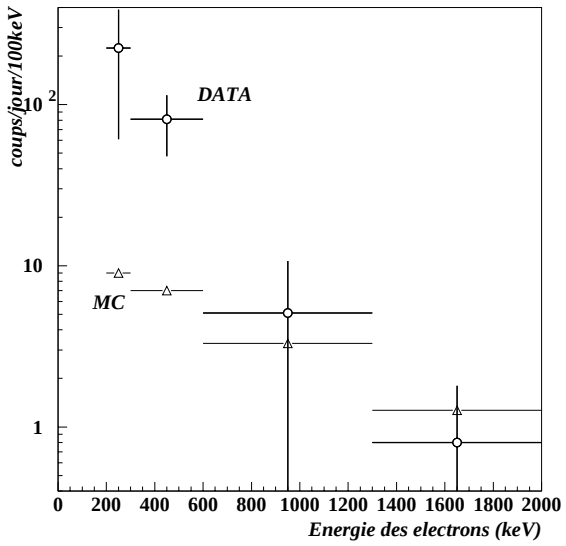


FIG. 1.8 – *Spectre des électrons* (réacteur ON - réacteur OFF) *obtenu en différentiant les quatres mesures founies dans [11]*

différenciant deux à deux (figure 1.8) et de le comparer aux valeurs attendues dans le cadre des interactions faibles. Seule la mesure effectuée avec un seuil à 600keV a servi à calculer la limite sur le moment magnétique donnée, les autres valeurs fournissant des calculs plus importants. Comme nous le verrons au chapitre consacré à l'analyse de l'expérience MUNU, cette méthode de travail *en aveugle* sans aucune information sur la forme et la direction du bruit de fond peut donner des resultats erronés si le bruit de fond ou la qualité du détecteur évoluent sans que l'on puisse le vérifier, n'ayant à notre disposition qu'un nombre de coups et un seuil.

1.3.2.2 Cas des données solaires de SuperKamiokande

L'analyse récemment publiée des données solaires de SuperKamiokande par J.F.Beacom et P.Vogel [12] est intéressante dans notre cas à plus d'un titre. Elle permet d'un point de vue théorique de faire la différence entre le moment magnétique effectif mesuré auprès d'un réacteur nucléaire et celui mesuré avec une source stellaire. En ce qui concerne l'analyse des données, c'est la première étude sur le moment magnétique du neutrino utilisant non plus un nombre de coups intégrés au dessus d'un certain seuil, mais un spectre de recul d'électron (entre 5.5MeV et 14MeV). Nous verrons que l'analyse *multi-bin* des données de MUNU se rapproche beaucoup de celle de SuperKamiokande (paragraphe 5.3.5).

Moments magnétiques effectifs

En présence de mélange de saveurs, les moments magnétiques fondamentaux (μ_{ij}) sont associés aux états propres de masse. Dans la base des états propres de masse, le neutrino de Dirac peut avoir des moments magnétiques diagonaux de même que des moments de transition, tandis que le neutrino de Majorama ne peut avoir que des moments de transition [13].

Ce que montrent J.F.Beacom et P.Vogel [12], c'est que le moment magnétique effectif qui peut être mesuré dans le cas d'oscillations dans le vide et dans le cas d'une résonnance du type MSW est le même dans le cas d'un neutrino de Majorama mais différent dans le cas d'un neutrino de Dirac, que la transition soit adiabatique ou non. Il est notamment montré que la diffusion magnétique neutrino-électron n'est pas affectée par des oscillations dans le vide. Dans le cas d'une oscillation de type MSW, le moment magnétique effectif du neutrino peut dépendre de l'énergie de ce dernier. Ainsi le moment magnétique mesuré avec des $\bar{\nu_e}$ provenant de réacteurs et des ν_e provenant du soleil (noté dorénavant μ_ν^{sol}) peuvent être différents.

Analyse et résultats

Le spectre d'électrons enregistré par SuperKamiokande a *l'enveloppe* du spectre attendu (entre 5.5MeV et 14MeV). Seul son taux total diffère d'un facteur ~ 2. La signature d'un moment magnétique non nul sera une déformation de l'enveloppe de ce spectre, avec notamment un excès d'événements à basse énergie. La supposition qui est faite dans cette interprétation, où le taux absolu observé ne correspond pas au taux attendu, est que l'absence de déformation du spectre mesuré n'est pas due à une augmentation du nombre d'événements à basse énergie à cause d'un moment magnétique compensée par une augmentation de ce même nombre à haute énergie à cause d'un effet d'oscillation. Cette supposition se justifie pour des solutions d'oscillations à grands angles de mélange, qui semblent être soutenues par les résultats observés. L'utilisation d'un spectre d'électrons de recul discret conduit naturellement à corréler entre elles les informations contenues dans chaque *bin* $n_S(i) \pm \sigma(i)$ et à les comparer au spectre attendu avec ou sans moment magnétique $\left(n_W(i) + \left(\mu_\nu^{sol}\right)^2 n_M(i)\right)$ au moyen d'une fonction χ^2 ayant deux paramètres libres à minimiser :

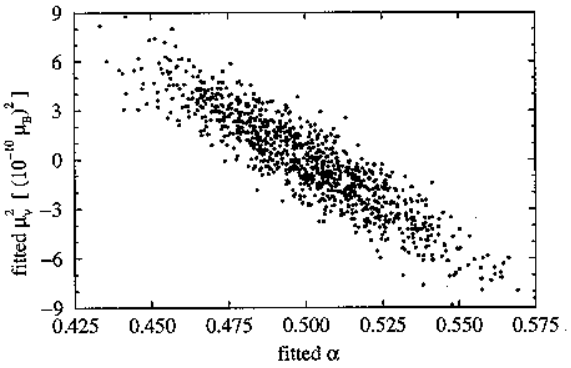


FIG. 1.9 – *Fonction χ^2 à minimiser pour les données solaires de SuperKamiokande (504 jours) [12]*

- la valeur du moment magnétique au carré $\left(\mu_\nu^{sol}\right)^2$;
- la normalisation absolue du spectre attendu, notée α, qui correspond en fait au rapport entre les données mesurées et les données attendues avec le modèle solaire standard ($\alpha \sim 0.5$ pour les données de SuperK).

Le résultat de la minimisation de l'équation 1.22 est donné sur la figure 1.9.

$$\chi^2 = \sum_i \left[\frac{\alpha n_W(i) + \left(\mu_\nu^{sol}\right)^2 n_M(i) - n_S(i)}{\sigma(i) n_S(i)} \right]^2 \tag{1.22}$$

Le résultat en terme de moment magnétique solaire du neutrino est :

$$\mu_\nu^{sol} \leq 1.5\, 10^{-10}\, \mu_B \; (90\% CL) \tag{1.23}$$

Valeur qui est comparable aux limites obtenues auprès des réacteurs nucléaires. Bien que le moment magnétique effectif des neutrinos solaires puisse être différent de celui de neutrinos provenant d'une centrale nucléaire, si une observation positive avait été faite, des contraintes importantes sur l a physique du neutrino et la physique solaire auraient pu en être déduites.
À l'opposé, une limite trop basse sur μ_ν^{sol} n'est pas forcément très contraignante car elle peut fortement dépendre du modèle dans lequel elle est interprétée.

Comme nous le verrons dans l'analyse du spectre de recul des électrons de MUNU (paragraphe 5.3.5), le paramètre de normalisation absolue du nombre d'événements, qui correspond ici à α, sera pour nous centré sur la valeur 1. Le reste de l'analyse sera similaire, les données ayant quand à elles une résolution et un seuil en énergie plus bas d'un facteur ~ 5.

1.3.2.3 Autres limites astrophysiques

Il existe un certain nombre d'autres limites sur le moment magnétique du neutrino obtenues par des mesures d'effets indirects astrophysiques :

- abondance de l'hélium [14] : $\mu(\nu) \leq 2.\, 10^{-11}\, \mu_B$ pour le neutrino de Dirac;
- temps de vie des géantes rouges [15] : $\mu(\nu) \leq 3.\, 10^{-11}\, \mu_B$;
- flash de l'hélium dans les géantes rouges [16] : $\mu(\nu) \leq 3.\, 10^{-12}\, \mu_B$;
- observation de la supernova de 1987 [17] : $\mu(\nu) \leq qq.\, 10^{-12}\, \mu_B$ pour le neutrino de Dirac.

Les limites astrophysiques présentées ci-dessus sont plus contraignantes que celles obtenues en laboratoire. Toutefois, seules celles déduites de l'évolution des géantes rouges sont valables tant pour des neutrinos de Majorana que pour des neutrinos de Dirac ; en outre, **toutes restent très dépendantes des modèles astrophysiques**. Le domaine $0.1 - 1\, 10^{-10}\, \mu_B$ reste donc un champ d'investigations privilégiées qui n'est pas exclu par les expériences en laboratoire et qui, dans l'hypothèse d'un résultat positif, ferait jouer au neutrino un rôle important en astrophysique en remettant en cause certains modèles.



Chapitre 2

Source et détection des $\bar{\nu_e}$ dans MUNU

2.1 Le réacteur nucléaire, source de neutrinos

Nous avons vu en introduction l'intérêt en physique et en astrophysique d'une mesure du moment magnétique. La voie la plus simple pour réaliser cette dernière est l'étude de la diffusion neutrino-électron. Nous avons aussi vu que cette interaction présente une grande sensibilité pour des neutrinos d'énergie de l'ordre du MeV ou inférieure à quelques MeV. Les deux sources de neutrinos envisageables à ces énergies sont le soleil, avec un flux de ν_e sur terre de $6\,10^{10}\ \nu_e\, cm^{-2}s^{-1}$, et les réacteurs nucléaires, avec un flux total de $\bar{\nu_e}$ atteignant quelques $10^{20}\ \bar{\nu_e}\, cm^{-2}s^{-1}$. En outre la sensibilité au moment magnétique est meilleure dans le canal $\bar{\nu_e} - e$ que dans le canal $\nu_e - e$. Ces raisons amènent naturellement l'étude du moment magnétique du neutrino à se faire auprès d'un réacteur nucléaire.

2.1.1 Le site expérimental de Bugey

Le Centre National de Production Électrique de Bugey (CNPE Bugey) se situe dans l'Ain à environ 40km à l'est de Lyon et 150km au sud de Genève. Il comporte quatre tranches en activité (les tranches 2,3,4 et 5) . La figure 2.1 (en haut) donne une idée de l'ampleur du site. Toutes appartiennent à la filière des Réacteurs à Eau Pressurisée (REP) et développent une puissance thermique de 2800MW. Le site de Bugey est unique du fait des fondations en béton sur lesquelles les réacteurs sont construits. Ces dernières contiennent des pièces qui permettent d'approcher à proximité du coeur du réacteur tout en bénéficiant d'une protection contre les rayons cosmiques d'environ 8 m de béton, correspondant à 20 mètres d'eau, réduisant le flux de muons d'un facteur 4 par rapport à la surface. Le local où l'expérience a lieu se situe dans la tranche 5. La figure 2.1 (en bas) montre un plan en coupe du Bâtiment Réacteur situant le détecteur par rapport au coeur. Une distance de 18 m sépare le centre du détecteur du réacteur, fournissant un flux de neutrinos de $10^{13}\ \bar{\nu_e}\, cm^{-2}s^{-1}$.
L'activité γ a été mesurée sur place avec cristal d'INa placé à un seuil de 100kev sans blindage. une fréquence de comptage de $0.39\ Hz\, cm^{-2}$ a été obtenue [22]. Cette mesure

n'indique pas de contamination particulière du site, et bien que cela puisse paraître paradoxal pour une centrale nucléaire, est même légèrement inférieure à des mesures effectuées à l'ISN!

2.1.2 Le spectre réacteur [22]

Un réacteur nucléaire est un milieu au sein duquel sont entretenus des réactions de fission. Si nous considérons un réacteur de type Réacteur à Eau Pressurisée de 900 MW électriques et environ 30% de rendement, nous avons 2800 MW thermiques provenant de fissions libérant chacune environ 200 MeV. Ceci correspond donc à $9\,.\,10^{19}$ fissions par seconde. Chaque fission donne deux produits de fission riches en neutrons qui subissent en moyenne trois désintégrations β^-. Environ **six antineutrinos** électroniques sont donc émis lors de chaque **fission**, soit pour l'ensemble des fissions du coeur environ $5\,.\,10^{20}\overline{\nu}_e$ par seconde.

Un réacteur se caractérise essentiellement par la nature du combustible, du modérateur ainsi que du caloporteur. Le spectre des neutrinos du réacteur est déterminé par les deux premiers points.
Pour la filière qui nous intéresse (REP), le combustible utilisé est de l'oxyde d'uranium UO_2 enrichi à 3.25 % en ^{235}U, l'eau ordinaire servant à la fois de modérateur et de caloporteur.

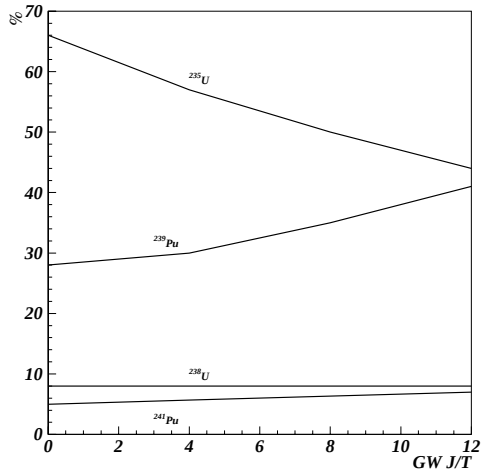


FIG. 2.2 – *Fraction des fissions dues aux 4 noyaux fissiles constituant le combustible nucléaire en fonction de l'âge de ce dernier [29]*

Initialement, pour un combustible neuf, seul l'^{235}U est susceptible de donner des fissions induites par des neutrons thermiques. Néanmoins, l'^{238}U donne par capture fertile de l'^{239}U, qui, après deux désintégrations β^-, mène au ^{239}Pu fissile. Le ^{239}Pu ainsi formé peut alors fissionner ou former, après deux captures neutroniques, du ^{241}Pu également fissile. La conséquence immédiate est que le combustible évolue avec le temps: tandis que le taux de fissions liées à l'^{235}U diminue, ceux du ^{239}Pu et du ^{241}Pu augmentent. Le bilan des taux de noyaux fissiles dans le combustible à un instant donné s'appelle le *burnup*. Il est donné en $GW\ J/T$, unité qui représente en fait la puissance de fission fournie par une tonne de combustible depuis son introduction dans le coeur du réacteur. Un exemple d'évolution de burnup est montré sur la figure 2.2.
Une autre conséquence est qu'en plus des six antineutrinos de fissions précédemment cités, des **antineutrinos** issus des produits **d'activation** vont être émis.



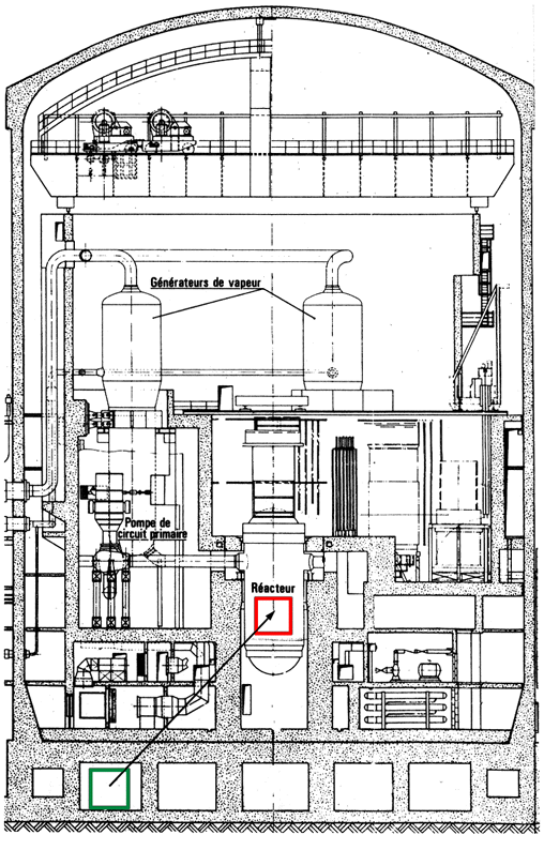


FIG. 2.1 – *Vue aérienne du CNPE Bugey et plan en coupe de la situation de MUNU dans la Tranche 5*

2.1.2.1 Neutrinos de fission

Les réacteurs nucléaires ont souvent été utilisés comme sources de neutrinos dans différentes expériences et une grande attention a été portée au spectre réacteur. Les neutrinos sont produits au cours des désintégrations β des produits de fissions dont le nombre atteint plusieurs centaines. Chaque désintégration se fait vers plusieurs niveaux excités du noyau final et le spectre des $\bar{\nu_e}$ est la somme de plusieurs centaines de spectres β individuels. Pour déterminer le spectre final il faut connaître :

- la proportion de chaque noyau fissile et son évolution dans le temps : le burnup;
- pour chaque noyau fissile, la proportion des noyaux de fission auxquels il donne naissance;
- pour chaque noyau de fission, le schéma de désintégration β^- : rapports de branchements, énergie disponible vers les états finals, formes des spectres liées aux types de transitions permises.

Les deux premiers points sont relativements biens maîtrisés. Beaucoups d'incertitudes sont par contre liées au dernier, notamment en ce qui concerne les radio-isotopes les plus instables dont les schémas de désintégration sont même inconnus pour certains, et qui donnent les neutrinos les plus énergétiques.
Deux approches ont été menées pour éclaircir ce point important. La première, dites microscopique, consiste à calculer le spectre en partant des schémas de désintégration des produits de fission. À basse énergie des fragments à longues durées de vie ayant des schémas de désintégrations bien connus dominent le spectre, et les calculs se font relativement bien. À plus haute énergie par contre, les noyaux à courtes durées de vie dont les sections efficaces sont peu ou pas connues deviennent importants. Des modèles ont été utilisés pour donner des spectres $\bar{\nu_e}$ (et e^-) *calculés*. Il faut sommer tous ces spectres individuels (connus et modélisés) en pondérant correctement chacun pour obtenir un spectre $\bar{\nu_e}$ global. Le plus récent et le plus élaboré de ces calculs atteint une précision de quelques pourcents en deçà de 2 MeV et environ 20% à 8 MeV [30], [31] et [32].
Une autre approche plus pragmatique consiste à mesurer le spectre β des fragments de fission d'un isotope donné, puis à utiliser cette information pour en déduire le spectre neutrino correspondant. Le spectre β peut alors être comparé aux spectres calculés de manière microscopique et peut servir de validation aux modélisations utilisées. Les meilleures mesures dans ce domaine ont été faites à l'Institut Laue Langevin à Grenoble. Des isotopes fissiles ont été exposés à de très hauts flux de neutrons thermiques auprès du coeur d'un réacteur. Les spectres β des produits de fissions du ^{235}U, ^{239}Pu et du ^{241}Pu ont été mesurés par ce procédé [33]. La précision sur les spectres β est d'environ 2% au delà de 2 MeV. Une déconvolution de ces spectres en une somme de spectres β des différents produits de fission est réalisée. Les spectres en énergie des neutrinos sont déduits des précédents pour chaque isotope, et le spectre global des neutrinos résultant est alors obtenu comme la somme des spectres de neutrinos individuels. L'incertitude obtenue par cette méthode est d'environ 3% entre 2 et 8 MeV; elle est meilleure que celle trouvée précédemment avec la méthode calculatoire. Aux énergies inférieures à 2 MeV, les spectres obtenus ont aussi une incertitude de l'ordre de 3%.

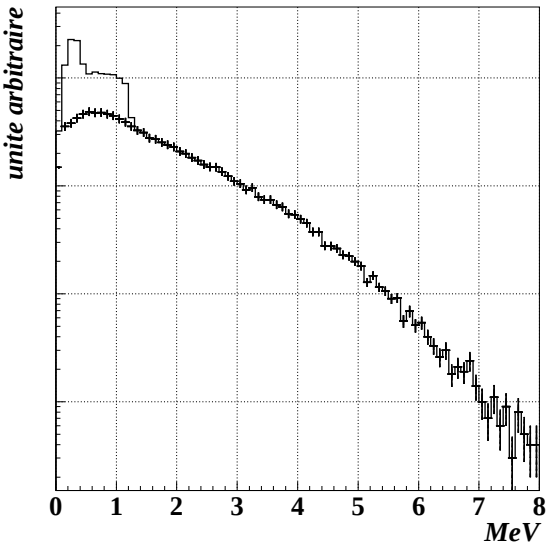


FIG. 2.3 – *Spectre global (désintégration des produits de fission + activation) des neutrinos pour un burn-up moyen entre 0 et 8 MeV.*

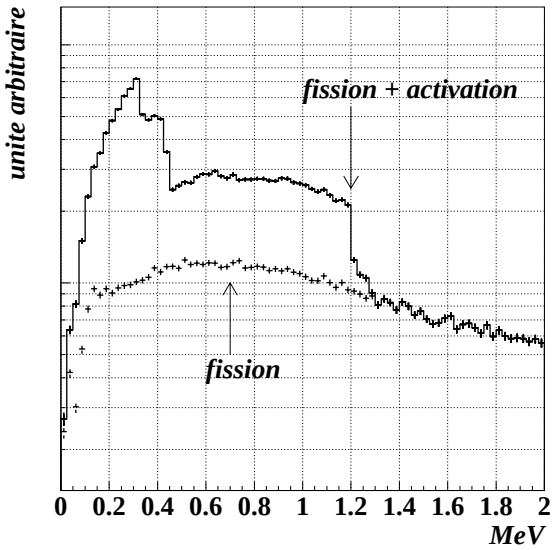


FIG. 2.4 – *Spectre global (désintégration des produits de fission + activation) des neutrinos pour un burn-up moyen entre 0 et 2 MeV.*

2.1.2.2 Neutrinos d'activation

Pour des énergies inférieures à 1.5 MeV, les $\bar{\nu_e}$ provenant des désintégrations β^- de l'^{239}U ($Q_\beta = 1.266 MeV$) et du ^{239}Np ($Q_\beta = 0.721 MeV$) doivent être pris en compte. Ces noyaux sont créés par le processus suivant :

$$^{238}\mathrm{U} + \mathrm{n} \longrightarrow {}^{239}\mathrm{U} \tag{2.1}$$

$$^{239}\mathrm{U} \xrightarrow{\beta^-} {}^{239}\mathrm{Np} + \mathrm{e}^- + \overline{\nu}_e - \qquad \mathrm{T}_{1/2} = 23.5 \tag{2.2}$$

$$^{239}\mathrm{Np} \xrightarrow{\beta^-} {}^{239}\mathrm{Pu} + \mathrm{e}^- + \overline{\nu}_e - \qquad \mathrm{T}_{1/2} = 2.35 \tag{2.3}$$

L'intensité des $\bar{\nu_e}$ est directement reliée à la production de ^{239}Pu qui est évaluée avec précision. L'équilibre du spectre d'activation est obtenu après quelques fois la période de la désintégration (réaction 2.3), soit un temps de l'ordre de la semaine pour atteindre 90 % du spectre à l'équilibre. Notons qu'une fois l'équilibre atteint, le spectre d'activation peut être considéré constant avec le temps, il suit l'abondance de l'^{238}U.
L'ordre de grandeur du nombre de neutrinos par fission résultant de l'activation de l'^{238}U s'obtient simplement à partir d'un calcul rapide sur le bilan neutronique d'un REP [25] : pour 38.1 fissions, nous avons 24.8 captures fertiles sur ^{238}U, soit 0.65 capture fertile par fission. Chaque capture fertile donnant deux neutrinos, nous obtenons $2 \times 0.65 = 1.3$ neutrinos par fission provenant du phénomène d'activation neutronique de l'^{238}U.
Néanmoins, cette grandeur étant dépendante de la structure du coeur et, le bilan neutronique utilisé pour l'établir n'étant qu'indicatif, nous avons adopté comme normalisation du spectre d'activation la valeur de 1.2 neutrinos par fission, calculée par Mikaelyan [26]. La figure 2.4 récapitule tout cela en en montrant le spectre des neutrinos de fissions du réacteur, puis la somme des neutrinos de fissions et d'activation.

2.2 Principe de la détection

La diffusion $\bar{\nu_e} - e$ ne peut être signée que par un simple électron sans aucune autre coïncidence. Il est donc indispensable de reconnaître au mieux les électrons de recul et de limiter ou de signer les sources de bruit de fond. Cela amène un certain nombre de contraintes au niveau de la détection :

- utilisation de matériaux de faible activité, la gamme d'énergie intéressante pour les électrons de recul se situant dans la zone de la radioactivité naturelle;
- utilisation d'un blindage actif anti-Compton pour rejeter tout événement provenant d'une diffusion gamma-électron;
- utilisation d'un détecteur à cible gazeuse pour reconstituer les traces des électrons de recul et identifier correctement la provenance de ces derniers et profiter des conditions cinématiques de la réaction;

Un des seuls types de détecteur permettant de reconstituer la trajectoire et de mesurer l'énergie déposée par une particule chargée est la Chambre à Projection Temporelle (TPC). C'est sur ce détecteur que se basera notre expérience.

2.2.1 Dimensionnement et choix de la cible

Initialement le détecteur MUNU a été conçu dans le but d'atteindre une limite sur le moment magnétique du neutrino de l'ordre de 2 à 3 $10^{-11}\,\mu_B$. À ce niveau de mesure, le rapport des sections efficaces électromagnetique et faible est de l'ordre de 2%. Le nombre N_{event} d'événements nécessaires pour que l'incertitude statistique soit inférieure à l'amplitude du signal électromagnétique se déduit alors de la relation suivante :

$$\frac{\sigma_{elec}}{\sigma_{faible}} \approx 2\% = \frac{1}{\sqrt{N_{event}}} \implies N_{event} \simeq 2500$$

Hors ce nombre doit être au plus égal au nombre d'événements mesurés qui est de l'ordre du produit de la section efficace ($\sigma_{faible} = 3\,10^{-45} cm^2$) par la quantité d'électrons N_e de la cible et le nombre de neutrinos incidents pendant le temps de mesure :

$$N_{event} \leq \sigma_{faible}\, N_e\, \Phi\, T$$

où Φ est le flux de neutrino ($\sim 10^{13}\,\bar{\nu} cm^{-2} s^{-1}$), et T la durée de la mesure (de l'ordre de un an $= 3\,10^7$ secondes). Ainsi :

$$2500 \leq 9\,10^{-25}\, N_e \implies N_e \geq 4600 N_A$$

Le nombre d'électrons de la cible doit être de l'ordre de **4,6 kilo-Avogadro**.

Le choix du gaz doit être en outre guidé par les éléments suivants :

- densité électronique élevée;

- faible numéro atomique pour limiter les effets de diffusion multiple des électrons de recul et favoriser la reconstitution angulaire;
- absence d'hydrogène pour éviter les réactions $\bar{\nu} - p$ dont la section efficace est élevée;
- vitesse de dérive élevée et propriétés de dérive favorables.

Le CF_4 a été retenu pour l'ensemble de ces raisons. Il comporte 42 électrons par molécule, des numéros atomiques faibles, une masse moléculaire de $88 g\,mol^{-1}$, il est dépourvu d'hydrogène, il est de plus ininflammable et non toxique, ce qui facilite sa manipulation. C'est un gaz couramment employé dans l'industrie et l'ensemble de ses propriétés physico-chimiques sont bien connues, nous y reviendrons plus loin.
Sa densité dans les conditions normales de température et de pression (0^oC et 1 bar) est de $3.88\,g\,l^{-1}$. La quantité N_e d'électrons dans la cible donne comme limites sur le produit PV :

$$PV \geq 2.5\ bars\,m^3 \tag{2.4}$$

Cette condition laisse une marge importante du point de vue de la réalisation mécanique, permettant d'intégrer d'autres contraintes physiques et techniques.

2.2.2 Description générale du détecteur

Pour l'ensemble des descriptions qui suivent, on pourra se reporter au schéma de principe donné par la figure 2.5, à la vue éclatée de MUNU sur la figure 2.6 et à une photo du détecteur MUNU avant sa fermeture sur la figure 2.7.

La Chambre à Projection Temporelle
Lors d'une diffusion $\bar{\nu_e} - e^-$ dans le gaz de la TPC, l'électron de recul ionise le CF_4 le long de sa trajectoire. Les électrons de l'ionisation primaire dérivent dans le gaz sous l'effet d'un champ électrique constant. Ils viennent se multiplier sur un plan d'anode mesurant ainsi l'énergie de l'électron incident. Une cathode segmentée placée derrière le plan d'anode permet alors d'avoir la projection de la trace en deux dimensions. Un échantillonnage des signaux lors de l'arrivée des charges sur l'anode donne la troisième dimension à la trajectoire. Nous reviendrons en détail sur le fonctionnement d'une TPC au chapitre 3.3. Plusieurs éléments vont contribuer au choix du dimensionnement de la TPC :

- Les traces des électrons de recul devant être contenues dans la TPC, les dimensions de cette dernière vont être définies connaissant les parcours des électrons pour différentes pressions et différentes énergies. On retiendra comme ordre de grandeur qu'à 3 bars, le parcours d'un électron de 1 MeV est de 44cm. On aura donc tendance à vouloir augmenter la pression pour diminuer le volume du détecteur pour une quantité de cible donnée.
- Inversement plus la pression est basse, plus les trajectoires sont étendues, plus la reconstitution de l'angle initial de diffusion de l'électron de recul est aisée. À cause de la diffusion multiple, la résolution angulaire est inversement proportionnelle à la pression. Ainsi la résolution angulaire par l'intermédiaire de la pression est l'un des critères de détermination du volume (voir relation 2.4).

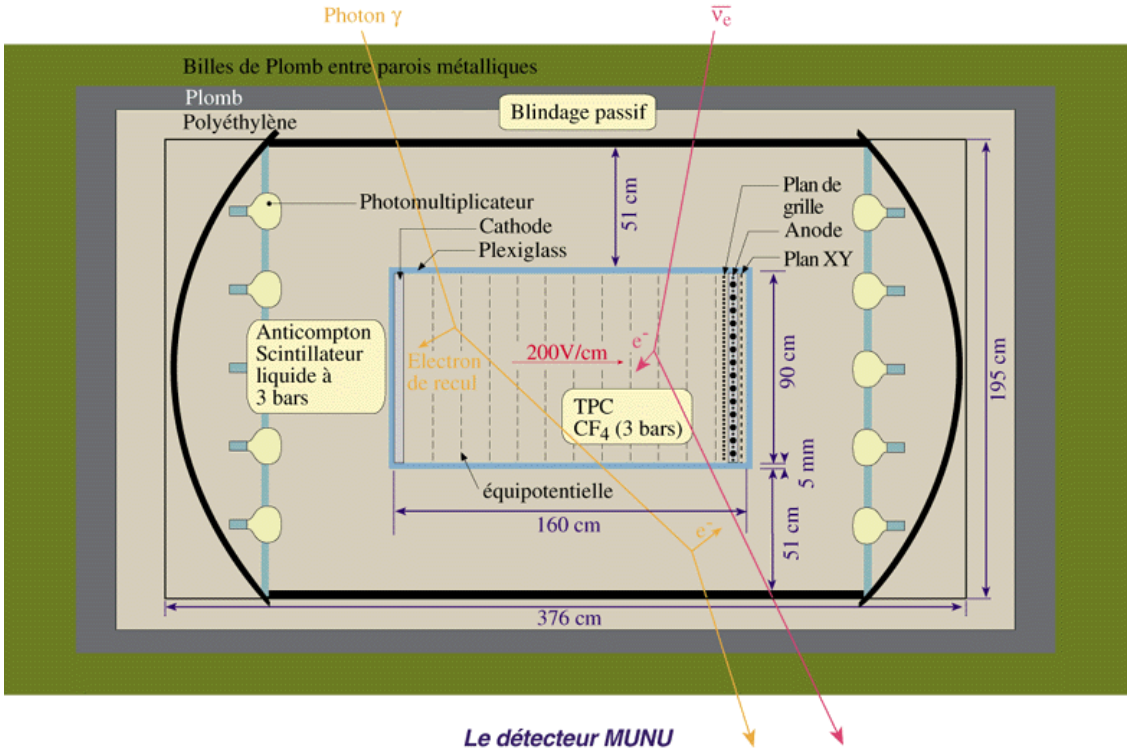


FIG. 2.5 – *Schéma de principe du détecteur MUNU.*

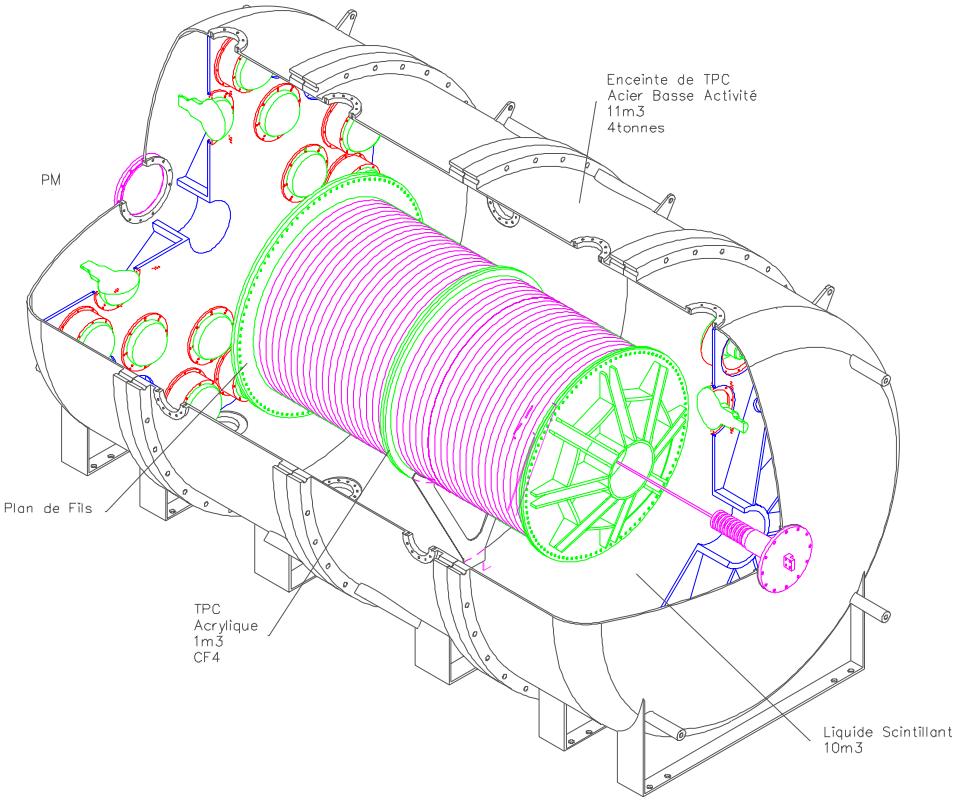


FIG. 2.6 – *Vue éclatée du détecteur MUNU.*

- La diffusion élargissant les traces avec la profondeur de dérive va apporter des limites sur cette dernière.

- La difficulté à réaliser des surfaces de pistes de lecture pour la TPC aussi étendues qu'on le souhaiterait est un critère technologique déterminant pour le dimensionnement. La résolution optique des systèmes réalisant la photogravure des pistes conductrices détermine la taille maximum des plans les supportant, soit actuellement $\sim 1\,m^2$.

Un choix raisonnable incluant toutes ces contraintes a été adopté: **un fonctionnement à 3 bars dans 1 m^3 de CF_4 semble optimal.** Ce volume, représentant une cible de 11 kilogrammes, sera réparti dans un cylindre de 160 cm de longueur (dans le sens du champ de dérive), et 90 cm de diamètre.
Le corps de la TPC doit répondre à la nécessité de basse activité. Il doit en outre ne pas produire d'éléments cosmogéniques et être composé de matériaux à faible Z pour ne pas géner la sortie de γ de faible énergie ayant interagi dans le gaz et devant être détectés dans le liquide. Le PMMA [1] ou plexiglass est un matériau qui répond à ces exigences.
La TPC se compose donc d'un corps cylindrique en plexiglass de 90 cm de diamètre et 160 cm de longueur pour une épaisseur de 0.5 cm , fermé à chaque bout par un couvercle de 1.2 cm d'épaisseur. Sur la face interne des bouchons se trouvent d'un côté une cathode en cuivre et de l'autre une grille, limitant le volume de dérive. Ces deux électrodes, couplées avec des anneaux de champs placés à des potentiels progressifs fournissent un champ de dérive homogène dans tout le volume du gaz. Contrairement aux TPC *classiques* les anneaux de champs sont placés à l'extérieur de l'enceinte de la TPC pour limiter au maximum les zones mortes pouvant favoriser la perte de γ, ainsi le volume fiduciel et le volume de dérive sont égaux. Le champ électrique dans la TPC est maintenu à 206 V/cm donnant, comme nous le verrons ultérieurement un temps de dérive maximum de 70 μs.
Derrière la grille se trouve une chambre proportionnelle multifils sur laquelle nous reviendrons en détail au paragraphe 3.3. Elle permet d'amplifier et de collecter les électrons de dérive et d'obtenir une image en deux dimensions des traces. La vitesse de dérive des électrons étant connue, un échantillonage de ces signaux permet de reconstituer la troisième dimension grâce à la connaissance des différences de temps d'arrivée des charges sur l'anode.

Le blindage actif: le système anti-Compton
La faiblesse du taux de comptage attendu (quelques événements par jour) nécessite de pouvoir distinguer dans les électrons de recul entre ceux issus d'une diffusion avec un neutrino et ceux issus d'une diffusion Compton avec un gamma provenant de la radioactivité naturelle. Pour cela, la TPC est immergée dans une cuve pleine de scintillateur liquide, dont le rôle est de détecter tout gamma en coïncidence avec un événement électron dans le gaz et de rejeter ce dernier.
On souhaite pour cela que 99% des gammas déposant au moins 100 keV dans le scintillateur soient détectés. Dans le scintillateur (de type NE235) de densité voisine de 0.9 g/cm^3 et de rapport H/C=2, la longueur d'atténuation des gammas de 1MeV, λ, est de l'ordre de 10 g/cm^2 [27]. la probabilité P que le photon soit détecté s'écrit alors:

$$P = 1 - e^{-L\frac{\rho}{\lambda}} \approx 0.99 \tag{2.5}$$

1. Poly Metacrylate de Methyle

On en déduit une épaisseur de scintillateur L d'au moins 50 cm, ce qui entraine un volume cylindrique entourant complètement la TPC de 8 m^3 de scintillateur.
48 photomultiplicateurs (de type EMI 9354) de 8 pouces de diamètre ($\approx 20\,cm$) sont disposés de part et d'autre aux extrémités de la cuve et sont directement immergés dans le scintillateur pour augmenter l'efficacité de collection. La paroi interne de la cuve contenant l'ensemble est recouverte d'une couche de peinture favorisant la réflexion (diffusive).
Ce dispositif constitue de plus un excellent blindage actif anti-muons, ces derniers laissant en moyenne quelques centaines de MeV dans le liquide.
L'ensemble de ce système constitue l'anti-Compton sur lequel nous reviendrons (calibration, suivi du liquide, seuil de détection,...) au paragraphe 3.2.

Le blindage passif
Les valeurs citées dans ce paragraphe sont uniquement des ordres de grandeur issus d'une simulation complète du détecteur [28].
Au vu du rapport des surfaces et des volumes mis en jeu dans le hall d'expérience et dans le détecteur, seul 20% des γ provenant de l'extérieur du détecteur vont toucher la TPC. Il leur est possible d'entrer dans la TPC sans être détectés par l'anti-Compton (probabilité $\leq 10^{-2}$), d'interagir dans le gaz (probabilité $\leq 10^{-2}\,bar^{-1}$) et de ressortir du liquide sans interagir à nouveau (probabilité $\leq 10^{-2}$). Ainsi le système anti-Compton a une efficacité de rejet de $6\,10^{-7}$ contre les γ externes avec une pression de 3 bars pour la TPC. Des mesures effectuées dans la salle de l'expérience ont montré que leur taux est d'environ $10^{10}\,\text{jour}^{-1}$, provenant principalement des murs en béton [2], et on peut donc prévoir que $2\,10^4$ d'entre eux vont diffuser dans la TPC.
Un blindage passif en plomb va protéger le détecteur contre cette activité externe. Son épaisseur de 15 cm entraîne une diminution de ce bruit d'un facteur 10^3 [34].

L'interaction de cosmiques (30 muons $s^{-1}cm^{-2}$) dans le plomb génère de l'ordre de $5\,10^6$ neutrons par jour. Le risque est que ces neutrons après s'être thermalisés et avoir été capturés ne donnent des émetteurs γ ou β décorellés en temps du muon initial à l'intérieur même du détecteur. Pour se prémunir contre ces neutrons, on intercale un thermaliseur et un neutrophage entre le plomb et la cuve contenant le liquide scintillant pour les capturer. 8 cm de polyéthylène jouent le rôle de thermaliseur. Le premier et le dernier centimètre de ce blindage sont chargés en Bore. Ce dernier a pour objet de capturer les neutrons thermalisés et de confiner les autres à l'intérieur du polyéthylène en agissant comme réflecteur. La capture se fait de la façon suivante :

$$\begin{cases} {}^{10}_{5}B + n \rightarrow {}^{7}_{3}Li + \alpha \ (6\%) \\ {}^{10}_{5}B + n \rightarrow {}^{7}_{3}Li^{*} + \alpha \ (94\%) \end{cases}$$

Les α sont réabsorbés dans le CH_2 et les γ de désexcitation, d'une énergie de 482 keV, sont détectés dans le liquide. Le taux des gammas pouvant interagir dans la TPC sans être vus dans le scintillateur est négligeable.

2. nous reviendrons sur ce taux au paragraphe 2.1.1

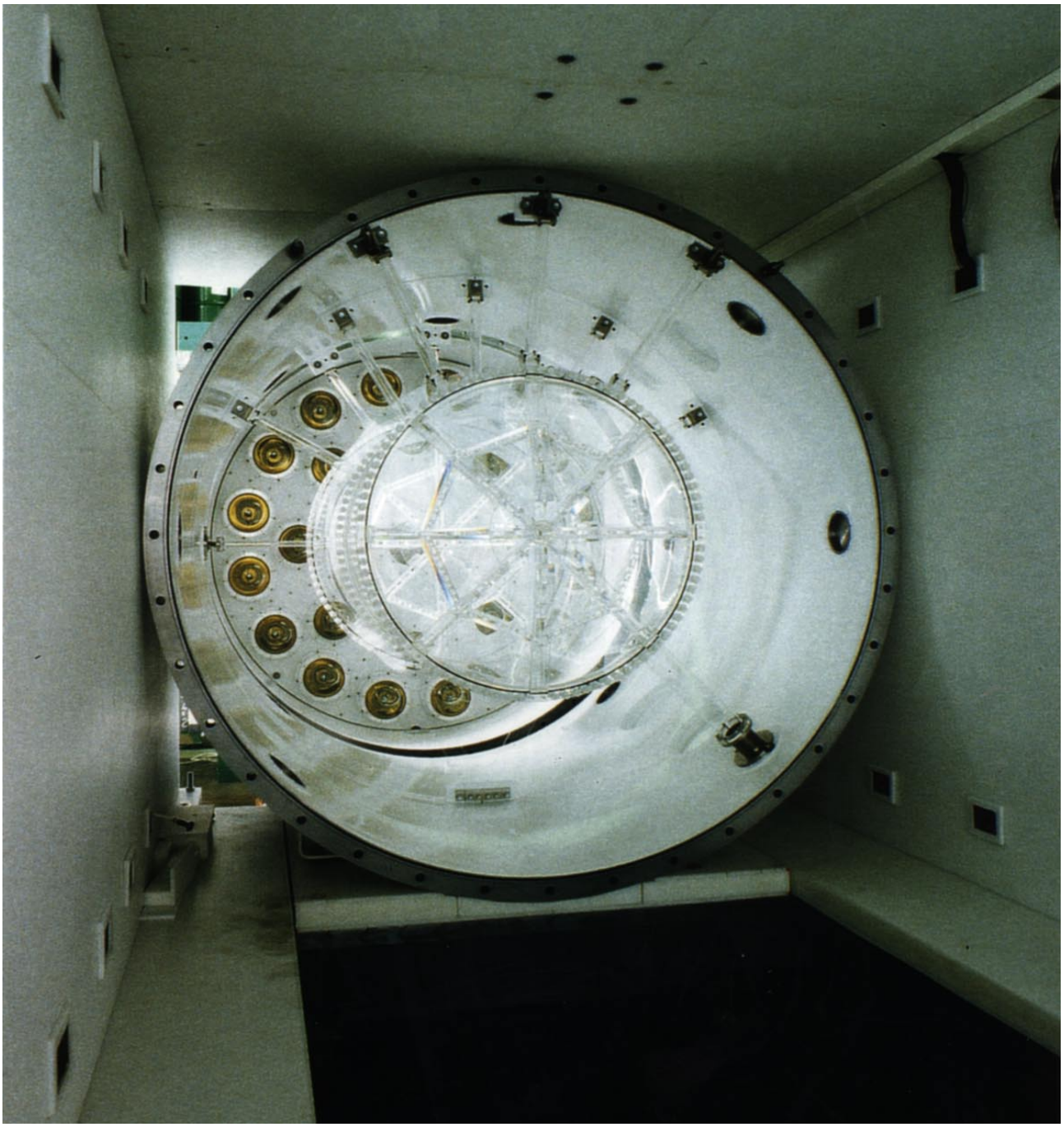


FIG. 2.7 – *Photo de l'enceinte de la TPC et de la cuve de l'anti-Compton, à l'intérieur du château.*

2.3 De la simulation de MUNU

2.3.1 Spectre d'électrons de recul dans la TPC

Nous avons à notre disposition tous les élements pour trouver le spectre des électrons de recul dans la TPC :

- la section efficace d'interaction $\bar{\nu_e} - e^-$ avec ou sans moment magnétique (1.2.2);
- Le spectre des neutrinos incidents (figure 2.4);
- nous pouvons avoir accès à la puissance thermique du réacteur tout au long de l'année ainsi qu'au burnup, donc au nombre de neutrinos créés;
- nous connaissons le dimensionnement de la cible de gaz (160cm. x 90cm.$\oslash$), ainsi que la pression de fonctionnement (3bars), donc le nombre d'électrons de cette dernière.

La convolution de ces données permet de trouver le spectre de recul attendu des électrons montré sur la figure 2.8 donné ici en coups par an.

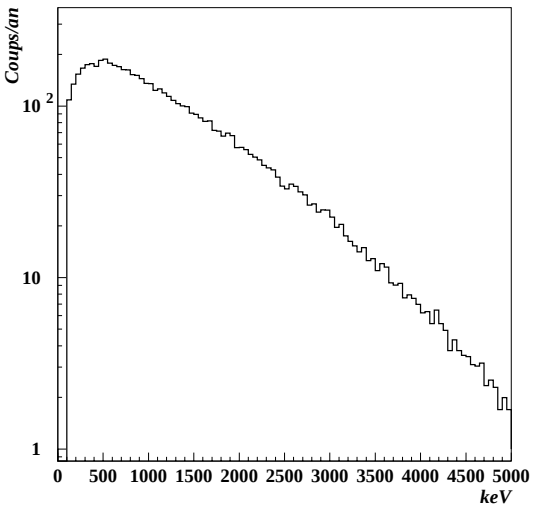


FIG. 2.8 – *Spectre des électrons de recul issus d'une diffusion par courant faible avec les neutrinos en provenance du réacteur*

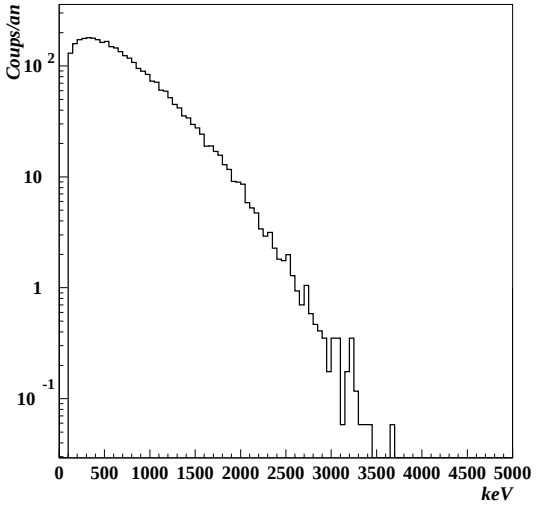


FIG. 2.9 – *Énergie déposée dans la TPC par les électrons de recul issus d'une diffusion par courant faible avec les neutrinos en provenance du réacteur*

Les traces de ces électrons dans la TPC peuvent être totalement contenues dans le volume de gaz ou alors n'être que partiellement contenues et venir se perdre contre les parois de la TPC. Une simulation Monte-Carlo tenant compte de la géométrie du détecteur et de la diffusion multiple des électrons de recul dans le gaz permet de reproduire cet effet dû aux fuites d'électrons contre les parois. Nous reviendrons plus en détail sur ce programme de simulation au paragraphe 2.3. La connaissance de la géométrie de la TPC ainsi que de son

positionnement dans le bâtiment du réacteur et du dimensionnement de ce dernier, permet de savoir quelle proportion de l'énergie de chaque électron diffusé est perdue dans le gaz de la TPC et peut donc être collectée. Sans pour autant tenir compte pour le moment d'une quelconque résolution due à la collection de charges ou d'autres coupures, on peut grâce à cette simulation donner le spectre de l'**énergie déposée** par les électrons de recul dans la TPC (voir figure 2.9). Le rapport de ces deux spectres nous montre la fonction

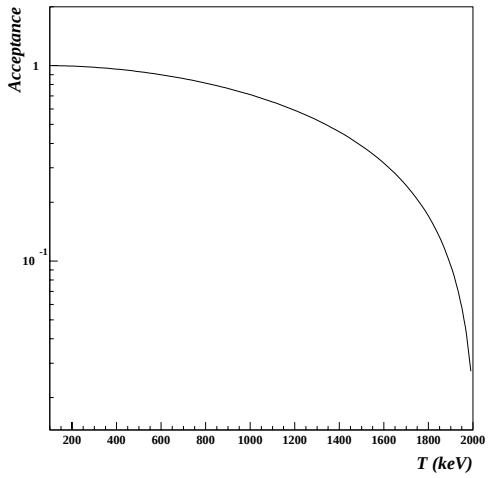


FIG. 2.10 – *Acceptance de la TPC aux électrons de reculs provenant d'interaction de neutrinos du réacteur*

d'acceptance de la TPC pour des électrons de recul dus à une diffusion avec un neutrino en prevenance du réacteur (figure 2.10).

2.3.2 Architecture du programme de simulation général de MUNU

La simulation numérique des résultats que l'on peut attendre du détecteur MUNU repose sur quatres étapes essentielles : un programme de génération de particules, l'injection de ces particules dans une simulation du détecteur donnant en sortie les dépôts d'énergie dans les différentes parties de ce dernier et leurs localisations, puis plusieurs simulations des sous-parties du détecteur servant à mesurer ces énergies tenant compte de procédés physiques liés à la détection (simulation optique pour la collection de lumière par les PMs, propriétés du gaz pour le transport des électrons dans la TPC, etc...) et enfin une digitalisation des différents signaux attendus en sortie du détecteur reproduisant au mieux les

effets liés à l'électronique d'enregistrement.

Le générateur d'événements
Il permet de préparer des listes d'événements à injecter dans la simulation du détecteur. Les paramètres que l'on peut choisir en entrée sont le type de particule (électrons, gammas, alphas, muons, etc...) avec leur énergie, position et direction incidente dans le détecteur. On peut ainsi générer un seul type de particules ou différentes coïncidences reliées à la présence de matériaux radioactifs (source ou bruit de fond) dans le détecteur. Pour ce faire, les schémas de désintégration de différents émetteurs ont été programmés avec leurs taux de branchement et leurs spectres en énergie associés : ^{235}U, ^{238}U, ^{222}Rn, ^{210}Bi, ^{212}Bi, ^{60}Co, ^{137}Cs, ^{40}K, ^{54}Mn, etc... Le spectre des électrons de recul dus aux neutrinos du réacteur avec la présence ou non de moment magnétique, est lui aussi rentré dans ce générateur d'événements. Les éléments de simulation du réacteur servant à déterminer son spectre d'émission tiennent compte de la masse du combustible, de la composition des assemblages en début de mesure, de l'évolution du combustible au cours du temps, des puissances de la tranche 5 en fonction du temps, des coordonnées relatives du détecteur dans le bâtiment du réacteur.

Simulation des pertes d'énergie dans le détecteur
Un programme de simulation complète des interactions dans le détecteur basé sur la méthode Monte-Carlo et utilisant le code GEANT [38] a été développé. Il tient compte du dimensionnement du détecteur cité au chapitre précédent (voir figure 2.5), des matériaux utilisés pour chaque partie ainsi que des pressions auxquelles sont soumis le gaz et le liquide scintillant. Les particules sont suivies pas à pas dans le détecteur, leurs positions ainsi que les pertes d'énergies correspondantes faisant l'objet des sorties de cette étape de programmation.

Collection et détection de l'énergie
Cette phase liée à la conversion, au transport et à la collection des dépôts d'énergie enregistrés à l'étape précédente, est en fait basée sur la physique ayant trait au fonctionnement même des sous-détecteurs de MUNU (photomultiplicateurs, anode et pistes de la TPC).
En ce qui concerne les photomultiplicateurs, elle consiste à convertir localement l'énergie déposée dans le liquide en lumière suivant les performances de ce dernier, à répartir ces photons sur les 48 PMs en se basant sur les résultats d'une simulation optique de l'intérieur de la cuve contenant le liquide et la TPC. Les photons sont ensuite convertis en photoélectrons suivant l'efficacité quantique des PMs, ces derniers fluctuant suivant une distribution tenant compte de la multiplication sur les étages des PMs : spectre de photoélectron unique si moins de dix d'entre eux sont émis par la photocathode, gaussienne dans les autres cas.
En ce qui concerne la TPC, cette simulation va considérer les différents aspects liés à son fonctionnement, à savoir : ionisation du gaz, transport des électrons dans la dérive, avalanche sur les fils d'anode et collection des charges et enfin influences sur les bandelettes donnant l'image de la trace. Les coefficients de transport du CF_4 sur lesquels nous reviendrons (paragraphe 3.3.3.1) ont été rentrés comme paramètres du programme.

Digitalisation des événements
Les signaux transmis par l'anode, le réseau de bandelettes sont ensuites traités pour rendre

compte de l'électronique associée à ces détecteurs ainsi que de l'échantillonnage. La partie électronique tient compte des temps d'intégration et de relaxation des amplificateurs ainsi que du bruit électronique qui se rajoute au signal. Ce dernier est généré de manière analytique aprés avoir été étudié sur le détecteur, mais, pour certains d'entre eux trops difficiles à réaliser numériquement (notamment en ce qui concerne le bruit des pistes X-Y), ce sont directement des échantillons de bruit blanc **réels** enregistrés qui sont additionnés aux signaux simulés.

L'ensemble des données en sortie de la simulation sont numérisées sous la même forme que les données réelles du détecteur et peuvent donc être traitées par les mêmes programmes d'analyse. Les données intermédiaires telles que les dépôts d'énergie à la sortie de GEANT ou encore les nombres de photoélectrons sur chaque PM sont elles aussi accessibles.
Nous reviendrons lorsque nous en aurons besoin sur les résultats que fournit ce programme, tant du point de vue de la simulation des sources servant à calibrer les différentes parties du détecteur, que du résultat relatif à la physique du neutrino.



Chapitre 3

Le détecteur MUNU

L'efficacité et l'originalité du détecteur MUNU dans son identification des différentes composantes du bruit de fond vient du couplage de la Chambre à Projection Temporelle avec un système de détection de lumière servant principalement à la réjection des diffusions Comptons. Dans ce chapitre nous allons revenir en détail sur le fonctionnement, la maintenance et les performances de ces deux parties du détecteur.
Nous verrons notamment le mode de calibration et de suivi des photomultiplicateurs et du liquide scintillant, la capacité de localisation des événements ainsi que le seuil de détection. Pour la TPC nous nous intéresserons principalement à son fonctionnement avec du CF_4 et à ses performances attendues et mesurées.
Mais, dans un premier temps, nous allons revenir rapidement sur le codage des signaux, l'électronique de lecture, le système d'acquisition et de contrôle du détecteur.

3.1 Électronique et acquisition

L'ensemble des informations relatives au détecteur, signal d'anode, pistes X-Y (512 en tout) ainsi que les 48 signaux des photomultiplicateurs, est lu par un système de convertisseurs analogiques/numériques rapides flash-ADC (fADC) de marque STRUCK. Ces derniers codent sur 8 bits avec une profondeur de mémoire de 1024 mots. Une fréquence d'échantillonnage de 12.5 MHz (80 ns/mot) permet un codage pendant 80 μs, couvrant ainsi largement l'ensemble du temps de dérive total de la TPC et donnant une résolution de 1.8 mm selon l'axe de dérive.

Un diagramme de l'architecture d'acquisition et de surveillance de l'expérience que nous allons brièvement décrire maintenant est donné sur la figure 3.1. L'ensemble des 650 fADCs est contrôlé par un bus VME. Ce dernier est déclenché par une unité logique programmable (Universal Logique Module de Lecroy) faisant le lien avec l'électronique rapide. Le système d'acquisition CASCADE [35] développé au CERN permet la lecture des fADCs et le stockage des données localement à Bugey depuis une station DEC. Le temps de lecture total de la mémoire des 600 fADCs additionné au temps de transfert et d'écriture sur disque, représente deux secondes en moyenne. L'acquisition peut être mise en oeuvre à distance par n'importe quel laboratoire de la collaboration.

En plus des acquisitions des détecteurs individuels de MUNU que nous venons de décrire sommairement, un système indépendant de contrôle des taux de comptage individuels et collectifs est assuré depuis un Macintosh placé dans la salle d'expérience avec un système d'acquisition Kmax [36] enregistrant des échelles de comptage. Les données fournies sont surveillées à distance en permanence.
Parallèlement à tout cela, un suivi de l'ensemble des températures et pressions du détecteur est assuré par le VME. Une mesure est effectuée et enregistrée toutes les 15 minutes, cette dernière pouvant être directement consultée par la collaboration sur notre site internet [37].

3.2 Le système anti-Compton

Comme nous l'avons vu dans la description générale du détecteur, la TPC est immergée dans 8 tonnes de scintillateur liquide NE235, scruté par 48 photomultiplicateurs EMI 9354 de 20 cm de diamètre. Une simulation [39] a montré que ce dimensionnement permet de rejeter 98 à 99% des gammas interagissant avec le gaz de la TPC laissant plus de 100 keV dans le scintillateur et interagissant par effet Compton dans la TPC.
Pour garantir l'efficacité de ce blindage actif il est nécessaire de déterminer l'état de fonctionnement des deux ensembles qui le composent : les photomultiplicateurs et le liquide. Pour déconvoluer chacune de ces parties, on va dans un premier temps déterminer le point de fonctionnement de chaque tube photomultiplicateur indépendamment des qualités du scintillateur. Connaissant cela, on mesurera ensuite les performances du système liquide plus PMs pour évaluer et suivre au cours du temps la qualité du scintillateur.
Il sera ensuite nécessaire de calibrer l'ensemble du système anti-Compton (liquide, collection de lumière et photomultiplicateurs) et de mesurer son seuil de détection. Ce sont les différents points que nous aborderons dans ce chapitre, mais avant tout, nous allons brièvement aborder un point technique relatif au positionnement et au type de sources radioactives que nous utiliserons pour réaliser ces calibrations puis faire un rapide survol de l'électronique associée aux PMs.

3.2.1 Sources radioactives utilisées pour la calibration

Pour effectuer les calibrations, dont nous venons de décrire l'utilité, nous utilisons des sources radioactives que l'on peut placer au coeur même du détecteur au moyen d'un *doigt de source*. Les sources sont conditionnées dans une petite pièce en alluminium placée à l'extrémité d'un filin métallique que l'on peut à volonté introduire depuis l'extérieur du détecteur dans une gaine se terminant par un tube en plexiglass positionné contre la paroi de la TPC. Sa situation ainsi que les conventions d'orientation du détecteur sont indiquées sur la figure 3.2. On notera que pour des raisons mécaniques la source n'est pas centrée selon l'axe longitudinal mais décalée de 28 cm du côté de l'anode.

Nous utiliserons deux sources donnant chacune un gamma monoénergétique (voir schémas de désintégration sur les figures 3.3 et 3.4) :

- du ^{137}Cs produisant des γ de 662 keV;
- du ^{54}Mn produisant des γ de 835 keV;

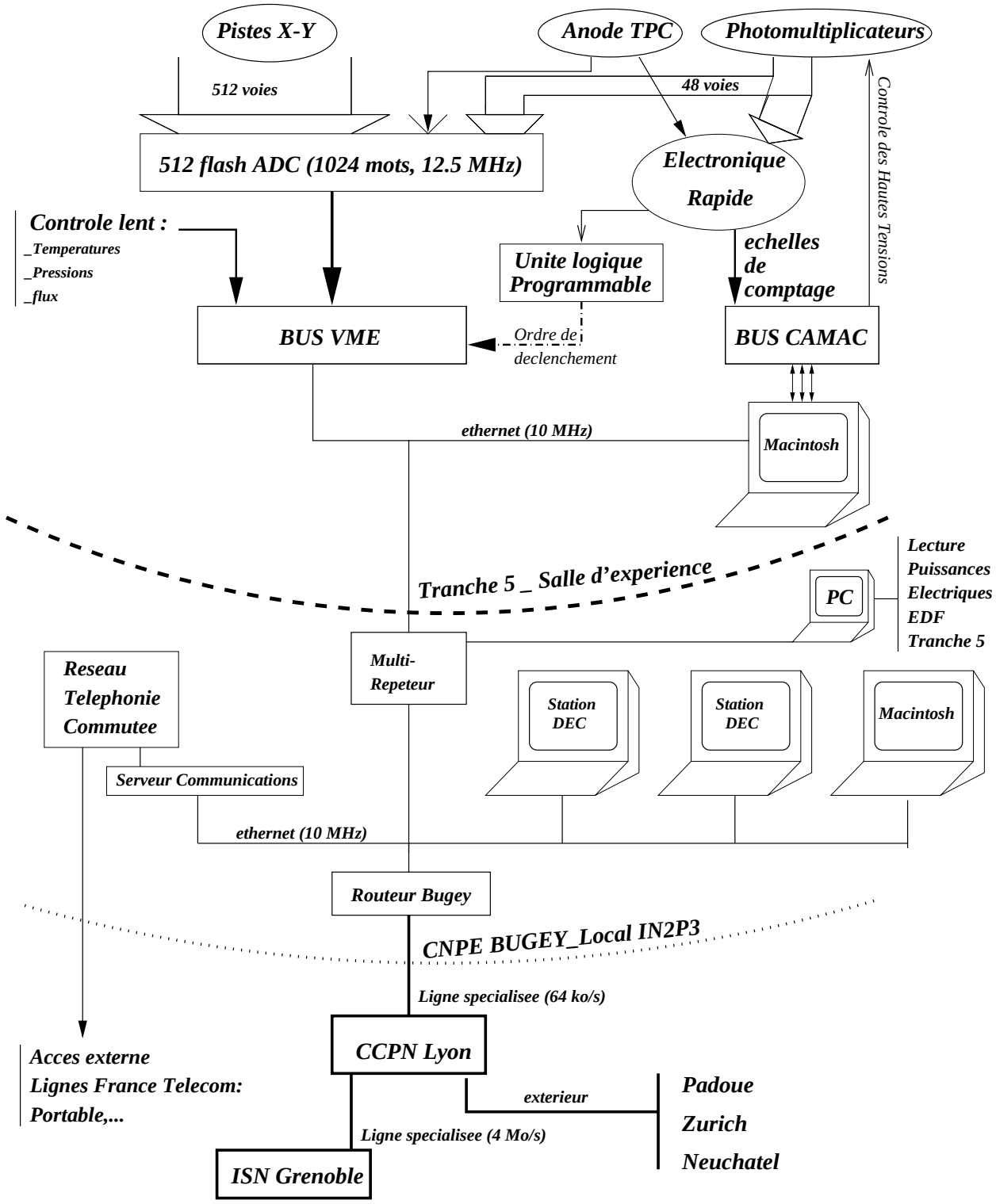


FIG. 3.1 – *Schéma de l'architecture d'acquisition et de contrôle de MUNU.*

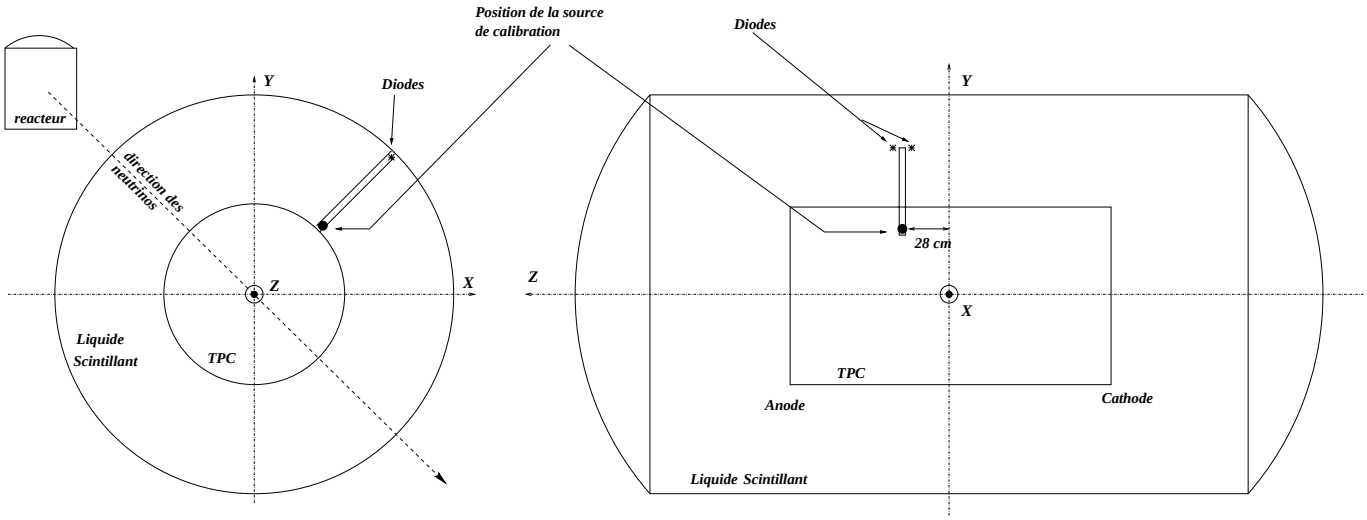


FIG. 3.2 – *Positionnement de la source dans le détecteur et conventions d'orientation du détecteur.*

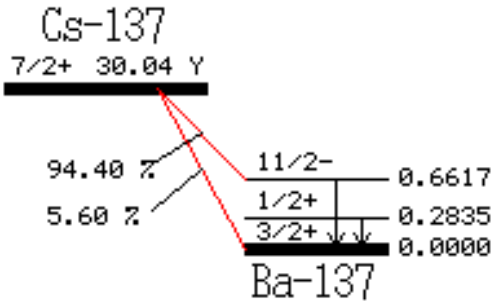


FIG. 3.3 – *Schéma de désintégration du* ^{137}Cs

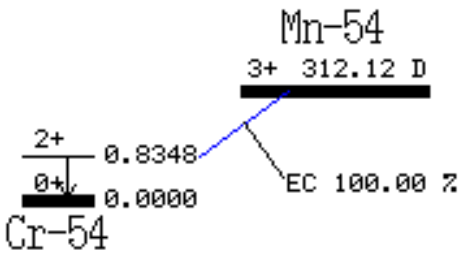


FIG. 3.4 – *Schéma de désintégration du* ^{54}Mn.

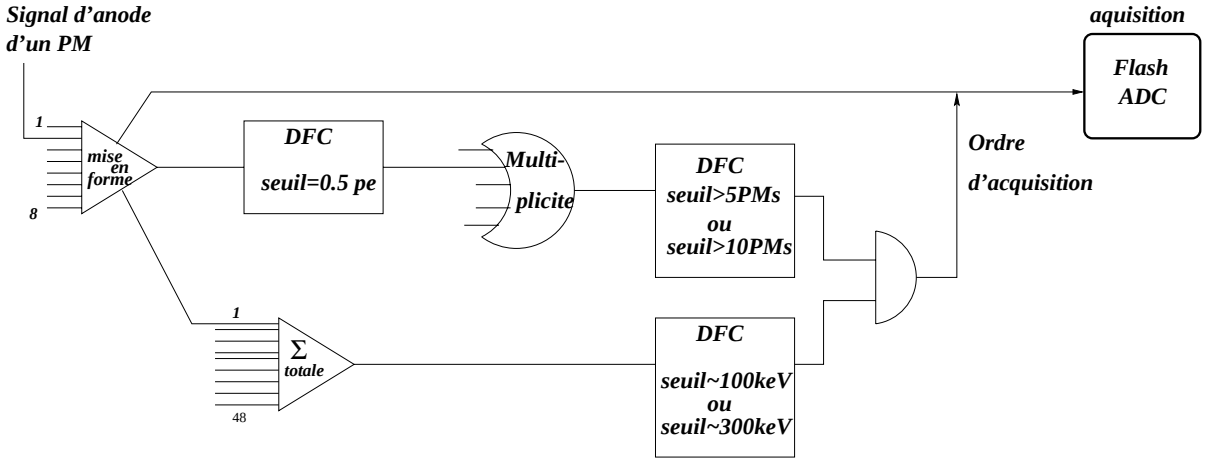


FIG. 3.5 – *Schéma électronique de déclenchement du système anti-Compton*

3.2.2 Codage et système de déclenchement des Photomultiplicateurs

Le dispositif électronique de déclenchement indiquant qu'un gamma a été détecté dans le liquide scintillant peut servir soit de veto sur le signal de la TPC, dans le cas d'une prise de données neutrino, soit d'ordre d'acquisition sur le VME si l'on souhaite enregistrer les signaux des PMs.
Une simulation de la réponse lumineuse du scintillateur pour un dépôt monoénergétique et des mesures préliminaires sur le liquide scintillant [39] nous permet de considérer comme point de départ que pour une perte de 100keV dans le scintillateur, 15 à 30 photoélectrons au total vont être vus par l'ensemble des PMs (figure 3.7).

Chacun des 48 PMs va ainsi voir zéro ou un seul photoélectron. Pour rejeter le maximum d'électrons associés à un gamma, le seuil de déclenchement individuel de chaque PM doit être placé aussi bas que possible, à une fraction de photoélectron (0.3-0.5 pe). Le taux d'impulsions d'obscurité des tubes pouvant être important, pour éviter de continuellement déclencher, on demande qu'un certain nombre de PMs soient touchés en coïncidence. Par ailleurs une somme analogique des 48 signaux des PMs est faite.
L'ordre de déclenchement sur chaque PM est donné par un discriminateur à fraction constante (DFC). Deux niveaux de déclenchement ont été prévus :

- l'un comprend un seuil en énergie d'environ 100keV sur la somme des PMs ainsi qu'un critère de multiplicité nécessitant au moins 5 PMs touchés. Ce système est appelé *anti-Compton bas*, c'est celui qui sert de veto sur la TPC et permet de rejeter les électrons en coïncidence avec un gamma d'au moins 100keV.

- l'autre, appelé *anti-Compton haut*, a un seuil sur la somme des PMs à 300 keV et un critère de multiplicité placé à 10 PMs. Il sert essentiellement à réaliser des spectres gammas dans le liquide.

Le schéma électronique relatif à ces deux systèmes est donné par la figure 3.5.

Comme il a déjà été expliqué les signaux issus de l'anode de chaque PM sont lus par un convertisseur analogique/numérique rapide fADC, ayant une mémoire de 1024 mots

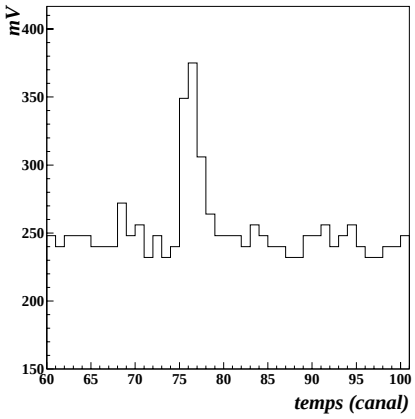


FIG. 3.6 – *Codage d'un signal d'électron unique*

z (cm)	Photoélectrons/MeV
0	150
80	188
120	300

FIG. 3.7 – *Simulation du nombre total de photoélectrons collectés.*

et échantillonnant le signal avec une fréquence de 12.5 MHz. Pour être adaptés à cette fréquence d'échantillonage, les signaux des PMs sont préalablement amplifiés et mis en forme dans un circuit ayant un temps de montée de 70 ns et un temps de descente de 120 ns, permettant un codage sur 2 à 3 canaux d'un signal d'électron unique (cf. figure 3.6).

3.2.3 Calibration des Photomultiplicateurs

3.2.3.1 Réponse des photomultiplicateurs

Pour un dépot de 100 keV dans le liquide, chacun des 48 PMs va ainsi voir zéro ou un seul photoélectron [39]. Le déclenchement des photomultiplicateurs va donc devoir se faire à un niveau inférieur à l'électron unique. À ce niveau de détection il est important de comprendre les mécanismes qui expliquent l'allure du Spectre d'Électron Unique (SEU) [40] [41] que l'on obtient (figure 3.8).
Les électrons excités dans la photocathode subissent de nombreuses collisions inélastiques lors de leur migration vers la surface interne de cette dernière. Il s'en suit une distribution énergétique et angulaire plus ou moins complexe lors de leur émission vers la première dynode.

Pour chaque photoélectron reçu, cette dernière en produit δ. Les électrons de cette émission secondaire sont de très faible énergie, de l'ordre de quelques eV. Ils sont ainsi facilement guidés vers la seconde dynode. Si N étages répètent le même schéma, il s'en suit un gain total $G = \alpha\delta^N$, où α est la fraction de photoélectrons collectés par la structure multiplicatrice.
Si l'on considère que tous les étages du PM ont le même gain, la statistique de Poisson nous donne une variance relative de la forme $v_G = \frac{1}{\delta - 1}$. La validité de l'hypothèse de la loi de Poisson pour rendre compte de la statistique de l'émission secondaire est à utiliser avec précaution. La réalisation expérimentale du spectre SEU qui représente la distribution de probabilité du gain du multiplicateur nous montre en effet que l'hypothèse d'une statistique régie par la loi de Poisson n'est généralement pas rigoureusement vérifiée : la variance

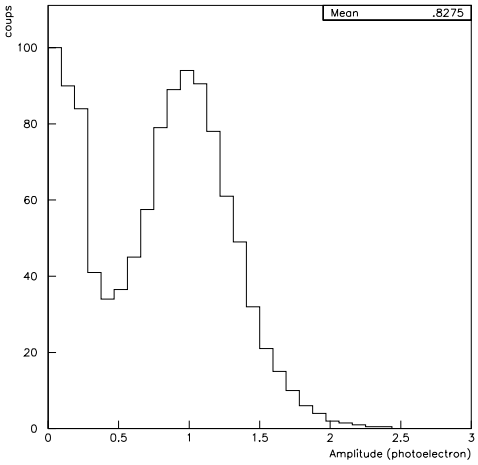


FIG. 3.8 – *Spectre d'Électron-Unique typique des PM EMI 9354 utilisés pour le détecteur MUNU.*

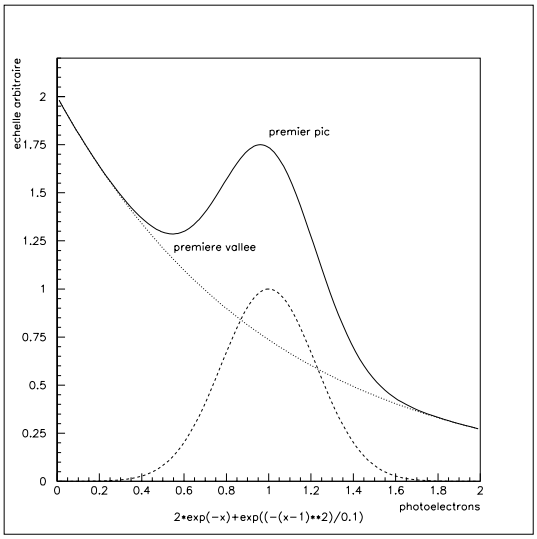


FIG. 3.9 – *Schéma de principe du Spectre d'Électron Unique.*

de la distribution est toujours supérieure à celle donnée dans la formule précédente. Plusieurs phénomènes peuvent l'expliquer comme l'éparpillement en énergie et en angle des électrons provenant de la photocathode qui entraîne une variance supplémentaire sur α, ou encore le fait que des électrons peuvent sauter certaines dynodes. Ces derniers génèrent un piédestal de forme exponentielle. La figure 3.9 illustre ce phénomène.

Pour obtenir un spectre d'électron unique pour chaque PM il va donc falloir avoir une source produisant des dépôts en lumière générant moins de 48 photoélectrons de manière à ce que chacun des PMs ne détecte en moyenne qu'un seul photoélectron. Plusieurs méthodes ont été envisagées à cette fin :

- On peut générer quelques photons dans le scintillateur grâce à l'impulsion lumineuse d'une LED convenablement réglée;
- Une autre manière d'obtenir la propagation de quelques photons peut être l'utilisation de gammas de faible énergie provenant du bruit de fond du scintillateur.

3.2.3.2 La photodiode

Une méthode pour calibrer au photoélectron unique les PMs est de générer au moyen d'une photodiode quelques photons dans le scintillateur. Si le nombre de photons est inférieur au nombre de PMs, on augmente les chances pour que chaque PM ne reçoive qu'un seul d'entre eux.

Dans le but de réaliser ces calibrations, deux photodiodes ont été montées à l'intérieur de la cuve du scintillateur, contre sa parois interne. Leurs positions sont données sur la figure 3.2. Ce sont des diodes d'une puissance de 0.3 mW avec les longueurs d'ondes de 625 nm

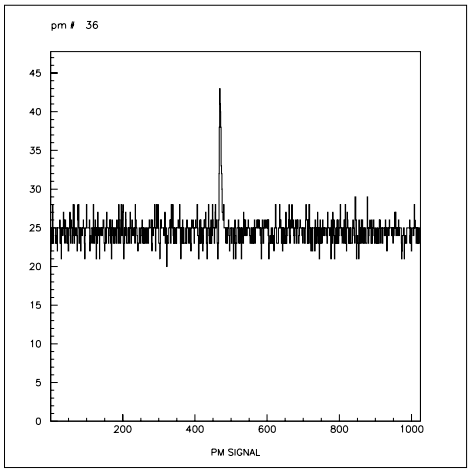


FIG. 3.10 – *Signal de diode vu par un PM.*

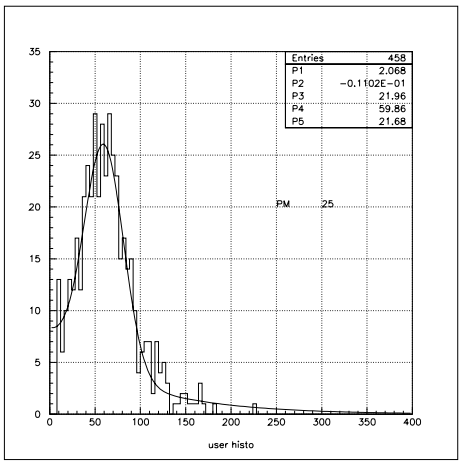


FIG. 3.11 – *Spectre en Photoélectrons typique pour des événements du type LED.*

(rouge) et 550 nm (vert).

L'enregistrement d'une prise de données avec la diode s'effectue avec une coïncidence entre le génerateur de la diode (d'une fréquence de un hertz) et le signal issu du système de déclenchement classique (cf. figure 3.5). Typiquement un signal de diode enregistré sur un fADC a l'allure de la figure 3.10. Pour plusieurs de ces événements le spectre associé sur un PM est donné sur la figure 3.11. Si on compare ce dernier spectre à la figure 3.9, on notera la faiblesse de la contribution due au spectre d'obscurité[1]. Cela est dû au système de déclenchement de l'acquisition pour ces événements qui est directement provoqué par le générateur de source, limitant ainsi la possibilité d'enregistrement de bruit lié aux PMs.

Calibrer les PMs avec les photodiodes présente plusieurs inconvénients :

- Le positionnement géométrique des LEDs peut générer des anisotropies dans la distribution des photons et favoriser le taux de comptage de certains PMs au détriment d'autres;

- Avoir à notre disposition seulement deux longueurs d'ondes ne va permettre de tester qu'une partie de l'efficacité quantique de la photocathode des PMs.

Il faut garder à l'esprit que cette calibration doit servir à suivre l'efficacité des photomultiplicateurs à détecter des photons issus d'interactions de particules dans le scintillateur. Pour ces raisons, la calibration systématique avec la diode a été abandonnée au profit de celle avec le bruit de fond qui fait l'objet du chapitre suivant.

1. Le spectre d'obscurité se compose principalement d'une exponentielle décroissante générée par des électrons se détachant des dynodes ou partant de la cathode et sautant certains étages de multiplication. Néanmoins des électrons peuvent se détacher de la photocathode et être normalement multipliés par tous les étages, apportant au spectre d'obscurité une petite contribution de photoélectrons uniques.

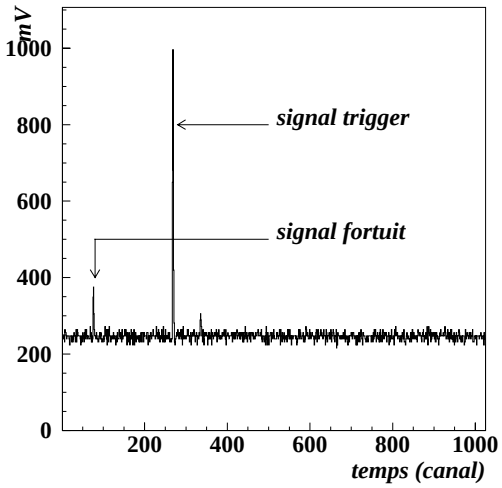


FIG. 3.12 – *Signal typique d'un PM en trigger anti-Compton* haut, *précédé d'un fortuit de basse énergie*

3.2.3.3 Spectre d'Électron Unique obtenu avec le bruit de fond

Suivre le gain des photomultiplicateurs en utilisant comme source lumineuse les dépôts d'énergie de gammas de faible énergie présente plusieurs avantages :

- Ces événements se répartissent de manière homogène dans tout le scintillateur, ainsi chaque PM collecte en moyenne autant de lumière que les autres;
- On peut choisir le seuil maximum en énergie des événements que l'on accepte et ainsi garantir que moins de 48 photoélectrons seront émis;
- Le spectre d'émission est celui du scintillateur et toutes les longueurs d'ondes émises sont bien celles que l'on veut tester;
- Une telle prise de données peut être réalisée simultanément à une mesure du spectre du scintillateur, elle ne nécessite pas de trigger spécial.

L'acquisition de tels événements de basse énergie est facilitée par les caractéristiques d'un des circuits de déclenchement de l'anti-Compton : le trigger anti-Compton *haut* (voir figure 3.5). Il comprend entre autre un seuil en énergie d'environ 300 keV. Un retard variable peut être appliqué lors de l'acquisition d'événements. Ainsi, le signal sur lequel les PMs ont déclenché est décalé d'autant dans la mémoire du fADC. Lors de l'analyse numérique des données, il suffit alors de sélectionner tout événement se produisant entre le temps initial d'acquisition et le temps de trigger (voir figure 3.12). En effet une impulsion se produisant entre ces deux temps est forcément d'énergie plus faible que le seuil de 300 keV, et donc produit au maximum une trentaine de photoélectrons se répartissant sur l'ensemble des PMs.

On va intégrer ces impulsions en leur soustrayant un piédestal correspondant au bruit de fond électronique moyen. Nous obtiendrons ainsi un spectre en charges des impulsions

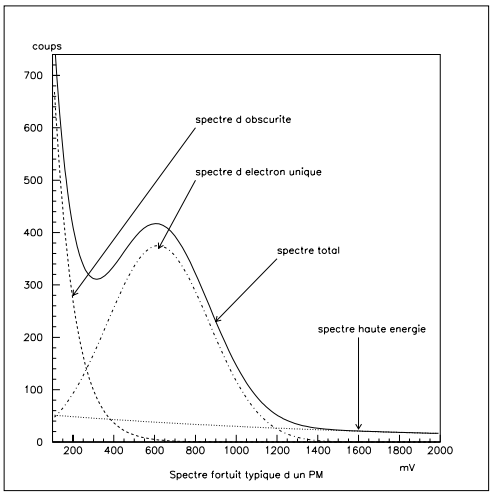


FIG. 3.13 – *Spectre fortuit typique d'un PM*

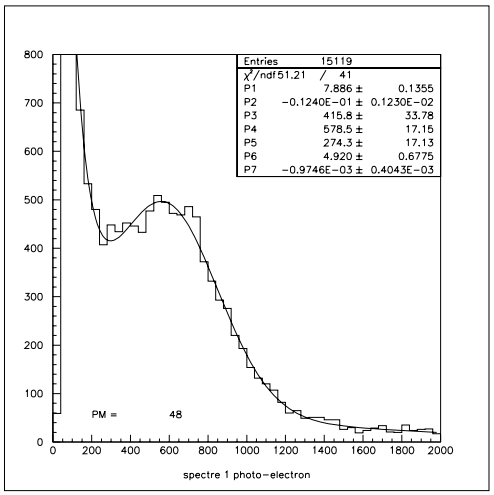


FIG. 3.14 – *Spectre fortuit typique d'un PM*

correspondant aux événements fortuits de basse énergie, et ce pour chaque PM. L'analyse des spectres obtenus nous montre trois contributions (voir figure 3.13) :

- la majorité des événements fortuits ne proviennent que de la propagation de quelques photons dans le détecteurs, ces derniers ne produisant qu'un photoélectron en moyenne sur quelques PMs. Cela va nous donner un spectre d'électron unique;
- En choisissant de sélectionner toutes les impulsions fortuites nous allons aussi récupérer le spectre d'obscurité de chaque PM;
- Il arrive de plus que des évènements de basse énergie mais se produisant tout près d'un photomultiplicateur, donnent sur ce dernier une contribution à plus haute énergie.

On va donc ajuster une fonction du type de celle de la figure 3.13 sur les 48 spectres de fortuits :

$$f(x) = \underbrace{e^{P1+P2*x}}_{\text{obscurité}} + \overbrace{P3 * e^{\frac{1}{2}*(\frac{x-P4}{P5})^2}}^{\text{électron unique}} + \underbrace{e^{P6+P7*x}}_{\text{haute énergie}} \tag{3.1}$$

avec x en mV, et P1, P2, P3, P4 et P5 des paramètres libres.
On peut voir, par exemple, sur la figure 3.14, le spectre fortuit obtenu avec le PM numéro 48, sur lequel on a ajusté la fonction $f(x)$. La valeur des sept paramètres est donnée dans l'encadré de la figure 3.14.
Ce qui nous intéresse dans ce type d'ajustement, c'est la valeur des paramètres P4 et P5, qui vont nous donner la position et la largeur du pic d'électron unique. L'annexe A donne comme exemple l'ensemble des spectres photo-électron unique obtenus le 9 novembre 1999.

Un suivi du gain des PM a donc pu être réalisé au moyen de cette méthode. L'ensemble des valeurs trouvées lors des différentes calibrations se trouve compilé dans des tableaux

donnés en annexe B. On retiendra principalement qu'un PM est tombé en panne pratiquement dès le début du fonctionnement du détecteur fin 1998, et qu'un deuxième PM est lui aussi tombé en panne au printemps 1999. Tous les autres fonctionnent. Les raisons de ces pannes peuvent provenir des PMs eux-mêmes soumis à une pression de 3 bars. Néanmoins, tous ont été testés à cette pression avant d'être montés dans le détecteur. Un autre disfonctionnement peut venir des bases électroniques des PMs. C'est actuellement l'hypothèse la plus probable. Ces pannes (4% au total) n'ont pas entraînées de baisse d'efficacité de détection et de rejet, comme nous le verrons ultérieurement.

3.2.4 Calibration du système PMs plus Scintillateur

3.2.4.1 Localisation des événements dans le scintillateur

Lors d'un dépôt en énergie localisé dans le scintillateur, ce dernier va générer isotropiquement de la lumière. Selon la position de ce dépôt, l'angle solide sous lequel sont vus les PMs va varier (en $1/Z^2$), il va notamment être sensible à la position longitudinale de ce dépôt le long de l'axe z. Ajoutée à cela la différence de longueur parcourue par la lumière dans le liquide et donc d'absorbtion dans ce dernier, une dissymétrie supplémentaire va se créer entre la lumière collectée par les PMs du côté de la cathode et celle collectée du côté de l'anode. Le paramètre d'asymétrie permet de localiser longitudinalement l'événement dans le scintillateur :

$$Asym = \frac{\sum_{PMAnode} Q_i - \sum_{PMCathode} Q_i}{\sum_{PMAnode} Q_i + \sum_{PMCathode} Q_i} \tag{3.2}$$

où Q_i est la charge collectée par le photomultiplicateur numéro i. On voit sur la figure 3.15 la distribution de ce paramètre pour une source de ^{137}Cs donnant un gamma monoénergétique de 662 keV.

Le facteur d'asymétrie trouvé est de 0.192 ± 0.004. En supposant que la relation qui relie le facteur d'asymétrie avec la position longitudinale est linéaire, la valeur trouvée correspond à une localisation de la source à $26.9 \pm 0.6\,cm$ par rapport au centre de la TPC vers l'anode, alors que la position exacte de la source est de $28.\,cm$ dans cette même direction. Ce chiffre donne une idée de la capacité de localisation du système liquide plus PMs, et ce, malgré la complexité des chemins optiques que doivent parcourir les rayons lumineux à travers la TPC.

Il est clair qu'il va falloir corriger de ce facteur la lumière collectée sur les PMs pour ne pas distordre les spectres obtenus dans le scintillateur.

3.2.4.2 Magnitude apparente et magnitude absolue

La quantité de lumière directe sommée sur l'ensemble des PMs est appelée *magnitude apparente*. Le qualificatif *d'apparente* vient du fait que cette quantité n'est pas corrigée du problème d'asymétrie résultant de la localisation géométrique de la source lumineuse.

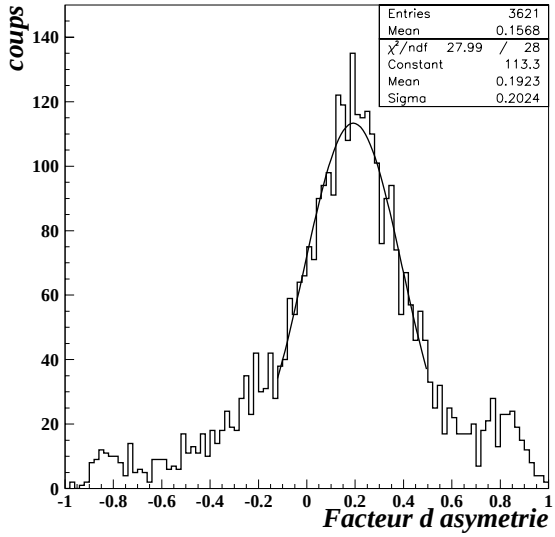


FIG. 3.15 – *Facteur d'asymétrie pour une source ponctuelle de gammas*

Pour la corriger et obtenir la magnitude absolue, il faut déconvoluer la relation qui la lie au facteur d'asymétrie. Pour ce faire, deux sources sont utilisées : du ^{137}Cs donnant un gamma de 662 keV et du ^{54}Mn, donnant un gamma de 835 keV. Les schémas de désintégration ont été donnés sur les figures 3.3 et 3.4.
Le circuit de déclenchement permettant cette prise de données est celui appelé anti-Compton *bas* (voir figure 3.5). Il comprend un seuil en énergie d'environ 100 keV, ainsi qu'un critère de multiplicité nécessitant au moins cinq PMs touchés.

La magnitude apparente n'est autre que la somme des signaux individuels des PMs : $Q_{Sr} = \sum_{PM=1}^{48} Q_i$; où Q_i est la charge intégrée du PM numéro i, le piédestal correspondant au bruit de fond électronique étant soustrait.
Les figures 3.16 et 3.17 montre la magnitude apparente en fonction du facteur d'asymétrie.

La dépendance est parabolique au premier ordre (variation de l'angle solide) mais la présence de la TPC comme une grosse bulle translucide à l'intérieur du liquide scintillant complique notablement la collection de lumière. Cela se traduit par une fonction du type :

$$Q_{Sr} = Q_{Sr0} * \underbrace{(1 - 0.134 * Asym^2 + 2.289 * Asym^4)}_{fp(Asym)} \tag{3.3}$$

où Q_{S0} est la valeur de la magnitude au centre de l'anti-Compton. La magnitude absolue Q_{Sa} s'obtient alors pour n'importe quel événement de la manière suivante :

$$Q_{Sa} = \frac{Q_{Sr}}{fp(Asym)} \tag{3.4}$$

Les figures 3.18 et 3.19 montrent la magnitude absolue obtenue après une telle correction en fonction du facteur d'asymétrie. L'efficacité de cette correction est néanmoins limitée pour

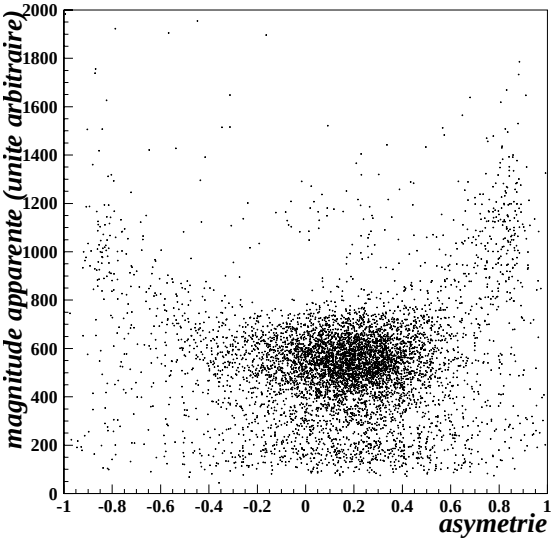


FIG. 3.16 – *Dépendance de la magnitude apparente avec le facteur d'asymétrie pour une source de* ^{137}Cs

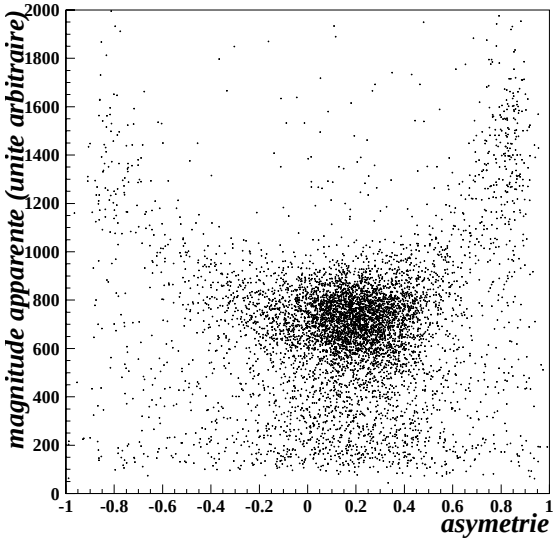


FIG. 3.17 – *Dépendance de la magnitude apparente avec le facteur d'asymétrie pour une source de* ^{54}Mn

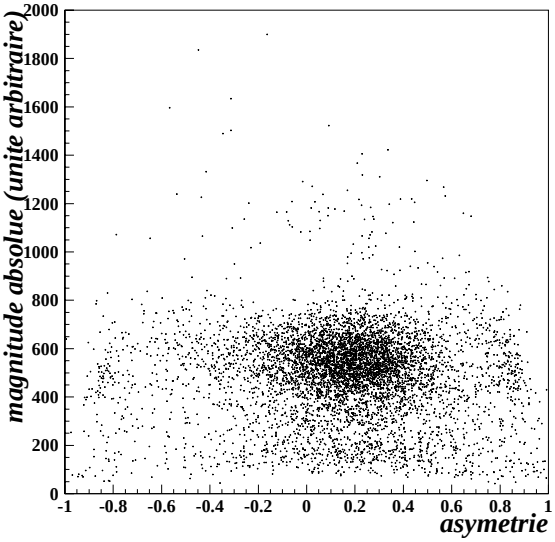


FIG. 3.18 – *Dépendance de la magnitude absolue avec le facteur d'asymétrie pour une source de* ^{137}Cs

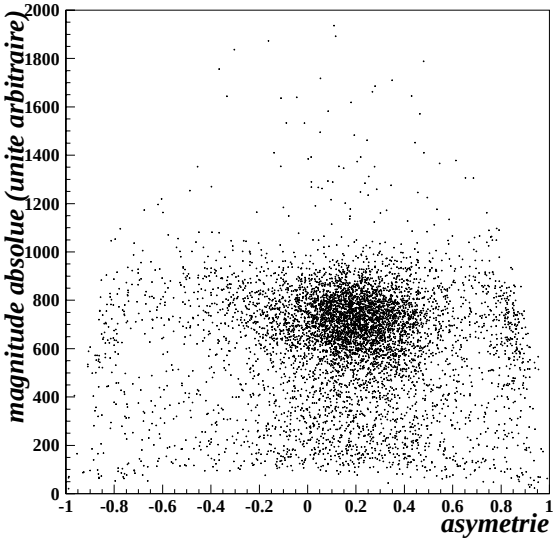


FIG. 3.19 – *Dépendance de la magnitude absolue avec le facteur d'asymétrie pour une source de* ^{54}Mn

des valeurs élevées du paramètre d'asymétrie. Les figures 3.18 et 3.19 tendent à montrer qu'en pratique la correction semble valable pour des valeurs de $\mid Asym \mid$ s'étendant jusqu'à 0.8, soit pour des dépôts d'énergie se produisant jusqu'à 28 cm du plan des PMs qui est l'ordre de grandeur du diamètre d'un PM. Il semble normal qu'à cette distance là l'effet individuel des PMs soit plus important que l'effet général sur la correction.

3.2.4.3 Nombre de photo-électrons/MeV du liquide : méthode de la déviation standard

Une méthode classique pour mesurer le nombre de photoélectrons collectés par MeV, dans un scintillateur, consiste à mesurer la largeur de la distribution obtenue avec une source connue. En effet [42] pour des événements déposant la même énergie dans le scintillateur, l'amplitude du signal va varier avec le nombre de photoélectrons N_{pe} collectés pour chaque événement. On peut alors parler de statistique de Poisson et la résolution R du système scintillateur plus photomultiplicateurs varie comme : $R = FWHM/\mu$. La déviation standard du nombre de photoélectrons doit varier comme la racine du nombre moyen collecté :

$$\frac{\sqrt{N_{pe}(E)}}{\bar{N_{pe}}(E)} = \frac{1}{\sqrt{N_{pe}(E)}} = \frac{\sigma(E)}{\mu(E)} \tag{3.5}$$

où $\mu(E)$ et $\sigma(E)$ sont respectivement la position moyenne et la déviation standard obtenues expérimentalement.
Dans ce raisonnement, on a tendance, au niveau statistique, à confondre le nombre total de photoélectrons collectés par l'ensemble des tubes N_{pe}, avec la somme des contributions de chaque PM. C'est vrai pour la moyenne mais pas pour la variance de la distribution obtenue [43]. Si le nombre moyen de photoélectrons collecté par un photomultiplicateur $\bar{N_i}$ est petit, il faut tenir compte de l'augmentation de la largeur des distributions dues au spectre d'électron unique. Prenons deux exemples simplifiés nous illustrant ce problème :

- Supposons que l'on ait une source monoénergétique déposant 5MeV au centre de la cuve contenant le liquide. Cette énergie va être convertie en photons et environ 5000 d'entre eux vont atteindre les photocathodes des 48 PMs;
- Si l'on suppose une efficacité quantique de 25% pour chacun, **750 photoélectrons** vont être détectés par l'ensemble de PMs soit environ 16 pour chaque PM avec un écart type suivant une loi de Poisson $D = \sqrt{16}$;
- Le spectre de la somme des contributions des PMs va avoir une valeur moyenne μ_Σ telle que $\mu_\Sigma = 48 * 16$, et un écart type correspondant à la somme quadratique des écarts types individuels : $D_\Sigma = \sqrt{48 * D^2} = \sqrt{48 * 16}$ (voir figure 3.20). On a bien pour le nombre de photoélectrons attendu :

$$\frac{1}{\sqrt{N_{pe}}} = \frac{D_\Sigma}{\mu_\Sigma} = \frac{\sqrt{48 * 16}}{48 * 16} \sim \frac{1}{\sqrt{750}}$$

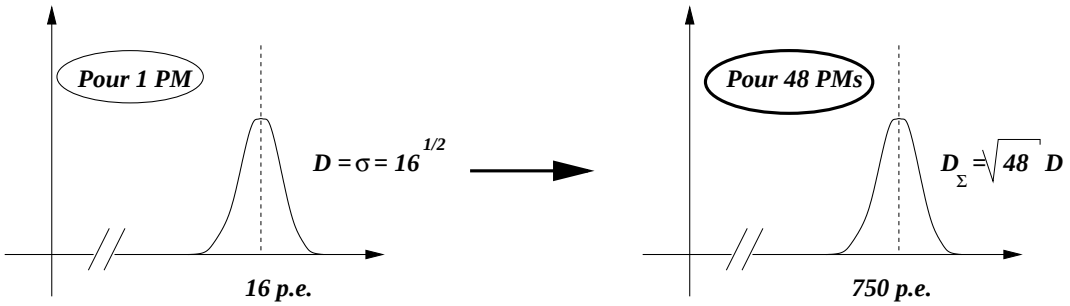


FIG. 3.20 – *Illustration des largeurs des distributions pour un nombre élevé de photoélectrons par PM.*

Prenons maintenant un exemple avec une faible statistique de comptage:

- Supposons maintenant que l'on ait le même type de source mais qui cette fois dépose 320keV dans le liquide, 192 photons vont se répartir sur les 48 photocathodes;
- Avec la même efficacité quantique **48 photoélectrons** vont être détectés par l'ensemble de PMs, soit 1 photoélectron en moyenne sur chacun, avec un écart type forcément supérieur à celui d'une loi de Poisson car, dans le meilleur des cas, la distribution de Poisson se trouve additionnée à la distribution due au spectre d'obscurité qui va augmenter sa largeur : $D > \sqrt{1}$;
- Le spectre de la somme des contributions des PMs va avoir une valeur moyenne μ_Σ telle que $\mu_\Sigma = 48 * 1$, et un écart type correspondant à la somme quadratique des écarts types individuels : $D_\Sigma = \sqrt{48 * D^2} = \sqrt{48 * \mathbf{f}} > \sqrt{48}$ avec $\mathbf{f} > 1$ (voir figure 3.21). Il est donc impossible de retrouver par cette méthode le nombre de photoélectrons attendu :

$$\frac{1}{\sqrt{N_{pe}}} = \frac{1}{\sqrt{48}} = < \frac{D_\Sigma}{\mu_\Sigma} = \frac{\sqrt{48 * \mathbf{f}}}{48} = \frac{\mathbf{f}}{\sqrt{48}}$$

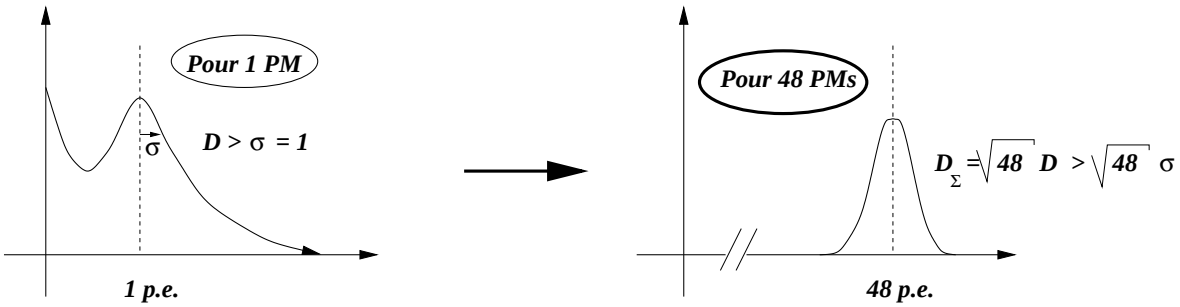


FIG. 3.21 – *Illustration des largeurs des distributions pour un nombre baible de photoélectrons par PM.*

Dans notre cas, nous avons déjà dit qu'une simulation de la collection de lumière ainsi qu'une mesure préliminaire de liquide avait montré qu'environ 150 photoélectrons/MeV

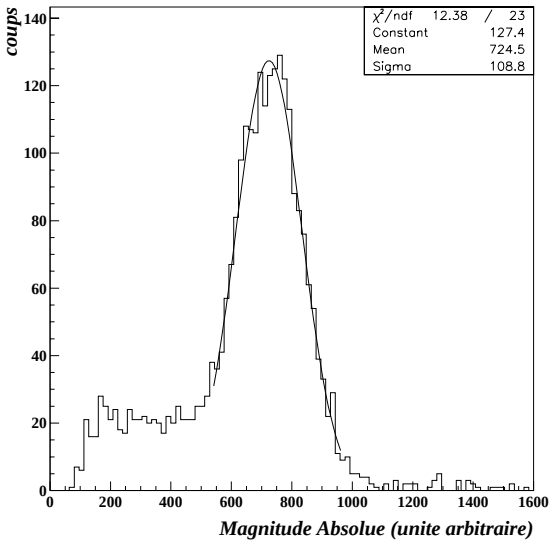


FIG. 3.22 – *Spectre en Magnitude absolue obtenu avec une source de* ^{54}Mn *pour un facteur d'asymétrie compris entre -0.2 et 0.2*

étaient attendus pour un dépôt au centre de la cuve contenant le scintillateur. Cette valeur conduit, pour une source de ^{54}Mn donnant des gammas de 835keV, soit 130 photoélectrons, à ce que chaque PM reçoive en moyenne 2.8 photoélectrons. On peut alors s'attendre, comme il a été dit, à ce que la largeur de la distribution de la somme des contributions individuelles soit supérieure à la largeur de la statistique de Poisson $\sigma_{137} = \sqrt{137} = 11.7$. La mesure a été effectuée et n'est autre en fait que la projection de la figure 3.19 sur son axe vertical. On ne va sélectionner que les événements dont le facteur d'asymétrie est compris entre -0.2 et 0.2 pour éviter d'élargir notre distribution avec des erreurs inhérentes à la formule de correction de position. Le spectre résultant est donné sur la figure 3.22.

Le calcul du nombre de photoélectrons avec les paramètres d'ajustement trouvés sur cette figure donne immédiatement : $N_{pe} = \left(\frac{725}{108}\right)^2 = 45$ photoélectrons à comparer aux 130 attendus!
Cela montre clairement que la faible statistique de comptage par PM individuel est le principal argument rendant compte de la dégradation de la largeur de la distribution totale, cette dernière ne suivant alors plus le nombre moyen de photoélectrons collectés.

Il faut trouver d'autres méthodes permettant de retrouver le nombre de photoélectrons collectés par MeV déposés dans le scintillateur pour de faibles statistiques de comptage. C'est l'objet du chapitre suivant.

3.2.4.4 Nombre de photo-électrons/MeV du liquide : Méthode de déconvolution individuelle des PMs

Le principe de cette méthode d'évaluation de la réponse du liquide scintillant se sépare en deux étapes.

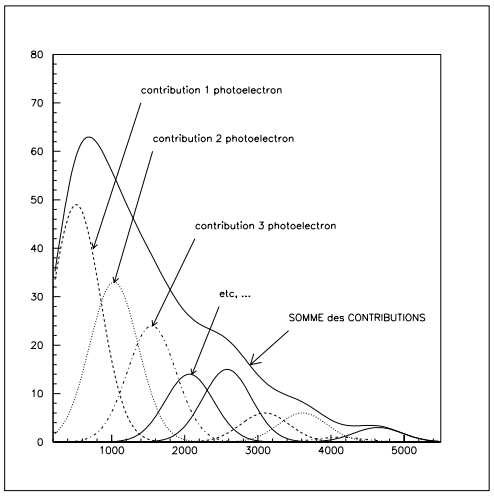


FIG. 3.23 – *Spectre multi-photoélectron simulé typique d'un PM*

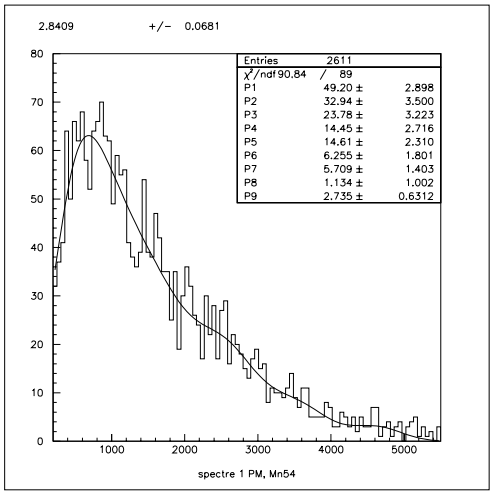


FIG. 3.24 – *Spectre ^{54}Mn typique d'un PM*

Connaissant les Spectres d'Électron Unique de chaque PM, la première étape va consister à tracer PM par PM le spectre obtenu avec une source connue. On considérera que chaque spectre est une combinaison linéaire de spectres à un, deux, trois, ... photoélectrons. Restera alors à évaluer les coefficients de cette combinaison, et à en trouver la moyenne correspondant au nombre de photoélectrons moyen pour chaque PM à l'énergie de la source.
La dernière étape consistera juste à sommer sur tous les PMs ces photoélectrons, à ramener le résultat pour 1MeV, puis corriger le résultat par rapport à la position de la source dans le détecteur.
Il sera nécessaire de mesurer correctement les erreurs que chaque évaluation introduit ainsi que leur propagation dans les calculs.

Nous utiliserons des données prises avec du ^{54}Mn comme source, qui nous donne des γ de 835 keV. Nous obtiendrons ainsi le spectre en charges PM par PM correspondant à un tel dépôt. Ces spectres se composent d'une combinaison linéaire de spectres à plusieurs photoélectrons.
Connaissant la position $\overline{x}$ et la largeur σ du spectre à un photoélectron (voir chapitre 3.2.3.3) il est facile d'en déduire les spectres à plusieurs photoélectrons. Par un ajustement sur les spectres obtenus de fonctions de combinaisons linéaires à neuf photoélectrons du type:

$$g(x) = \sum_{i=1}^{9} \overbrace{Pi * e^{\frac{1}{2}*(\frac{x-i*\overline{x}}{\sigma})^2}}^{\text{contrubution du } i^{eme} \text{ photoélectron}} \tag{3.6}$$

avec P1, P2, P3, P4, P5, P6, P7, P8 et P9 les paramètres libres fixant la proportion de chaque contribution.
On peut voir sur la figure 3.23 le type de courbe d'ajustement de la fonction précédente, et sur la figure 3.24 le résultat d'un tel ajustement sur le spectre du PM numéro 5.

n^o de PM	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
$\overline{N_i}$	3.168	2.819	2.447	3.036	2.841	3.116	3.275	3.538	3.796	3.932	3.092	3.397
n^o de PM	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24
$\overline{N_i}$	2.476	3.010	2.841	3.072	3.186	3.352	3.932	3.789	3.405	4.292	3.511	3.254
n^o de PM	25	26	27	28	29	30	31	32	33	34	35	36
$\overline{N_i}$	2.549	2.685	2.637	2.499	2.677	2.692		3.285	2.990	2.479	2.915	2.424
n^o de PM	37	38	39	40	41	42	43	44	45	46	47	48
$\overline{N_i}$	2.202	2.253	2.356	2.378	2.381	2.320	2.390	2.748	2.745	2.526	2.583	2.735

TAB. 3.1 – *Nombre moyen de photoélectrons reçus par PM pour une source à 835 keV, le 27/08/1998*

À partir des ajustements des spectres obtenus pour chaque PM, on trouve un nombre moyen $\overline{N_i}$ de photoélectrons par PM pour une énergie de 835 keV :

$$\overline{N_i} = \sum_{j=0}^{9} j * \frac{P_j}{\sum_{k=1}^{9} P_k} \tag{3.7}$$

Le résultat obtenu pour une des calibrations est donné en exemple dans le tableau 3.1.

L'erreur sur cette estimation porte sur la localisation du photoélectron unique en $\overline{x} \pm \sigma$. On estime cette erreur en ajustant les spectres multiphotoélectrons avec les valeurs extrêmes $\overline{x} - \sigma$ et $\overline{x} + \sigma$. Cela nous conduit à une estimation moyenne de $\Delta\overline{N_i} \simeq \pm 0.8$ photoélectrons par PM. On majorera cette erreur par $\Delta\overline{N_i} \leq \pm 1.0$ photoélectrons.

On moyenne les $\overline{N_i}$ pour les PMs du côté de l'anode (numéros 1 à 24) et ceux du côté de la cathode (numéro 25 à 48) :

$$\overline{N_A} = (\sum_{i=1}^{24} \frac{\overline{N_i}}{N_{OK}}) \pm \frac{\Delta\overline{N_i}\sqrt{N_{OK}}}{N_{OK}} = 3.274 \pm 0.204 \text{ photoélectrons / } PM_A \tag{3.8}$$

où N_{OK} est ne nombre de PMs opérationnels.

$$\overline{N_K} = (\sum_{i=25}^{48} \frac{\overline{N_i}}{N_{OK}}) \pm \frac{\Delta\overline{N_i}\sqrt{N_{OK}}}{N_{OK}} = 2.585 \pm 0.204 \text{ photoélectrons / } PM_K \tag{3.9}$$

Le nombre total de photoélectrons reçus pour une dépôt de 835keV, et corrigé de l'effet d'asymétrie engendré par le positionnement de la source de ^{54}Mn plus près d'un plan de PM que de l'autre (voir paragraphe 3.2.4.1) est:

$$\overline{N_{835keV}} = [(3.274*24+2.585*24) \pm (\Delta\overline{N_i} * \sqrt{48})] / \underbrace{(1 - 0.134 * 0.2^2 + 2.289 * 0.2^4)}_{fp_{source}=\text{correction de la position de la source}} \tag{3.10}$$

soit ramené à 1MeV :

$$\overline{N} = \overline{N_{835keV}} * \sqrt{\frac{1000}{835}} = 154 \pm 8 \text{ photoélectrons/MeV} \tag{3.11}$$

On en déduit donc pour le scintillateur liquide une réponse de $\simeq 154 \pm 8$ photoélectrons/MeV le 27 aout 1998, la simulation de la collection de lumière donnant 150 photoélectrons/MeV.

Un autre des avantages de cette méthode par rapport à la précédente réside dans le fait que l'incertitude sur le résultat est inférieure à l'incertitude statistique que l'on pourrait attendre d'une mesure directe de 150 photoélectrons/MeV. En effet, dans ce calcul, nous nous servons de 48 mesures indépendantes (chaque PM est indépendant des autres) d'un même phénomène pour donner une valeur à ce dernier. L'incertitude sur la mesure est donc une somme quadratique des 48 incertitudes indépendantes $\Delta\overline{N_i} \approx \Delta\overline{N} \approx 1$ photoélectron. On a bien :

$$\Delta\overline{N} * \sqrt{48} * \frac{\sqrt{1000/835}}{fp_{source}} \approx 8 \ < \ \sqrt{150} \approx 12 \tag{3.12}$$

Un suivi des performances du liquide scintillateur a été fait depuis son introduction dans le détecteur. Les varations sur un an sont montrées dans la table 3.2

27/08/1998	10/11/1999
154 ± 8	144 ± 8

TAB. 3.2 – *Suivi du nombre de photoélectrons/MeV produits dans le liquide scintillant.*

Les deux résultats avec leurs incertitudes respectives sont compatibles avec les 150 photoélectrons/MeV attendus.

3.2.5 Calibration en énergie

L'étalonnage en énergie de l'anti-Compton est réalisé grâce aux sources précédemment citées, à savoir :

- ^{54}Mn donnant un gamma de 835 keV (figure 3.4);
- ^{137}Cs donnant un gamma de 662 keV (figure 3.3).

L'acquisition se fait avec les critères du trigger anti-Compton *bas* (figure 3.5), soit principalement un seuil de 100 keV sur le dépôt total en énergie dans le scintillateur, en coïncidence avec au moins cinq PMs touchés.
Les spectres obtenus (figures 3.25 et 3.26) sont corrigés du facteur d'asymétrie et sont donnés en magnitude absolue.
On doit les comparer aux spectres simulés par Monte-Carlo. On utilise pour ce faire les

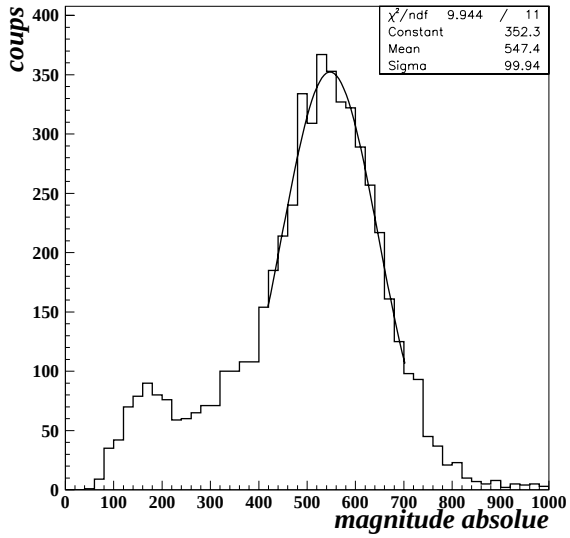


FIG. 3.25 – *Spectre obtenu dans l'anti-Compton avec la source de* ^{137}Cs

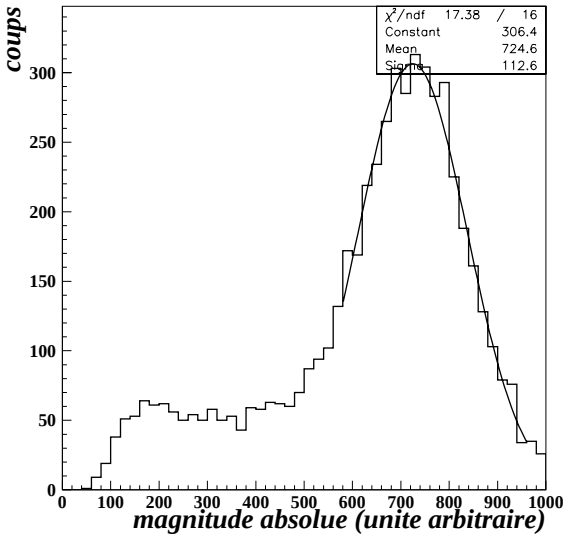


FIG. 3.26 – *Spectre obtenu dans l'anti-Compton avec la source de* ^{54}Mn

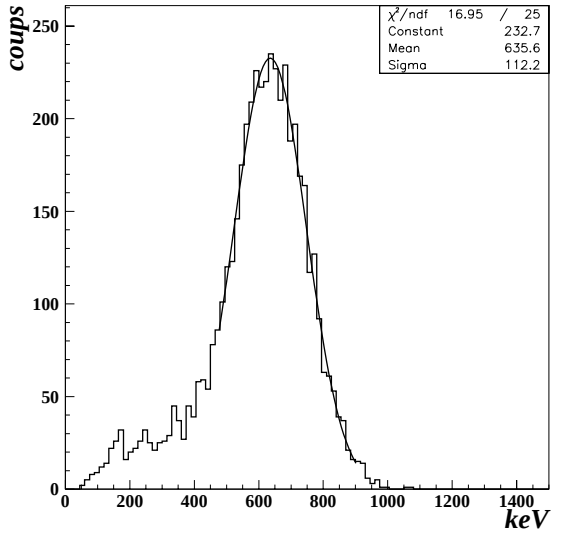


FIG. 3.27 – *Spectre simulé du dépot dans l'anti-Compton pour une source de* ^{137}Cs

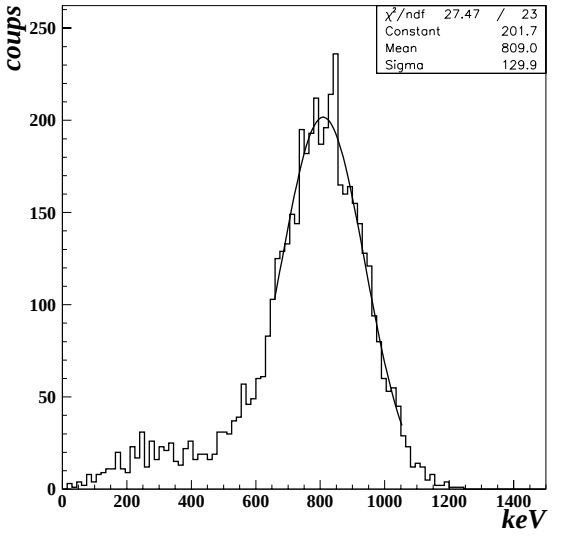


FIG. 3.28 – *Spectre simulé du dépot dans l'anti-Compton pour une source de* ^{54}Mn

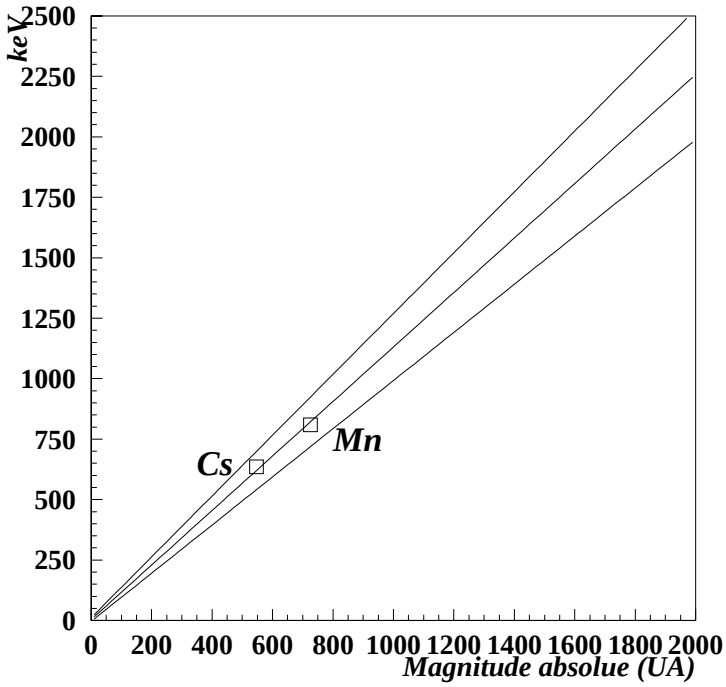


FIG. 3.29 – *Relation entre l'énergie en keV et la quantité de lumière collectée en magnitude absolue*

spectres des énergies déposeées dans le liquide scintillant auxquels on rajoute une résolution empirique (voir figures 3.27 et 3.28).

Une régression linéaire incluant le passage par l'origine nous donne comme équivalence entre l'énergie vraie et la quantité de lumière **L** reconstituée en magnitude absolue (voir figure 3.29) :

$$\mathbf{E\,(keV)} \;=\; \mathbf{3.9(\pm 7.6)} \;+\; \mathbf{1.127(\pm 0.013)} \;\times\; \mathbf{L} \tag{3.13}$$

Cette relation, qui nous servira par la suite à calculer l'énergie déposée dans le liquide par une particule, possède néanmoins quelques limites d'utilisation :

- Comme nous l'avons déjà dit pour des particules déposant leur énergie près des PMs, la correction due au paramètre d'asymétrie et donc l'énergie recalculée perd de sa précision. Au delà d'une valeur du paramètre d'asymétrie de $\mid Asym \mid \geq 0.8$, elle devra être utilisée avec précaution.

- La linéarité de la relation 3.13 n'est pas vérifiée à basse énergie. Il est possible que la lumière collectée soit légèrement décorrélée de l'énergie déposée dans le scintillateur. Cela vient de la forme de la distribution du spectre d'électron unique (voir figure 3.8). Pour un photon arrivant sur la photocathode il existe une probabilité non nulle que moins d'un photo-électron soit collecté sur la cathode du PM (voir paragraphe 3.2.3.1). La somme des quantités *vues* par les PMs peut donc être inférieure à la

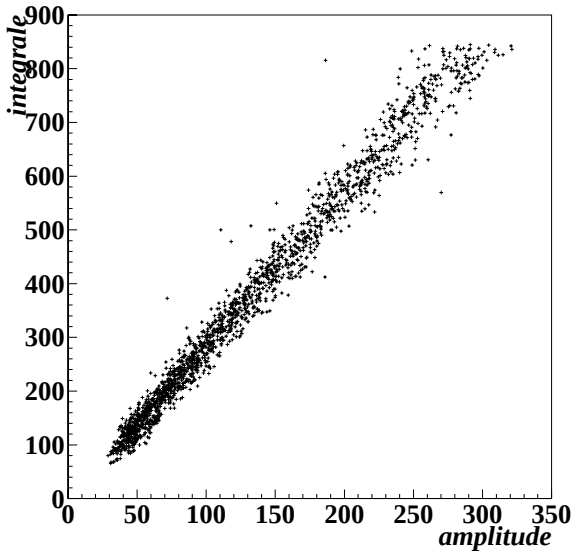


FIG. 3.30 – *Relation entre l'intégrale et l'amplitude d'un signal correspondant à un dépôt d'énergie dans le liquide*

lumière totale arrivant sur ces derniers. Ce phénomène doit rester néanmoins assez marginal et ne doit concerner que les très faibles dépôts d'énergie ($\leq 100keV$) nous y reviendrons au paragraphe suivant.

3.2.6 Seuil de l'anti-Compton

L'efficacité de rejet du système anti-Compton va dépendre bien évidemment de son seuil de détection. Le trigger *anti-Compton bas* (figure 3.5) est aussi celui qui va servir de veto contre les événements réalisant simultanément un signal dans la TPC et un signal dans le liquide. Nous avons dit que ce trigger avait comme élément de décision un seuil de 100keV et une multiplicité supérieure à 5 PMs touchés. Le seuil est en réalité un peu plus compliqué à définir. En effet ce seuil est réalisé électroniquement avec un Discriminateur à Fraction Constante (DFC) qui déclenche sur l'amplitude des signaux et non sur leur intégrale, or on ne peut dire qu'un événement dépose 100 keV au total qu'après avoir fait l'intégrale de son signal et l'avoir corrigée du facteur d'asymétrie due au positionnement du dépôt dans le liquide.
La relation entre l'amplitude et l'intégrale d'un signal est linéaire comme nous le montre la figure 3.30, eu égard à la promptitude des événements.

La correction due à la localisation des événements change quant à elle notablement le seuil réel. On peut visualiser cela en regardant l'énergie déposée dans le liquide en fonction du facteur d'asymétrie avant et après correction de ce facteur pour des événements de bruit de fond (sans source) acquis avec le trigger anti-Compton *bas* (figure 3.31 et 3.32).

Il apparait clairement que le trigger anti-Compton *bas* a un seuil de déclenchement inférieur à 100 keV pour des dépôts ayant lieu au centre de la cuve contenant le liquide, et son seuil descend jusqu'à 50 keV pour des dépôts ayant lieu à 30 cm du plan des PMs. L'efficacité de rejet qui dépend aussi de l'énergie dans la TPC.

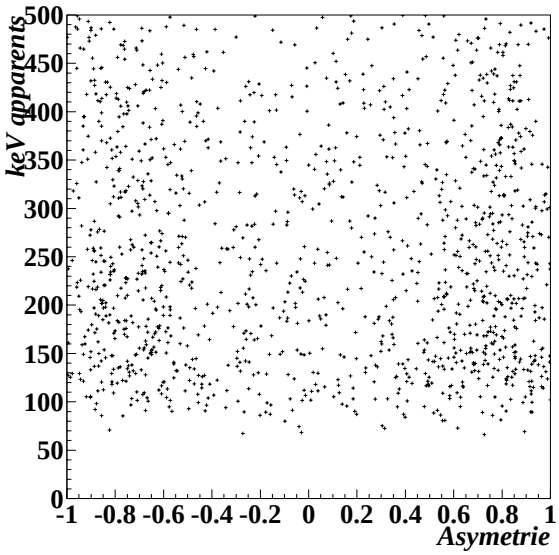


FIG. 3.31 – *Énergie apparente déposée en fonction du facteur d'asymétrie*

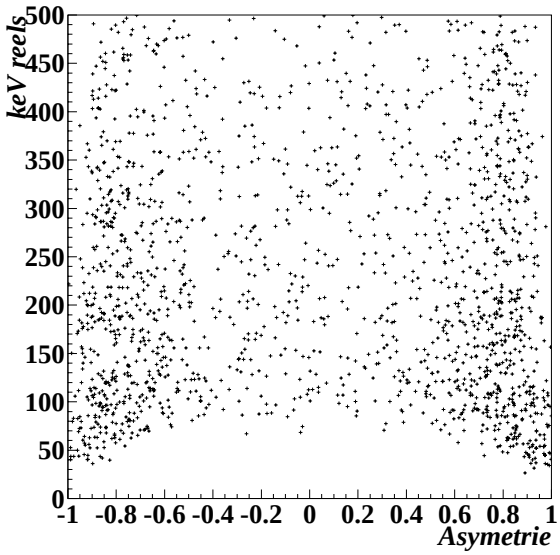


FIG. 3.32 – *Énergie réelle déposée en fonction du facteur d'asymétrie*

3.3 La Chambre à Projection Temporelle (TPC)

3.3.1 Principe de fonctionnement d'une TPC

La Chambre à Projection Temporelle, aussi appelée TPC, est considérée comme l'un des détecteurs à ionisation les plus sophistiqués. Il combine les principes d'une chambre à dérive et d'une chambre multi-fils. Cette dernière possède une grande résolution spatiale comparativement à ses précurseurs, les tubes proportionnels. Une application immédiate des chambres multi-fils fut l'ajout d'une chambre à dérive pour obtenir une information spatiale complémentaire, permettant de reconstituer la trajectoire des particules. Nous allons ici décrire le principe le fonctionnement d'une TPC.

Comme le montre la figure 3.33, une TPC est constituée d'une enceinte contenant une cible gazeuse, plus rarement liquide. On applique un champ électrique constant dans tout le volume au moyen d'électrodes placées de part et d'autre du volume. Des anneaux conducteurs maintenus à des potentiels électriques choisis sont placés autour de la TPC pour limiter les effets de bord. L'ensemble constitue une chambre à dérive dans laquelle le déplacement d'une particule chargée va provoquer une ionisation du gaz le long de la trajectoire. Le champ de dérive va entraîner ces électrons d'ionisation à vitesse constante vers l'anode, conservant ainsi la forme de la trajectoire initiale. La collection des charges se fait sur une chambre proportionnelle multi-fils (voir détail figure 3.34) appelée aussi MWPC[44]. Elle est constituée d'un plan de fils constituant l'anode. En arrivant dans le champ important qui reigne autour de ces fils, les électrons de dérive sont suffisamment accélérés pour ioniser à leur tour le gaz et créer une avalanche d'électrons.Ce plan est précédé d'une grille laissant passer les électrons de dérive et qui sépare électrostatiquement la partie dérive de la partie amplification et collection de la TPC. Elle permet d'ajuster la forme et

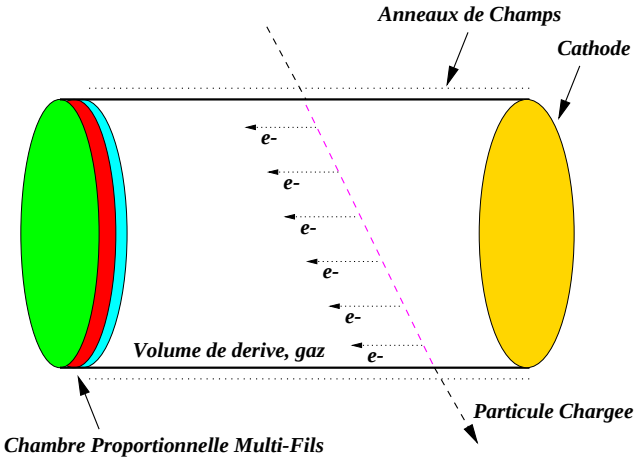


FIG. 3.33 – *Schéma de principe d'une TPC*

l'intensité du champ d'accélération autour des fils et de collecter les ions positifs de recul de l'avalanche pour limiter les effets d'écrantage de l'anode par des charges d'espace. La localisation des avalanches le long des fils d'anode se fait en mesurant les signaux induits sur une cathode segmentée placée de l'autre côté du plan d'anode. Dans notre cas cette segmentation prend la forme d'un réseau croisé de bandelettes conductrices. Connaissant la position des signaux induits ainsi que la vitesse de dérive dans le gaz, le point d'arrivée des électrons peut être déterminé avec précision et leur positionnement relatif en trois dimensions peut être retrouvé au moyen d'une électronique adaptée.

3.3.2 Caractérisation de la TPC de MUNU

La TPC utilisée pour MUNU possède des caractéristiques un peu différentes de celles des TPC utilisées habituellement dans des détecteurs de particules de hautes énergies. Techniquement, son domaine de fonctionnement n'est pas le même :

- Le caractère d'expérience de basse activité de MUNU nécessite l'emploi de matériaux adaptés. Ainsi, contrairement aux TPC *classiques* dont le corps est métallique, celle de MUNU est construite en plexiglass, ne comportant que du carbone et de l'hydrogène pour réduire le nombre des émetteurs gamma. De même, les anneaux de champs sont placés a l'extérieur de l'enceinte de la TPC pour réduire la quantité de matière proche du volume de cible.

- Outre sa qualité d'imageur, on veut de plus que la TPC détermine l'énergie des particules contenues dans son volume. Cela nécessite une grande dynamique au niveau de la collection de charge qui oblige à limiter le gain de l'anode pour ne pas la saturer, mais du même coup risque de diminuer le rapport signal/bruit des images.

- Une autre différence pour la TPC de MUNU est que son acquisition n'est pas déclenchée par un détecteur externe. Les événements que nous voulons retenir étant complètement contenus, la TPC est son propre trigger.

Nous allons rapidement décrire quelques caractéristiques annexes au fonctionnement de la TPC : l'électronique servant à coder et à enregistrer les signaux de l'anode et des pistes

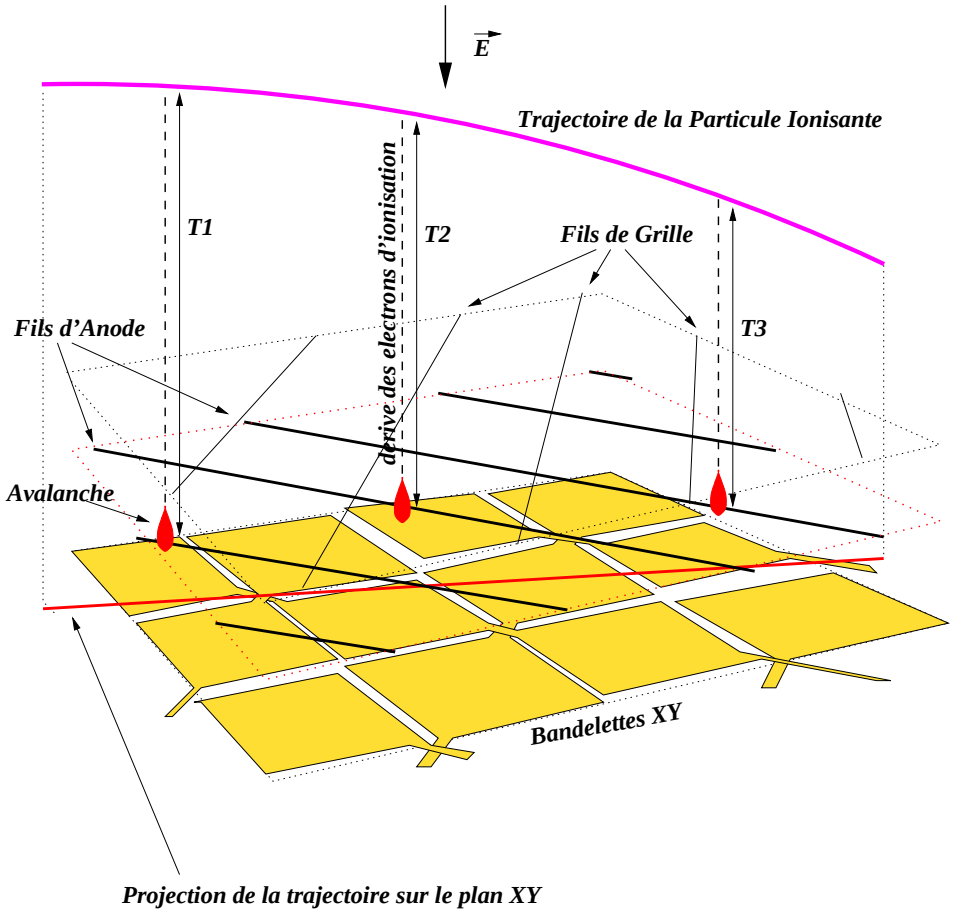


FIG. 3.34 – *Principe de fonctionement de la chambre proportionnelle multifils d'une TPC*

X-Y, puis le système de purification du CF_4 et de contrôle des pressions. Nous verrons ensuite le dimensionnement et les potentiels appliqués dans la chambre à dérive et dans la MWPC.

3.3.2.1 Électronique associée à la TPC

On rappelle que les 512 pistes $X-Y$ ainsi que l'anode sont couplés aux fADCs par l'intermédiaire de pré-amplificateurs ($\sim$300 ns de constante d'intégration). L'information transmise par les pistes n'intervient en rien dans l'électronique de décision d'acquisition ou de rejet d'un événement. On rappelle que les fADCs d'une profondeur de 1024 mots sont échantillonnés à une fréquence de 12.5 MHz. L'anode est un élément dans la chaîne de décision de l'acquisition. Pour cela son signal est intégré (avec une constante de temps de 2μs) et filtré par un Discriminateur à Fraction Constane (DFC) pour servir à l'électronique rapide de signal de déclenchement.

3.3.2.2 Système de purification et de contrôle du gaz

Le CF_4 circule en permanence avec un débit moyen de 600 l/mn dans un circuit ayant pour but de le purifier. Ce système lutte principalement contre deux sources de pollution pouvant entrainer une dégradation du fonctionnement du détecteur : l'oxygène et le radon. L'oxygène, même en traces infimes, peut empêcher la dérive des électrons dans le gaz et donc le fonctionnement de la TPC. Nous avons observé ce phénomène lors de l'introduction de petites quantité de CF_4 pour équilibrer les pressions : le taux de comptage de la TPC chuttait alors de plus de 90% jusqu'à ce que le gaz ai effectué quelques cycles de purification. Initialement le filtre employé pour ce faire était de marque *Oxysorb*. Néanmoins suite à un problème de contamination d'un de ces filtres sur lequel nous reviendrons, un filtre de marque *SEAS* est venu le remplacer.
Le radon, gaz naturellement présent dans la nature, est une des sources de bruit de fond importante dans les expériences de basse activité. C'est un élément gazeux qui apparaît dans les chaînes de décroissance du ^{232}Th et de l'^{238}U. Si des traces de ces isotopes sont contenus dans un des matériaux en contact avec le CF_4, ils peuvent dégazer en permanence un taux faible mais constant de radon. Pour piéger ce radon qui peut être émis directement dans le gaz de la TPC, ce dernier passe au travers d'un filtre à charbon actif. Les billes de charbon sont régulièrement *nettoyées* par chauffage et pompage. La figure 3.35 montre le schéma de principe de l'installation de filtrage du gaz.

Sur cette figure apparaît aussi le système de contrôle et d'équilibrage automatique des pressions de la TPC et du liquide scintillant. Les deux sont maintenus à la même pression par un procédé n'agissant que sur la pression du liquide au moyen d'une membrane équilibrée en pression avec de l'azote. Ainsi aucune entrée ou sortie de CF_4 n'est permise. La pression à laquelle est soumise la TPC se trouve reportée sur la paroi en acier de cuve contenant le liquide scintillant.

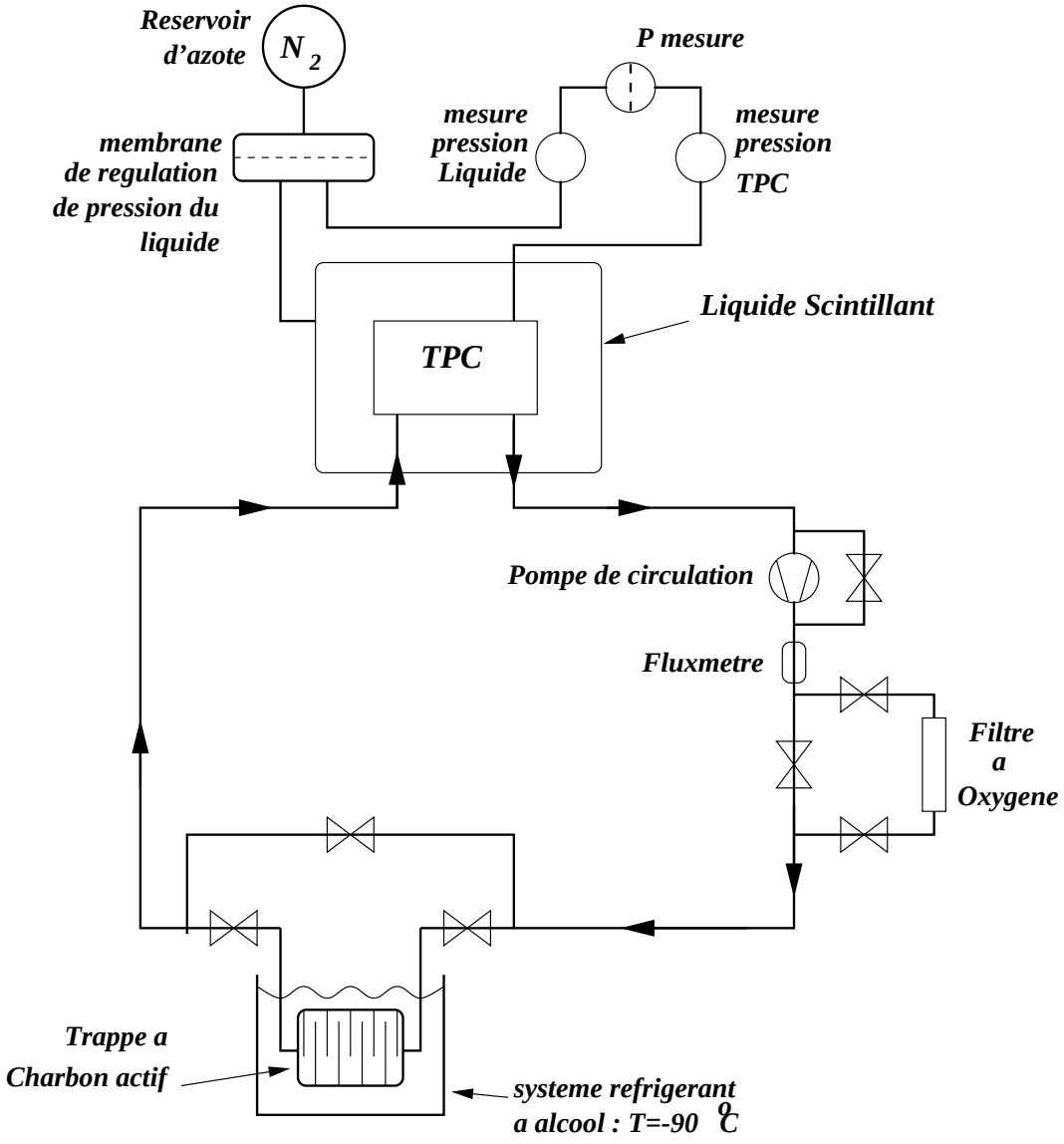


FIG. 3.35 – *Système de purification du gaz et de contrôl des pressions*

3.3.2.3 Dimensionnement du système électrostatique équipant la TPC

Le CF_4 est contenu dans la TPC, constituée d'une enceinte cylindrique en plexiglass de 90cm de diamètre interne, et de 160cm de longueur interne. Cette dernière est fermée par deux couvercles d'une épaisseur de 1.32cm. À l'intérieur d'un des couvercles se trouve la cathode en cuivre, portée à un potentiel de -35kV. De l'autre côté, à l'intérieur du second couvercle se trouve la chambre multifils. Elle se compose tout d'abord d'un plan de fils de grille ($100\mu m\oslash$) espacés de 4.66 mm, porté à un potentiel de 2090V. Le champ de dérive résultant de la différence de potentiels entre la grille et la cathode est de $206\,V\,cm^{-1}$. Vient ensuite le plan de fils d'anode ($20\mu m\oslash$) séparé par des fils de potentiel ($100\mu m\oslash$). La distance entre les fils de potentiel et les fils d'anode est aussi de 2.33 mm. Enfin le plan de bandelettes, à 3.5 mm de l'anode, est en fait constitué d'une mince épaisseur de polyéthylène ($100\mu m$) sur laquelle sont photogravées d'un côté les pistes x et de l'autre les pistes y.

3.3.3 Interaction et coefficients de transport des électrons dans le CF_4

On rappelle que la TPC est remplie de 1 m^3 de CF_4 ou tetrafluorocarbone pressurisé à 3 bars. Dans ce chapitre nous allons nous intéresser aux interactions des électrons de dérive dans le gaz. Les éléments que nous en extrairons servirons directement à la prévision des performances de la TPC (gain, résolution, vitesse de dérive, diffusion ..) qui seront comparés aux mesures qui ont pu être faites. Notre attention se portera particulièrement sur les coefficients de transport , le coefficient d'ionisation, les phénomènes d'attachement et la scintillation dans le CF_4.

Le tetrafluorocarbone (CF_4) est un gaz fabriqué par l'homme ayant un très large champ d'applications technologiques : gravure à plasma dans l'industrie des semiconducteurs, diélectriques gazeux, détecteurs de particules, et toute une foule d'applications en physique des plasmas, décharges dans les gaz ainsi que dans la physique et la chimie atmosphérique, de même qu'il est l'un des gaz alimentaire les plus répandu car non-toxique, relativement inerte et sans états excités stables. Le CF_4 est malheureusement un gaz à effet de serre avec un potentiel de réchauffement important.
Pour comprendre le fonctionnement de ce gaz dans l'atmosphère ainsi que dans d'autres applications, spécialement dans l'industrie des semiconducteurs, il est nécessaire d'avoir des informations précises quant à ses propriétés et réactions fondamentales, particulièrement en ce qui concerne ses interactions avec des ions et des électrons dans le domaine des basses énergies (< 100 eV), domaine qui nous concerne lors de la dérive et de la multiplication des électrons comme nous le verrons.
Les interactions et les collisions d'électrons dans le CF_4 ont été étudiées par beaucoup de groupes que nous citerons au fur et à mesure. Il existe notamment une compilation très complète sur le CF_4, écrite par L. G. Christophorou, J.K.Olthoff, et M.V.V.S.Rao [46]. Ce document nous servira de base pour détailler les propriétés qui nous intéressent.

Plusieurs coefficients et constantes seront utilisés par la suite. Nous les définissons dans le tableau 3.3.3 avec leurs symboles et leurs unités. Nous reviendrons bien sûr sur chacun

d'entre eux dans les paragraphes qui suivent.

Symbole	Définition
w	vitesse de dérive des électrons $\equiv$ vitesse moyenne d'électrons
v	vitesse microscopique d'un électron
l	libre parcours moyen
$\epsilon_{L,T}$	énergie caractéristique longitudinale et transversale des électrons
μ	mobilité des électrons
$D_{L,T}/\mu$	rapport entre le coefficient de diffusion longitudinal et transversal sur la mobilité des électrons
$\sigma_{i,t}$	section efficace totale d'ionisation du CF_4
$\sigma'_{i,partial}$	section efficace d'ionisation partielle du CF_4
$\sigma_{a,t}$	section efficace totale d'attachement du CF_4
N	densité moléculaire exprimée en nombre de molécules par m^3
$f(\epsilon, E/N)$	distribution de Maxwell des énergies
α/N	coefficient de densité d'ionisation
η/N	coefficient de densité d'attachement
$\bar{\alpha}/N$	coefficient de densité effectif d'ionisation

3.3.3.1 Coefficients de transport des électrons dans le CF_4

On peut prendre un modèle élémentaire de théorie de cinétique des gaz [47] [48] pour comprendre les propriétés de diffusion des électrons dans un gaz, de manière à avoir une vue d'ensemble du comportement des coefficients de transport et ensuite utiliser en pratique ceux relatifs au CF_4.
En l'absence de forces extérieures, un nuage d'électrons dans un gaz à température T ont une énergie répartie selon une distribution de Maxwell autour d'une valeur moyenne kT (0.04 eV à température ambiante). Sous l'action d'un champ électrique E, ils acquièrent un mouvement dans la direction du champ avec une vitesse *d'ensemble* de dérive w. Cette vitesse w correspond à la vitesse qu'acquiert un électron [2] accéléré dans le champ sur un libre parcours moyen l.

$$w = \frac{qE}{m_e} < \frac{l}{v} > = \frac{qE}{m_e} < \tau > \tag{3.14}$$

2. la vitesse v d'un électron dans le champ E est $v = \frac{qE}{m}t$. Soit après un libre parcours moyen : $v = \frac{qE}{m}\tau$

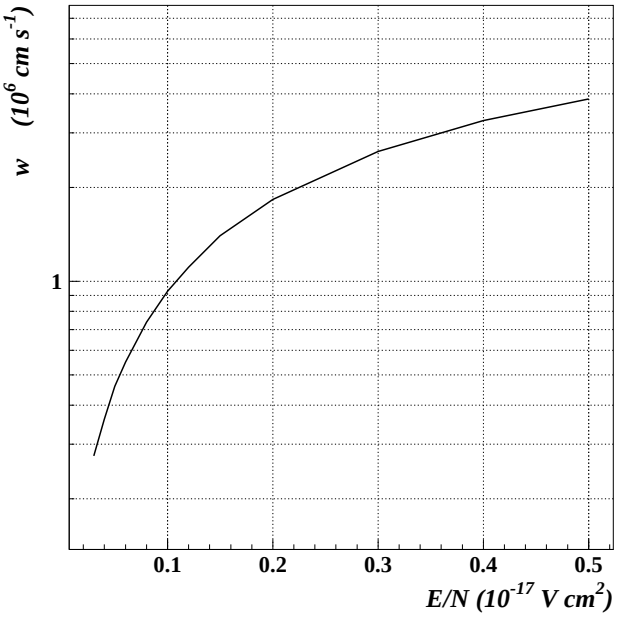


FIG. 3.36 – *Vitesse de Dérive dans le CF4 pour* $E/N < 0.5$ *[46]*

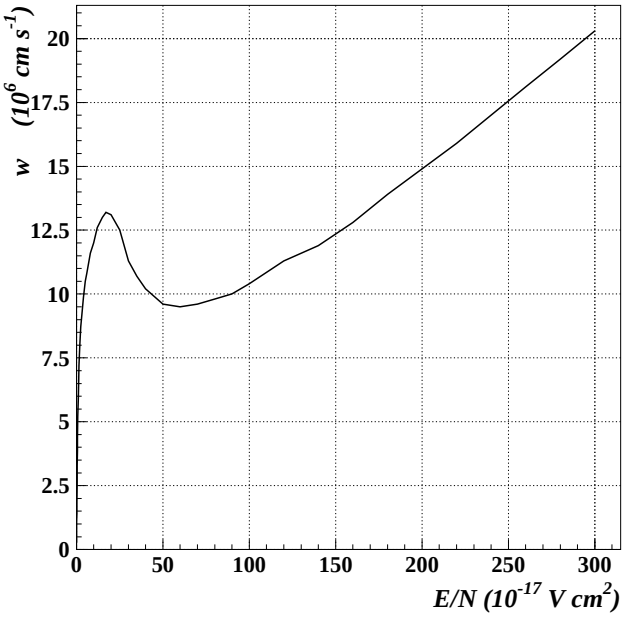


FIG. 3.37 – *Vitesse de Dérive dans le CF4 pour* $0.5 < E/N < 300$ *[46]*

τ est donc le temps moyen entre deux collisions pour un électron. Strictement parlant l est le libre parcours moyen correspondant à la section efficace de moment transféré. Comme le libre parcours moyen est inversement proportionnel à N (densité, exprimée ici en nombre de molécules par m^3) la vitesse de dérive w va forcément être une fonction du champ réduit E/N.
À cause de comportements très différents pour les sections efficaces des molécules la vitesse de dérive et les propriétés de diffusion vont être très différentes d'un gaz à l'autre. Dans le cas du CF_4 les vitesses de dérive ont été mesurées [46] pour différentes plages de E/N (figures 3.36 et 3.37). On voit que l'on peut définir trois zones :

- $0 < E/N < 17 * 10^{-17} V\,cm^2$: la vitesse croit régulièrement ;
- $17 < E/N < 60 * 10^{-17} V\,cm^2$: la vitesse décroit ;
- $60 < E/N < 60 * 10^{-17} V\,cm^2$: la vitesse croit de nouveau.

Par définition, la mobilité électronique est le coefficient de proportionnalité entre la vitesse **moyenne** w des électrons et la force $\mathbf{f} = qE$ agissant sur ces derniers :

$$\mu = \frac{w}{qE} \tag{3.15}$$

On peut alors définir l'énergie moyenne ou énergie caractéristique $\epsilon_{L,T}$ comme le rapport entre le coefficient de diffusion $D_{L,T}$ et la mobilité μ (*relation d'Einstein*) :

$$\epsilon_{L,T} = \frac{D_{L,T}}{\mu} = \frac{qED_{L,T}}{w} \geq kT \cong 0.025[eV] \tag{3.16}$$

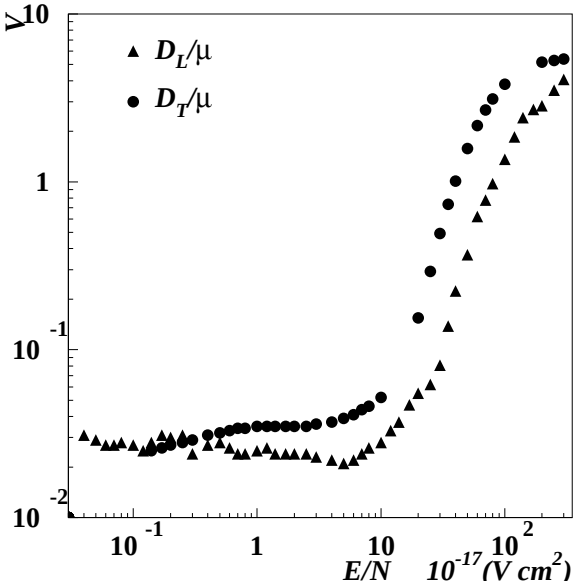


FIG. 3.38 – *Diffusion longitudinale et latérale [46]*

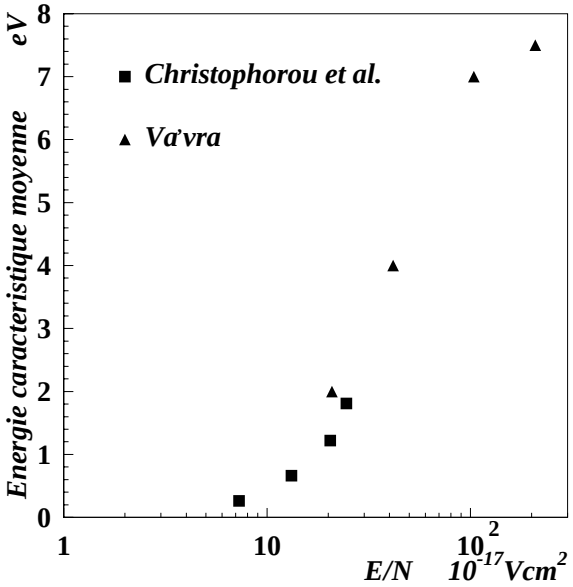


FIG. 3.39 – *Énergie caractéristique moyenne calculée: Christophorou et al. [53] (à partir de mesures de D_T/μ), Va'vra [51] (à partir d'un code de résolution des équations de Boltzmann [52])*

On fait ici la distinction entre la diffusion latérale ou transversale D_T (par rapport au champ électrique) et la diffusion longitudinale D_L dans ce champ.

Les coefficients de diffusion réduits D_T/μ et D_L/μ recommandés [46] proviennent d'une régression entre différentes mesures [49] (voir figure 3.38) effectuées sur le CF_4.

Pour retenir un ordre de grandeur des énergie caractéristiques dans le CF_4 sans distinction entre ϵ_L et ϵ_T on pourra se référer à la figure 3.39 [53][51].

Au cours de leur dérive, les électrons obéissent aux lois de la diffusion, qui nous donnent la dispersion suivant une direction longitudinale ou transversale après un temps t comme :

$$\sigma_{L,T} = \sqrt{2D_{L,T}t} = \sqrt{2D_{L,T}\frac{x}{w}} \tag{3.17}$$

où les électrons ont dérivé sur une distance x.

3.3.3.2 Coefficient d'ionisation des électrons

La section efficace d'ionisation totale du CF_4 se définit comme :

$$\sigma_{i,t}(\epsilon) = \sum_{i=1}^{all} q_i \sigma'_{i,partial}(\epsilon) \tag{3.18}$$

où q_i est le nombre de charges correspondant à un fragment ionique et où $\sigma'_{i,partial}(\epsilon)$ est la section efficace d'ionisation partielle correspondant à la contribution *d'une* espèce d'ion positif crée au cours d'une des réactions du type :

$$e^- + CF_4 \longrightarrow 2\,e^- + (X)^+$$

où $(X)^+$ peut prendre différentes formes: CF_4^+, $CF_3^+ + F$, $CF_2^+ + F_2$, $CF_2^+ + 2F$, $CF^+ + F + F^2$, etc...
On notera que l'ionisation dissociative est le processus dominant au delà de 30 eV, principalement due à la réaction :

$$e^- + CF_4 \longrightarrow 2\,e^- + CF_3^+ + F$$

On définit le coefficient de densité réduit d'ionisation α/N, appelé aussi premier coefficient de Townsend, comme une fonction du champ réduit E/N :

$$\alpha/N\,(E/N) = \sqrt{\frac{2}{mw^2}} \int_i^\infty f(\epsilon, E/N)\epsilon^{1/2}\sigma_{i,t}(\epsilon)d\epsilon \tag{3.19}$$

où $f(\epsilon, E/N)$ est la distribution des énergies et $\sigma_{i,t}(\epsilon)$ la section efficace totale d'ionisation. Les valeurs recommandées [46] pour le coefficient α/N apparaissent sur la figure 3.40. Ce sont celles que nous utiliserons par la suite.

3.3.3.3 Attachement

Le tetrafluorocarbone est un gaz faiblement électronégatif. L'attachement d'électrons sur ce dernier est donc possible :

$$e^- + CF_4 \longrightarrow CF_4^-$$

Ce processus apparait principalement entre 6 et 8 eV au moyen de deux résonnances d'ions négatifs. L'une à 6.8 eV, associée à l'état fondamental du CF_4^- pouvant produire du CF_3^- ou du F^- :

$$CF_4^- \longrightarrow CF_3^- + F$$
$$CF_4^- \longrightarrow CF_3 + F^-$$

L'autre à 7.6 eV, associée au premier état excité CF_4^{-*} pouvant produire uniquement des F^- :

$$CF_4^{-*} \longrightarrow CF_3^* + F^-$$

De ces processus, on déduit le coefficient de densité réduit d'attachement η/N comme une fonction du champ réduit E/N :

$$\eta/N\,(E/N) = \sqrt{\frac{2}{mw^2}} \int_i^\infty f(\epsilon, E/N)\epsilon^{1/2}\sigma_{a,t}(\epsilon)d\epsilon \tag{3.20}$$

où $\sigma_{a,t}(\epsilon)$ est la section efficace totale d'attachement.
Les valeurs recommandées [46] pour le coefficient η/N apparaissent sur la figure 3.40 et sont à nouveau celles que nous utiliserons par la suite.

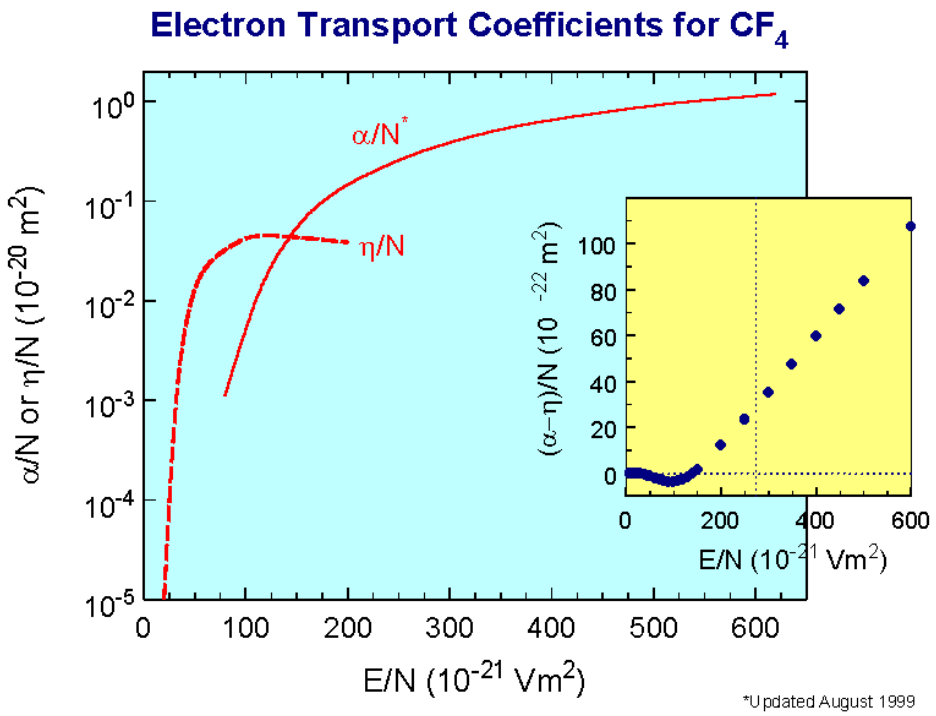


FIG. 3.40 – *Coefficients d'ionisation α, η et $\bar{\alpha}$ [54]*

3.3.3.4 Coefficient effectif d'ionisation

Le coefficient effectif d'ionisation donne la différence entre le coefficient de densité réduit d'ionisation α/N et le coefficient de densité réduit d'attachement η/N :

$$\bar{\alpha}/N = \alpha/N - \eta/N \tag{3.21}$$

Ce coefficient, proportionnel au nombre d'électrons dans le gaz (apparition - disparition) nous sera très utile pour calculer les gains d'avalanche ultérieurement. Les valeurs recommandées [46] pour ce coefficient sont montrées sur la figure 3.40.

3.3.3.5 Énergie moyenne de production d'une paire électron-ion W

L'énergie moyenne W de production d'une paire ion-électron a été mesurée [56] dans du CF_4 pur avec des α de 5.1 MeV. Elle est de 34.3 eV. Cette valeur élevée pour le CF_4 est en accord avec le gap élevé d'ionisation pour le CF_4 ainsi qu'avec sa capacité à se dissocier facilement en fragment neutres.

3.3.3.6 Scintillation du CF_4

Lors de l'ionisation d'un gaz par une particule il est possible d'observer une émission lumineuse, sous certaines conditions de champ électrique et de pression. Elle est liée à deux

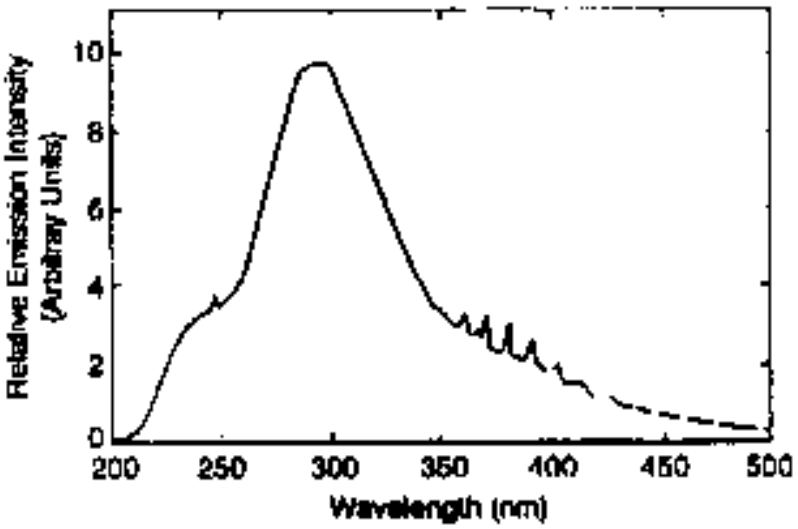


FIG. 3.41 – *Émission du CF_4 produite par collisions d'électrons de 100 eV sur du CF_4*

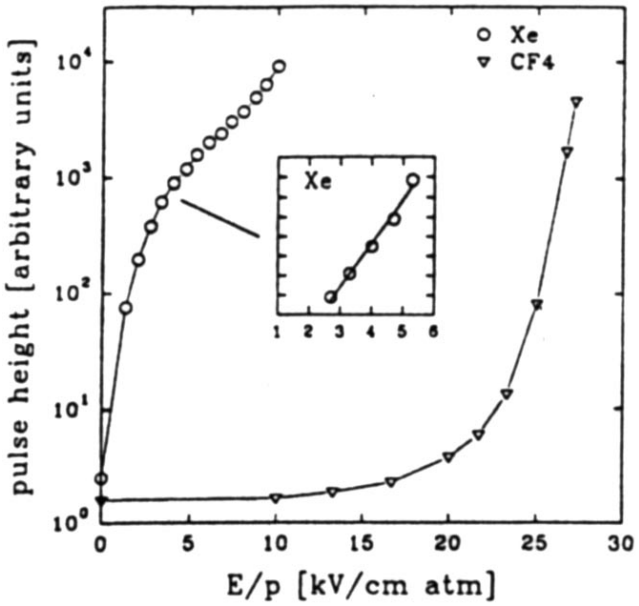


FIG. 3.42 – *Scintillation relative de Xe et du CF_4 dans un champ électrique [61]*

phénomènes physiques : la désexcitation de molécules ou d'ions et la diffusion inélastique des électrons d'ionisation par émission de photons.
Le CF_4 est entre autre connu pour son émission de photons, depuis le proche UV jusqu'à la lumière visible. La figure 3.41 montre le spectre d'émission du CF_4 [62].

Pour comprendre les différents modes d'émission de photons par un gaz excité, intéressons-nous à la quantité de lumière émise (figure 3.42)en fonction du champ électrique pour le CF_4 et comparativement pour un gaz noble , le xénon [61].

L'émission de lumière par le xénon est assez bien connue et est principalement due à

des diffusions inélastiques d'électrons d'ionisation qui ne nécessitent qu'un faible apport d'énergie au gaz, d'où son apparition pour de faibles champs et sa très rapide saturation. Ce processus n'a pratiquement pas lieu en ce qui concerne le CF_4, probablement pour des raisons liées à son fort attachement. Par contre soumis à des champs électriques équivalents à ceux qui règnent autour des fils d'anode (voir figure 3.45), les électrons d'ionisation vont se mettre à avalancher, créant dans leur entourage toute une théorie d'ions :

$$e^- + CF_4 \longrightarrow 2\,e^- + X^+$$

X^+ pouvant être : CF_4^+, $CF_3^+ + F$, $CF_2^+ + F_2$, $CF_2^+ + 2F$, $CF^+ + F + F^2$, etc...
Il semble ([46],[61] et [62]) que seuls les ions CF_4^+ et CF_3^+ vont prendre part à l'émission lumineuse, le premier contribuant principalement au continuum du spectre et le second à la série de pics discrets au delà de 350 nm. Le principal pour nous est de retenir que **l'émission lumineuse dans le CF_4 n'a lieu que lorsque les électrons sont dans un régime d'avalanche** car la production de photons nécessite la présence d'ions CF_4^+ et CF_3^+.
Le spectre d'émission du CF_4 montré sur la figure 3.41 nous indique que les radiations ont principalement lieu dans l'ultra-violet or les PMs ne sont sensibles qu'à partir de 400 nm, ainsi seule la queue du spectre d'émission va pouvoir être transmise et détectée.

3.3.4 Fonctionnement et performances de la TPC de MUNU

Après avoir passé en revue les caractéristiques du CF_4 au paragraphe 3.3.3, nous avons maintenant à notre disposition tous les outils nécessaire pour comprendre et quantifier les différents modes de fonctionnement de MUNU.

3.3.4.1 Dérive et avalanche des électrons d'ionisation

Dérive
On rappelle que dans la zone de dérive, avec une tension de cathode de -35kV et une tension de grille de 2090V, le champ électrique a une valeur de 206 $V\,cm^{-1}$, soit 27 $10^{-19}\,V\,cm^2$ en tenant compte de la densité du gaz à une pression de 3 bars. Comme le montre la figure 3.46, dans un tel champ **les électrons de dérive ne subissent aucun attachement** sur le CF_4. Ils sont parfaitement thermalisés et leur énergie moyenne est de 0.027 eV (figure 3.39). Dans ce champ et à cette énergie, les coefficients de diffusion longitudinale D_L et transversale D_T se confondent (figure 3.38).

Dans de telles conditions de champ et de pression, la vitesse de dérive que l'on attend est de 2.38 $cm/\mu s$ (voir figure 3.36), soit un temps de dérive total de 67 μs pour 1.60 m. Des mesures de vitesse de dérive seront données par différentes méthodes aux paragraphes 5.1.3.2 et 5.1.3.4.

Comme le montre la formule 3.17 que nous rappellons ici, l'élargissement des traces dû à la diffusion des charges pendant le temps de dérive dépend essentiellement de la distance de dérive (à vitesse donnée) et du champ électrique ambiant :

$$\sigma_{L,T} = \sqrt{2D_{L,T}t} = \sqrt{2D_{L,T}\frac{x}{w}} = \sqrt{2\epsilon_{L,T}\frac{x}{E}}$$

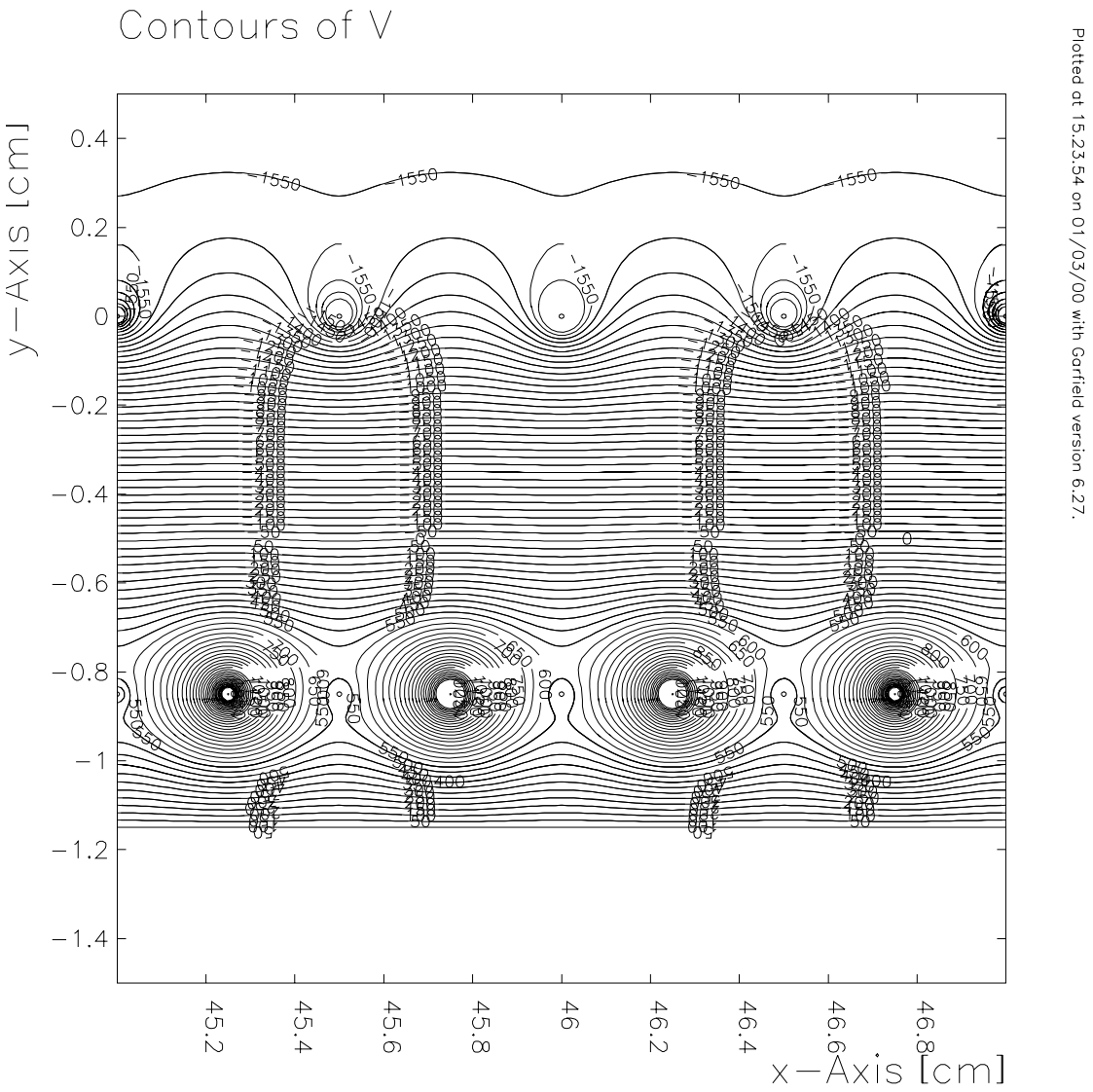


FIG. 3.43 – *Champ Électrique dans la région d'anode*

On attend donc une diffusion maximum de $\sigma \sim 2\,mm$ après 1,60 m de dérive. Cette faible valeur, inférieure même au pas de discrétisation du plan de pistes X-Y (3.5 mm) empêche sa mesure et justifie l'absence de champ magnétique par rapport aux TPC *classiques* pour limiter la diffusion de dérive.

Avalanche

Après leur dérive, les électrons d'ionisation traversent le plan de fils de grille, qui limite la zone de dérive à vitesse constante, et sont accélérés par le champ électrique croissant autour des fils d'anode. Nous avons rentré les paramètres de la chambre proportionnelle multifils dans le programme de simulation électrostatique Garfield [45] qui nous a fourni les cartes de champs électriques montrées sur la figure 3.43 en ce qui concerne la région de l'anode.

La forme des lignes de champs dans la région de l'anode (figure 3.43) nous montre que chaque fil d'anode peut être considéré comme une chambre proportionnelle cylindrique

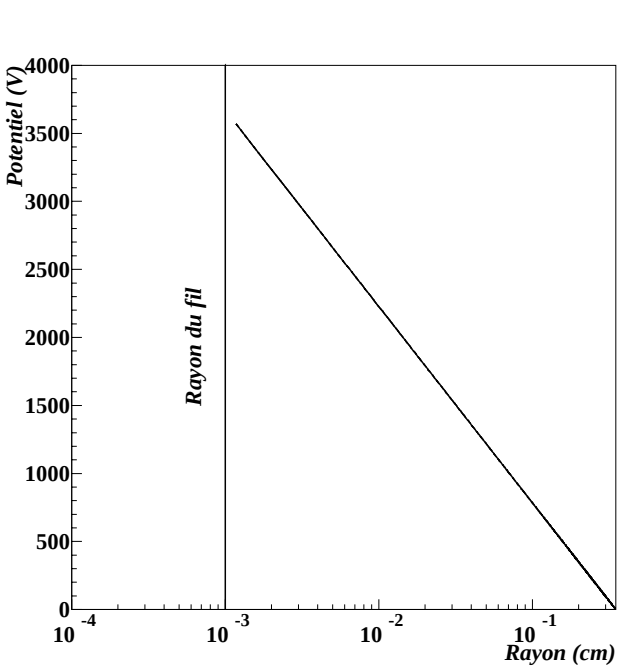


FIG. 3.44 – *Potentiel (en volts) en fonction du rayon par rapport au centre du fil d'anode*

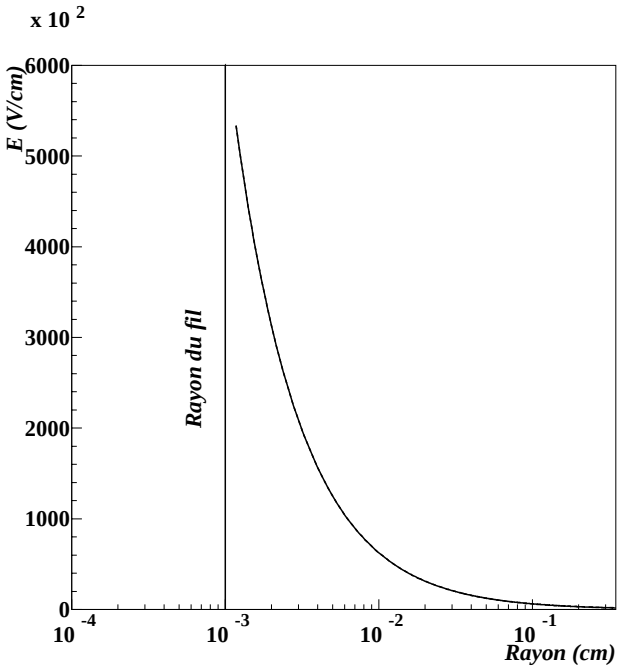


FIG. 3.45 – *Champ électrique déduit en fonction du rayon par rapport au centre du fil d'anode*

individuelle avec un fil ($R_a = 10\mu m\oslash$) porté à un potentiel de $V_0 = 3650$ Volts, et une masse cylindrique dont le rayon serait approximativement de $R_b = 3.5mm$. Le champ s'écrit alors :

$$E(r) = \frac{V_0}{r\, ln(R_b/R_a)} \tag{3.22}$$

On voit sur les figures 3.44 et 3.45 le potentiel autour des fils d'anode et le champ qui en découle.

Lors de l'accélération des électrons de dérive aux abords des fils, deux phénomènes que nous avons déjà étudié dans le chapitre 3.3.3 relatif au CF_4 vont rentrer en concurrence : l'ionisation du CF_4 par les électrons libres et la capture (*l'attachement*) d'électrons sur des atomes de CF_4.
Comme on le voit sur la figure 3.46 et, dans une moindre mesure sur les figures 3.40 et 3.47, pour un champ inférieur à $140\,10^{-17}\,V\,cm^2$, l'attachement est plus important que l'ionisation et le nombre d'électrons diminue. Par contre, pour des valeurs de champ supérieures, l'ionisation l'emporte et le nombre d'électrons augmente : c'est une avalanche. Cette valeur limite du champ qui différentie l'attachement de l'ionisataion est appelée *champ de rupture*. Ainsi lorsque des électrons de dérive arrivent dans le champ d'un fil d'anode, ils passent successivement par un régime d'attachement où leur nombre diminue, puis par un régime de multiplication où leur nombre augmente.

Comme il a déjà été expliqué, les coefficients d'attachement η et d'ionisation α sont des fonctions du champ réduit E/N. Ce dernier varie avec le champ électrique, mais aussi avec

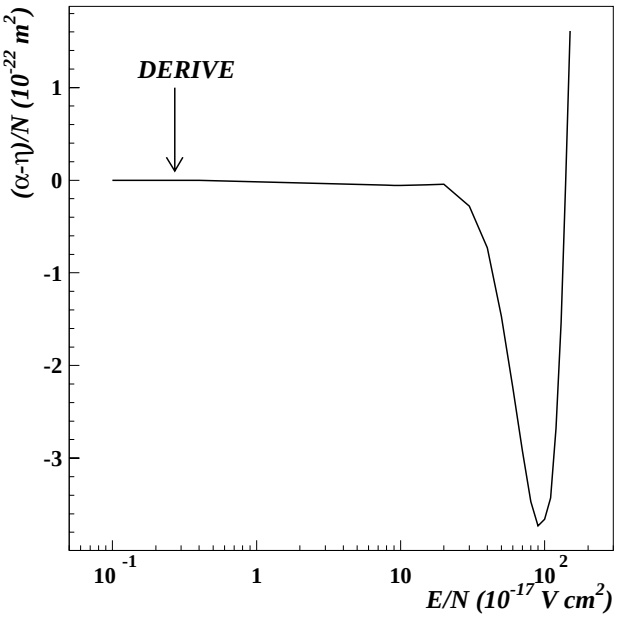


FIG. 3.46 – *Coefficients d'ionisation $\bar{\alpha}$ effectif utilisé pour de faibles valeurs de champ [46]*

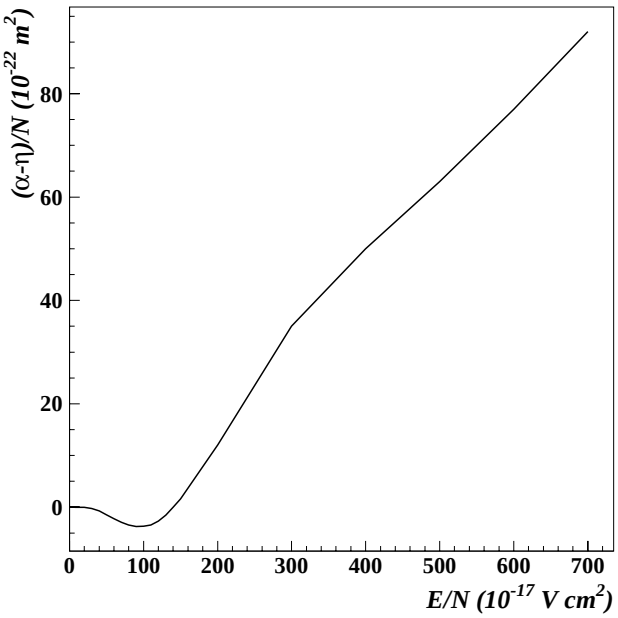


FIG. 3.47 – *Coefficients d'ionisation $\bar{\alpha}$ effectif utilisé pour de hautes valeurs de champ.*

la densité moléculaire N, elle-même dépendante de la pression et de la température du gaz (à volume constant). Ainsi, le gain de la TPC qui va directement dépendre des coefficients η et α va lui aussi varier avec la température et la pression. La calibration de ce gain d'anode est un point essentiel du fonctionnement de la TPC, mais plus importante encore est la connaissance des **variations de ce gain** au cours du temps. Avec les équations de probabilité de survie que nous avons vues précédemment, nous disposons de tous les outils pour construire un modèle simple de prédiction des variations du gain en fonction de la température et de la pression du CF_4. C'est ce que nous allons nous attacher à faire dans un premier temps. La calibration pratique du gain de l'anode ainsi que son suivi feront l'objet d'un paragraphe à part entière 3.3.5.

3.3.4.2 Simulation du gain de la TPC

Afin de calculer le gain de la TPC, nous devons connaître le nombre d'électrons effectifs à chaque instant et la grandeur qui va nous permettre d'y accéder est le coefficient d'ionisation effectif $\bar{\alpha}$ (voir équation 3.21).
Le but est de pouvoir simuler quantitativement les variations de gain avec un programme relativement simple pour pouvoir maîtriser l'ensemble des paramètres sans avoir à passer par une résolution des équations de Boltzmann.

Le principe de l'algorithme de cacul que nous avons programmé est le suivant :

- les paramètres d'entrée sont la pression et la température du gaz, le diamètre du fil et les tensions appliquées $\Longrightarrow$ on en déduit la valeur du champ électrique réduit E/N en fonction de la distance r au fil d'anode;
- on a ainsi une relation entre r et E/N pour le coefficient d'ionisation effectif $\bar{\alpha}(E/N) \propto \bar{\alpha}(r)$;
- on intègre pas à pas ce coefficient entre un rayon $r_{max} = 3.5mm$ où le potentiel est nul jusqu'au rayon du fil r_{fil}. La taille des pas a été ajustée à $10^{-1}\,\mu m$ pour éviter les effets de bornes d'intégration aux abords du fil.
- on calcule la probabilité de survie P_S d'un électron d'ionisation sur ce parcours [40] :

$$P_S = exp\Big(\int_{s_1}^{s_2} \bar{\alpha}(s)\, ds\Big) \tag{3.23}$$

  cette dernière étant directement proportionnelle au gain comme il a déjà été expliqué.

Dans l'équation 3.23 que nous allons résoudre numériquement, le coefficient $\bar{\alpha}$ que nous utiliserons n'est pas exactement celui recommandé par les tables (figure 3.40). En effet ce dernier a été mesuré dans des systèmes expérimentaux où le champ est homogène et isotrope, et où la multiplication a lieu à partir d'un électron unique placé dans ce champ. Dans notre cas c'est tout un nuage d'électrons plongés dans un gradiant de champ important. En régime de multiplication, on ne va plus pouvoir négliger les effets d'écrantage du champ par des charges d'espace dues au nombre important d'ions positifs créés dans la zone de multiplication. Une technique empirique simple pour tenir compte de cet effet consiste à diminuer légèrement la quantité $\bar{\alpha}$ pour des valeurs de E/N importantes. Des ajustements ont été réalisés et en pratique nous utiliserons les valeurs de $\bar{\alpha}$ montrées sur la figure 3.47 : on voit que pour des E/N supérieurs à $300\,10^{-17}\,V\,cm^2$ on fait croître $\bar{\alpha}$ de manière plus lente que pour les valeurs recommandées (figure 3.40).

Pour avoir un ordre de grandeur des gains mis en jeu, nous prendrons pour exemple les conditions expérimentales suivantes : $26.85\,^oC$ (soit $300.\,^oK$) et 3 bars comme température et pression du gaz.

La figure 3.48 nous montre le coefficient $\bar{\alpha}(r)$ en fonction de la distance au centre du fil. Bien que le potentiel nul se situe à $3.5\,mm$ du fil, les électrons de dérive vont acquérir assez d'énergie pour n'interagir avec le gaz environ $300\,\mu m$ en amont de ce dernier. Entre $300\,\mu m$ et $60\,\mu m$, ils vont principalement se faire attacher au CF_4 et leur nombre va diminuer. Leur multiplication n'apparaîtra qu'à partir de $60\,\mu m$.
En séparant la probabilité de survie de l'électron entre la zone d'attachement et la zone de multiplication, on trouve que 97.5% des électrons de dérive se font attacher par des atomes de CF_4 sur une distance comprise entre $300.$ et $60.\,\mu m$ à l'avant du fil. Passé ce cap, les 2.5% de survivants vont alors se multiplier par un facteur $9.3\,10^5$ dans la zone d'avalanche entre $60.\,\mu m$ et le fil à $10.\,\mu m$. Le gain résultant est de $2.2\,10^4$.

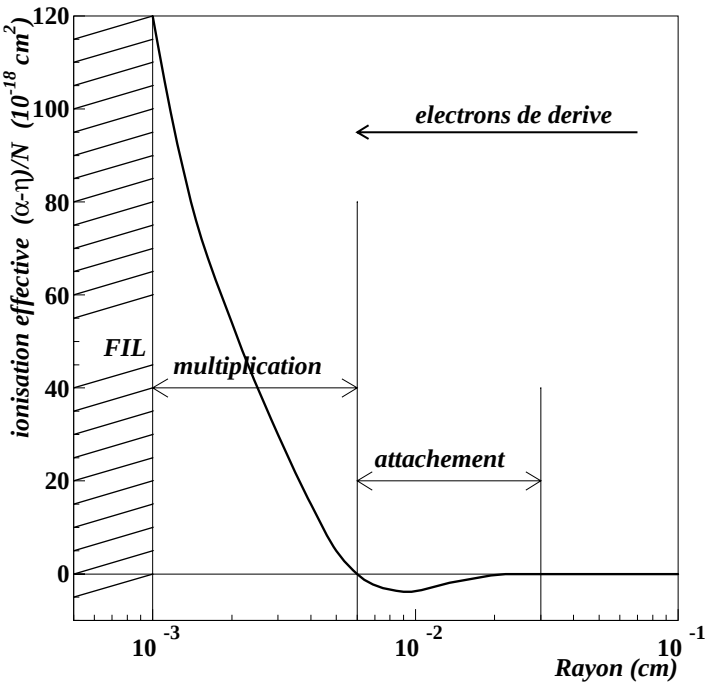


FIG. 3.48 – *Coefficient d'ionisation effectif en fonction du rayon par rapport au centre d'un fil d'anode*

Cet exemple nous montre l'importance de l'attachement dans le CF_4 et notamment la sensibilité qu'il confère au gain final. Une variation de 1% de la probabilité de survie entraîne une variation de plus de 25% du gain total. Cette variation est associée à celle du paramètre E/N, et en particulier aux condition de température et de pression du gaz qui peuvent évoluer au cours du temps que dure l'expérience. Les figures 3.49 et 3.50 nous montrent la variation relative du gain en fonction de ces deux paramètres, le point de référence étant pris à 20. ^oC et 3 bars de manière arbitraire.

Bien qu'en période de prise de données le détecteur ne subisse pas de telles variations, il apparait clairement qu'un suivi précis va s'imposer. Nous verrons au chapitre 3.3.5 comment ce programme à permis d'interpoler le gain de la TPC entre les différentes mesures de calibration faites avec une source.

3.3.4.3 Résolution attendue

La résolution en énergie que l'on peut attendre provient de la physique liée au fonctionnement de la TPC avec du CF_4 (ionisation du gaz, attachement et multiplication) et d'autres types de dégradation de l'énergie liés à la qualité du détecteur (homogénéïté du gain sur le plan d'anode, atténuation descahrges dans le gaz). C'est la première contribution que nous allons tenter d'évaluer à présent. Sa mesure comme celle du gain se fera au chapitre 3.3.5, consacré à la calibration de la TPC.
Au cours de l'ionisation d'un électron dans un gaz, un nombre n_0 d'électrons d'ionisation primaire sont créés. Ces n_0 électrons ne sont pas répartis uniformément le long de la trace

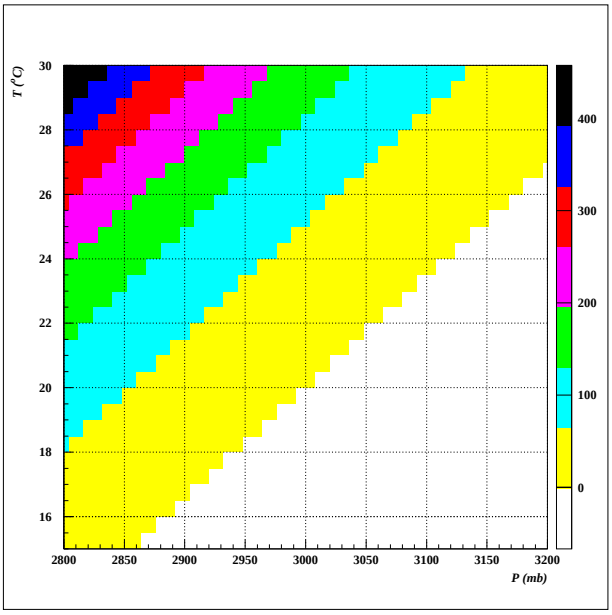


FIG. 3.49 – *Variation relative du gain en fonction de la pression et de la température*

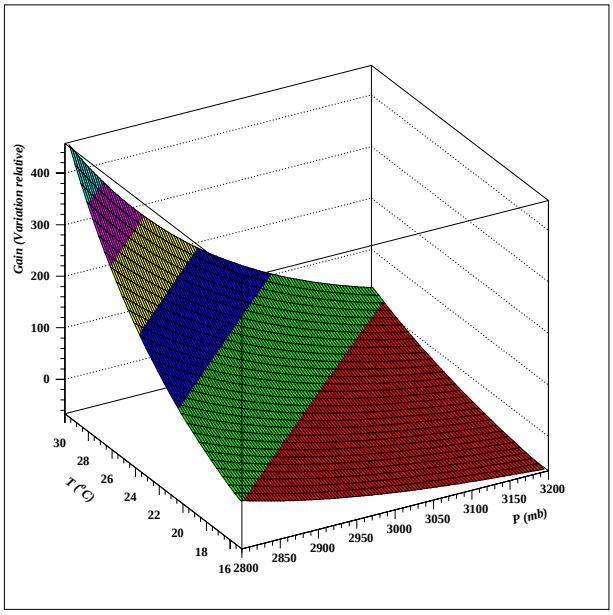


FIG. 3.50 – *Variation relative du gain en fonction de la pression et de la température*

de la particule primaire, car la perte d'énergie le long de la trace d'un électron varie beaucoup : entre $1.6\,MeV\,cm^2/g$ au minimum d'ionisation ($T_e = 1.5MeV$) et $\sim 10\,MeV\,cm^2/g$ dans les derniers millimètres du parcours. Pour simplifier le formalisme du problème, nous allons considérer que la trace se divise en N pas sur chacun desquels la perte d'énergie peut être considérée comme constante. On appelera donc $n_0(i)$ le nombre d'électrons d'ionisation au pas numéro i. La fluctuation de ce nombre, qui est généralement élevé, est meilleure que ce que prédit une simple fluctuation poissonnière. Cela vient du fait que dans l'ionisation primaire, les électrons ne sont pas parfaitements indépendants les uns des autres. On traduit cette dépendance en introduisant dans la résolution un facteur F, dit de Fano, inférieur à la valeur un :

$$\left(\frac{\sigma_{n_0(i)}}{n_0(i)}\right)^2 = \frac{F\,n_0(i)}{n_0^2(i)} = \frac{F}{n_0(i)} \tag{3.24}$$

Dans le CF_4 le facteur de Fano peut être évalué[3] à ~ 0.28. La valeur exacte n'est pas très importante, en ce qui nous concerne, car même dans le cas le plus défavorable où $F = 1$, la contribution des fluctuations d'ionisation primaire restera faible dans la résolution totale. Ces $n_0(i)$ électrons dérivent puis sont accélérés autour des fils d'anode. Seule la fraction d'entre eux qui survivent à l'attachement, et que nous noterons $n_1(i) = \Lambda n_0(i)$ (avec $\Lambda \sim 1. - 97.5\% = 0.025$) vont être multipliés au cours d'une avalanche. Chacun de ces $n_1(i)$ électrons va alors subir des fluctuations d'avalanche, dont la variance suit celle du spectre d'avalanche d'un électron simple, généralement ajusté par une distribution de

3. à partir d'un calcul extrait de la référence [58]

Polya [59] :

$$P(q) \propto \left((1+\theta)\frac{q}{\bar{q}}\right)^{\theta} e^{-(1+\theta)\frac{q}{\bar{q}}} \qquad \text{et} \qquad \left(\frac{\sigma_q}{q}\right)^2 \simeq \frac{1}{1+\theta} \tag{3.25}$$

où $\bar{q} = n_1(i)$ et où θ peut se représenter comme étant la fraction des électrons ayant une énergie supérieure à l'énergie moyenne d'ionisation $W = 34.3\,eV$. Pour le CF_4 le paramètre θ prend comme valeur 0.209 [60].
Les $n_1(i)$ électrons peuvent être considérés, au premier ordre, comme indépendants les uns des autres dans l'avalanche et leur résolution résultante est donnée par :

$$\left(\frac{\sigma_{n_1(i)}}{n_1(i)}\right)^2 = \frac{1}{n_1(i)^2}\sum_{j=1}^{n_1(i)}\frac{1}{1+\theta} = \frac{1}{n_1(i)}\frac{1}{1+\theta} \tag{3.26}$$

Ainsi la résolution sur l'ensemble des n_0 charges créées par un électrons de recul est donc donnée par :

$$\left(\frac{\sigma_{n_0}}{n_0}\right)^2 = \frac{1}{N^2}\sum_{i=1}^{N}\frac{F}{n_0(i)} + \frac{1}{\Lambda n_0(i)}\left(\frac{1}{1+\theta}\right) \tag{3.27}$$

Une simulation de traces à différentes énergies et angles dans nos conditions de température et de pression prévoit une résolution de 7.5 % ramenée à 1 MeV. La part due à l'ionisation primaire ne représente qu'environ 10 % de cette résolution, la contribution des fluctuations d'avalanche lui étant largement supérieure. Cette dernière, très sensible au facteur Λ, a fait l'objet de mesures pour différentes valeurs d'attachement dans le CF_4 [55].

3.3.4.4 Scintillation d'avalanche

Nous avons vu au chapitre 3.3.3.6 que sous certaines conditions le CF_4 peut émettre de la lumière : il faut qu'il soit ionisé car seuls certains fragments ioniques (CF_3^+ et CF_4^+) participent à cette émission. La quantité de lumière émise va donc être *proportionnelle* au coefficient d'ionisation α et non à $\bar{\alpha}$. En effet $\bar{\alpha}$ rend compte d'un équilibre dynamique entre création et capture d'électrons. Un coefficient $\bar{\alpha} < 0$ ne veut pas dire pour autant que $\alpha = 0$ et n'exclut donc pas la présence d'ions CF_3^+ et CF_4^+ pouvant émettre de la lumière. En injectant la formule 3.18 dans la formule 3.19 on peut réécrire cette dernière comme :

$$\alpha/N\,(E/N) = \sqrt{\frac{2}{mw^2}}\sum_{i=1}^{all} q_i \int_i^{\infty} f(\epsilon, E/N)\epsilon^{1/2}\sigma'_{i,partial}(\epsilon)d\epsilon \tag{3.28}$$

Dans cette somme, seules les contributions correspondant aux sections efficaces de création du CF_3^+ et CF_4^+ doivent être prises en compte et on peut donc imaginer que la quantité de lumière va être proportionnelle à α avec un facteur de proportionnalité dépendant de l'énergie de l'électron incident. On doit néanmoins se rappeler (figure 3.39) la forme que

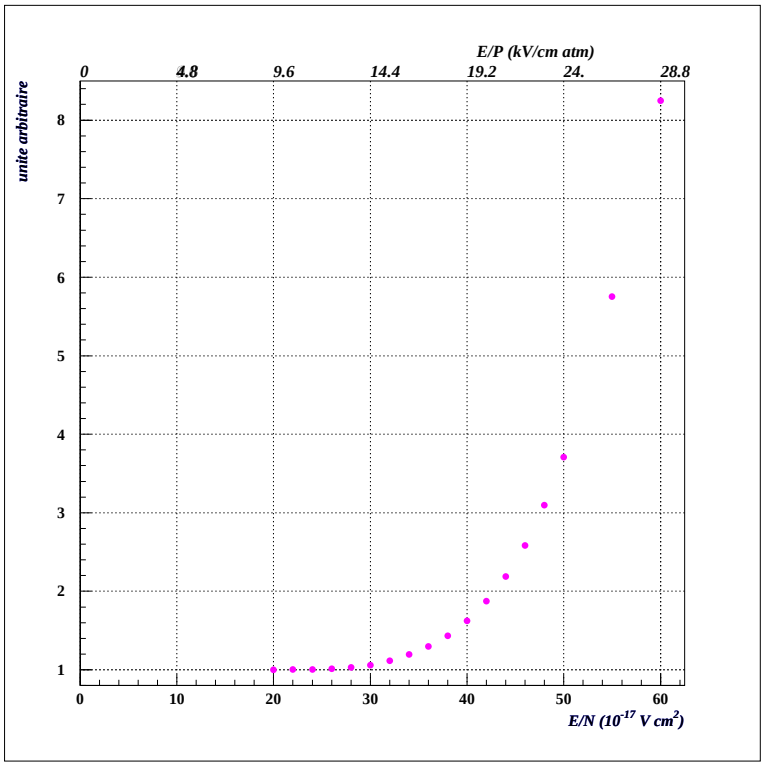


FIG. 3.51 – *Lumière de scintillation en fonction du champ réduit E/N*

prend l'énergie des électrons dans un champ électrique suffisant pour créer de la lumière ($> 25 - 30\, kV/cm\, atm$) : elle sature et tend vers une constante.
Dans une première approximation nous pourrons donc dire que la quantité de lumière émise est directement proportionnelle au coefficient d'ionisation α, et que donc ses variations relatives suivent celles d'α.
La figure 3.51 montre les variations relatives de lumière de scintillation du CF_4 en fonction du champ réduit E/N calculées avec le programme de simulation des gains (voir 3.3.4.1). Cette figure est à comparer avec la figure 3.42 obtenue expérimentalement par A.Pansky et al. [61].

On verifie expérimentalement la présence de cette lumière de scintillation en regardant les signaux sommés des 48 photomultiplicateurs en coïncidence avec un signal d'anode.

Les figures 3.52 et 3.53 montrent respectivement un signal d'anode correspondant à un électron et la somme des signaux des PMs correspondante. On peut déjà voir qu'effectivement, un signal en lumière est capté simultanément au signal d'anode. La figure 3.54 montre la correspondance entre les signaux ainsi obtenus pour l'anode et pour la somme des PMs avec une statistique importante. L'information de la lumière de scintillation d'avalanche est proportionnelle à celle contenue dans le signal en charges. La lumière d'avalanche va donc nous servir tout autant que le signal d'anode pour calibrer la chambre et pour mesurer les énergies déposées dans cette dernière.

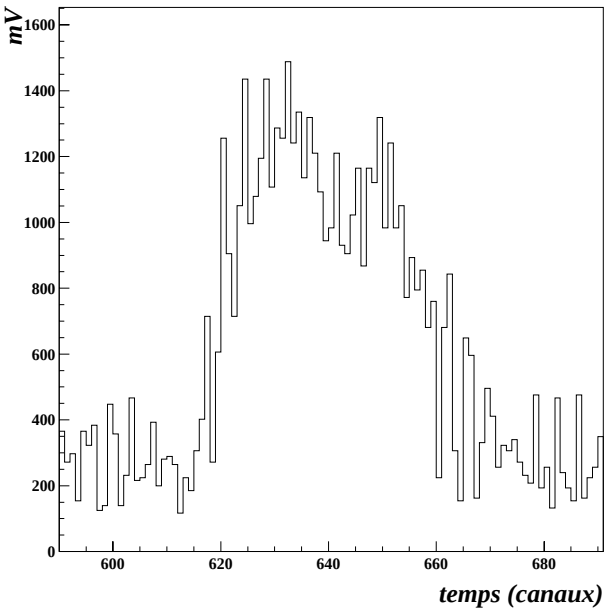


FIG. 3.52 – *Signal d'anode caractéristique pour un électron*

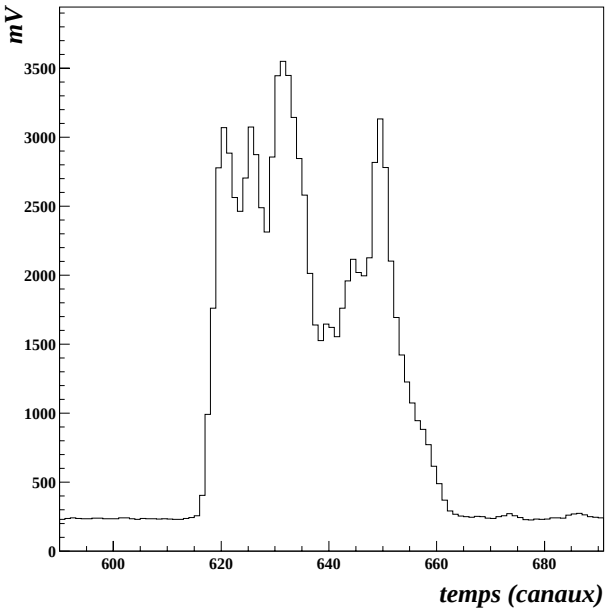


FIG. 3.53 – *Somme des signaux des PMs en coïncidence avec l'anode pour un électron*

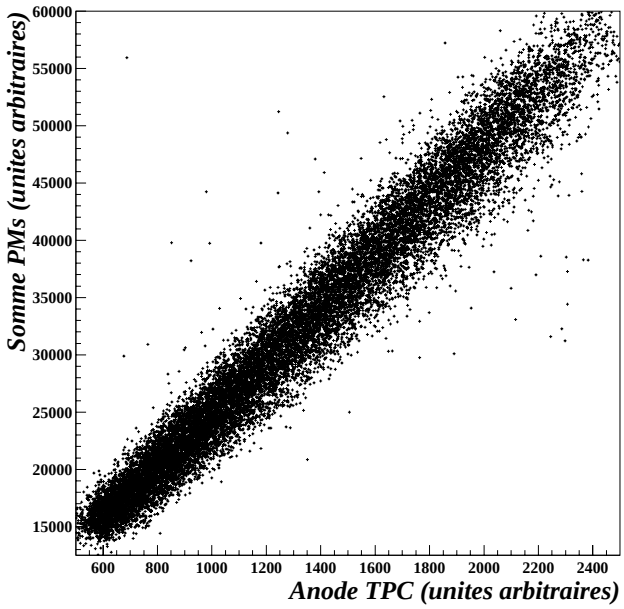


FIG. 3.54 – *Comparaison entre les signaux en charge et en lumière d'avalanche pour des électrons de recul dans la TPC.*

3.3.5 Calibration

Un électron de recul dans la TPC va induire un nombre d'électrons d'ionisation proportionnel à son énergie le long de sa trajectoire. Ces électrons vont dériver dans le champ électrique pour venir se multiplier sur l'anode où ils sont collectés. Nous venons de voir que lors de cette dernière étape, une émission lumineuse proportionnelle au nombre de charges avait lieu. Les charges collectées par les fils sont amplifiées et codées sur un fADC. La lumière produite autour des fils d'anode sort de la TPC qui est transparente et est vue sur les PMs.
La quantité de lumière ou de charge collectée est directement proportionnelle à l'énergie de l'électron de recul dans le gaz. Le traitement de ces signaux et la calibration de ces quantités vont permettre de remonter à cette énergie. La méthode retenue pour y parvenir consiste à utiliser une source de γ monoénergétiques, pour produire des électrons de recul dans le gaz. La comparaison des spectres en charges et en lumière obtenus, et notamment la mesure de la position du front Compton avec la simulation faite pour la même source γ, permettra cette calibration.

3.3.5.1 Spectre d'électrons Compton simulé à différentes résolutions

On réalise avec le programme de simulation Monte Carlo du détecteur (voir chapitre 2.3) un tirage de gammas de 835 keV (source de ^{54}Mn) provenant de la position de la source dans le détecteur (figure 3.2). On obtient ainsi le spectre des électrons de recul dans la TPC dus à des interactions Compton avec ces γ. La figure 3.55 montre clairement ce spectre avec un seuil à 200 keV. C'est le front Compton à 640 keV qui va nous servir de point de calibration dans le détecteur. Au premier ordre, la résolution du signal que l'on va mesurer sur l'anode va varier avec le nombre de charges collectées, mais d'autres effets peuvent la dégrader comme l'homogénéité du gain sur toute la surface de collection ou encore l'atténuation du signal en fonction de la profondeur de chambre parcourue par les électrons de dérive. Ces différentes contributions seront déconvoluées ultérieurement, le seul élément que nous avons entré dans la simulation est une résolution *globale* gaussienne entre l'énergie déposée et le signal collecté. Cette résolution dégrade sensiblement le front Compton comme le montre la figure 3.56 où trois résolutions ont été introduites : 4, 8 et 12 % à 1 MeV. Elle varie pour d'autres énergie en $\sqrt{E}$.

3.3.5.2 Facteur de calibration

En pratique, on place la source dans le détecteur et on réalise une acquisition en déclenchant avec le front de montée du signal d'anode intégré (paragraphe 3.3.2.1). Vu l'activité de la source (3 kbq.), on ne va enregistrer que ces derniers à plus de 99%. Les signaux ainsi échantillonnés et enregistrés par le fADC sont ensuite intégrés pour obtenir le spectre. Pour les superposer, deux paramètres vont devoir être ajustés : la résolution à introduire dans la simulation et le facteur de calibration qui permet de passer des unités arbitraires du spectre des données aux keV. La résolution totale à introduire dans la simulation est de $8\pm1\%$ et un facteur de proportionnalité $\mathbf{f_a} = 3.63$ est trouvé pour transformer notre spectre en keV. Le résultat après transformation comparé à la simulation est donné sur la figure 3.57 où l'on a un plan rapproché du front Compton, région cruciale dans la détermination de ces paramètres. La résolution trouvée est proche de celle qui avait été prédite

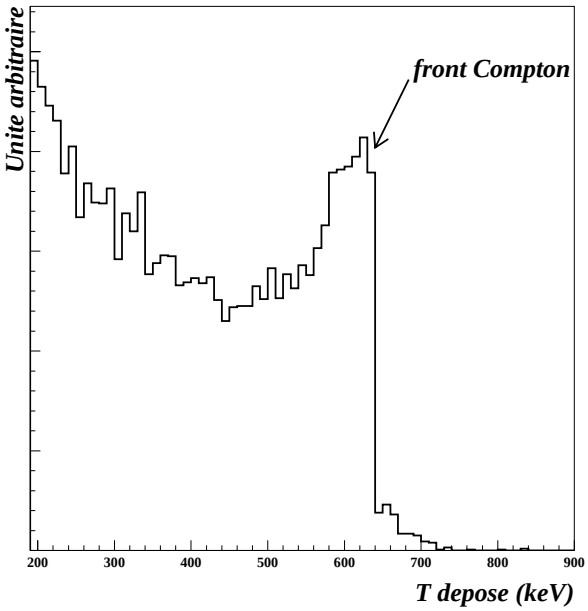


FIG. 3.55 – *Simulation de l'énergie déposée dans la TPC par des électrons de recul dus à des interactions Compton avec des γ de 835 keV*

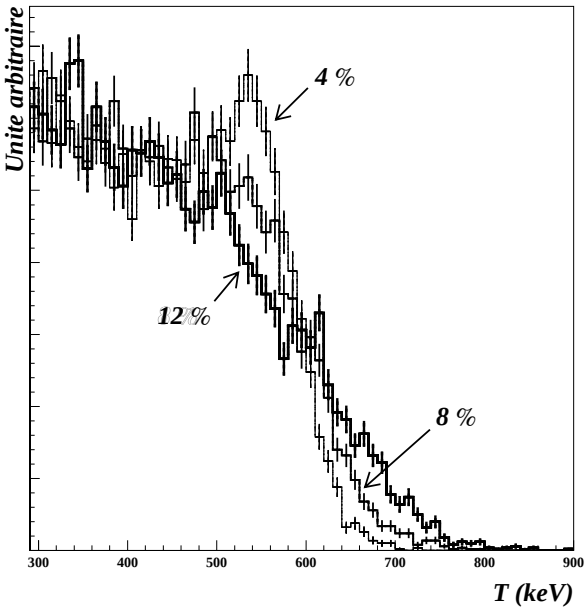


FIG. 3.56 – *Simulation de l'énergie mesurée dans la TPC avec différentes résolutions pour le spectre d'énergie déposée de la figure 3.55*

en tenant compte de l'attachement et de la multiplication (voir paragraphe 3.3.4.3). Le facteur $\mathbf{f_a}$ en soi n'a pas de signification physique importante, par contre ses variations relatives indiqueront les changements de gain de la TPC.
Pour la même prise de données, on réalise le spectre obtenu avec la somme des signaux des PMs en coïncidence avec l'anode de la TPC. On rappelle que la lumière qui est collectée sur les PMs simultanément à l'anode correspond à la scintillation des électrons d'avalanche dans le CF_4. Le même type d'ajustement est fait avec le spectre en énergie attendu dans la TPC auquel on rajoute une résolution. Le résultat, montré sur la figure 3.58, donne une résolution à introduire de $8\pm1\%$ dans la simulation, et, les PMs n'ayant pas la même dynamique que l'anode de la chambre, on trouve un rapport $\mathbf{f_{PM}} = 88$ entre le spectre des PMs en unité arbitraires et le spectre en keV. Encore une fois ce facteur $\mathbf{f_{PM}}$ n'a pas directement de signification physique, seules ses variations en ont. Le fait de trouver la même résolution à introduire dans la simulation avec le spectre d'anode et celui des PMs, alors que les électroniques d'acquisition (amplificateurs + électronique de décision + fADC) de la TPC et des tubes ne sont pas les mêmes, indique que cette résolution est uniquement due à la résolution intrinsèque de la TPC. Cette dernière comprend celle due à la longueur d'atténuation des électrons de dérive, celle due à la fluctuation statistique du nombre de charges collectées et celle due aux imperfections de multiplication de la MWPC.

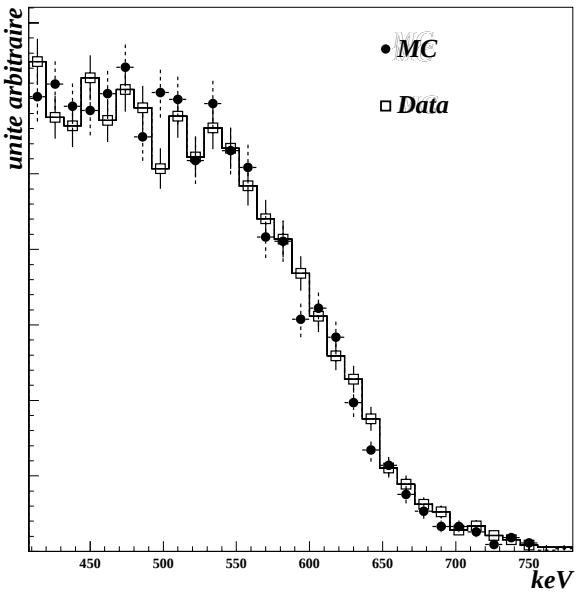


FIG. 3.57 – *Comparaison entre le front Compton d'une source de ^{54}Mn obtenu en simulation avec une résolution de 8% et les données obtenues avec l'***anode** *de la TPC*

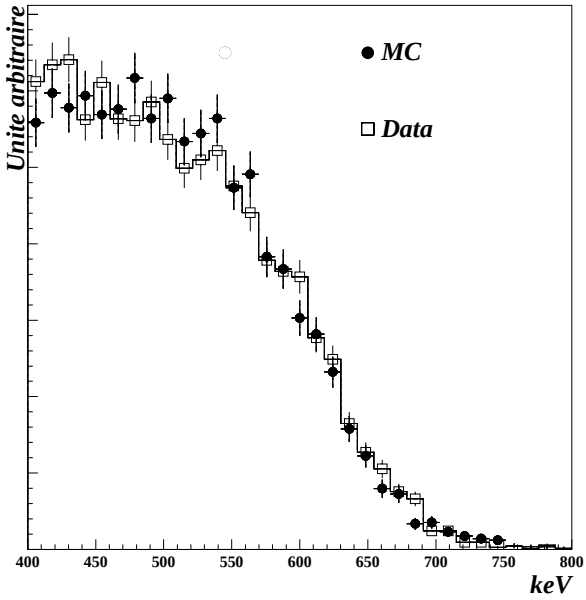


FIG. 3.58 – *Comparaison entre le front Compton d'une source de ^{54}Mn obtenu en simulation avec une résolution de 8% et les données obtenues avec la* **lumière de scintillation** *d'avalanche sur les PMs*

3.3.5.3 Suivi de la calibration au cours du temps : évolution en fonction de la pression et de la température

Un suivi de cette calibration a été réalisé tout au long d'une première campagne de prise de donnés entre août 1999 et mars 2000. La même méthode a été appliquée systématiquement chaque fois en utilisant la source de manganèse. La même résolution de 8±1% a été trouvée à chaque mesure. Le facteur de calibration d'anode $\mathbf{f}_a$ trouvé pour chaque mesure à différentes dates est montré sur la figure 3.59. On voit le facteur de calibration varier avec une amplitude maximum de 23% sur toute la période en question, avec, semble-t-il, une variation saisonnière : la calibration est plus basse en hivers et plus haute en été et au printemps!

Les effets déjà mentionnés dus à la sensiblité du gain d'anode à la pression et à la température semblent se manifester. Pour en être convaincu, une comparaison des variations relatives de gain avec celles prédites par le programme de simulation de gain exposé au paragraphe 3.3.4.2 va être faite.

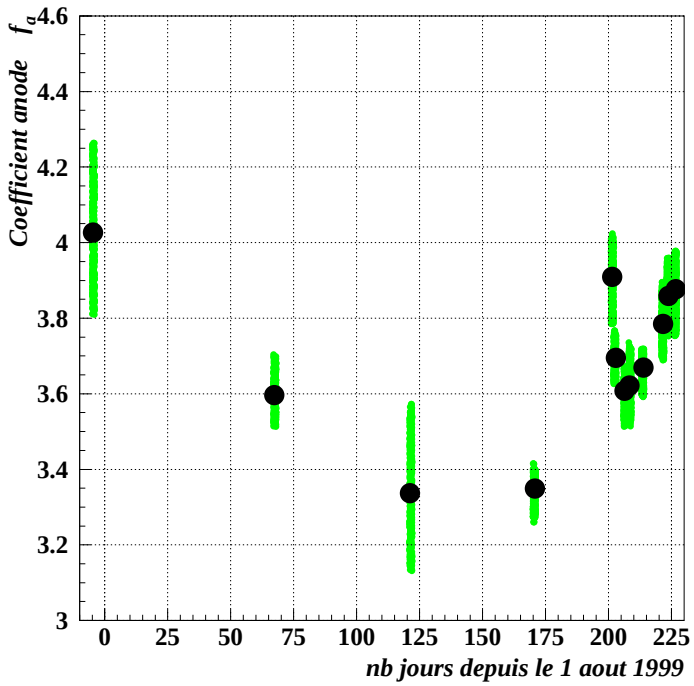


FIG. 3.59 – *Suivi du facteur de calibration d'anode* $\mathbf{f_a}$ *entre août 1999 et mars 2000*

3.3.5.4 Comparaison des variations de gain mesurées et simulées

On rappelle brièvement l'algorithme de calcul numérique du gain :

- les paramètres d'entrée sont : la pression, la température du gaz, le diamètre du fil et les tensions appliquées $\Longrightarrow$ on en déduit la valeur du champ électrique réduit E/N en fonction de la distance r au fil d'anode;
- on a ainsi une relation entre r et E/N pour le coefficient d'ionisation effectif $\bar{\alpha}(E/N) \propto \bar{\alpha}(r)$;
- on intègre pas à pas ce coefficient entre un rayon r_{max} où le potentiel est nul jusqu'au rayon du fil r_{fil};
- on calcule la probabilité de survie P_S d'un électron d'ionisation sur ce parcours, cette dernière étant directement proportionnelle au gain comme il a déjà été expliqué.

Pour éprouver cette simulation, le seul paramètre sur lequel on peut jouer est le champ réduit E/N. Trois observables sont concernées : la tension appliquée sur les fils d'anode, la pression et la température dans la TPC. Expérimentalement, on ne peut commander que deux de ces variables : la tension d'anode et la pression du gaz, la température du volume n'étant pas contrôlable et variant avec celle du local d'expérience. Pour des raisons

évidentes de mise en peril de l'expérience elle-même, on ne peut pas changer ces deux paramètres autant qu'on le souhaiterait :

- une augmentation de la tension de fils risque de créer de amorçages entre ces derniers et dans le pire des cas peut même casser l'un d'eux;
- une baisse trop importante de la tension ne met pas en danger l'expérience mais oblige à changer les différents seuils de déclenchement de l'électronique associée pour continuer à acquérir des événements;
- un changement de pression risque d'obliger à introduire du CF_4 neuf pour revenir à la pression de fonctionnement habituelle, engendrant des risques de dégradation du gaz déjà en place si la pureté du nouveau n'est pas égale.

Par rapport aux pressions et aux tensions habituelles de fonctionnement, deux tests ont donc été réalisés, l'un en baissant la tension d'anode, l'autre en baissant la pression du gaz. Dans les deux cas une calibration a été faite avec la source de ^{54}Mn et comparée avec les variations de gain prédites par notre modèle de calcul du gain. Les résultats des variations relatives de gains (simulées et mesurées) par rapport aux conditions de fonctionnement normales sont compilés dans le tableau 3.3.

Variations relatives de gain prédites par la **simulation**	Variations relatives de gain **mesurées**	Pression mb	Température ^oC	Tension d'anode V
-1 ± 1 %	0 ± 3 %	2923	23.5	3650
-14 ± 1 %	**-10 ± 3 %**	2923	23.5	**3625**
-2 ± 1 %	0 ± 3 %	2932	23.7	3650
$+16 \pm 1$ %	**$+13 \pm 3$ %**	**2888**	23.7	3650

TAB. 3.3 – *Comparaison des variations relatives de gain d'anode entre simulations et mesures à différentes tensions d'anodes et différentes pressions de gaz*

Les variations prédites par notre modèle simpliste semblent avoir une dynamique un peu plus grande que celles observées : les baisses et les hausses de gain sont plus prononcées. Néanmoins l'ensemble des données se recoupent aux incertitudes près.

Ce modèle a été étendu à l'ensemble de nos données de calibration. On peut voir la cohérence obtenue avec les variations de gain observées sur la figure 3.59. On a besoin pour cela des températures et pressions autour des dates de calibration (voir figure 3.60), sachant que la tension d'anode est maintenue à 3650V.
Les variations relatives de gain simulées avec ces entrées superposées aux mesures avec la source sont montrées sur la figure 3.61. Les variations de pression et de température du gaz entrées dans notre modèle simplifié de simulation d'avalanche semblent à elles seules pouvoir expliquer nos variations de gain, sauf pour la période comprise entre les jours 200 et 205 où la variation de gain ne s'effectue pas dans le même sens. Nous allons revenir

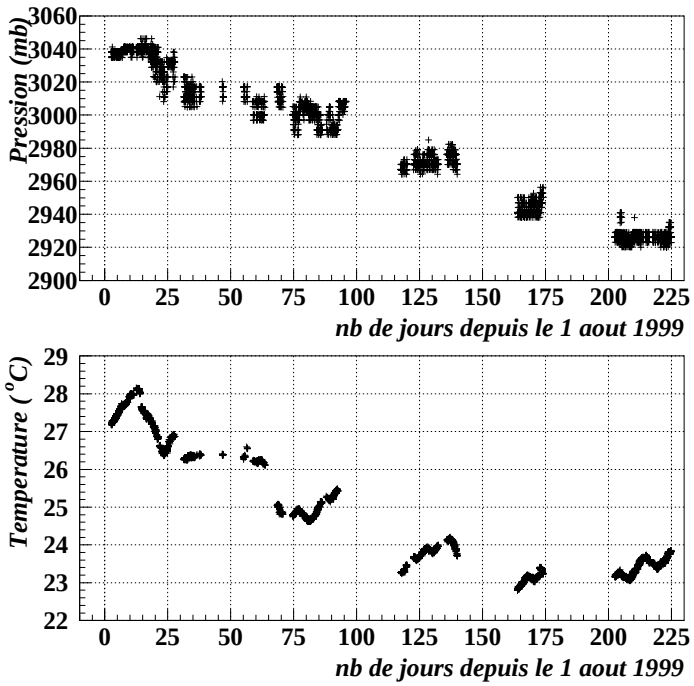


FIG. 3.60 – *Suivi des températures et pressions du gaz autour des dates de calibration*

au paragraphe suivant (3.3.5.5)sur cette période qui correspond en fait à une remise en route des hautes tensions après un arrêt de plus de 8 jours de ces dernières. Dans l'analyse des événements que nous ferons au chapitre 5, nous aurons donc à notre disposition deux possibilités de suivre en continu les variations de calibration : soit interpoler entre les points de calibration existants, soit utiliser la simulation d'avalanche. Nous verrons les différences que cela implique sur les résultats.

3.3.5.5 Variation de gain due au vieillissement des fils d'anode : *Aging*

Sur la figure 3.61 apparaît un point de discorde important tant au niveau de la valeur que du sens de variation entre le gain mesuré et le gain simulé entre les jours 200 et 205, soit entre le 17 et le 22 février 2000. La figure 3.62 reproduit en détail cette zone de variation. Il semble qu'après un arrêt prolongé des hautes tensions, le gain soit bien plus important que prévu juste à la remise en marche de la haute tension d'anode, puis qu'il retourne assez rapidement entre 2 et 4 jours aux valeurs attendues. Cet effet de variation de gain lors de la mise sous tension des chambres à fil est connu et lié au vieillissement des fils ou *aging* [63].
Lors de la mise sous tension de la chambre, les fils sont soumis au bombardement des électrons d'ionisation dont le taux dans notre TPC est largement dominé par le taux de muons dans la chambre ($\sim$ 65 Hz). Ce taux de muons induit un *courant* d'électron d'ionisation d'environ 5 10^{-4} nA avant avalanche et d'environ 1 nA après avalanche. Comme nous l'avons déjà vu, dans l'avalanche ces électrons peuvent atteindre des énergies comprises entre 5 et 9 eV. À cette énergie, les électrons sont capables de briser des molécules de CF_4, qui donnent principalement des fragments de CF_3, CF_2, F_2 et F. Ces radicaux, bien que

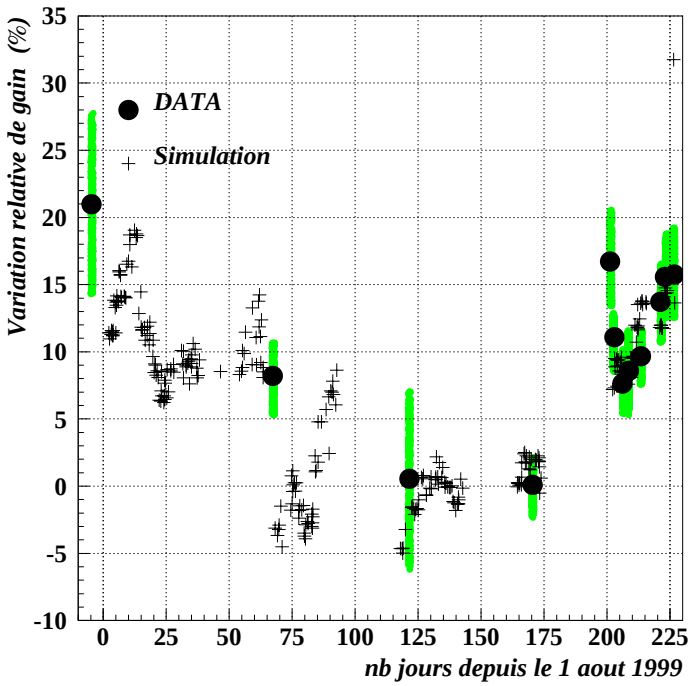


FIG. 3.61 – *Variations relatives de la calibration d'anode mesurée et du gain simulé entre août 1999 et mars 2000*

neutres, se comportent comme des multipoles et vont s'agglutiner autour des fils d'anode. Le diamètre des fils augmente alors de quelques pourcents et le potentiel effectif d'anode diminue, faisant baisser le gain d'anode et du même coup la calibration. Des molécules de ce type ne cessent d'arriver sur les fils, alors que dans le même temps une partie d'entre elles se détachent de l'anode. Ce processus atteind un équilibre dynamique très rapidement dans le CF_4.
Il est difficile de comparer notre vitesse de vieillissement avec les quelques références que l'on peut trouver dans la littérature sur le CF_4 et qui sont principalement dues à J.Va'vra ([50], [51] et [50]), tant les protocoles expérimentaux sont simplifiés[4] par rapport au système macroscopique que constitue la TPC de MUNU, d'autant plus que la vitesse de vieillissement des fils varie avec leur composition. Néanmoins les études menées ont toujours montré un vieillissement très rapide des fils dans le CF_4 : le gain diminue de manière exponentielle et atteint très rapidement un plateau où il se stabilise. C'est aussi ce que nous observons.

Le principal pour nous est de retenir que le gain bouge très vite dans les premiers jours suivant une remise en route de la tension d'anode et qu'il vaut mieux ne pas utiliser de données prises à ce moment là, la calibration variant trop vite.

4. En général un seul fil d'anode dans une toute petite chambre, le gaz étant ionisé avec des impulsions laser.

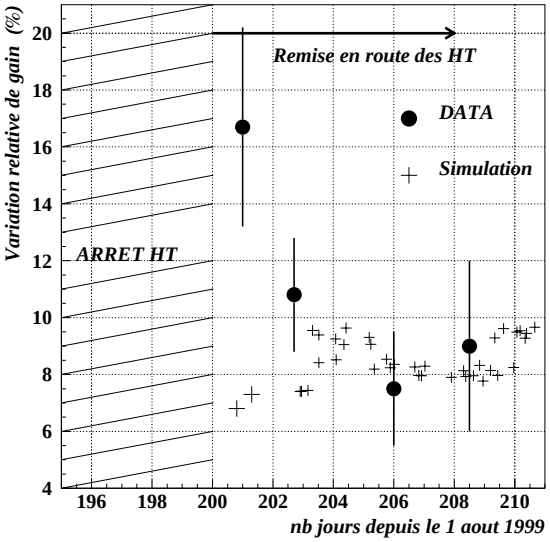


FIG. 3.62 – *Variations relatives de la calibration d'anode mesurée et du gain simulé, après remise en route de la Haute Tension d'anode.*

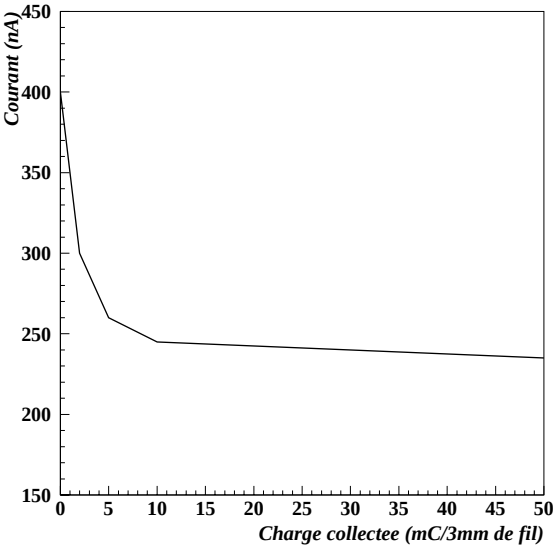


FIG. 3.63 – *Vieillissement de fils d'anode dans du CF_4 mesuré par J.Va'vra [50] et [51]*

Chapitre 4

Topologie et discrimination des événements

4.1 Analyse d'image

L'utilisation du système d'imagerie que nous fournit la TPC est la dernière information que nous n'ayons pas encore abordé. On rappelle qu'il est constitué d'un réseau croisé de 2x256 bandelettes conductrices photogravées sur chacune des faces d'une feuille de mylar. Elles permettent d'avoir une image par influence des avalanches se produisant sur les fils d'anode. On obtient ainsi l'image projetée sur le plan X-Y des traces des particules ionisant le gaz. L'espacement entre les bandelettes est de 3.5 mm, couvrant ainsi les 90 cm de diamètre de la TPC.

Un échantillonage en temps de leurs signaux permet de reconstituer la troisième dimension, Z, connaissant la vitesse de dérive des charges dans le gaz. Comme pour les autres signaux du détecteur, l'échantillonnage est effectué avec une fréquence de 12.5 MHz, l'information étant enregistrée sur 512 fADCs de 1024 mots de profondeur. Les signaux issus de ces pistes ne participent pas au système de déclenchement de l'acquisition.

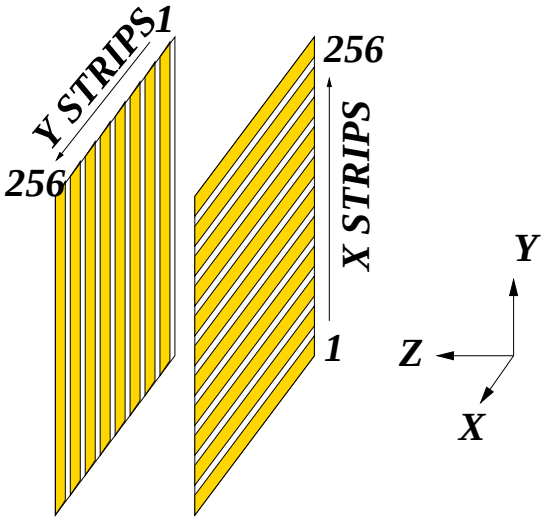


FIG. 4.1 – *Conventions d'orientation et de numérotation des pistes* X-Y

Cette imagerie des trajectoires des particules chargées va nous être utile pour effectuer différents rejets :

- un rejet des événements autres qu'électrons, par la reconnaissance et la topologie de leurs traces;
- la capacité à identifier les particules complètement contenues de celle provenant d'uneactivité des parois;
- l'information sur l'angle de diffusion des électrons.

On peut se représenter ces plans de piste comme une antenne à très haut gain qui capte non seulement les signaux d'influence des événements qui arrivent sur l'anode, mais aussi beaucoup de bruit électromagnétique corrélé au détecteur lui-même et à l'activité industrielle dans le bâtiment du réacteur nucléaire. Nous verrons donc dans un premier temps le traitement informatique appliqué à ces signaux pour les *nettoyer* de ce bruit électronique. Nous verrons ensuite le type d'analyse visuelle semi-automatique retenue pour l'analyse par la collaboration dans un premier temps.

4.1.1 Traitement du bruit électronique

Comme le montre la figure 4.2, le bruit sur une piste de lecture de la TPC est relativement important à cause du bruit lié à l'électronique elle-même, mais aussi (et peut-être surtout) à cause d'influences électromagnétiques liées au fonctionnement du détecteur et de la centrale, et ce malgré un effort tout particulier apporté au blindage électrique de tout le détecteur. À sa décharge, ce système est optimisé pour amplifier toute influence captée sur les pistes. L'analyse de Fourier d'un tel bruit montre un étalement du spectre vers les hautes fréquences (figure 4.4). Le traitement informatique appliqué pour réduire ce bruit consiste à réaliser des coupures dans la **densité spectrale de puissance**[1]. Les signaux physiques les plus courts que l'on ait sur les pistes correspondent aux largeurs des traces d'électrons, et sont de l'ordre de 25 canaux, soit 2 μs. Ils correspondent donc à une fréquence de 500 kHz. On pourra en pratique couper les fréquences supérieures à 600kHz qui correspondent à du bruit électronique, sans risque d'éliminer du même coup les signaux que l'on cherche à voir. On éliminera de même les fréquences inférieures à 20kHz qui elles correspondent aux fluctuations du piédestal du signal[2]. On coupe aussi les trois fréquences dont les densités sont les plus élevées et qui correspondent plus à du bruit électromagnétique capté par influence sur le circuit de la piste.
Le résultat après traitement est montré en fréquence sur la figure 4.5 et sur la figure 4.4 en ce qui concerne le signal blanc. On voit sur cette dernière figure que subsiste un bruit corrélé à une distribution en fréquences croissantes entre 50 et 600kHz. On ne peut éliminer ces fréquences qui vont correspondre à des tailles caractéristiques de traces dans la TPC.

C'est ce que l'on voit avec un exemple complet de traitement de trace sur les figures 4.8, 4.9, 4.10 et 4.11 : la largeur des signaux de la trace est du même ordre de grandeur que les fréquences persistantes de bruit après traitement. On voit néanmoins que le rehaussement de l'image complète est très important (figure 4.9).

1. La densité spectrale de puissance est la transformée de Fourier de la fonction d'autocorrélation statistique. Ce résultat est connu sous le nom de théorème de Wiener-Khintchine.

2. Un piédestal monotone sur $80\mu s$ correspond à une fréquence de 12.5kHz=$\frac{1}{80\ 10^{-6}}$

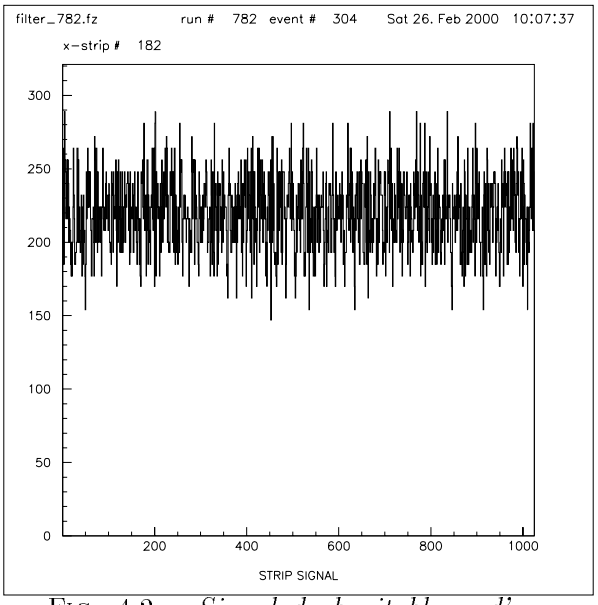


FIG. 4.2 – *Signal de bruit blanc d'une piste enregistré sur 80µs (1024 canaux)*

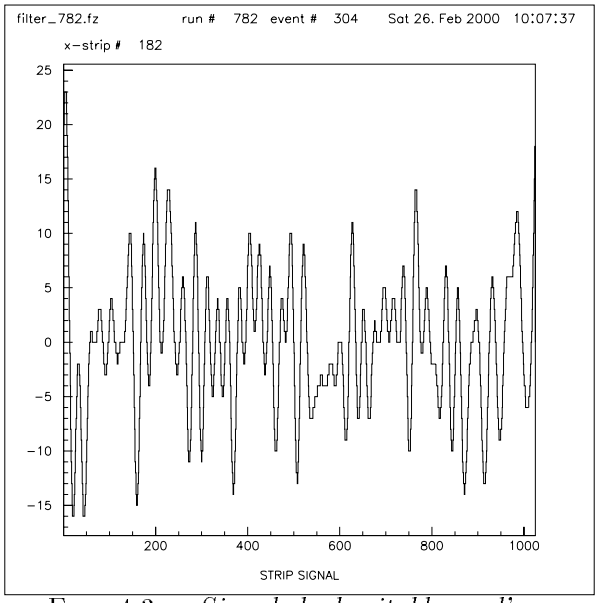


FIG. 4.3 – *Signal de bruit blanc d'une piste enregistré sur 80µs (1024 canaux) avec* **traitement en fréquences**

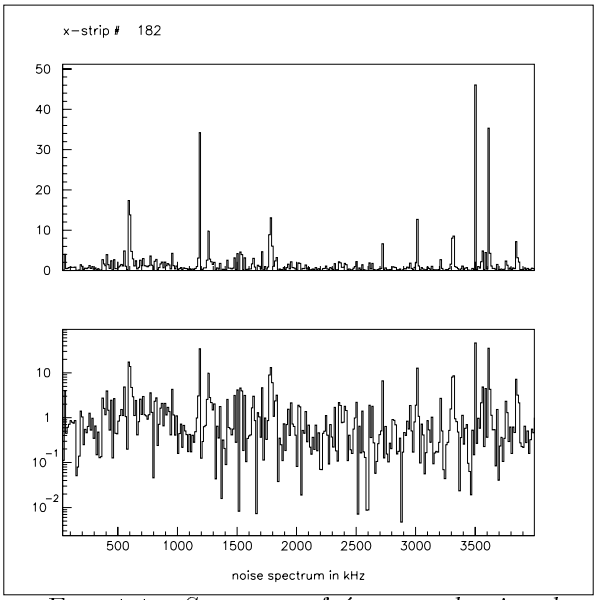


FIG. 4.4 – *Spectre en fréquence du signal de bruit blanc de la figure 4.2*

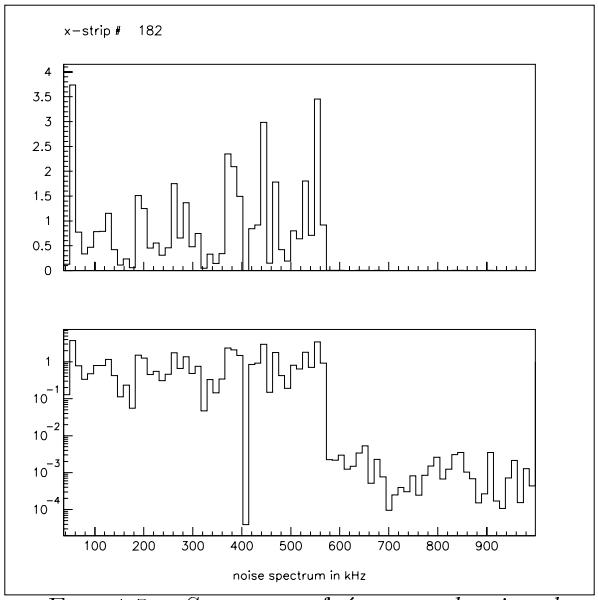


FIG. 4.5 – *Spectre en fréquence du signal de bruit blanc avec* **traitement en fréquences** *de la figure 4.3*

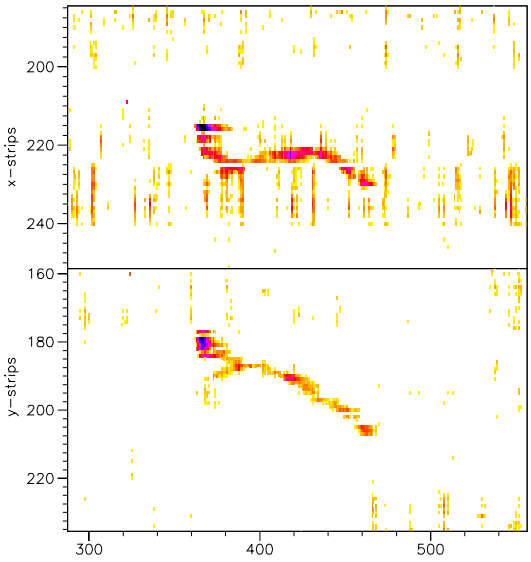


FIG. 4.6 – *Image d'un électron sans traitement*

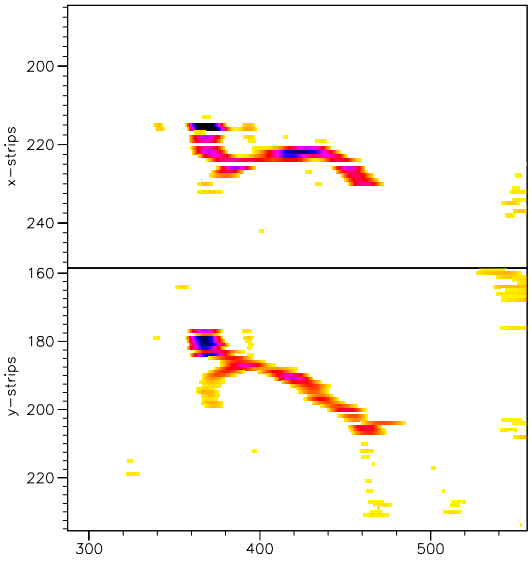


FIG. 4.7 – *Image d'un électron avec* **traitement en fréquences**

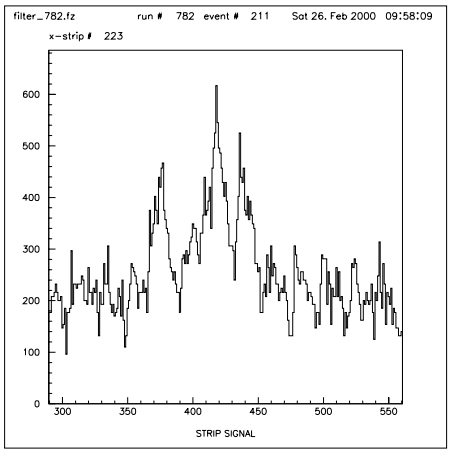


FIG. 4.8 – *Signal d'une piste pour l'électron montré sur l'image au dessus sans* **traitement en fréquences**

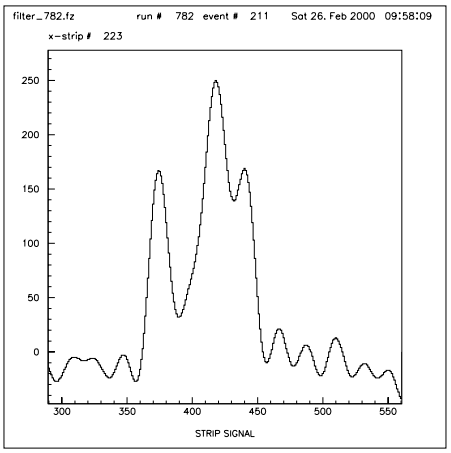


FIG. 4.9 – *Signal d'une piste pour l'électron montré sur l'image au dessus avec* **traitement en fréquences**

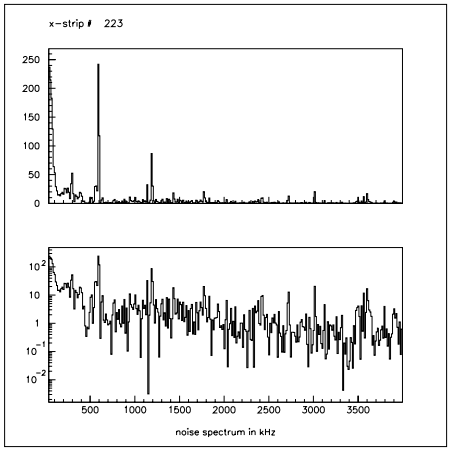


FIG. 4.10 – *Spectre en fréquences du signal de la piste de la figure 4.8*

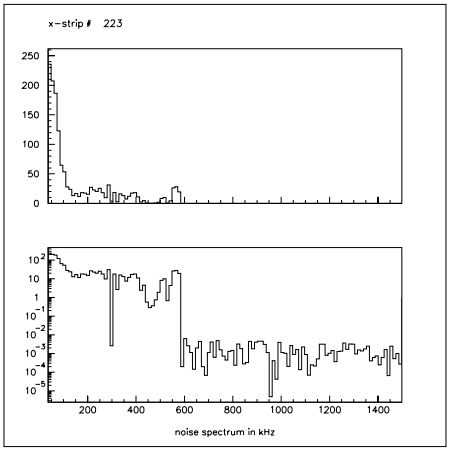


FIG. 4.11 – *Spectre en fréquences du signal de la piste de la figure 4.9*

4.1.2 Analyse d'image et discrimination visuelle

La discrimination visuelle des événements en fonction de la topologie de leurs traces est assez évidente si l'on se base sur quelques critères simples de topologie liés à la physique. Par contre l'analyse automatique d'image est bien plus complexe si l'on vise à obtenir une méthode efficace et stable. C'est pourquoi dans un premier temps nous avons préféré soumettre l'analyse d'images, qui est la phase finale du filtrage des événements, au choix du physicien, ce dernier étant guidé par la topologie des traces et aidé par des outils informatiques : choix des seuils de visualisation, choix de la suppression du bruit en fréquence, zooms, mise en corrélation des signaux des PMs, accès à tous les signaux enregistrés sur les fADCs de manière individuelle ou collective. La discrimination des événements se base principalement sur deux critères : la longueur de la trace en fonction de son énergie et la rectitude de la trace. Ces critères conduisant l'analyse visuelle vont nous permettre de classer rapidement les événements selon quatre catégories :

- **Les électrons** sont au minimum d'ionisation aux alentour de 1.5 MeV. L'énergie qu'ils déposent dans le gaz, par ionisation, est inversement proportionnelle à leur énergie cinétique, selon une courbe de Bragg. Ainsi au fur et à mesure de leur progression, ils perdent de plus en plus d'énergie, le maximum étant atteind dans les derniers millimètres du parcours. Leur traces s'étendent sur plusieurs centimètres (de $\sim$ 8 cm à 300 keV à MeV $\sim$ 45 cm à 1 MeV), se courbe et se tord sous l'effet de la diffusion multiple dans le gaz et se termine par une tache de plus haute intensité (nous l'appellerons parfois *blob*) caractéristique de la grande perte d'énergie que subit l'électron en fin de trace lorsque son énergie est faible et qu'il n'est plus au minimum d'ionisation.
- **Les muons** ont une énergie moyenne de quelques GeV, ils sont au minimum d'ionisation et perdent de l'ordre de $2\,MeV/g\,cm^{-2}$ [66], soit quelques MeV dans la TPC. Leur rectitude due à leur énergie très élevée empêche de confondre avec les électrons. Par ailleurs, ils ne s'arrêtent que très rarement dans le gaz de la TPC et la traversent de part en part. Ils interagissent parfois violemment avec les noyaux d'autres parties du détecteur (blindage, cuve, scintillateur, TPC...) et produisent des *gerbes* de particules à la cinématique très orientée que l'on voit traverser toute la TPC.
- **Les alphas** perdent très rapidement leur énergie ($740\,MeV/g\,cm^{-2}$ pour des α de 5MeV). ils ne parcourent donc que quelques millimètres dans le gaz.
- **Les amorçages dans la Chambre à fil** qui peuvent parfois déclencher le trigger. Ces événements parasites sont immédiatement identifiables, souvent localisés sur une seule piste et présentant des structures que l'on ne peut confondre avec une trace de particule.

Les figures de l'annexe C montrent les projections des traces typiques de ces événements et illustrent les critères de sélection qui viennent d'être énoncés.

4.2 Différenciation des événements

Maintenant que nous avons vu le principe de fonctionnement et de détection de l'ensemble du détecteur, nous allons nous intéresser aux signatures de différentes particules dans ce

dernier. Dans un premier temps nous allons décrire un paramètre de discrimination lié à la scintillation d'avalanche qui ne se fait pas exactement de la même manière pour tous le événements. Nous étudierons ensuite plus particulièrement les interactions des muons, des électrons et des alphas. Nous n'aborderons ici que l'aspect détection et signal, les taux de comptage, spectres et autres distributions angulaires seront abordés au chapitre 5.

4.2.1 Paramètre d'asymétrie de la lumière d'avalanche

Lors de l'avalanche des traces sur l'anode, il a déjà été dit qu'une forte émission lumineuse avait lieu. On peut calculer le paramètre d'asymétrie de cette lumière. On rapelle (voir chapitre 3.2.4.1 et formule 3.2 que l'on réécrit ici) que le paramètre d'asymétrie mesure la localisation relative d'une émission lumineuse entre le plan de PMs du côté anode et celui du côté cathode :

$$Asym = \frac{\sum_{PM\,Anode} Q_i - \sum_{PMCathode} Q_i}{\sum_{PM\,Anode} Q_i + \sum_{PMCathode} Q_i} \tag{4.1}$$

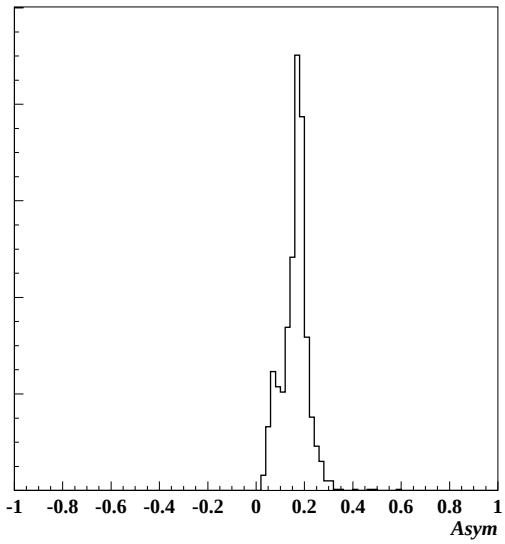


FIG. 4.12 – *Distribution du paramètre d'asymétrie de la lumière d'avalanche pour des événements physiques*

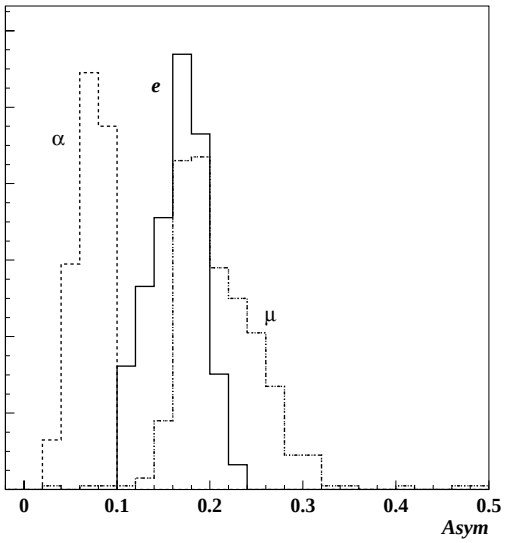


FIG. 4.13 – *Distribution du paramètre d'asymétrie pour la lumière d'avalanche pour des muons, des électrons et des alphas*

Lors de l'avalanche, l'émission lumineuse a lieu sur les fils d'anode. Cette dernière se situe à 80 cm du centre de la TPC. Sa localisation relative doit donc être $80/140 \sim 0.6$. Or il se trouve que lorsque l'on trace le paramètre d'asymétrie des événements physiques, ce dernier se trouve centré sur des valeurs comprises entre $0 < Asym_{vnement} < 0.3$ (voir figure 4.12). Cela provient tout simplement de la quantité énorme de lumière qui est émise lors d'une avalanche (entre 10 et 100 fois plus que pour un gamma de 1MeV dans le liquide). Cette lumière sature le signal d'anode de certains PMs, leur dynamique ayant été prévue pour détecter des γ de faible énergie. Les termes de somme du calcul du paramètre

d'asymétrie se trouvent eux aussi proches de la saturation et le paramètre d'asymétrie s'en trouve diminué. L'arrivée des charges sur l'anode et donc la production de lumière d'avalanche s'étalant dans le temps en fonction de la taille de l'événement, on peut raisonnablement penser que la quantité de PMs saturés va dépendre de la quantité de charges arrivant sur les fils mais aussi de la durée pendant laquelle elles arrivent.

Pour des muons le paramètre d'asymétrie de la lumière d'avalanche se trouve centré autour de la valeur $Asym_{muon} = \mathbf{0.18}$. Pour une même quantité de charges, des muons verticaux ou inclinés ne vont pas saturer autant de PMs et le paramètre d'asymétrie va légèrement varier. Cette variation n'est néanmoins pas très importante, comme le montre la dispersion de la distribution de la figure 4.13.
Pour des électrons la valeur la plus probable du paramètre d'asymétrie est $Asym_{\text{électron}} = 0.16$, proche de celle des muons. La raison est qu'électrons et muons ont sensiblement le même pouvoir ionisant. Les muons perdent en moyenne 2 $MeV\ g^{-1}\ cm^2$ (voir figure 4.13) qui est à peu près la même valeur pour des électrons de quelques centaines de keV. Ces derniers, n'ayant pas la même réserve d'énergie cinétique que les muons, s'arrêtent en quelques dixaines de centimètres et peuvent perdre en fin de trace jusqu'à dix fois plus d'énergie qu'au minimum d'ionisation. Cela explique qu'en moyenne leur paramètre d'asymétrie soit légèrement plus faible que pour les muons, cette différence n'étant toutefois pas assez importante pour que l'on puisse à coup sûr utiliser ce paramètre pour les identifier.
Pour des alphas, bien que l'on ne collecte pas toutes les charges produites, comme nous le verrons ultérieureent, ces derniers ne parcourent que quelques millimètres dans le CF_4, à comparer à plusieurs centimètres pour des électrons. Dû à la petitesse de la trace, toute la lumière de scintillation d'avalanche est émise en très peu de temps ($\sim 2\ \mu s$), d'où une plus grande saturation des PMs que pour une particule plus étendue. Le paramètre d'asymétrie se trouve alors être plus petit encore : $Asym_{alpha} = 0.06$ (voir figure 4.13). À cause de la largeur des distributions, on ne pourra pas se servir directement de ce paramètre pour discriminer les alphas des électrons ($Asym_{lectron} = 0.16$); on se servira par contre de ce paramètre pour verifier après d'autres coupures qu'aucun α ne subsiste dans les événements électrons retenus.

4.2.2 Les muons

4.2.2.1 Signal et caractérisation d'un muon

Les figures 4.17 et 4.18 illustrent le principe de détection d'un muon dans MUNU.

- **a)** Un premier signal *prompt* est capté par les PMs au passage du muon dans le liquide. Cette impulsion est tellement importante qu'elle peut générer des post-impulsions dans les tubes des PMs, dues à l'ionisation des gaz résiduels dans les derniers étages du multiplicateur ou à l'ionisation de gaz compris entre la cathode et la première dynode [41]. Dans le même temps, le muon ionise le CF_4 de la TPC le long d'une ligne droite où il dépose quelques MeV.
- **b)** Dans un deuxième temps, les électrons d'ionisation migrent vers l'anode dans le champ de dérive. Rien n'est perceptible dans aucun des détecteurs.

- **c)** Les charges arrivant sur l'anode sont multipliées et collectées par cette dernière. On observe alors un signal d'anode, dont la durée est liée à l'extension longitudinale de la trace. Dans le même temps, lors de l'avalanche des électrons, le CF_4 scintille et la TPC étant transparente un signal est observé sur les PMs, dont la durée est identique à celle du signal d'anode.

Dans le cas du passage d'un muon à travers tout le détecteur (liquide + TPC) l'impulsion due au passage du muon dans le liquide nous permet d'avoir le temps du début de l'événement, donc la durée du temps de migration des charges dans la TPC, et ainsi de connaître la position absolue de la trace dans la chambre.

4.2.3 Les électrons

4.2.3.1 Signal et caractérisation d'un électron

Prenons pour commencer l'exemple d'un électron simple, contenu dans la TPC, et sans aucune autre coïncidence, une interaction bêta pure ou un électron issu d'une diffusion avec un neutrino (voir figures 4.19 et 4.20).

- **a)** Lors du recul de l'électron dans la chambre, aucun signal n'est perceptible dans le détecteur.
- **b)** Les électrons d'ionisation dérivent dans le champ électrique.
- **c)** Les charges sont multipliées et collectées par l'anode. Dans le même temps la lumière de scintillation du CF_4 induite par les avalanches d'électrons est captée par les photomultiplicateurs.

Seul le signal de l'anode avec en coïncidence celui des PMs permet de signer un électron simple dans la TPC. Nous n'avons aucun élément nous permettant de connaître le temps de dérive et donc la position absolue de l'électron de recul dans la TPC. Les différences de temps d'arrivée des charges sur l'anode vont par contre nous permettre de reconstituer la forme et la position relative des électrons.

4.2.3.2 Électron issu d'une diffusion Compton

Le cas d'un électron de recul issu d'une diffusion Compton est identique au précédent en ce qui concerne les étapes de dérive et d'avalanche d'un électron d'ionisation (étapes **b** et **c**). La différence se situe dans la première phase (voir figures 4.21 et 4.22). La diffusion a lieu avec un γ provenant de l'extérieur ou de l'intérieur du détecteur. Dans tous les cas ce γ va intéragir à un moment ou à un autre avec le liquide principalement par effet Compton ce dernier ayant un faible Z car composé de carbone et d'hydrogène. Le signal mesuré alors par les PMs va avoir lieu *simultanément* au recul de l'électron diffusé.
Dans une telle diffusion, on va pouvoir connaître la position absolue de l'électron dans la TPC.

4.2.4 Les alphas

4.2.4.1 Scénario d'émission et voies de détection d'un alpha

Les particules α que l'on peut observer dans la TPC ont une énergie de quelques MeV : typiquement 5.305 MeV pour les alphas du ^{210}Bi et 7.68 MeV pour ceux du ^{214}Po. Nous reviendrons à l'origine de ces émetteurs au chapitre 5.
Les électrons de recul dans la chambre, qui sont à peu près au minimum d'ionisation, perdent en moyenne 22 keV/cm. L'énergie moyenne de production d'une paire ion-électron étant de 34.3 eV (paragraphe 3.3.3.5), on obtient une densité linéïque λ_{e^-} d'électrons d'ionisation sur la trajectoire de l'α de :

$$\lambda_{e^-} \approx 640\, e^-/cm$$

.
V.Palladino et B.Sadoulet [48] proposent une formule approximative pour connaître la largeur de la distribution d'électrons primaires δ autour de la trajectoire de la particule ionisante pour une densité linéïque de charges λ :

$$\delta \approx \frac{1}{2\lambda} \tag{4.2}$$

on peut ainsi en déduire la densité volumique de charges ρ_{e^-} pour un électron de recul :

$$\rho_{e^-} = \frac{\lambda_{e^-}}{\pi\delta^2} = \frac{4\lambda_{e^-}^3}{\pi} \approx 3.3\, 10^8\, e^-/cm^3 \tag{4.3}$$

Le parcours des α dans le gaz quant à lui est de quelques millimètres. La densité linéïque λ_α d'électrons d'ionisation sur la trajectoire de l'α va être :

$$\lambda_\alpha \approx qq.\ 10^5\, e^-/cm$$

.
d'où une densité volumique ρ_α d'électrons d'ionisation de l'ordre de $qq.\ 10^{15}\, e^-/cm^3$, soit plus de **7** ordres de grandeur au dessus de ρ_{e^-}. Une telle densité se rapproche plutôt de celle créée par un électron unique dans le champ de multiplication d'un fil d'anode. On peut s'attendre à observer des phénomènes analogues à ceux d'une avalanche : perte de charges par attachement sur des atomes neutres de CF_4 (voir 3.3.4.1), émission de lumière de scintillation (voir 3.3.4.4).
À l'échelle atomique, le plasma créé localement lors d'une ionisation par un α subit une diffusion ambipolaire [67]. Dans cette dernière, la diffusion de deux espèces de particules chargées (des électrons et leurs ions associés) à différentes vitesses ne se produit pas de façon indépendante parce que la diffusion fait apparaître un champ électrique entre les deux distributions de charges. Ce champ est assez important pour que, comme dans un début d'avalanche, les électrons commencent simultanément à attacher sur du CF_4 et à se multiplier, le premier processus l'emportant sur le second. **Le résultat macroscopique va être une première perte de charges et une émission de lumière.**
Après avoir dérivé dans la chambre, la densité électronique des traces d'alphas dans la TPC

reste élevée, principalement à cause de leur très faible extension spatiale. L'avalanche autour des fils d'anode va à son tour subir une atténuation en charges due à l'attachement des électrons sur le gaz au cours de leur accélération. Au cours de cette avalanche, un phénomène d'écrantage du potentiel des fils d'anode va se manifester. Le densité électronique est tellement élevée, dans l'avalanche d'un α, que les ions positifs vont créés une charge d'espace capable d'écranter le champ électrique, plongeant les électrons présents dans un potentiel effectif plus faible que le potentiel théorique. Les électrons d'ionisation d'un alpha ne se multiplieront donc pas autant que ceux issus d'un électron de recul. Cette deuxième perte de charge, pour les signaux des alphas, est extrêmement sensible à la densité électronique, et donc pour un nombre de charges donné, à son extension spatiale. Cette dernière est principalement due à la diffusion du nuage d'électrons lors de sa dérive qui varie comme la racine de la distance parcourue (cf. équation 3.17). Pour les densités électroniques mises en jeu lors du recul d'un électron, cet effet n'est pas mesurable mais quand un alpha ionise le gaz, la densité d'électrons est telle que la perte de charges due à la charge d'espace des ions positifs de recul va fortement varier avec la distance de migration parcourue par le nuage électronique. Plus la particule α a été émise loin de l'anode, plus le temps de dérive des charges jusqu'à cette dernière est long, plus le nuage d'électrons a le temps de diffuser et meilleure sera la collection des charges. Inversement, quand l'alpha est émis près de l'anode, le nuage d'électrons n'a pas le temps de beaucoup diffuser, la densité de charges est telle à l'avalanche que le potentiel effectif diminue, empéchant les électrons de se multiplier normalement : l'énergie mesurée sera plus faible.
Ainsi la quantité d'électrons d'ionisation due à un alpha va subir successivement deux pertes de charges :

- une première lors de l'ionisation du gaz par l'alpha, due à la densité de charges et à l'attachement lors de la diffusion ambipolaire dans le nuage d'ions et d'électrons formé;
- une seconde lors de l'avalanche sur l'anode, cette dernière étant proportionnelle à la distance par rapport à l'anode à laquelle s'est produit l'émission de l'alpha.

En pratique on observe l'émission de lumière de scintillation primaire lors de l'émission de l'alpha ainsi que la variation du nombre de charges collectées en fonction de la position de l'alpha dans la TPC.

4.2.4.2 Mesure de la lumière de scintillation primaire d'un alpha dans la TPC

La figure 4.14 montre le spectre de lumière de scintillation primaire des alphas dans le CF_4 que nous avons mesuré. Il faut bien garder à l'esprit que ce sont directement des photons et non pas des gammas qui sont émis lors de cette scintillation primaire et que l'utilisation des keV pour représenter ce spectre est purement représentative, cette unité de mesure étant celle des dépôts dans le scintillateur. Elle nous permet néanmoins de mettre en évidence cette production de lumière, et, comparativement aux γ de faible énergie détectés dans le scintillateur, de voir que cette émission lumineuse est de faible intensité et à la limite même de la détection par les PMs puisque son spectre commence vers 100 keV, seuil de détection des photomultiplicateurs. Pour se convaincre que ces photons sont bien émis depuis l'intérieur de la TPC, il suffit de tracer la distribution du paramètre d'asymétrie

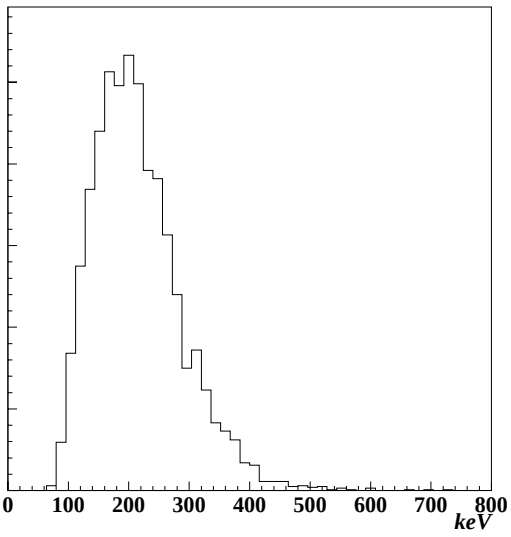


FIG. 4.14 – *Spectre d'émission de lumière de scintillation primaire des alphas dans la TPC.*

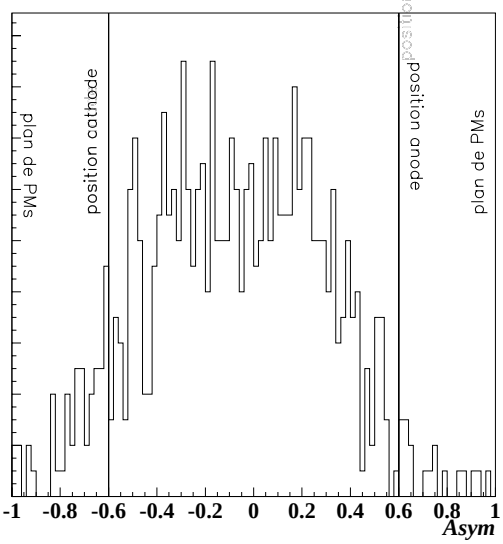


FIG. 4.15 – *Distribution du paramètre d'asymétrie de la scintillation primaire des α.*

des α (figure 4.15). Cette dernière se trouve principalement bornée entre -0.6 et 0.6, qui sont bien les positions relatives de l'anode et de la cathode par rapport aux plans de PMs. Cette production de lumière primaire va être directement utilisée pour discriminer les événements α. Une telle coupure a une efficacité de plus de 96%.

4.2.4.3 Collection des charges des alphas, mesure du *quenching*

En ce qui concerne la charge observée des α en fonction de la profondeur de dérive des charges, la figure 4.16 montre clairement une forte dépendance entre l'énergie mesurée et le temps de dérive des charges jusqu'à l'anode, justifiant le scénario de la perte de charge à l'avalanche par attachement proportionnellement à la densité électronique dans le nuage d'électrons d'ionisation, cette dernière diminuant avec le temps de dérive. Les alphas observés ici ont tous des énergies comprises entre 5.5 MeV et 6 MeV.[3] Nous reviendrons sur leur origine ultérieurement, notre propos ici se limitant à la discrimination des différentes particules en fonction des signaux observés dans le détecteur. Connaissant néanmoins leur énergie vraie et l'énergie qui est effectivement mesurée dans le détecteur, on peut donner un facteur d'atténuation ou *quenching* pour les particules α dans la TPC.

L'emploi du mot *quenching* dans notre cas est un abus de language. C'est tout d'abord un anglicisme bien qu'il soit employé par toute la communauté scientifique. De plus ce terme est en rapport avec l'efficacité de scintillation entre l'énergie incidente d'une particule dans un matériaux scintillant et la lumière effectivement collectée. L'ensemble des processus de désexcitation des molécules du scintillateur qui n'émettent pas de lumière visible sont regroupés sous l'appellation *quenching*. Nous mesurons nous aussi pour les alphas une

3. Les émetteurs dans ces cas sont respectivement le ^{222}Rn et le ^{218}Po

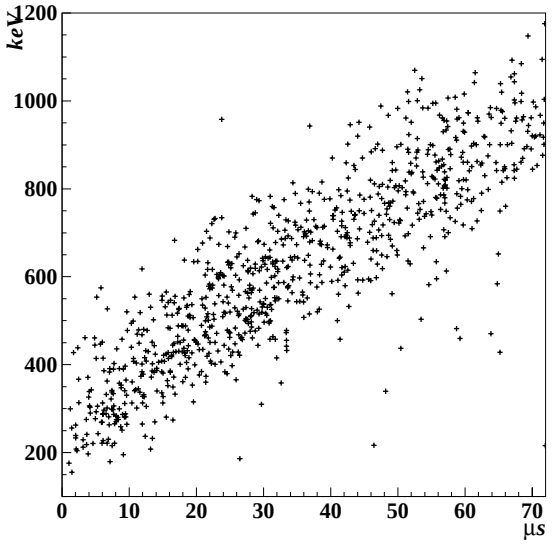


FIG. 4.16 – *Énergie mesurée pour des α en fonction du temps de dérive dans la chambre, donc de la profondeur de dérive.*

inefficacité entre l'énergie de la particule incidente et l'énergie effectivement mesurée et, bien que les raisons de cette inéfficacité ne soient pas les mêmes que pour un scintillateur, nous continuerons de nommer *quenching* le rapport entre l'énergie incidente de l'alpha et son énergie mesurée.
Ce quenching va varier de manière linéaire au premier ordre avec la position de l'alpha entre l'anode et la cathode comme le rappelle la figure 4.16. Les valeurs extrêmes mesurées sont les suivantes :

- $\text{Quenching}_{cathode} \simeq 5.6$
- $\text{Quenching}_{anode} \simeq \mathbf{5\ x}\ \text{Quenching}_{cathode} \simeq 2\,28$

4.2.4.4 Signal et caractérisation d'un alpha

On peut résumer l'ensemble des processus dans l'ordre chronologique de leur déroulement (voir figures 4.23 et 4.24):

- **a)** Lors de l'émission de l'α dans le gaz, une faible émission de lumière (100-300 keV) est mesurée par les photomultiplicateurs, et ce grâce à la transparence de la TPC. Bien entendu, aucun signal n'est mesuré avec la chambre. Les α accusent une première atténuation en charge lors de l'ionisation de CF_4 par l'alpha, due à l'attachement des électrons d'ionisation au cours de la diffusion ambipolaire ayant lieu au cours de cette dernière.
- **b)** Les électrons d'ionisation dérivent dans le champ électrique et le nuage d'électrons diffuse, faisant fortement varier la densité électronique.

– **c)** Les charges sont multipliées et collectées par l'anode. Dans le même temps, la lumière de scintillation du CF_4 induite par les avalanches d'électrons est captée par les photomultiplicateurs. Une deuxième atténuation en charge a lieu lors de la multplication de ces dernières. Cette atténuation est proportionnelle à la densité électronique de la trace de l'alpha et donc à la distance de dérive.

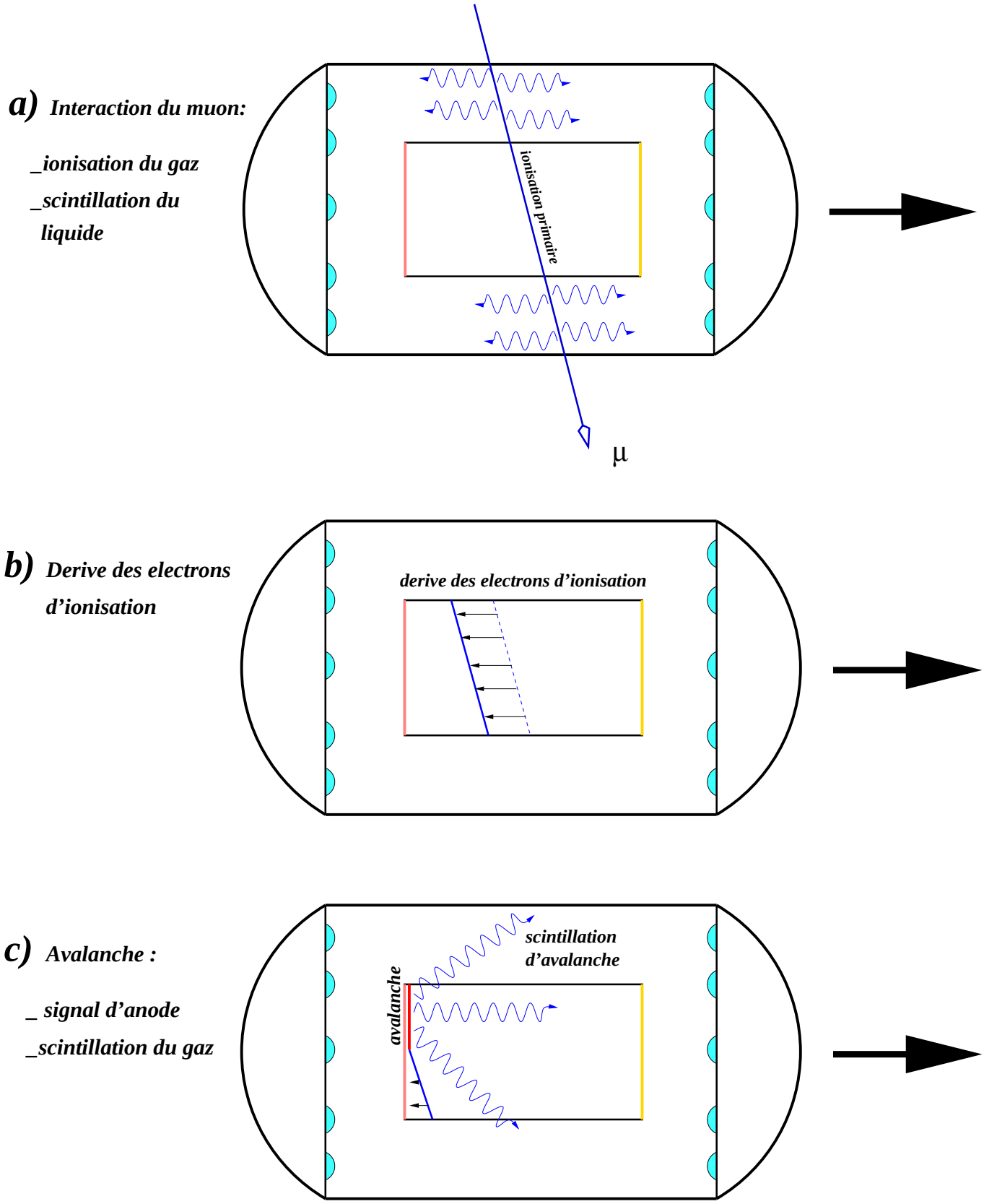


FIG. 4.17 – *Signal et caractérisation d'un muon*

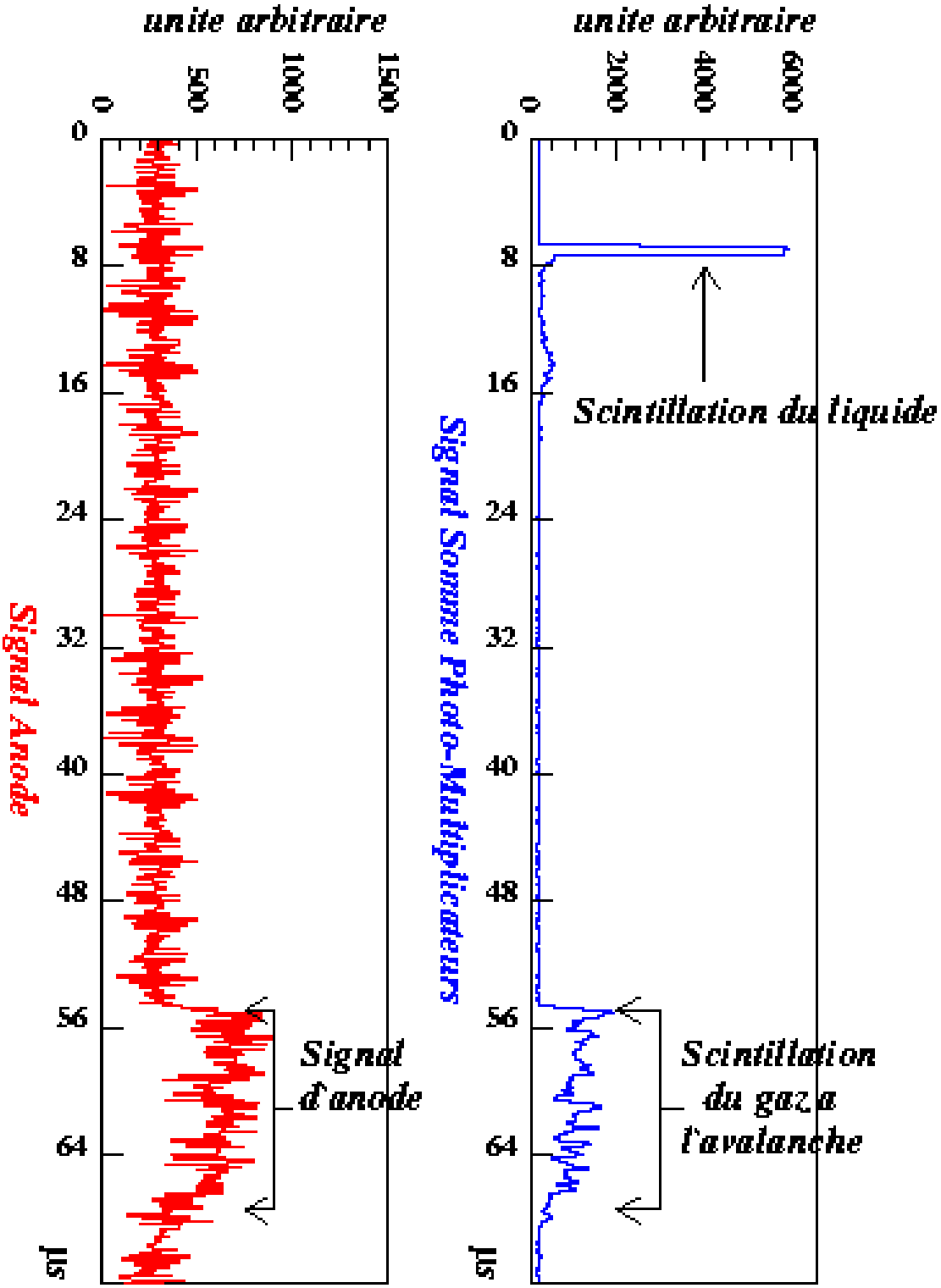


FIG. 4.18 – *Signal et caractérisation d'un muon*

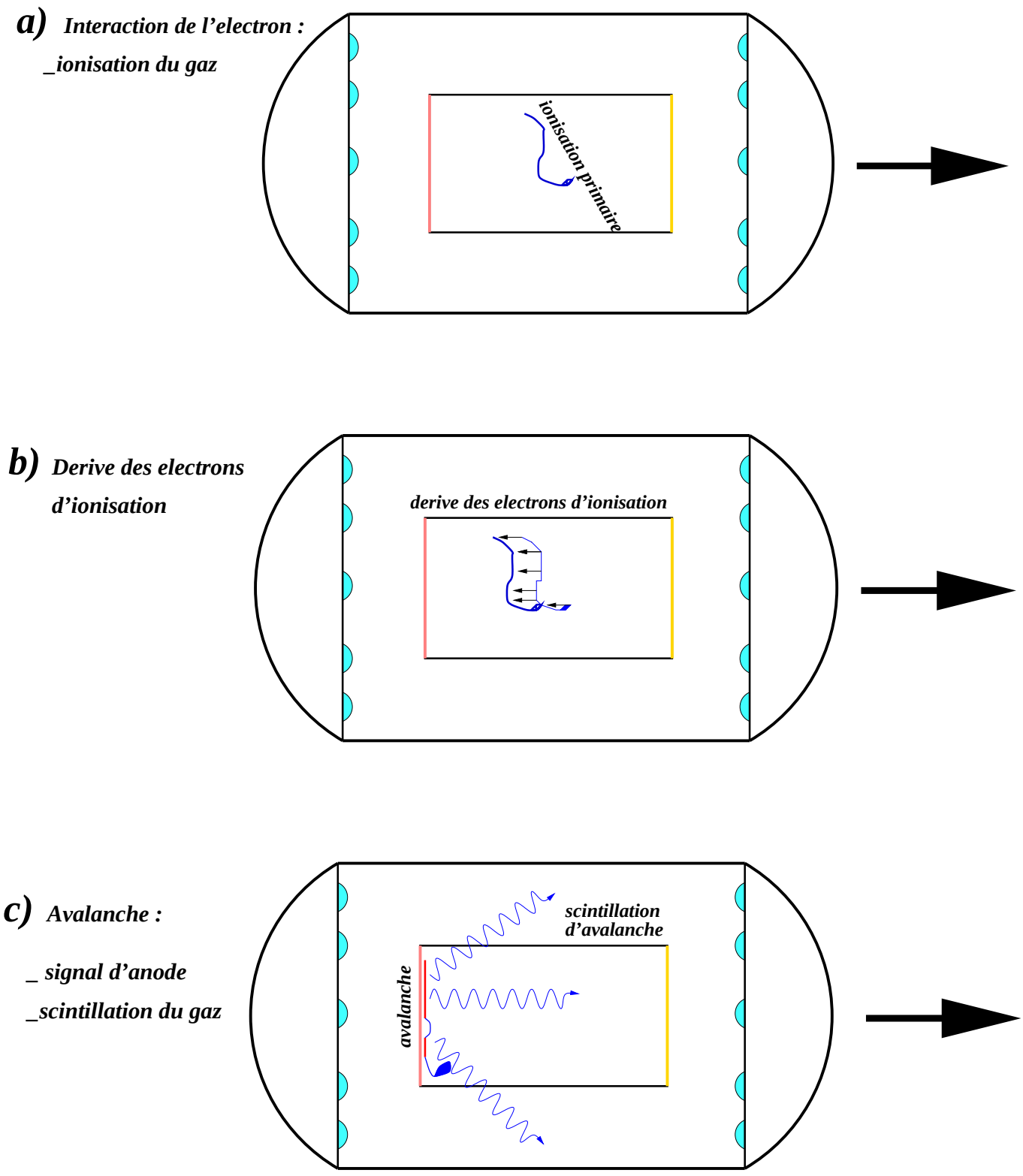


FIG. 4.19 – *Signal et caractérisation d'un électron*

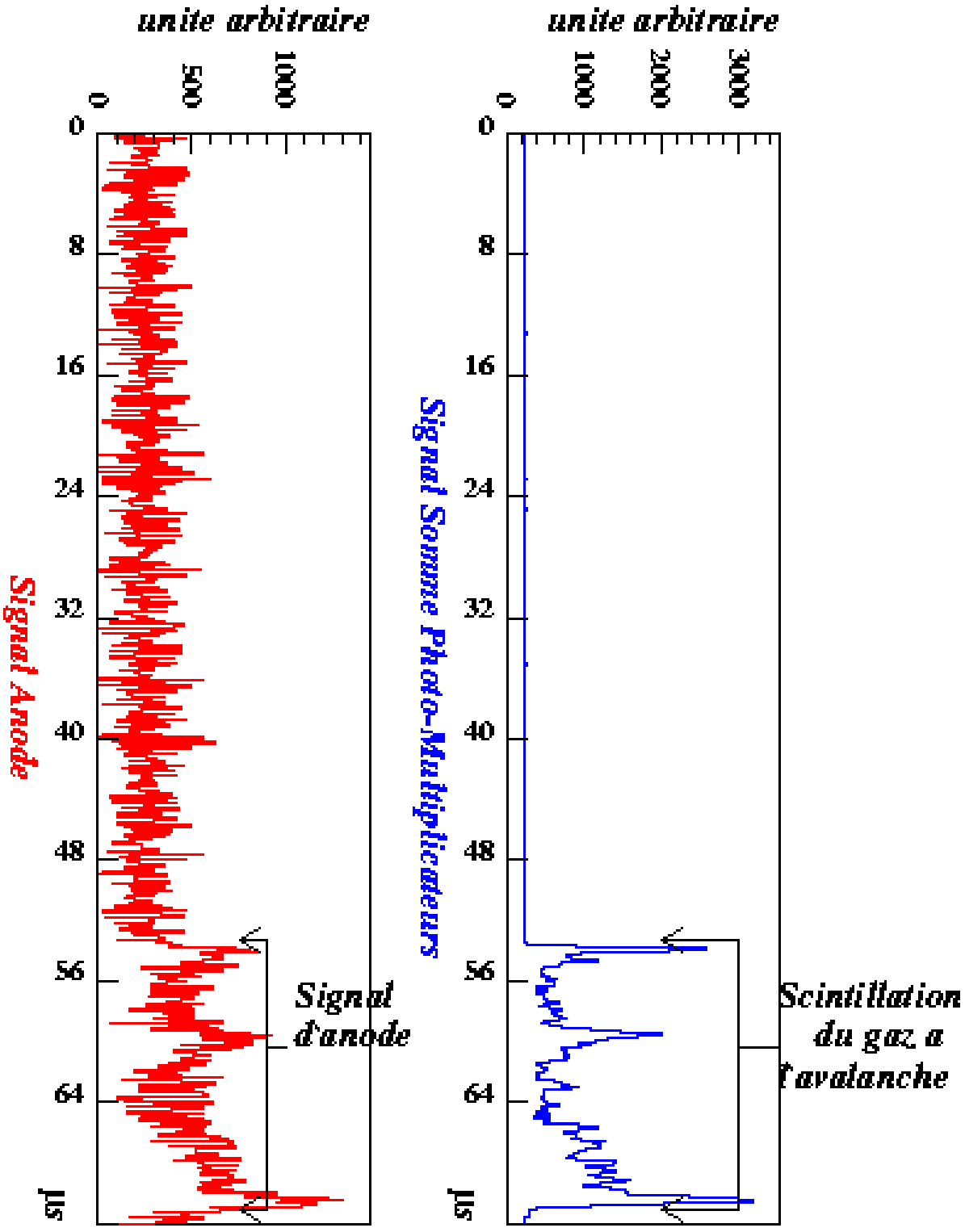


FIG. 4.20 – *Signal et caractérisation d'un électron*

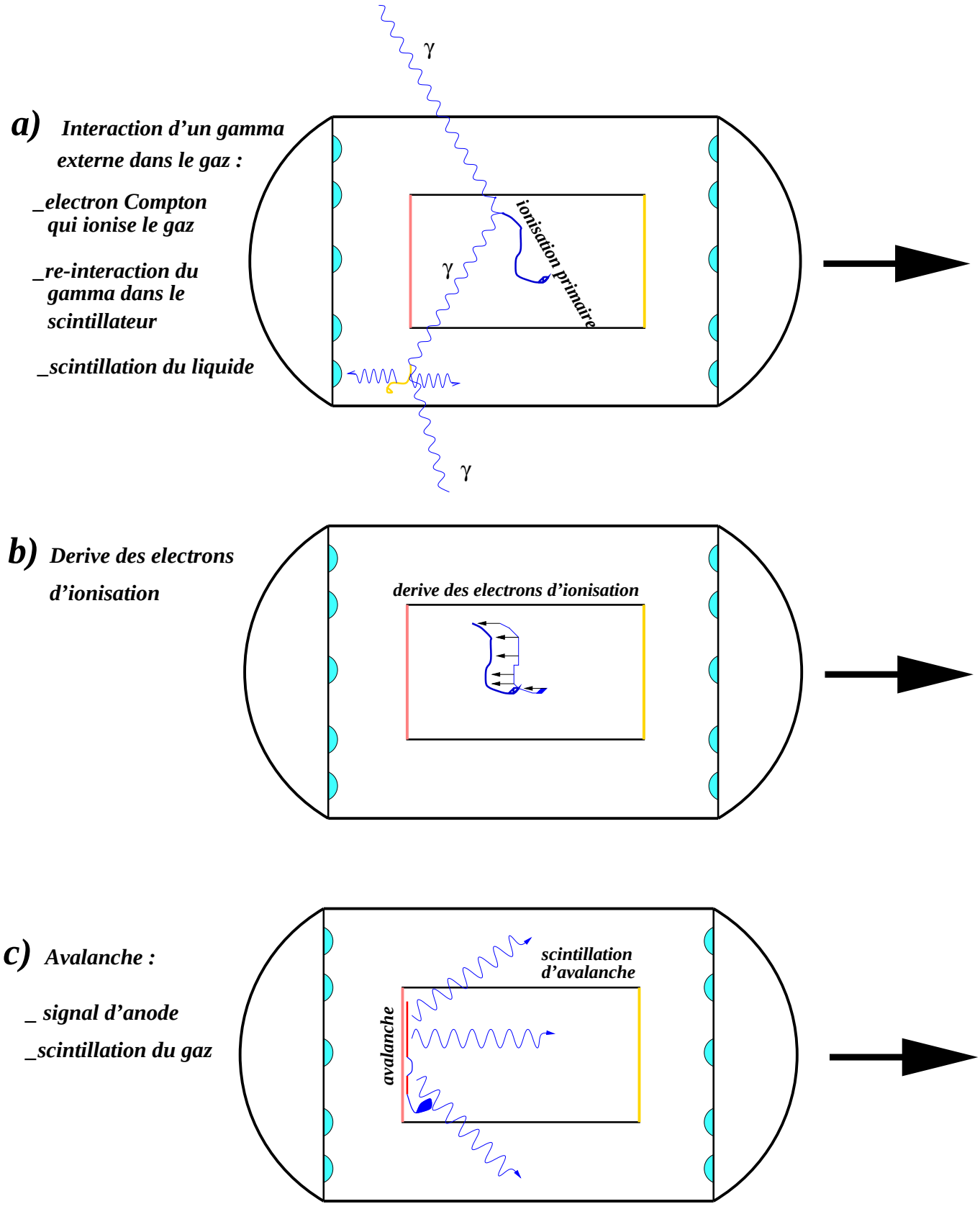


FIG. 4.21 – *Signal et caractérisation d'un électron issu d'une diffusion Compton par un gamma externe*

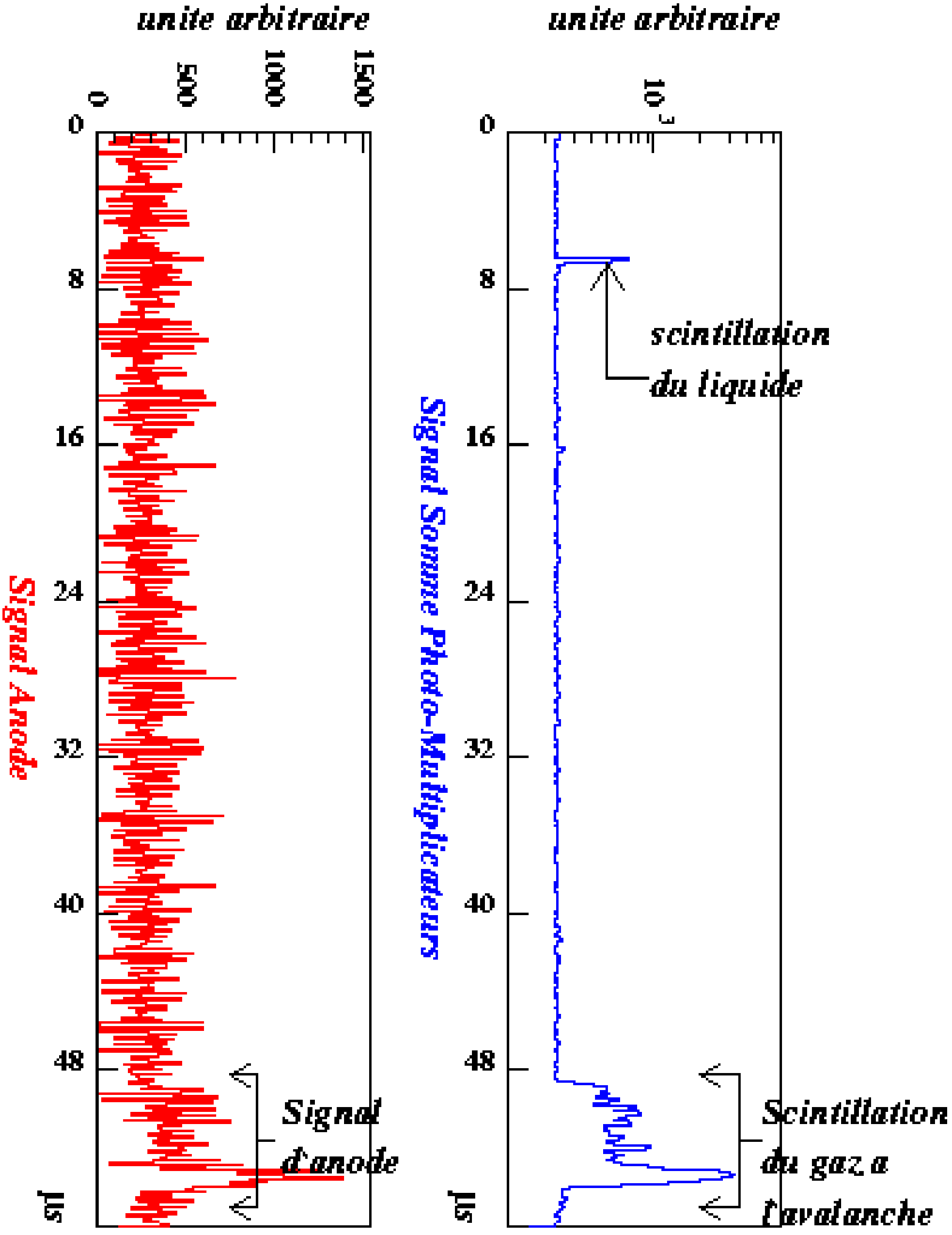


FIG. 4.22 – *Signal et caractérisation d'un électron issu d'une diffusion Compton par un gamma externe*

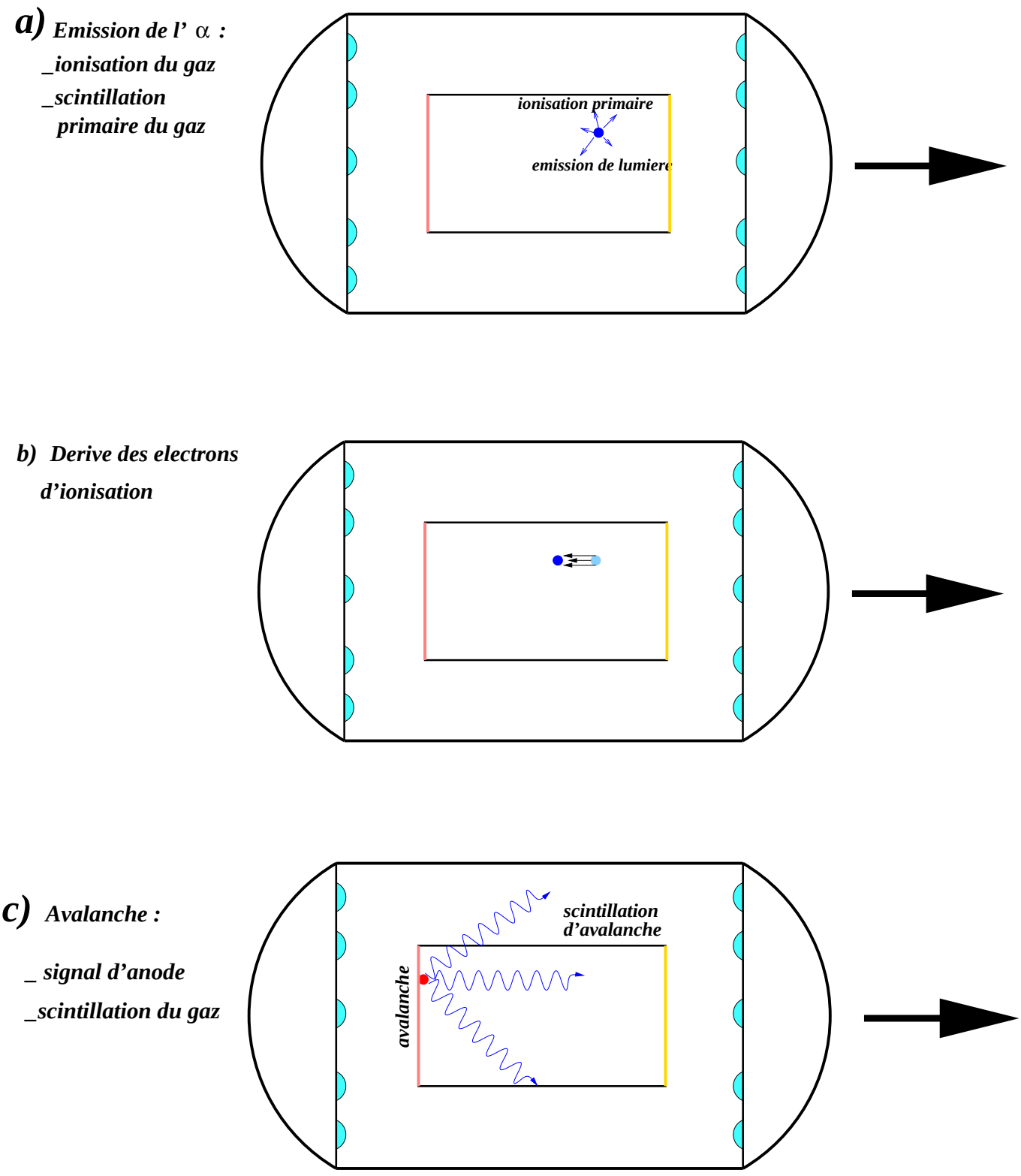


FIG. 4.23 – *Signal et caractérisation d'un alpha dans la TPC*

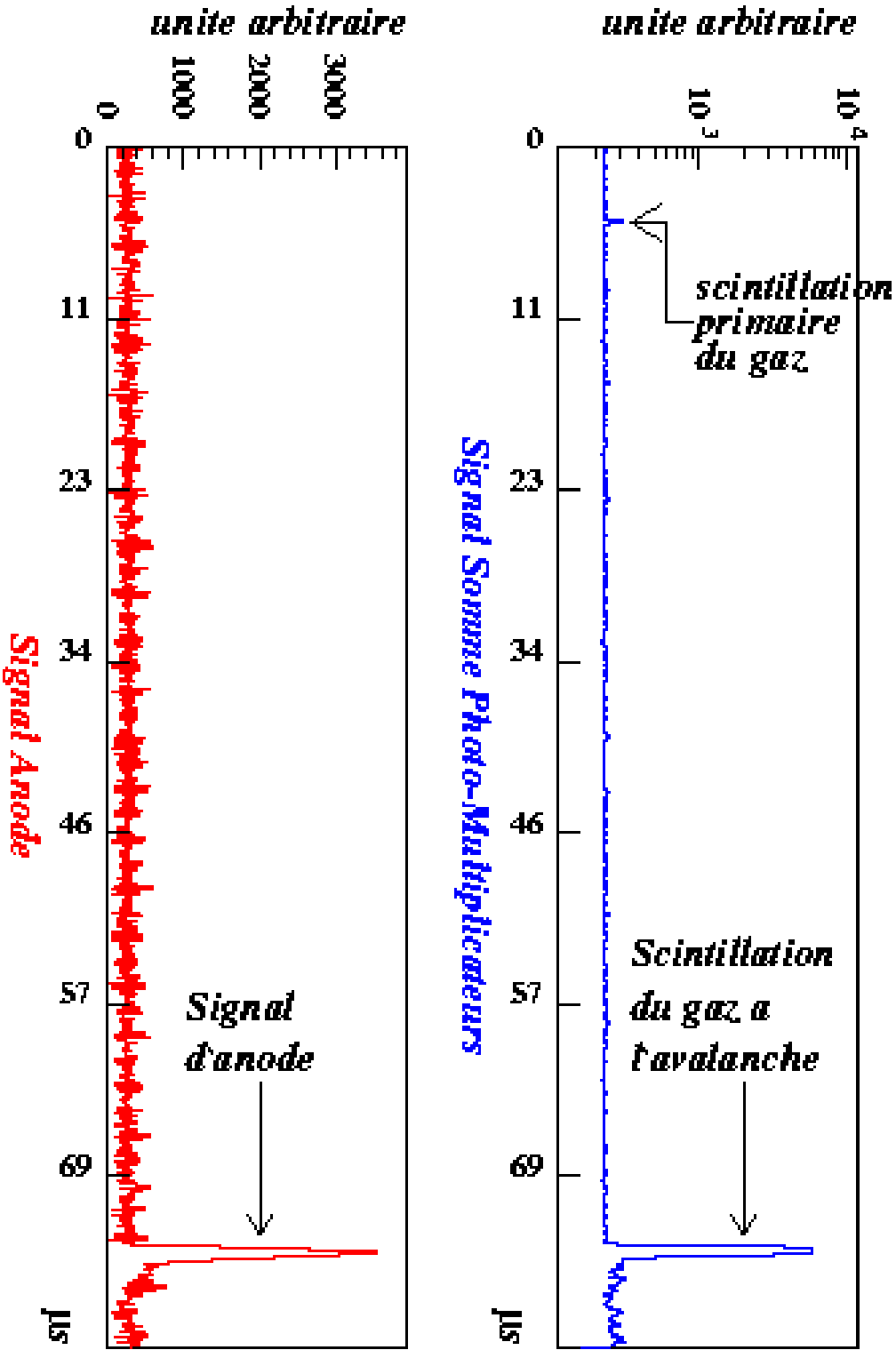


FIG. 4.24 – *Signal et caractérisation d'un alpha dans la TPC*

4.3 Système de déclenchement combiné

Le système de déclenchement de l'acquisition utlise le signal d'anode de la TPC, combiné aux signaux des PMs.

Nous avons déjà vu (voir paragraphe 3.2.2) qu'avec les signaux des PMs, on réalisait deux signaux de déclenchement : les signaux anti-Compton haut (10 PMs touchés plus un seuil à 300 keV) et bas (5 PMs touchés plus un seuil de déclenchement à 100 keV). En anti-coïncidence, chacun l'anti-Compton bas bloque l'acquisition pendant $80\mu s$, qui est un majorant du temps total de dérive. L'anti-Compton bas est déclenché avec une fréquence de 500 Hz, générant un tmps mort de 4%, alors que l'anti-Compton haut est déclenché avec une fréquence de 330 Hz.On réalise en plus un troisième signal servant de veto anti-muon, et qui consiste juste en un seuil très haut sur les PMs : 20 MeV. Il ne se déclenche que lorsqu'un muon passe dans le liquide. Il bloque tout le système d'acquisition pendant 200 μs pour garantir de ne pas enregistrer ensuite d'événement qui lui soit corrélé indirectement. Ce veto anti-muon est déclenché avec une fréquence de 300 hz, correspondant bien au taux d'intéraction des muons dans le scintillateur à cette profondeur, et générant un temps mort de 6%.
Le signal d'anode de la TPC, est, quant à lui, inégré puis filtré avec un seuil placé vers 300 keV.

La combinaison de ces signaux a pour but d'éliminer au maximum les bruits parasites et de trier, autant que faire ce peut, les différents types d'événements. Ainsi, un événement interagissant dans la TPC, qui ne soit pas un muon, sera signé par :

- un signal d'anode.
- un signal prompt assez élevé sur les PMs, c'est la lumière de scintillation d'avalanche de l'événement. Cela prémunit contre les déclenchements de l'anode de la TPC dus à de petits amorçages.
- aucun signal sur le trigger muon.

Ce premier déclencheur garantit que le signal initial sur l'anode de la TPC est bien un événement physique (et pas une micro-décharge), et que cet événement n'est pas corrélé directement ou indirectement au passage d'un muon dans le détecteur. En pratique, il enregistre :

- les α ;
- quelques amorçages dans la chambre à fils qui font de la lumière et qui simulent un événement réel et sa scintillation d'avalanche;
- des électrons avec ou sans γ en coïncidence.

Ce système de déclenchement est solicité par le détecteur à une fréquence moyenne de 1 Hz.

Si on couple à ce déclencheur une anti-coïncidence avec le signal anti-Compton bas, dont la largeur est un majorant du temps total de dérive, soit 80 μs, on va de plus être certain que l'événement que l'on enregistre, si c'est un électron, n'est pas issu d'une diffusion avec un γ.
Il se trouve que ce trigger permet de plus de rejeter la majorité des α dont la lumière de scintillation primaire est prise pour un γ de faible énergie.
Ce système de déclenchement est celui qui est utilisé comme trigger neutrino. Il ne permet en principe de n'enregistrer que des électrons sans γ. En pratique, il enregistre aussi :

- quelques α dont la lumière de scintillation primaire n'a pas été détectée;
- Les amorçages de la chambre à fils qui simulent un événement réel;
- une majorité d'électrons simples. Ces derniers peuvent être parfaitement contenus dans la TPC, ou partir d'une des parois interne de cette dernière.

Ce sytème de déclenchement est solicité à une fréquence de 0.6 Hz. cette fréquence, corrélée au temps d'acquisition de l'ensemble des voies du détecteur ($\sim 2s$) génère un temps morts de 20%, qui s'additionne alors aux temps morts des vetos anti-muons et anti-Compton, créant un temps mort total de 25%.

Les déclencheurs anti-Compton haut et bas peuvent eux aussi servir directement à l'acquisition pour contrôler le fonctionnement des PMs et la qualité du liquide. Ils sont pour mis en anti-coïncidence avec le signal muon, pour ne pas enregistré ces le passage de ces derniers dans le liquide scintillant.

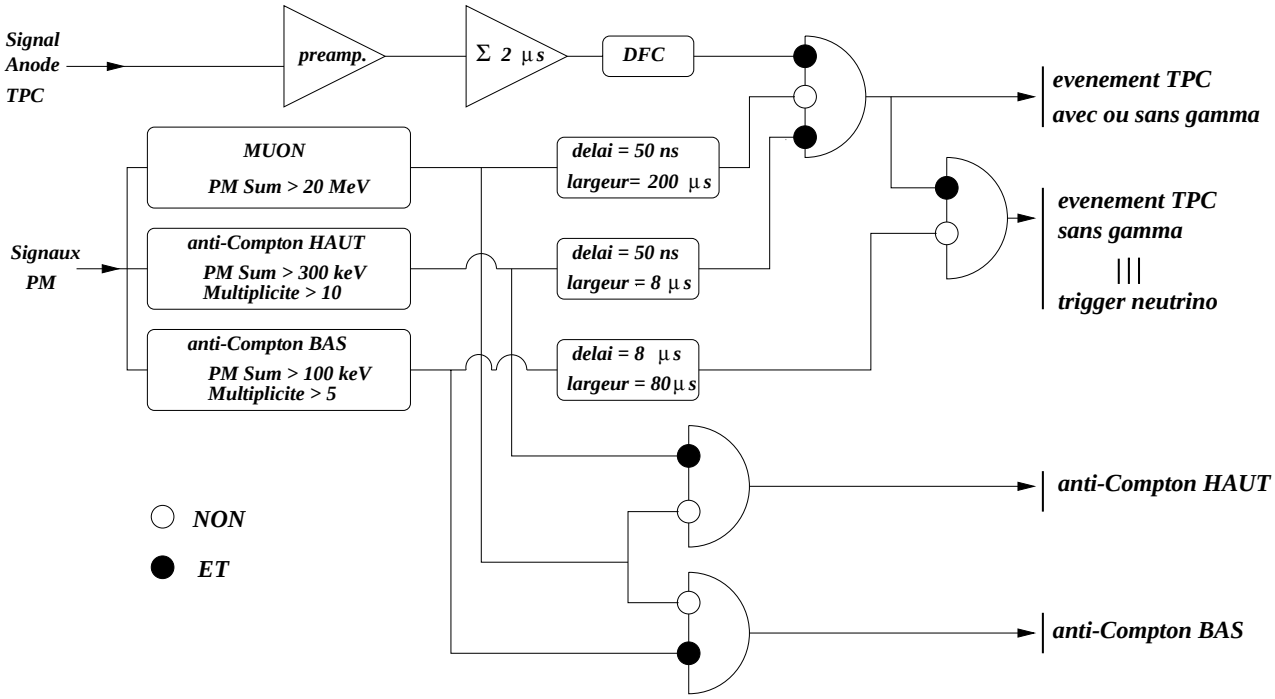


FIG. 4.25 – *Schéma de principe du système général de déclenchement*



Chapitre 5

Déconvolution du bruit de fond et analyse

La déconvolution et l'analyse du bruit de fond du détecteur est l'étape ultime qui va nous permettre de comprendre quels sont les événements qui vont venir polluer le signal dû aux neutrinos ainsi que la sensibilité que l'on peut attendre sur ce dernier.

Nous mènerons cette analyse en trois étapes.
Dans un premier temps nous intéresserons à l'études du bruit de fond composé d'événements α et d'électrons issus de diffusions Compton. Nous déterminerons ainsi les quantités et les types d'activité résiduelles que l'on trouve dans le détecteur. Nous verrons que certains de ces événements nous permettrons d'obtenir une meilleure connaissance du fonctionnement et de l'efficacité de la TPC.
Notre dépouillement se concentrera ensuite sur les électrons simples que l'on observe dans la TPC. Cette phase de l'analyse aura pour principal but de montrer les signatures et la discrimination des électrons simples non contenus dans la chambres. À l'issue de cette partie, seuls seront retenus les électrons simples contenus.
La dernière étape consistera à ne retenir que les candidats à la diffusion $\bar{\nu_e} - e$ parmi ces derniers. Nous verrons les différents moyens qu'offre l'imagerie de la TPC, pour rejeter en ligne bruit de fond sur des critères cinématiques et topologiques. Une analyse en terme de moment magnétique du neutrino des spectres d'électrons de recul cloturera cette partie.
Nous terminerons enfin une présentation des résultats les plus récents de MUNU dans sa phase II, avec une première estimation de l'activité de la TPC après la remise à niveau du détecteur en mars 2000, ainsi qu'une estimation des performances attendues.

5.1 Déconvolution et utilisation du bruit de fond de la TPC

5.1.1 Les alphas

5.1.1.1 Identification

On rappelle (voir paragraphe 4.1.2 et 4.2) que l'identification des événements α dans la TPC se fait par différents moyens corrélés :

- l'émission de lumière de scintillation primaire qui, outre la discrimination, permet aussi la localisation absolue selon l'axe Z de la TPC;
- un paramètre d'asymétrie de la lumière de scintillation d'avalanche centré sur 0.06;
- la brièveté de ces événements dont la longueur en temps de dérive n'excède pas 4μs;
- et enfin, pour une analyse plus fine, la possibilité de les discriminer visuellement avec un risque de confusion quasi-nul.

La mesure du taux d'alphas ainsi que de leur localisation tri-dimensionnelle va nous permettre d'accéder à plusieurs paramètres du point de vue du fonctionnement de la TPC ainsi que de celui de l'activité de cette dernière.

5.1.1.2 Mesures d'activité dans la TPC

Le taux et la localisation des alphas dans la TPC va nous renseigner sur les éventuelles contaminations de cette dernière. Les alphas observés seront attribués principalement à des décroissances du ^{222}Rn et du ^{220}Rn (voir annexe F) dans les chaînes du ^{232}Th et de l'^{238}U.

Signature de l'^{238}U
Le ^{222}Rn appartient à la chaîne de décroissance de l'^{238}U ($T_{1/2} = 4.5\ 10^9$ans). Cet élément gazeux à température ambiante peut sortir des matériaux dans lequel l'^{238}U serait contenu. Le ^{222}Rn décroît rapidement vers le ^{214}Pb principalement par l'intermédiaire de deux décroissances α (5.48MeV pour le ^{222}Rn et 6.00MeV pour le ^{218}Po), puis après deux décroissances β, vers le ^{210}Pb ($T_{1/2} = 22ans$) avec encore une émission α. On notera que le temps caractéristique séparant le dernier β émis par le ^{214}Bi de l'émission de l'*alpha* par le ^{214}Po est de seulement $0.23\ 10^{-3}$ secondes. La signature du ^{222}Rn dans la TPC va donc se faire :

- par la détection d'événements α simples (^{222}Rn et ^{218}Po) dont le taux total doit correspondre au double du taux de ^{222}Rn;
- par la détection de coïncidences $\beta\ \alpha$ (^{214}Bi et ^{214}Po) dans le même événement (moins de $80\mu s$) dont le taux doit correspondre à 26%[1] du taux de ^{222}Rn et à 13%[2] du taux d'alphas observé.

1. La fenêtre de coïncidence est de $70\mu s$ et le temps caractéristique de la décroissance est de $230\mu s$. La probabilité d'observer la décroissance dans le fenêtre est donc de $P = 1\text{-}e^{-70/230} = 0.26$
2. Le rapport du nombre de α simples sur le nombre de $\beta\alpha$ dans la chaîne du ^{222}Rn est de 2

Une brisure de chaîne s'effectue au niveau du ^{210}Pb d'une demie-vie de 22 ans. Ce dernier se désintègre par l'intermédiaire de deux décroissances β (Q<60keV et Q=1.17MeV) et d'un α de 5.305MeV, la chaîne se terminant sur le ^{206}Pb stable. La signature du ^{210}Pb en terme d'événements alphas se fera par la détection d'un α simple.

Signature du ^{232}Th
La chaîne de décroissance du ^{232}Th possède elle aussi un gaz rare : le ^{220}Rn. De même que pour le ^{222}Rn, le ^{220}Rn va pouvoir sortir des matériaux dans lesquels le ^{232}Th se trouverait. La décroissance du ^{220}Rn s'effectue vers le ^{208}Pb stable par l'intermédiaire d'une série de décroissances rapides (de 10^{-7} seconde à 10 heures). Trois α seront émis dans cette chaîne, leurs énergies étant comprises entre 6 et 8.8 MeV. Un des derniers α de la chaîne est émis derrière une décroissance β avec un temps caractéristique de 4 $10^{-7}s$. Un tel événement dans la TPC sera observé en coïncidence temporelle et spatiale, le pas de discrétisation en temps étant de 0.8 $10^{-7}s$. La signature du ^{232}Th dans la TPC ne se fera donc que par l'intermédiaire d'α simples et de coïncidences β α spatiales et temporelles.

On rappelle (paragraphe 3.3.2.2) que le gaz de la TPC est filtré en permanence par un circuit comprenant entre autre un piège à oxygène et une trappe à froid avec un piège à charbon actif. Le rôle du charbon actif est précisément de piéger le radon. Le filtre à oxygène monté initialement sur le système de purification du gaz est une cartouche de marque Oxysorb. Un taux de radon dans des filtres de la même marque a été mesuré préliminairement avec une jonction germanium à un niveau de 0.087 Bq par cartouche de 45 g (^{238}U à l'équilibre), niveau acceptable si l'on couple ce filtre à une trappe à charbon actif comme c'est le cas. Il faut préciser ici que la mesure avec une jonction nécessite la destruction de la cartouche du filtre pour avoir accès à ses composants internes.
Les filtres utilisés au démarrage de l'expérience sont de la même marque que ceux testés auparavant, mais d'une masse plus importante pour augmenter la capacité de filtrage : 45g pour les petites cartouches contre 3100g pour les grandes. La composition chimique de ces dernières n'est malheureusement pas la même que celle des petites, précision qui n'a pas été fournie par le fabricant. Elles comportent notamment des billes à base de zéolites.[3] Le fabricant (Oxysorb) étant le même pour les deux types de cartouches et leur utilisation étant du même type, aucun test (destructif) n'avait été réalisé sur ces dernières. Ce filtre à oxygène indispensable au fonctionnement de la TPC[4] a donc été installé au cours de la période de réglage du détecteur. Durant cette période indispensable et inévitable pendant laquelle des problèmes liés tant au système d'acquisition, qu'au réglage du trigger et de l'électronique ont été résolus, pendant laquelle les premiers événements ont été enregistrés et les premiers protocoles d'analyse et de discrimination *hors ligne* ont été programmés, ce filtre a fonctionné sans que l'on puisse contrôler son effet sur le bruit de fond du détecteur. Les premières analyses nous ont malheureusement révélé un taux d'α dans le gaz très supérieur à ce que l'on pouvait attendre puisqu'il atteignait plus de 35Hz. Un délai a encore été nécessaire avant de trouver la source de cette contamination et c'est en tout plusieurs semaines que la TPC a été exposée accidentellement à un taux équivalent de 6 Bq/m^3 de radon. La preuve que ce radon était du ^{222}Rn issu de la chaîne de l'^{238}U a été apportée par différentes voies. Tout d'abord un test destructif de la cartouche incriminée à été immédiatement effectué et a confirmé la contamination des billes de zéolites à un

3. Les zéolites sont des matériaux poreux capables de retenir des molécules piégées au sein de leur structure. La forme des pores va dépendre du type de polyèdres utilisés pour construire le réseau.

4. Toute trace d'oxygène empêchant la dérive des électrons.

niveau de 32.7 Bq, pour les 300 g (^{238}U à l'équilibre) de zeolite contenue dans la cartouche. Cette matière se comportant comme une éponge a probablement absorbée cette quantité d'^{238}U au cours de son procédé de fabrication.
Ensuite, le taux d'alphas mesuré dans le gaz a chuté de manière spectaculaire dès la mise hors service du filtre Oxysorb, comme le montre la figure 5.1, avec une période caractéristique de 3.2 jours. Cette période est trop grande pour correspondre à celle de la chaîne du ^{220}Rn dont la demi-vie la plus longue est celle du ^{212}Pb (10.6 heures), excluant du même coup l'hypothèse du thorium. Elle peut par contre correspondre à celle du ^{222}Rn dont la demie-vie est de 3.825 jours, sachant que cette valeur est diminuée par l'action du charbon actif piégeant alors le radon sans entrée supplémentaire de ce dernier.

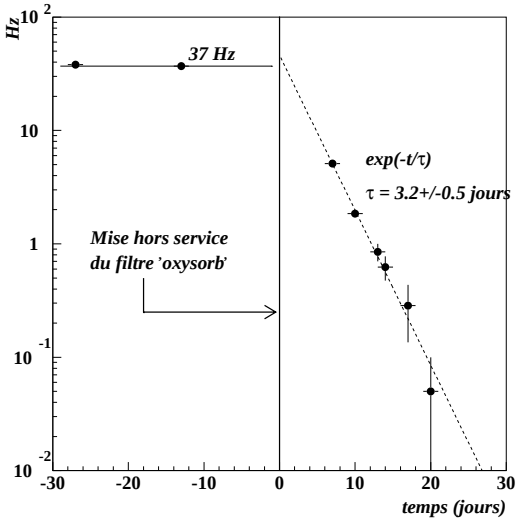


FIG. 5.1 – *Suivi du taux d'*α *avec et sans filtre à oxygène de type* Oxysorb. *Le jour* j=0 *correspond à la mise hors service de filtre.*

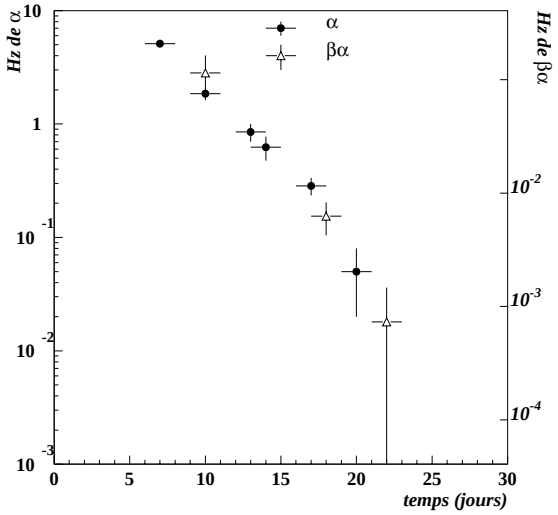


FIG. 5.2 – *Mise en parallèle des taux d'*α *et de* $\beta\alpha$ *après la mise hors service du filtre Oxysorb.*

Enfin des mesures du taux de coïncidences $\beta\alpha$ ont été effectuées et ont montré qu'elles étaient compatibles avec le taux d'alpha observé[5] comme le montre la figure 5.2. La figure 5.26 montre l'image que donne la TPC pour un de ces événements $\beta\alpha$. Elle confirme encore une fois la puissance de l'imagerie du détecteur dans l'identification et le rejet du bruit de fond.

Après avoir éliminé le filtre à oxygène *Oxysorb* du circuit de filtrage du gaz, le CF_4 a lui aussi été entièrement remplacé dans la TPC par du gaz neuf. Un nouveau filtre à oxygène de marque SEAS a été installé après avoir été mesuré à un niveau de 0.011 Bq de radon 222, niveau largement acceptable grâce au couplage avec le charbon actif. Un problème subsiste néanmoins à cause de l'exposition qui a eu lieu de la TPC au radon. Au cours des décroissances α, on obtient un atome chargé électriquement. Il est connu que ses atomes viennent se déposer avec une plus ou moins grande efficacité sur les surfaces électriquement chargées avec lesquels il peut être en contact. Cette surface devient alors active à son tour pour tout le reste de la chaîne de désintégration. En ce qui concerne celle du ^{222}Rn, elle se

5. L'efficacité du trigger utilisé pour mesurer les $\beta\alpha$ est d'environ 60%. On a donc bien : $\frac{\tau_{\beta\alpha}}{60\%} = 13\%\ \tau_\alpha$

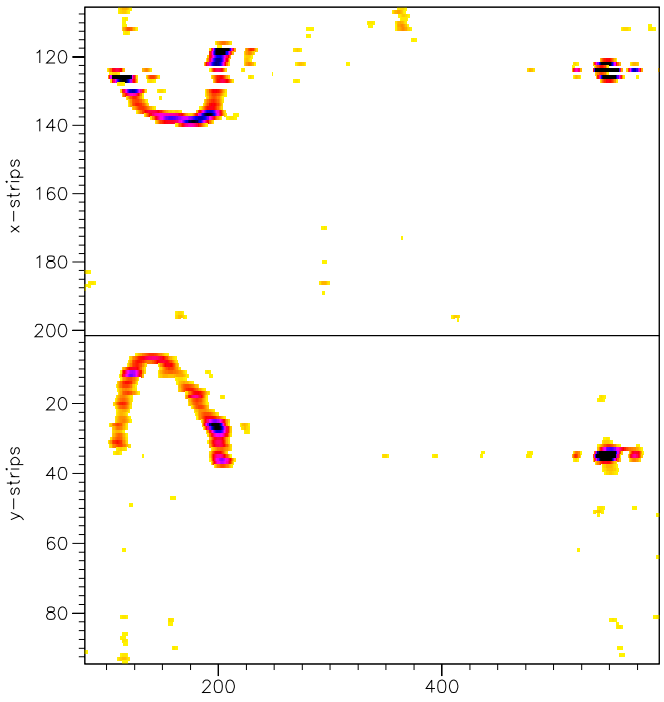


FIG. 5.3 – *Événement $\beta\alpha$ typique d'une décroissance du ^{214}Bi vers le ^{214}Po*

brise au niveau du ^{210}Pb qui a une demie-vie de 22 ans. Bien qu'ayant supprimé le radon (et sa source) de notre gaz, on peut donc s'attendre à ce que les différentes cathodes du détecteur soient à leur tour contaminées. Les éléments incriminés sont alors la cathode et le plan de pistes X-Y. Le ^{210}Pb va principalement se désintégrer en émettant un β pur (^{210}Bi, $Q_\beta = 1.17MeV$) puis un α de 5.305MeV, avant de retomber sur le ^{206}Pb. On va donc signer la présence de plomb 210 en observant les alphas émis contre la cathode et par le plan de pistes.

En ce qui concerne ce dernier, l'énergie que l'on collecte des alphas que l'on peut observer est très faible. Nous avons déjà vu (paragraphe 4.2.4.3) que la collection de charges en ce qui concerne les alphas dans la TPC se faisait avec un *quenching* variable en fonction de la profondeur de dérive, et ce pour des raisons liées à la densité électronique du plasma engendré par un α. Cette collection de charges devient minimum pour des alphas émis dans l'anode. De plus, leur lumière de scintillation primaire va se superposer temporellement à leur lumière de scintillation d'avalanche, rendant leure signature par les photomultiplicateurs impossible. Le risque est grand de les confondre alors soit avec le spectre à basse énergie des électrons, soit encore, vu leur faible extension spatiale, avec de petites décharges qui peuvent avoir lieu sur l'anode. Une estimation a été faite de leur taux résiduel sur le plan de bandelettes conductrices à hauteur de 6 10^{-2} Hz, taux qui doit être directement relié au taux de ^{210}Pb implanté dans le cuivre. Le risque pour nous est que l'on peut attendre la même quantité d'événements β purs, ces derniers simulant un électron simple qui peut, en fonction de sa cinématique, être confondu avec un électron issu d'une diffusion avec un neutrino. Précisons tout de suite que cette hypothèse a été éliminée car ces électrons issus de l'anode peuvent être distingués de ceux émis dans le gaz par un procédé que l'on verra au paragraphe 5.2.1.4.

En ce qui concerne la cathode, ces problèmes de détection des alphas n'existent pas et

leur détection se fait aisément. La figure 5.4 montre le temps de dérive total des alphas observés dans la chambre. Ce temps correspond à la différence entre le moment de la scintillation primaire, lors de l'émission de l'alpha, et le moment de la mesure du signal d'anode, lors de l'avalanche sur cette dernière. Aucun doute n'est possible, tous les alphas observés ont exactement le même temps de dérive, ils sont donc tous émis à la même position selon l'axe Z, position qui correspond à la position relative de la cathode. Ces α ayant tous le même temps de dérive, ils subissent le même facteur de quenching, d'une valeur de 5.6 (voir paragraphe 4.2.4.3). Leur spectre en énergie équivalente électron est donné sur la figure 5.5, montrant clairement un seul pic, dont la position, à ∼940 keV équivalents électron, reproduit bien une énergie alpha de ∼5.3 MeV, correspondant à la désintégration du ^{210}Po, avec le facteur de quenching précédemment cité. Un taux moyen

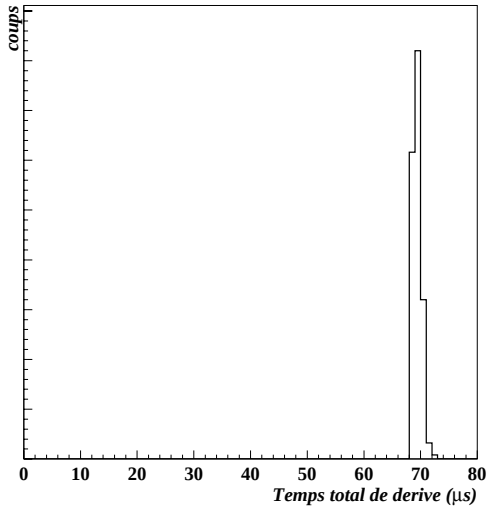


FIG. 5.4 – *Distribution des temps de dérive des alpha mesurés dans la chambre après installation du filtre à oxygène SEAS, indiquant un dépôt de ^{210}Pb sur la cathode*

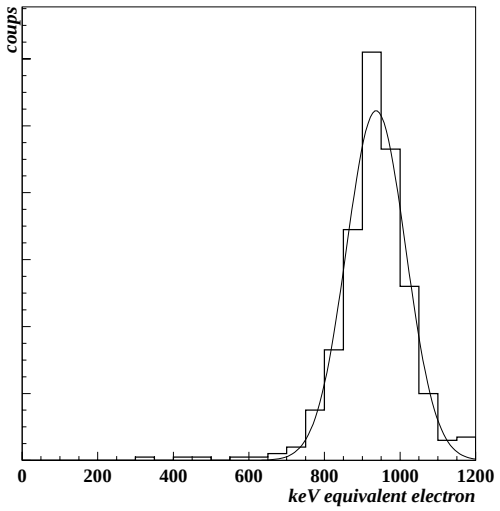


FIG. 5.5 – *Spectre des α du ^{210}Po détectés sur la cathode la TPC*

de 0.055 Hz d'alpha a été mesuré sur la cathode (voir figure 5.6 en bas), correspondant donc à une contamination au ^{210}Pb **de 17.** μ**Bq cm**^{2}. Cette valeur, bien que faible en terme de basse activité, nous indique qu'un taux d'électrons simples équivalent au taux d'alpha observé peut être attendu dans la TPC. Une partie de ces électrons auront une cinématique qui simulera celle d'une diffusion neutrino-électron. L'étude de ces électrons ainsi que les techniques utilisées pour éliminer ou minimiser ce bruit feront l'objet du chapitre suivant (paragraphe 5.2).

Après le renouvellement total du gaz et l'installation du nouveau filtre à oxygène, un suivi du taux résiduel d'alphas dans le gaz et sur la cathode a été fait. La figure 5.6 donne les résultats de ce suivi. On mesure que dans le gaz un taux inférieur à 0.02 Hz d'α est observé. Il faut noter ici que cette valeur correspond à une limite supérieure, le taux d'alphas étant sûrement plus faible. Cette limite est obtenue avec le nombre d'événements subsistant aux coupures habituelles pour identifier les α, elle ne correspond pas à un taux d'alphas effectivements observés, le dépouillement de ces données visuellement n'étant plus nécéssaire

vu la faiblesse du taux. **Cette quantité correspond à une limite sur la quantité de radon inférieure à 3.2 mBq m^{-3}**. Cette quantité est tout à fait comparable aux dernières mesures publiées dans le domaine des expériences de basse activité, puisqu'une récente communication de la collaboration SuperKamiokande [69] faisait état d'un taux de radon de $2 \sim 3\ mBq\ m^{-3}$ dans l'air purifié contenu dans le dôme surplombant le réservoir d'eau de leur détecteur, et ce après introduction d'un nouveau piège à radon.

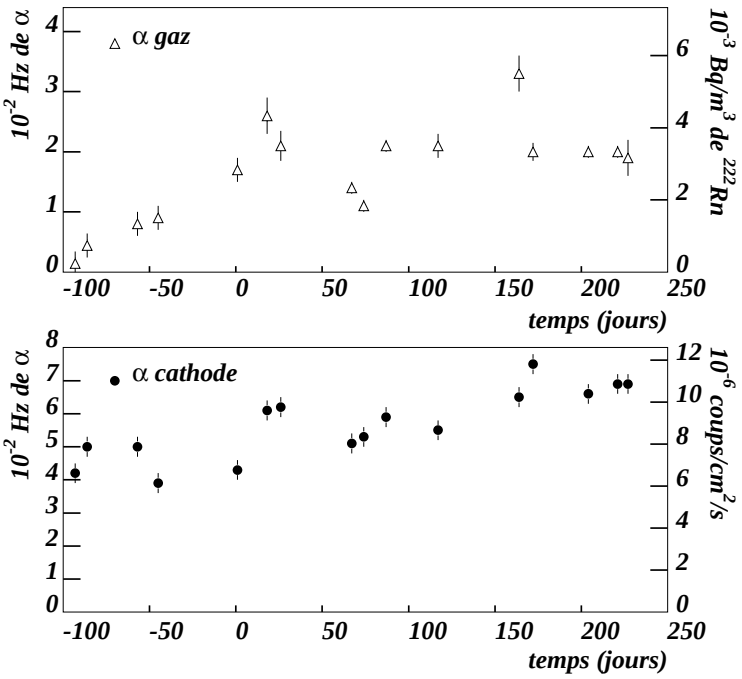


FIG. 5.6 – *Suivi du taux d'alphas et de radon dans le gaz et sur la cathode après changement du gaz*

Les alphas émis par le ^{210}Po sur la cathode nous fournissent une source monoénergétique (5.305 MeV) parfaitement localisée selon l'axe Z. Ces deux propriétés vont être exploitées pour réaliser un suivi de calibration des alphas ainsi qu'un suivi de la vitesse de dérive.

5.1.2 Électrons issus d'une diffusion Compton

5.1.2.1 Identification

On rappelle (voir paragraphe 4.1.2 et 4.2) que l'identification des électrons dans la TPC peut se faire en corrélant plusieurs informations :

- un paramètre d'asymétrie de la lumière de scintillation d'avalanche centré vers 0.16;
- un étalement temporel de ces événements lors de la collection de charge du à une extension spatiale;

- enfin pour une analyse plus fine la possibilité de les discriminer visuellement, les électrons présentant deux critères topologiques importants : une extension spatiale qui empêche quasiment de les confondre avec d'autres particules (muons, alphas), une perte d'énergie importante en fin de trace.

La présence de γ en coïncidence, mesuré par les PMs, indiquera que l'électron provient d'une diffusion Compton. C'est pourquoi avant de voir le taux et le spectre de ces électrons, nous allons décrire les spectres vus par les PMs dans le liquide.

5.1.2.2 Le spectre des γ dans le liquide scintillant

En corrigeant de l'effet d'asymétrie dans le liquide (voir paragraphe 3.2.4.2), et connaissant la calibration qu'il faut appliquer (voir paragraphe 3.2.5), le spectre vu par les PMs dans le liquide est celui montré sur la figure 5.7. Les deux spectres superposés que l'on peut y voir, correspondent aux deux possibilités de déclenchement : anti-Compton haut (multiplicité $= 7$, et seuil à ~ 300 keV), et anti-Compton bas (multiplicité $= 5$, et seuil à ~ 100 keV). Avec le seuil bas le taux de comptage est de 500 Hz, contre 330 Hz avec le seuil haut (voir paragraphe 4.3).
Comme on le voit ces spectres se superposent parfaitement. Il semble qu'un pic apparaisse, entre 900 keV et 1800 keV, sur un fond décroissant continu. Son origine provient de deux composantes du bruit de fond, dont on attend la présence à ces énergies :

- le ^{60}Co, présent dans l'acier de la cuve ainsi que dans l'air de la centrale. Il donne deux γ de 1173 et 1333 keV.
- le ^{40}K, lié à l'activité résiduelle du verre des photomultiplicateurs. Il donne un γ de 1460 keV.

Il est difficile de les déconvoluer , vu la résolution du système anti-Compton. On peut néanmoins chiffrer l'ensemble de cette activité à 21 ± 5 Hz dans le liquide. Ces chiffres sont dans l'ordre de grandeur de ce qui est attendu, au vue de l'activité résiduelle connue, en ^{60}Co et en ^{40}K, pour les 4.2 tonnes d'acier qui composent la cuve et les 37 kg que composent l'ensemble des PMs.

Le reste de l'activité, en se plaçant avec un seuil bas, est de $500 - 21 = 480$ Hz. Ce qui correspond à une activité de 48 mHz/kg dans le scintillateur, sachant qu'une partie de cette activité ne provient pas du liquide mais de la cuve en acier.

5.1.2.3 Taux et spectre des électrons issus d'une diffusion Compton dans la TPC

Des γ traversent le blindage actif ou sont directements émis depuis l'intérieur du blindage passif : cuve en acier contenant le liquide, photomultiplicateurs. Le spectre de ces événements dans le liquide a déjà été montré au pargraphe 5.1.2.2. On s'attend naturellement à ce qu'un certain nombre de ces gammas interagissent dans le CF_4 par diffusion Compton. On mesure en pratique un taux de 0.114 ± 0.002 Hz d'électrons ($E_{seuil,e} = 300keV$)

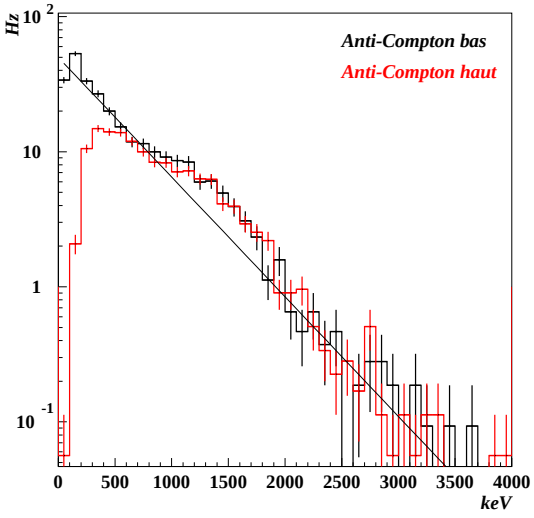


FIG. 5.7 – *Spectre γ vu par les PMs dans le liquide, avec les deux seuils d'acquisition. La ligne continue correspond au bruit de fond moyen.*

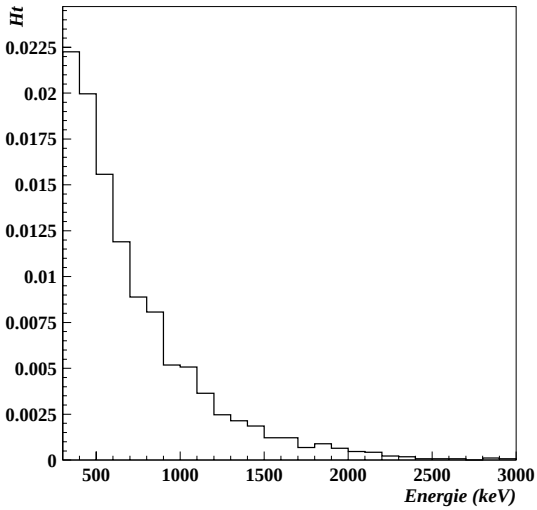


FIG. 5.8 – *Spectre des électrons de recul en coïncidence avec un γ d'au moins 100 keV.*

en coïncidence avec un γ ($E_{seuil,\gamma} = 100keV$), taux qui est compatible avec les 400 Hz d'événements γ mesurés dans le scintillateur pour une pression de 3 bars dans la TPC. Les électrons de recul issus d'une diffusion Compton se répartissent suivant le spectre montré sur la figure 5.8.
Tous ces événements sont détectés simultanément par le scintillateur et par la TPC. Dans la recherche d'événements *électron simple* ils sont directement rejetés par le système de déclenchement. L'efficacité de ce rejet prévue par la simulation complète du détecteur donne une inefficacité de 10^{-6} sur les gammas tirés depuis la cuve du scintillateur. Cette même simulation prévoit une inefficacité de 3 10^2 pour les gamma d'une source de manganèse placée contre la TPC. Cette dernière a été mesurée à un niveau de $3\% \pm 0.2\%(stat) \pm 0.1\%(syst)$, parfaitement compatible avec la simulation.

5.1.3 Mesure en ligne des paramètres de fonctionnement de la TPC

5.1.3.1 Suivi de la calibration au cours du temps avec les α

Étant parfaitement localisés selon l'axe de dérive de la TPC, les alphas émis contre la cathode ont un facteur de *quenching* constant d'environ 5.6, ramenant leur énergie apparente à : 5305/5.6 $\sim$ 950 keV équivalents électrons. Les variations du gain de l'anode au cours du temps peuvent être suivies avec les variations de position de ce pic en énergie. C'est ce que montre la figure 5.9. Ces variations sont à comparer avec celles mesurées avec la position du front Compton du spectre obtenu avec le ^{54}Mn vues précédemment au paragraphe 3.3.5 figure 3.61. Les changements de calibration observés sont du même ordre de grandeur et vont dans le même sens que ceux observés avec la source de manganèse. Une étude plus systématique de mesures des fluctuations de gain de chambres à fils avec des sources d'alphas serait à envisager pour valider cette méthode. Une particule α dans le gaz crée

un nuage d'électrons à trés haute densité. Il faudrait notamment confirmer le fait que les variations observées avec ce genre de source sont exactement du même ordre de grandeur que celles observées pour des électrons, et ce pour différentes conditions de température et de pression du gaz. Même si les résultats que nous avons obtenus dans ce domaine sont encourageant il faut garder à l'esprit que l'ensemble des phénomènes qui conduisent à la détection d'un alpha (ionisation et premier *quenching*, dérive et variation de densité, avalanche et deuxième *quenching*, collection des charges) sont plus complexes que pour une trace d'électron et il est possible qu'une de ces étapes ne varie ni qualitativement ni quantitativement dans le même sens.

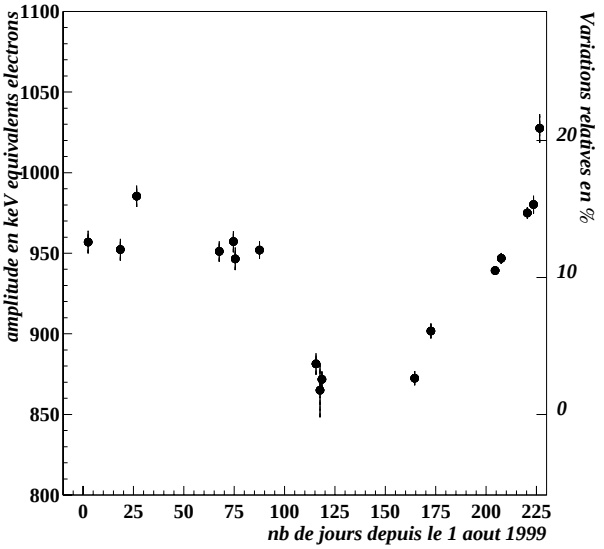


FIG. 5.9 – *Variations d'amplitude du pic monoénergétique des α émis par la cathode*

5.1.3.2 Mesure et suivi de la longueur de chambre avec les α

La mesure de la différence des temps de détection entre la lumière primaire émise lors de l'ionisation du gaz par l'alpha et sa détection sur l'anode donne le temps de dérive total exact de la TPC. Ce temps peut légèrement varier avec les variations de densité du gaz. Pour une pression d'exactement 3 bars la vitesse de dérive attendue et mesurée est de 67 μs (voir paragraphe 3.3.4.1). Ces conditions évoluent lentement au cours de l'expérience et la présence des alphas a permis de réaliser le suivi du temps de dérive total de la chambre, directement relié à la vitesse de dérive. Le résultat de ce suivi est montré sur la figure 5.10 où il est comparé aux valeurs prédites par les tables suivant la température et la pression.

5.1.3.3 Calibration du plan de piste X-Y avec les α

Les α émis par la cathode le sont de manière homogène. Aucun *point chaud* n'a été mis en évidence. Cette uniformité couplée à leur caractère monoénergétique a été utilisée pour réaliser une carte des variations relatives de gain de l'anode. La figure 5.11 montre la

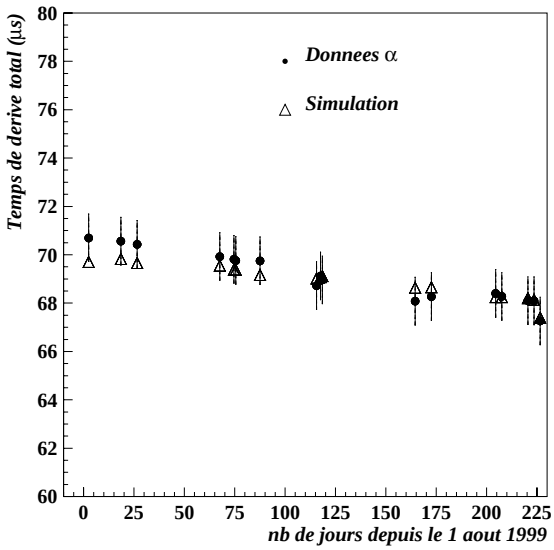


FIG. 5.10 – *Suivi du temps total de dérive avec les α émis par la cathode*

distribution des amplitudes relatives des α du ^{210}Po en fonction de leur position selon leur numéro de piste X et Y. Un ajustement d'une droite montre qu'au premier ordre le gain n'est pas homogène et présente des variations de 5 à 7 % au maximum.
La carte des gains correspondante est montrée sur la figure 5.12. Cette inhomogénéïté est en fait une des composantes de la résolution totale sur l'énergie. Dans cette dernière, que nous avons estimé égale à $8 \pm 1\%$ (voir paragraphe 3.3.5), la part due à l'inhomogénéïté de gain du plan X-Y représente $1.5 \pm 1\%$.[6].

On peut s'interroger sur l'origine physique de cette distribution. Lors de l'expérience du Gotthard, une hétérogénéïté de forme parabolique avait été mesurée sur le plan d'anode de la TPC employée [71]. Cette variation a été attribuée à une distorsion des fils du plan d'anode sous l'effet de la gravité, ce dernier étant horizontal dans cette expérience. En ce qui nous concerne le plan d'anode est vertical. On peut par contre tenter d'expliquer notre carte de gain qui varie linéairement au premier ordre, par une problème de parallélisme soit entre le plan de fils d'anode et le plan de fils de grille, soit entre le plan de fils d'anode et le plan de pistes X-Y. Grâce au programme de simulation du gain que nous avons déjà exposé au pargraphe 3.3.4.2, des estimations ont été faites des variations de gains que l'on peut attendre en modifiant les distances entre le plan d'anode et la grille ou le plan X-Y. Les résultats sont donnés sur les figures 5.13 et 5.14.

Pour justifier par un problème de parallélisme, entre le plan d'anode et le plan de grille, une telle variation de gain, il faut que leur écartement varie de plus de 0.75 mm d'un bout à l'autre de l'anode. Une telle déviation est peu probable vu la qualité du montage mécanique utilisé. Elle peut par contre s'expliquer par une modification de l'écart entre le plan d'anode et le plan de piste d'environ 36 μm d'un côté à l'autre de ce plan. Un tel décalage est envisageable et devra être mesuré lors du démontage de l'expérience, cette partie de la TPC n'étant actuellement pas accessible.

6. Ce résultat provient de simulations [70]

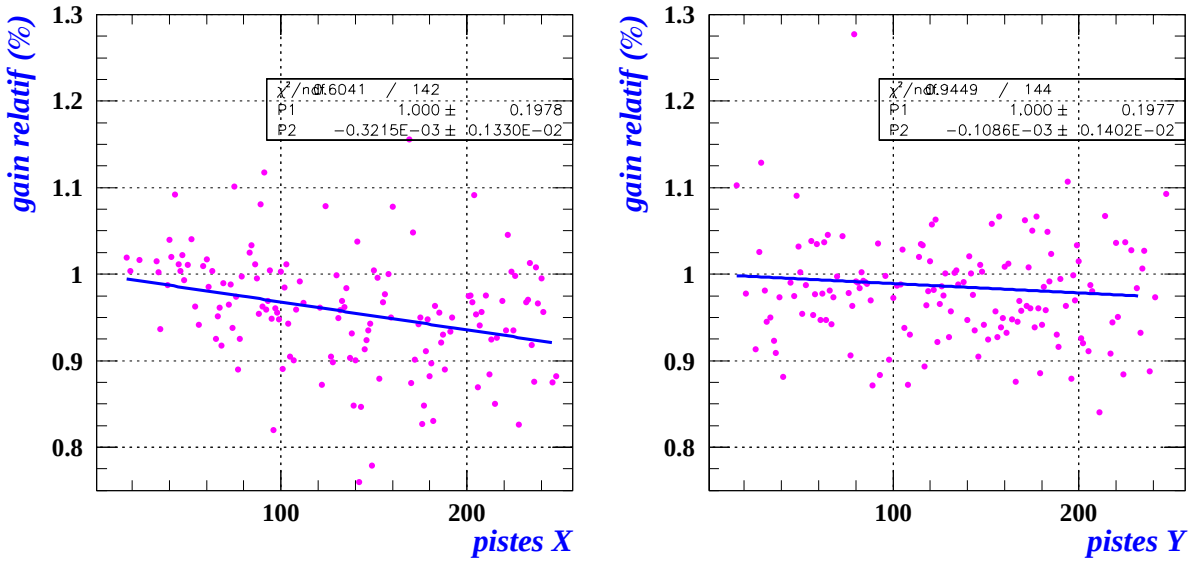


FIG. 5.11 – *Variations relatives d'amplitude des α en fonction de leur position sur chaque piste* X *ou* Y

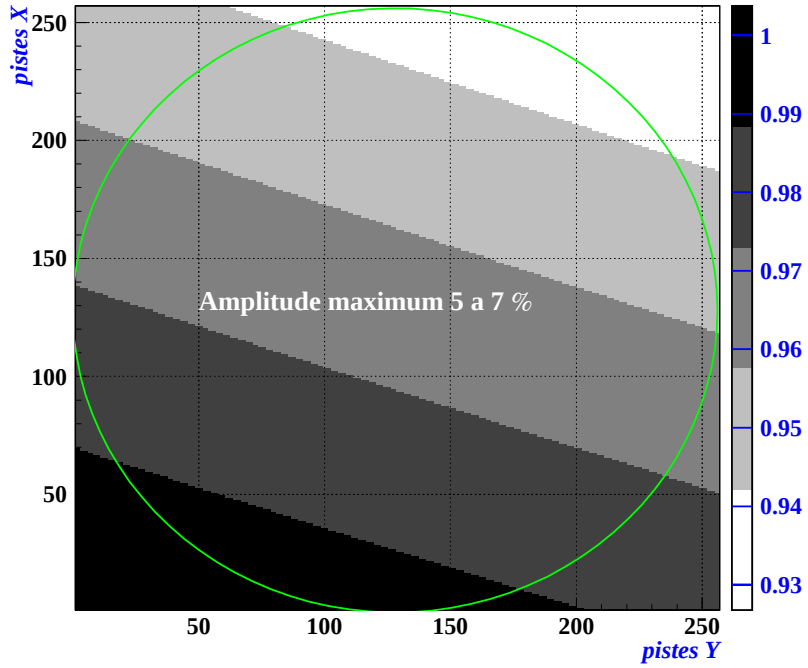


FIG. 5.12 – *Carte des variations relatives de gain sur l'anode au premier ordre*

5.1.3.4 Vitesse de dérive et longueur d'atténuation obtenues avec les électrons

Vitesse de dérive

Bien que la mesure du temps de dérive total et donc de la vitesse de dérive soit plus aisée en utilisant les α émis à la cathode, on peut aussi la faire en utilisant les électrons issus d'une diffusion Compton. Le γ est détecté de manière prompte par les PMs et le signal de

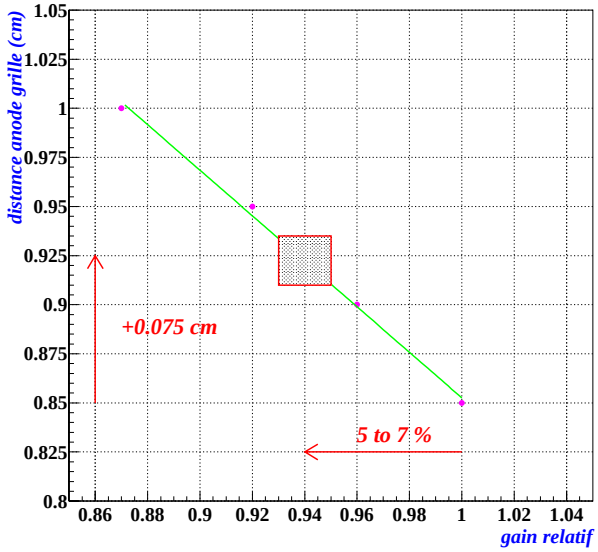


FIG. 5.13 – *Interprétation de la carte de gain* X-Y *en termes de variation de la distance anode-grille*

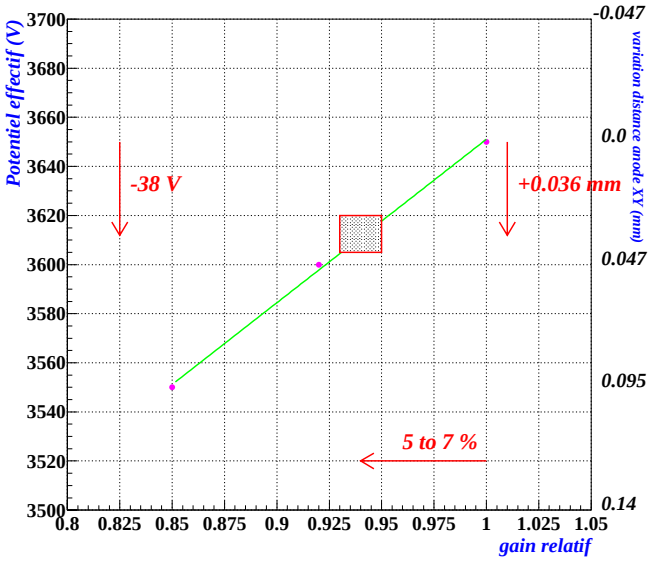


FIG. 5.14 – *Interprétation de la carte de gain* X-Y *en termes de variation de la distance anode-plan de pistes*

l'électron arrive sur l'anode de la TPC après avoir dérivé dans la chambre. La différence en temps entre le γ et l'électron nous donne donc la profondeur de dérive. Pour des électrons diffusés par des gammas dans la chambre, le temps maximum s'écoulant entre la détection de ces signaux correspond donc au temps de dérive total sur la longueur de la chambre. La figure 5.15 montre la répartition de ces différences en temps. On voit clairement que la distribution retombe entre 67 et 68 μs, qui correspond bien à la longueur de chambre et à la vitesse de dérive attendues dans les conditions où cette prise de données a eu lieu. On voit qu'au delà de 68μs, cette distribution est pratiquement nulle, montrant que l'on a qu'un très faible taux de γ fortuits en coïncidence avec des électrons de recul dans la chambre.

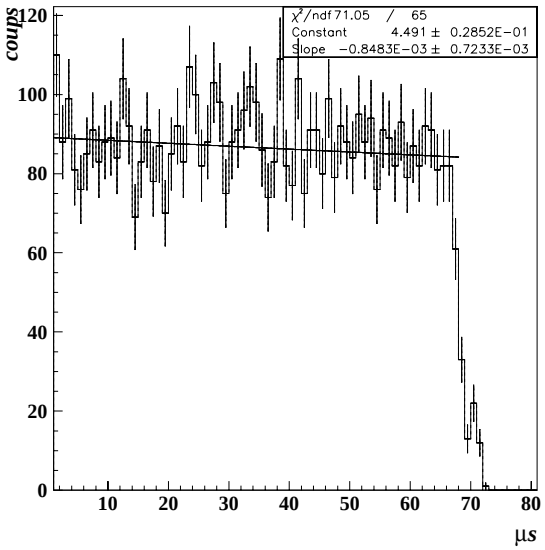


FIG. 5.15 – *Distribution des temps de dérive pour des électrons issus de diffusions Compton.*

Longueur d'atténuation
Bien qu'il n'y ait pas d'attachement des électrons pendant la dérive sur le CF_4, ce dernier peut contenir des traces d'oxygène. L'électronégativité de cet atome fait que même à faible quantité il capture les électrons. On peut évaluer la pureté du CF_4 en mesurant la longueur d'atténuation des électrons dans la chambre. Les γ interagissant dans le CF_4 par effet Compton doivent le faire de manière homogène dans ce dernier. On peut donner une limite sur la longueur d'atténuation des électrons en évaluant la perte de ces derniers avec leur profondeur de dérive. La figure 5.15 donnant la distribution des profondeurs de dérive d'électrons issus de diffusions Compton, peut servir à contrôler cette longueur d'atténuation. Ces événements doivent être équirépartis dans toute la chambre, il n'y a aucune raison pour qu'ils soient distribués de manière inhomogène. Si dans la distribution mesurée on observe une diminution du taux de ces événements avec la profondeur de dérive, elle peut être interprétée comme le résultat d'une atténuation des électrons de dérive. On ajuste sur la distribution mesurée une fonction exponentielle décroissante de la forme $exp(-t/t_0)$, où t_0 est le temps caractéristique d'atténuation relié à la longueur L_0 d'atténuation par la vitesse de dérive. Comme indiqué dans l'encadré de la figure 5.15, on trouve pour le temps caractéristique :

$$t_0 = \frac{1}{(0.8483 \pm 0.7233)\, 10^{-3}} = 1178^{8000}_{636}\mu s = \frac{L_0}{w} \implies L_0 = 27^{+160}_{-12} m$$

Soit $L_0 = 27^{+160}_{-12} m$ à 3 bars et $69\, V\, cm^{-1}\, bar^{-1}$ qui est compatible avec la longueur précédemment mesurée dans une mini-TPC prototype de MUNU [57] qui était de $L_{drift} = 9^{+9}_{-3} m$ à 5 bars et $120\, V\, cm^{-1}\, bar^{-1}$, ainsi que celle mesurée dans la TPC de MUNU [28] en 1997 qui était de $L_{drift} = 22^{+14}_{-6} m$ à 3 bars et $50\, V\, cm^{-1}\, bar^{-1}$. Dans tous les cas, cette longueur est largement suffisante pour ne pas troubler nos mesures.

5.2 Les Électrons simples

Après avoir rejeté de notre analyse toute autre événement que des électrons simples (sans coïncidence avec un γ), ne restent plus à déconvoluer, parmi ces derniers, que les électrons simples contenus totalement dans le volume de dérive, de ceux, partiellements contenus, provenant des parois internes de la TPC. Seules les interactions ayant lieu avec le CF_4 nous intéressent pour étudier la diffusion neutrino-électron.
Nous allons montrer comment peuvent être signées et rejetées les contributions des différentes parois de la TPC, et dans quelle mesure le bruit de fond s'en trouve diminué.

5.2.1 Identification et rejet des électrons nons contenus

5.2.1.1 Identification

La mesure du taux d'électrons ainsi que de leur localisation tri-dimensionnelle va nous permettre d'accéder à plusieurs paramètres du point de vue de l'activité de la TPC. Il faut souligner qu'à cause de son caractère continu, il est quasiment impossible de différentier un type d'activité en ne disposant que de spectres β. Par contre, mis en parralèle avec l'information provenant de l'activité γ et α, le positionnement des débuts de trace des

électrons et l'estimation de leur taux viendront compléter et confirmer les résultats déjà obtenus.
L'indication de la position du vertex d'interaction nous aidera, de plus, à rejeter une partie importante de ces électrons en provenance des parois de la TPC.

5.2.1.2 Détermination de la direction

Méthode retenue
La détermination de la direction initiale des électrons ne se fait pas de manière totalement automatique. Certains développements de techniques informatiques pouvant réaliser cette tâche ont été faits par la collaboration ainsi que dans le travail relaté dans ce document (voir annexe D et notamment D.2), mais les résultats manquent encore de stabilité en ce qui concerne le rapport signal/bruit des images. La technique retenue est *semi-automatique*. Elle consiste à retrouver visuellement le début de la trace de l'électron et à le sélectionner. Un programme de minimisation se basant sur des méthodes de χ^2 recherche alors la direction la plus probable qu'a pris l'électron en partant de son vertex. Le principe de cette méthode est illustré sur la figure 5.16 :

- on intègre l'image de la projection de la trace dans une *boîte* recouvrant l'image, et dont un des côté est centré sur le vertex que l'on vient de déterminer. La largeur de la boîte d'intégration ets fixée par la largeur moyenne des traces d'électrons. Sa longueur, par contre, correspond à la longueur *optimale* d'échantillonnage d'une trace. Elle est fixée par la diffusion multiple de l'électrons de recul dans le gaz, par l'énergie de ce dernier, et par la *granularité* du détecteur. Le paragraphe 5.2.1.3 expose rapidement les principes d'évaluation de cette longueur. Dans l'Annexe **??** est exposé le principe d'une nouvelle méthode, encore en développement, visant entre autre retrouver cette longueur.
- on recommence cette intégration en faisant tourner la boîte autour du vertex jusqu'à trouver un maximum à l'intégrale. La direction trouvée est alors prise comme direction de diffusion pour l'électron de recul.

Plusieurs exemples de résultats obtenus à différentes énergies sont montrés sur les figures 5.17, 5.18, 5.19 et 5.20.

Stabilité
On peut s'interroger sur la stabilité d'une telle méthode en fonction de la position du vertex déterminée par l'utilisateur. Une étude a été réalisée en faisant dépouiller un certain nombre de données communes à six personnes différentes, chacune définissant, pour chaque événement, un vertex. On regarde alors la dispersion angulaire trouvée pour les mêmes événements. Le résultat est montré sur la figure 5.21 : une dispersion inférieure à 8 ± 5 % est trouvée entre les différents utilisateurs du programme. La figure 5.22 montre que cette dispersion est relativement indépendante de l'énergie des électrons de recul considérés.

Résolution angulaire
Deux types de dégradations vont être introduits dans la résolution angulaire :

- Une première résolution va être apportée par le principe même de la méthode : même en connaissant parfaitement le vertex d'interaction, la reconstitution de l'angle de diffusion par rapport à l'angle *vrai* n'est jamais parfaite.

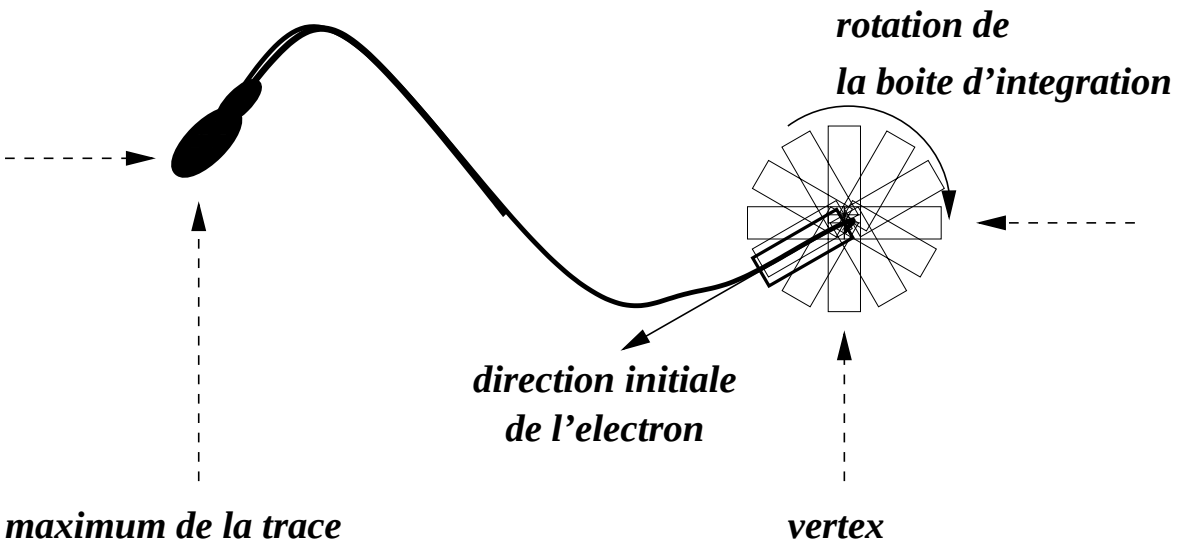


FIG. 5.16 – *Illustration de l'algorithme de recherche* semi-automatique *de recherche de l'angle*

– Cette résolution se trouve dégradée par le fait qu'à priori on ne connait pas le vertex d'interaction, et que l'incertitude engendrée par la position indiquée par rapport à la position *vraie* modifie la direction trouvée ensuite automatiquement.

Pour évaluer la contribution de ces deux composante à la résolution que l'on peut attendre sur l'angle, des tests ont été effectués sur des traces issues de la simulation totale de la TPC [68]. Une première détermination de l'angle est donnée, en partant du vertex exact d'interaction. La différence avec la direction véritable de lélectron donne une estimation de la résolution introduite par la méthode même. Des résolutions de 13^o à 700 keV et de 21^o à 300 keV sont trouvées (voir figure 5.23). On recommence ensuite la même détermination, mais cette fois-ci sans connaître le vertex véritable d'interaction. La résolution se trouve alors dégradée de 3^o supplémentaires pour des traces de 700 keV, et 10^o supplémentaires pour des traces de 300 keV (voir figure 5.23).
Notons ici l'intérêt que présenterait l'existence d'une méthode totalement automatique de détermination de la direction fonctionnant à toutes les énergies de recul et qui serait indépendante de la connaissance exacte du vertex. C'est dans cette optique qu'a été conçue la méthode d'analyse d'images exposée au paragraphe D.2 de l'annexe D : une procédure d'analyse de la zone de vertex *dans son ensemble* quasi-indépendante de sa position exacte.

Seuil d'analyse
Le choix du vertex étant fait par l'utilisateur, le dépouillement des données dont on veut déterminer la direction est assez fastidieux. Comme le montre le spectre de la figure **??**, le seuil en énergie sur l'électron de recul fixé dans l'acquisition est de 300 keV. Toutes les analyses d'électrons dont les coupures peuvent êtres faites de manière automatique seront donc menées à ce seuil. Les analyses nécessitant absolument la direction ont été faites avec un seuil à 700 keV et 800 keV, pour réduire la quantité de données à traiter *manuellement* tout en conservant une statistique élevé par tranche d'énergie. Quelques-unes d'entre elles ont néanmoins été faites à 300 keV pour mieux évaluer certaines composantes du bruit de fond.

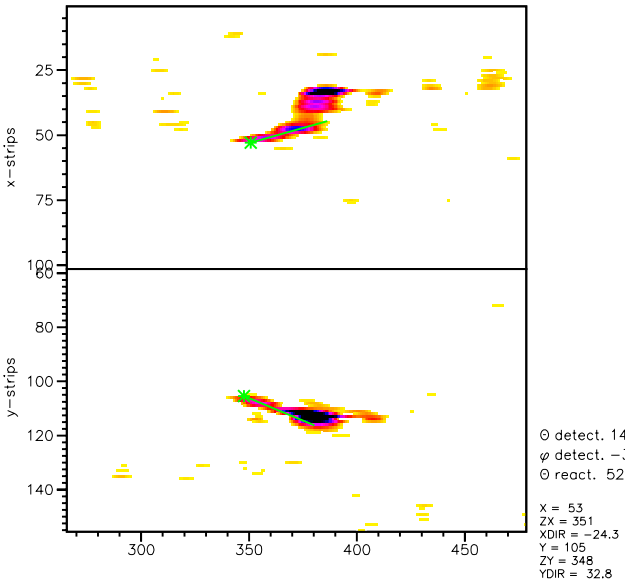


FIG. 5.17 – *Exemple de détermination* semi-automatique *de la direction pour un électron de 310 keV*

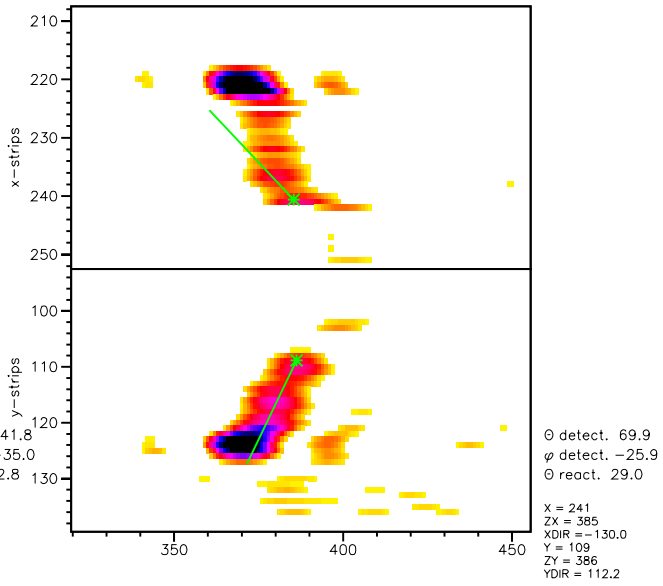


FIG. 5.18 – *Exemple de détermination* semi-automatique *de la direction pour un électron de 350 keV*

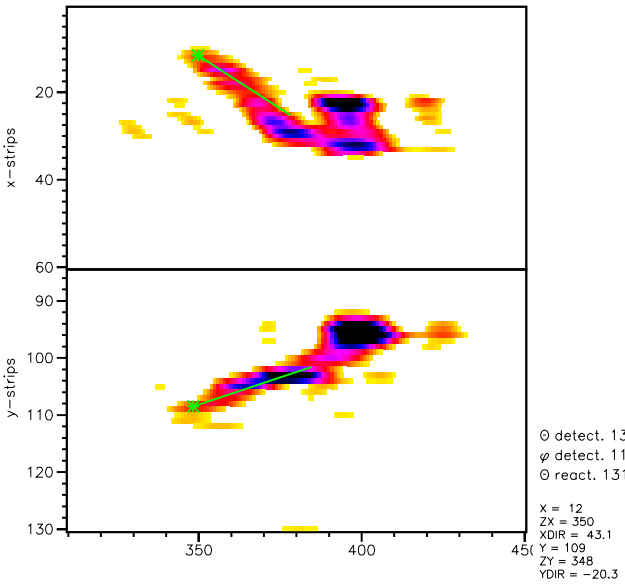


FIG. 5.19 – *Exemple de détermination* semi-automatique *de la direction pour un électron de 460 keV*

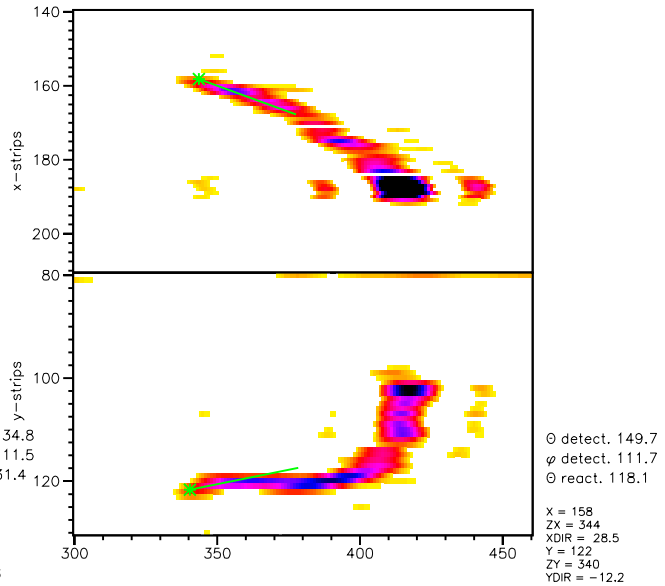


FIG. 5.20 – *Exemple de détermination* semi-automatique *de la direction pour un électron de 590 keV*

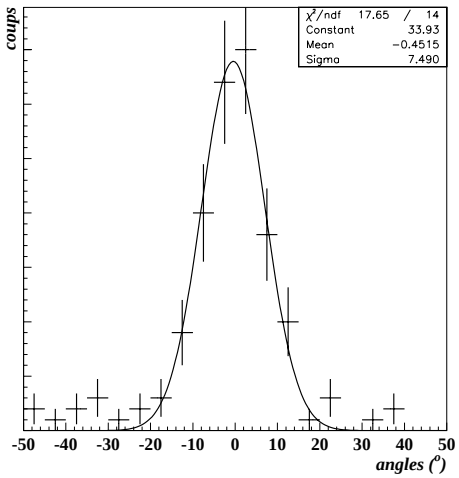


FIG. 5.21 – *Distribution des dispersions angulaires relative à la détermination angulaire* semi-automatique *d'un même lot de données par différents utilisateurs.*

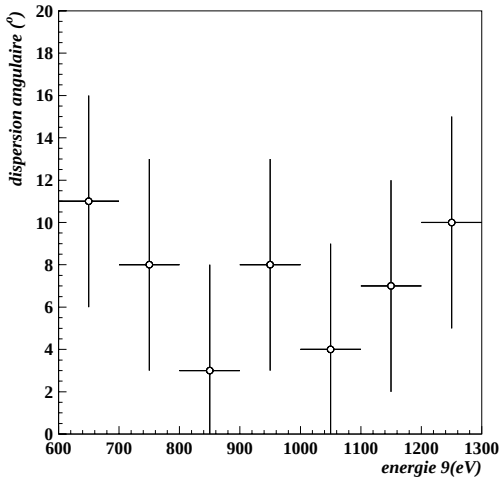


FIG. 5.22 – *Dispersions angulaires de la figure 5.21 en fonction de l'énergie de recul des électrons*

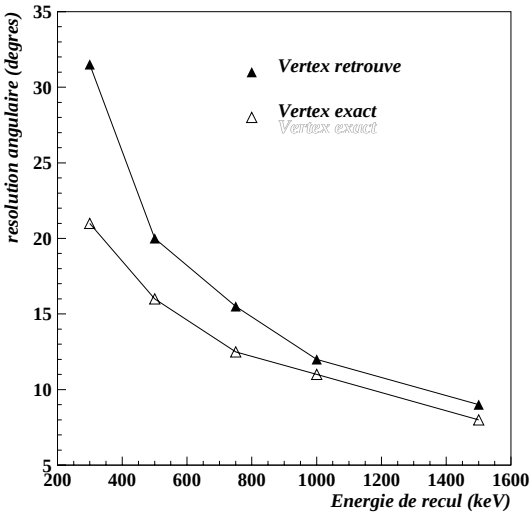


FIG. 5.23 – *Résolution angulaire de la méthode de reconstruction de l'angle de diffusion, évaluée sur des traces simulées à 3 bars de pression.*

Conventions d'orientation des angles

Les conventions d'orientation des axes et des angles par rapport au repère de la TPC sont donnés sur la figure 5.24. Les distributions d'angles montrées par la suite pourront être celles des angles θ et φ ou de leurs projection sur les plans $X-Y$, $Y-Z$ et $X-Z$.

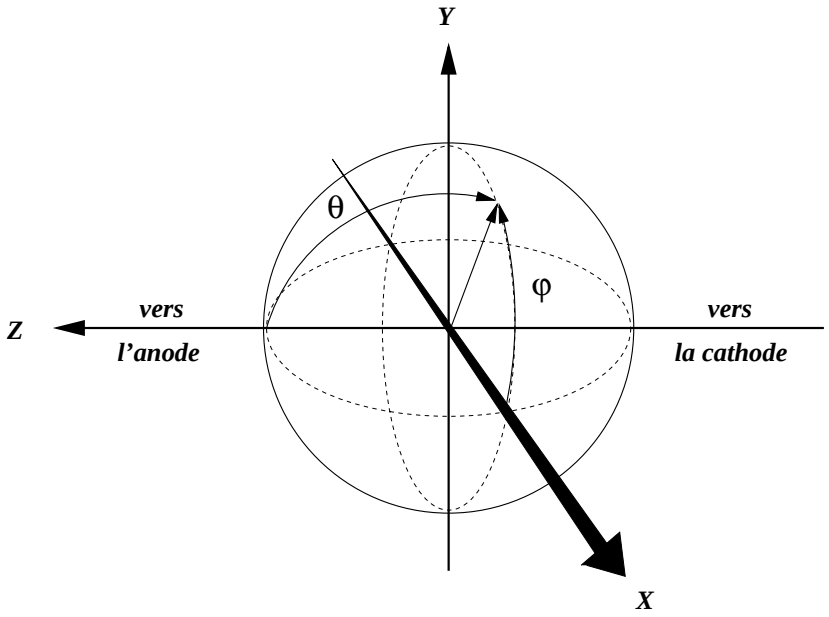


FIG. 5.24 – *Convention d'orientation des angles par rapport au repère courant*

5.2.1.3 Granularité du détecteur et diffusion multiple

La diffusion multiple et la granularité du détecteur sont les éléments clefs pour fixer la longueur d'échantillonage des traces, permettant de retrouver la direction de diffusion de l'électron de recul. Nous allons voir quels sont ces deux effets et comments ils se combinent.

Granularité du détecteur

L'angle d'émission d'un électron est reconstitué à partir du nuage de points issus de la dérive des électrons d'ionisation. On considère pour simplifier le raisonnement une trace rectiligne (un muon par exemple), les conclusions que nous en tirerons pouvant s'appliquer à une trace quelconque. L'image que l'on obtient d'un tel nuage possède une extension spatiale dans le plan perpendiculaire à ce dernier. La largeur l de cette extension provient de plusieurs phénomènes : la diffusion de dérive qui reste faible dans du CF_4 (2. mm/m), la diffusion due à l'avalanche faible elle aussi (2 mm), la taille de l'influence sur le réseau de bandelettes. L'enregistrement d'un événement par la TPC se fait de manière discrète d'un point de vue spatial et temporel. Le plan de détection X-Y a une granularité de 3.5mm donnée par l'écartement entre deux bandelettes, quand à la profondeur Z, sa granularité est donnée par la vitesse de dérive (2.33 cm/μs) et l'échantillonnages des flashs ADC (12.5 MHz), soit une granularité de 1.8 mm. Les constantes de temps des amplificateurs couplés à chaque piste du plan X-Y vont légèrement rallonger (temporellement) les signaux et créer une différence de largeur pour des traces verticales ou horizontales. Expérimentalement on peut prendre pour valeurs extrêmes de la dispersion 1.2 cm dans les cas les plus défavorables pour une trace verticale et 0.4 cm dans les meilleurs cas pour une trace horizontale. La résolution angulaire σ_g due à cette granularité dépend bien évidemment de la longueur L d'échantillonnage de la trace (figure 5.25) comme :

$$\sigma_g = arctan\left(\frac{l}{L}\right) \tag{5.1}$$

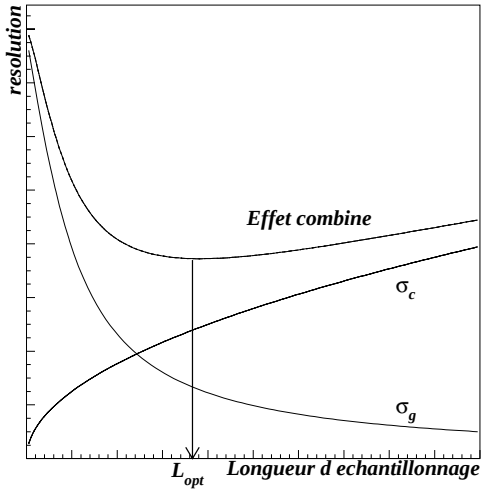


FIG. 5.25 – *Allure de la résolution angulaire en fonction de la longueur d'échantillonnage*

Diffusion multiple

Le terme de diffusion multiple désigne en fait les diffusions coulombiennes que subit l'électron de recul sur les électrons du CF_4. La diffusion coulombienne σ_c dépend de la vitesse $\beta = v/c$ de l'électron incident, de la longueur de radiation dans le milieu (L_0) et bien évidemment de la longueur d'échantillonnage L [64] :

$$\sigma_c = 13.6 \frac{\sqrt{L/L_0}}{m_e c \beta^2} \underbrace{(1 + 0.038 log(L/L_0))}_{\sim 1 \; car L \ll L_0} \tag{5.2}$$

On notera que l'effet de diffusion multiple est d'autant plus faible que l'énergie de l'électron est grande. La valeur de σ_c que l'équation 5.2 reproduit est issue d'un ajustement [65] d'une distribution de Molière pour des particules chargées à β=1, et a une précision de 11% pour $10^{-3} < l/L_0 < 100$.

Effet combiné

La résolution sur l'angle de diffusion résulte donc d'un effet combiné entre la granularité du détecteur et l'effet de la diffusion multiple. La figure 5.25 illustre cette double dépendance. On voit qu'il existe une longueur optimale d'échantillonnage permettant d'atteindre la meilleure résolution possible compte tenu de la granularité du détecteur. À cause de la diffusion multiple cette longueur optimale varie avec l'énergie, et à cause de la granularité elle varie aussi avec l'orientation de la trace. Bien entendu la fonction d'effet combiné n'indique qu'une probabilité et rien n'interdit à la diffusion individuelle d'une trace d'être meilleure que la valeur donnée par ces formules. Ainsi, toute la région du plan située sous la courbe d'effet combiné est une région accessible aux traces d'une énergie donnée, la zone supérieure n'a par contre qu'une faible probabilité d'être réalisée.

5.2.1.4 Identification des électrons passant à travers l'anode

À cause de la lumière de scintillation d'avalanche, un électron issu d'une diffusion Compton mais dont le vertex d'intéraction de situe dans l'anode ne peut être rejeter par le veto

anti-Compton car la lumière d'interaction de son γ dans le scintillateur est en coïncidence avec la lumière de scintillation de l'avalanche. Aucun temps de dérive ne les séparent. Pour des électrons touchant l'anode, on ne pourra donc pas faire de différence entre ceux issus d'une diffusion Compton et ceux qui sont des électrons simples. Il faut pourtant les identifier, car ce ne sont pas des événements contenus entièrement dans le volume de la TPC.
Ces électrons possèdent par rapport aux autre certaines caractéristiques de détection différentes. Du fait qu'ils traversent immédiatement le gaz se trouvant autour des fils d'anode deux phénomènes vont avoir lieu simultanément :

- l'électron de recul, d'une énergie de quelques centaines de keV, traverse une zone où le champ électrique est très élevé. Sur quelques millimètres il va donc se trouver dans des conditions de champ E/N où il peut émettre de la lumière de scintillation primaire.
- les électrons d'ionisation, qu'il crée le long de sa trajectoire entre les fils d'anode, vont être immédiatement collectés par l'anode, alors que ceux qu'il va crée plus loin dans sa trace ne seront collectés qu'après avoir dérivé.

Ainsi, pendant un bref instant, avant même que les charges aient commencé à dériver dans la chambre, un signal en lumière va être émis, et un signal en charge va être détecté. Ces électrons présenteront donc en début de trace une charge légèrement plus importante que les autres, et une rapide montée du signal de lumière d'avalanche.
La figure 5.26 montre l'un de ces événements. Le début de sa trace se situe à la gauche des images projetées. On voit à cet endroit une légère élévation du signal d'anode qui s'accompagne sur les image obtenues par influence d'une augmentation de l'intensité. Ces électrons présenteront donc deux pics d'intensités plus élevées le long de leur trajectoire : un au début de leur trace lorsqu'il traversent l'anode, et un en fin de trace comme tous les électrons. Pour cette raison liée à leur topologie, ces événements seront parfois appelés *bi-blobs*. On voit sur la figure 5.26, que le signal en lumière est lui aussi plus élevé en début de trace et qu'il présente un front de montée rapide ($< 200\,ns$). C'est sur ce dernier critère que ces événements *nons contenus*, qui touchent l'anode, vont être rejetés. Une étude à permis de montrer que la vitesse de montée du signal d'anode présentait deux régions, dont une (au delà de 1500 $mV/100ns$) correspondait systématiquement à des événements *biblobs* (voir figure 5.27).
L'efficacité de cette coupure à été évaluée avec des électrons issus de diffusion Compton. La différence en temps entre la détection du γ et celle du début de l'événement garantit que ce dernier ne touche pas l'anode. La distribution des vitesses de montée du signal en lumière de l'avalanche (figure 5.28) montre que la contribution au delà du seuil de rejet qui a été fixé est faible. En corrigeant ces mesures avec le taux de gammas fortuits (3%), on obtient une efficacité totale sur cette coupure de 98.5 %. Il semble que la majorité de ces électrons qui touchent l'anode démarrent dans celle-ci. On peut pour s'en convaincre regarder la projection sur le plan Y-Z de leur distribution angulaire à trois dimensions (voir figure 5.30). Il apparaît clairement qu'ils proviennent de l'anode et sont dirigés vers la cathode. Leur taux total s'élève à $0.113 \pm 0.001\ Hz$ avec un seuil à 300keV. Leur spectre est donné sur la figure 5.29. Leur taux élevé s'explique par leur origine probable. On rapelle qu'une contamination au ^{222}Rn du gaz a eu lieu, et que les descendants chargés de ce dernier sont venus s'implanter dans les surfaces chargées negativement à l'intérieur de la TPC. Le plan de pistes X-Y constitue une cathode et il a donc du être contaminé. Le dernier

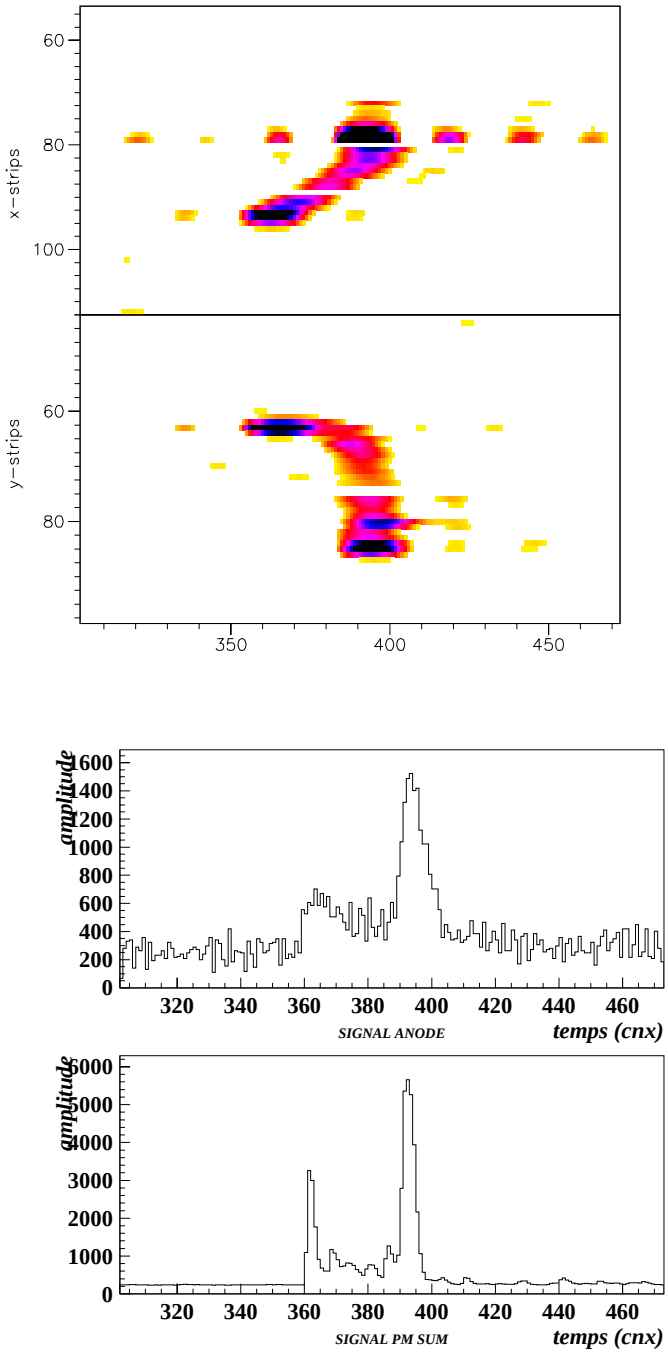


FIG. 5.26 – *Image et signaux d'un électron passant à travers les fils d'anode*

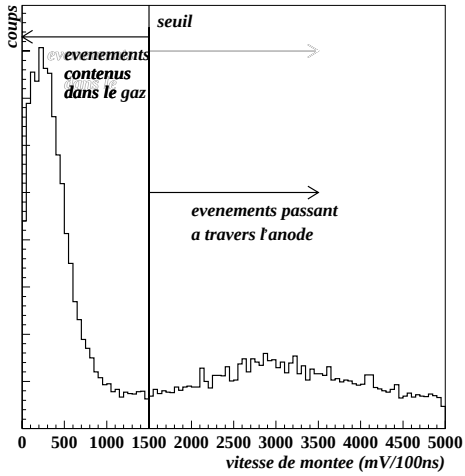


FIG. 5.27 – *Distribution des vitesses de montée du signal d'avalanche en lumière pour des électrons simples et des électrons passant à travers l'anode*

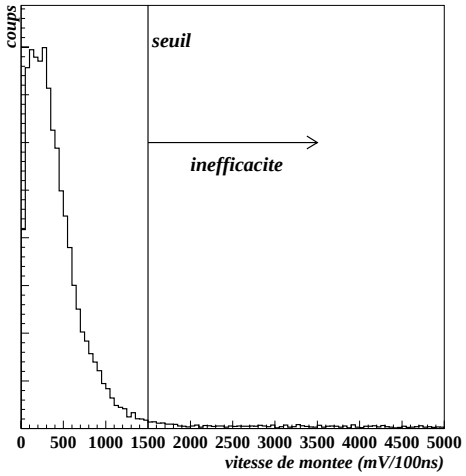


FIG. 5.28 – *Distribution des vitesses de montée du signal d'avalanche en lumière pour des électrons avec γ, i.e. qui ne touchent pas l'anode*

élément actif de cette chaîne est le ^{210}Pb (demie-vie 22 ans) qui va décroître vers le ^{206}Pb en émettant un β puis un α. Le taux d'alpha émis doit donc être équivalent à celui des β. Le taux d'alphas s'échappant de l'anode de 0.06 Hz a été mesuré (paragraphe 5.1.1.2). Nous savons par ailleurs la difficulté à signer ces α, à cause du quenching très élevé qu'ils subissent. Il n'est donc pas étonnant que le taux d'électron en provenance de l'anode soit plus élevé, leur éfficacité de détection étant normale. En corrigeant de l'angle solide, de l'effet de seuil et de la surface mise en jeu, on peut ainsi estimer le taux de ^{210}Pb sur le plan de pistes X-Y à $\tau_{^{210}Pb} = 6.22 \pm 0.03\ 10^{-5}\ Bq/cm^2$.

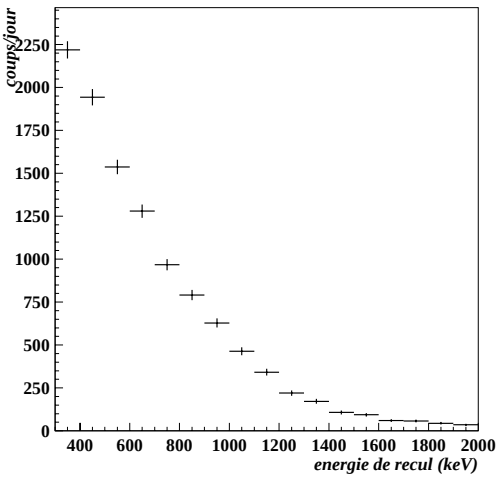


FIG. 5.29 – *Spectre des électrons sortant de l'anode*

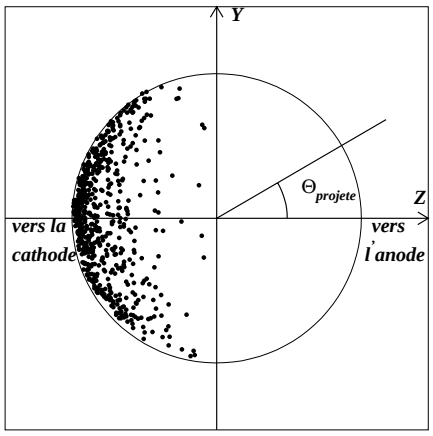


FIG. 5.30 – *Distribution angulaire des événements* bi-blobs *projeté sur le plan* Y-Z

5.2.1.5 Identification des électrons simples provenant des parois latérales de la TPC

L'identification des électrons simples (sans γ) sortant ou entrant par les parois latérales de la TPC, et qui ne sont donc pas des événements contenus, ne peut se faire que sur ce critère topologique. Comme il a déjà été mentionné, ce genre d'étude a été faite à partir d'un seuil sur lénergie de recul de l'électron de 700 keV.
Sont compris dans cette catégorie, des événements dont le vertex d'interaction se trouve dans le gaz et qui ensuite viennent terminer contre la parois latérale, et aussi des électrons dont le vertex se situe contre la paroi. Le taux total de ces événements non contenus est faible et s'élève à 323 ± 5 *coups/jour*. Le spectre de ces événements est montré sur la figure 5.31. 74% d'entre eux sont des électrons dont le vertex se situe sur la paroi, et

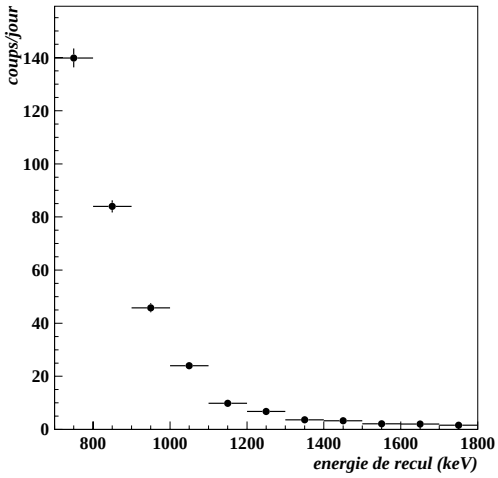


FIG. 5.31 – *Spectre des électrons sortant ou entrant sur la paroi latérale de la TPC (entre 09/1999 et 03/2000)*

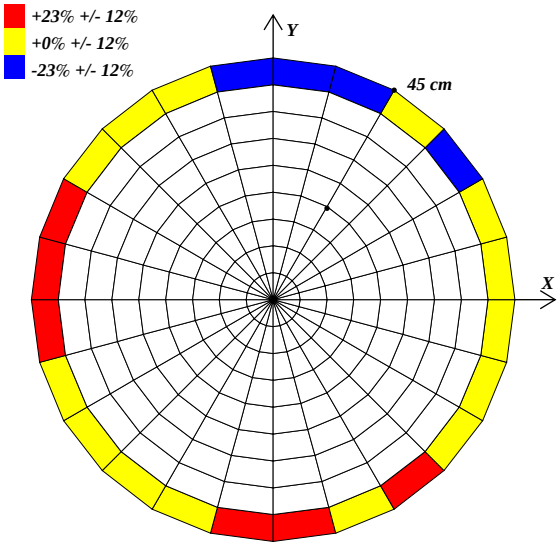


FIG. 5.32 – *Localisation des électrons sortant sur la paroi latérale de la TPC, en variations relatives*

peuvent être attribué à l'activité résiduelle de l'acrylique de la TPC. Leur taux représente 11.9 ± 0.9 *coups/kg/jour*. Leur répartition en fonction de la position du vertex sur la paroi est montrée sur la figure 5.32. Il semble qu'il existe deux *points chauds* situés vers le bas de la TPC et sur un des coté. En ces points on peut avoir un excés d'événements pouvant atteindre 20%. Ce taux reste faible, et dans tous les cas ces événements sont rejetés lors de l'analyse visuelle.

5.2.1.6 Identification des électrons provenant de la cathode

Comme pour le plan de piste, on s'attend à ce que du ^{210}Pb, descendant du ^{222}Rn, soit implanté dans la cathode de la TPC. On peut voir leur contribution à la distribution angulaire projetée des électrons simples auxquels on a préalablement enlevé les électrons simples en provenance de la paroi latérale et de l'anode (figure 5.33). Sur cette figure,

apparaît, en plus d'un fond homogène, une contribution d'événements dirigés vers l'anode. Étant donné que les électrons simples de bruit de fond dans le gaz doivent avoir une distribution homogène, la seule possibilité pour expliquer l'inhomogénéïté observée est de l'attribuer à une activité β pure sur la cathode. Contrairement aux électrons simples en provenance de l'anode, on ne peut signer ceux en provenance de la cathode autrement que visuellement. Ils se confondront alors avec les électrons simples de bruit de fond du gaz qui ont les même angles d'émission! On peut donner une limite supérieure à leur taux, avec un seuil sur l'énergie de recul à 700 keV, en intégrant l'ensemble des électrons émis en direction de l'anode. ce taux s'élève à 192 ± 10 *coups/jour*. Si on attribue tous ces événements à l'activité β du ^{210}Pb, en corrigeant des effets de seuil, et d'autres inéfficacités de détection, on arrive à une activité de 18 ± 1 $\mu Bq/cm^2$ de ^{210}Pb sur la cathode. La valeur trouvée en mesurant le taux d'alphas était d'environ 17 $\mu Bq/cm^2$ (voir paragraphe 5.1.1.2). Ces deux mesures indépendantes sont parfaitement en accord, confirmant la présence d'une activité β pure sur la cathode.

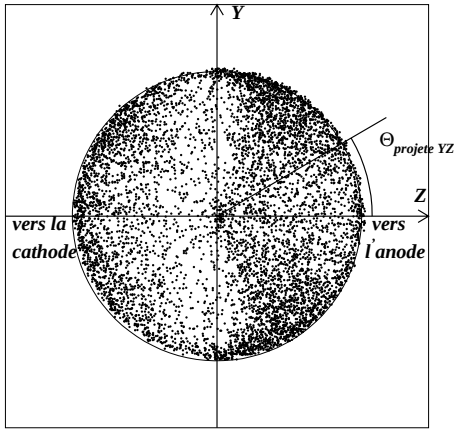


FIG. 5.33 – *Distribution angulaire des électrons simples projeté sur le plan* Y-Z*, aprés soustraction de ceux provenant de l'anode et de la paroi latérale de la TPC*

5.2.2 Candidats électrons simples contenus

Les électrons simples peuvent être diviser en deux catégories: les électrons parfaitements contenus et ceux provenant ou touchant l'une des parois. parmi ces derniers on peut rejeter ceux touchant l'anode, grâce à la vitesse de montée du signal d'avalanche en lumière, et ceux touchant la paroi latérale de la TPC, sur un critère topologique. On ne peut, par contre, pas rejeter ceux provenant de la cathode. Comme ce sont des électrons simple, on ne peut connaître leur coordonnée Z absolue et il est donc impossible de garantir que leur vertex se situe à la profondeur de la cathode. Seul la distribution de leurs angles d'émission indique qu'ils proviennent de la cathode. Ils se confondent avec des électrons émis dans le gaz selon le même angle (voir figure 5.34).
Deux possibilité s'offrent alors:

- utiliser tous ces événements pour rechercher le signal neutrino, en espérant que le bruit de fond lié à l'activité de la cathode soit homogène selon l'angle φ;

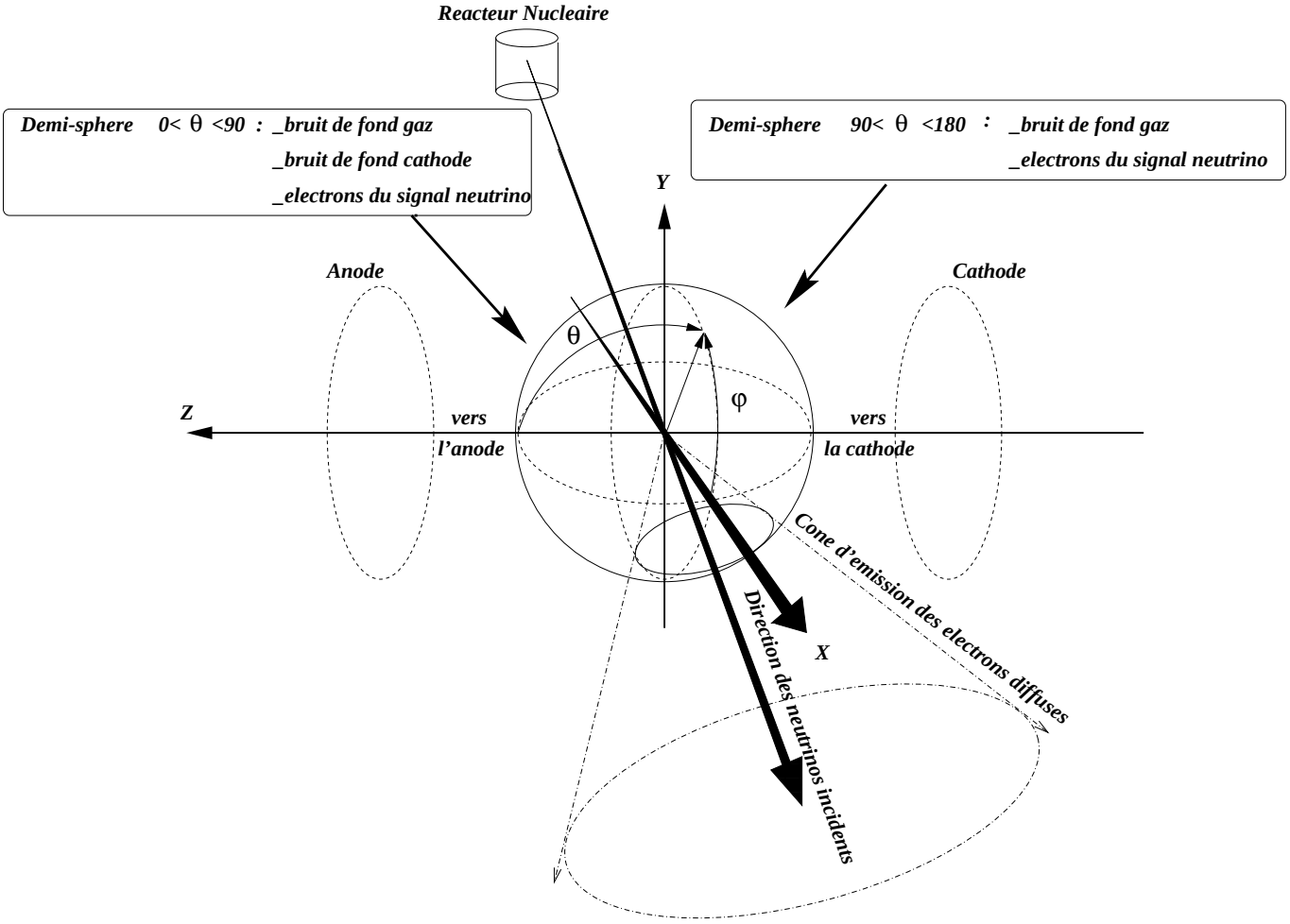


FIG. 5.34 – *Illustration générale de du positionnement et de l'orientation des axes et des angles parrapport au coeur du réacteur.*

– n'utiliser que les événements émis selon la demi-sphère $90. < \theta < 180.$ (voir figure 5.34), pour éliminer toute ambiguité. Cette solution revient à réduire le volume fiduciel par deux, réduisant le signal attendu d'un facteur équivalent.

5.3 Analyse des candidats $\bar{\nu}_e - e^-$

5.3.1 Seuil d'analyse

Il a déjà été mentionné que bien que l'acquisition des événements se fasse avec un seuil à 300 keV, le seuil de dépouillement visuel des angle a été relevé dans un premier temps à 700 keV ou 800 keV. Il a aussi été montré qu'au cours de l'expérience le gain de la TPC a varié pour des raisons liées aux conditions de température et de pression du CF_4. Avec le gain, le seuil a lui aussi évolué. Des corrections peuvent être apportées sur le premier *bin* en énergie des spectres obtenus pour palier à ces problèmes.

Comme il a été vu sur la majorités des spectres d'électrons de bruit de fond, le signal remonte quasi-exponentiellement vers les basses énergies. C'est aussi à basse énergie qu'augmente le signal d'intéraction des neutrinos attendu par courant faible ou par courant électromagnétique. Il semble donc risqué de *manipuler* la zone où le seuil varie, car la sensibilité sur le résultat final est accrue dans cette région. L'analyse et l'interprétation des spectres des électrons conetnus se fera au delà de 800 keV.

5.3.2 Soustraction en ligne du bruit de fond : coupure cinématique

La cinématique de la diffusion $\bar{\nu_e} - e^-$, que nous avons décrite au paragraphe 1.2.1, impose que pour une énergie d'électron donnée, l'angle de diffusion de ce même électron doit être compris entre 0 et θ_{max} de la manière suivante :

$$0. < \theta < \theta_{max} = acos\left(\sqrt{\frac{T}{T+2m_e}}\right) \tag{5.3}$$

Cet encadrement indique que pour chaque énergie de recul d'un électron, il existe un cône d'acceptance, d'ouverture θ_{max}, à l'intérieur duquel l'électron a pu diffuser. La figure 5.35 montre cette dépendance.
Un électron de recul, d'une énergie donnée, dont l'angle de diffusion, par rapport à la direction réacteur-TPC, est compris à l'intérieur de ce cône peut être un candidat $\bar{\nu_e} - e^-$. Pour la même énergie de recul, si l'angle de diffusion de l'électron est supérieur à la valeur θ_{max}, alors l'électron en question ne peut correspondre à la cinématique d'une diffusion $\bar{\nu_e} - e^-$: C'est un électron de bruit de fond. Il se peut que des électrons liés au bruit de fond, répondent fortuitement au critère cinématique de la diffusion avec un neutrino. Ainsi, parmi les électrons acceptés *cinématiquement*, on retrouvera les électrons diffusés par un neutrino, plus des électrons de bruit de fond. On ne peut donc se contenter de ne retenir seulement que les électrons répondant à l'équation 5.3 parmi tous les électrons contenus à notre disposition.

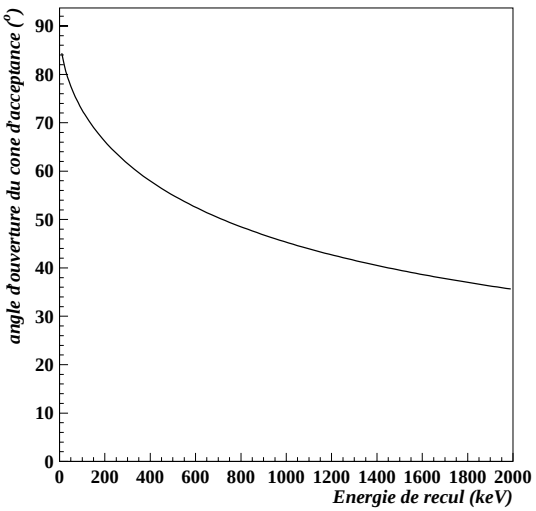


FIG. 5.35 – *Angle maximum d'ouverture du cône d'acceptance des électrons de recul en fonction de leur énergie*

Comme les électrons hors du cône d'acceptance correspondent à du bruit de fond il doit être possible de le retrancher aux candidats de l'équation 5.3. Pour ce faire, deux conditions sont nécessaires :

- que le bruit de fond soit homogène selon l'angle φ, ce qui sera vérifié durant la période d'arrêt du réacteur;
- que la quantité de bruit que l'on retranche, pour une énergie de recul donnée, corresponde au même angle solide que le cône d'acceptance.

Pour remplir cette deuxième condition, il suffit de sélectionner dans le bruit de fond les électrons correspondant à la cinématique inverse de ceux provenant du réacteur : $\pi - \theta_{max} < \theta < \pi$. Cela revient à sélectionner des électrons dont la cinématique correspondrait à celle d'une diffusion par un neutrino en provenance d'un réacteur *virtuel*, placé à l'opposé du vrai réacteur par rapport à la TPC. C'est ce que montre la figures 5.36. Les électrons retenus dans l'acceptance cinématique proviennent des diffusions par

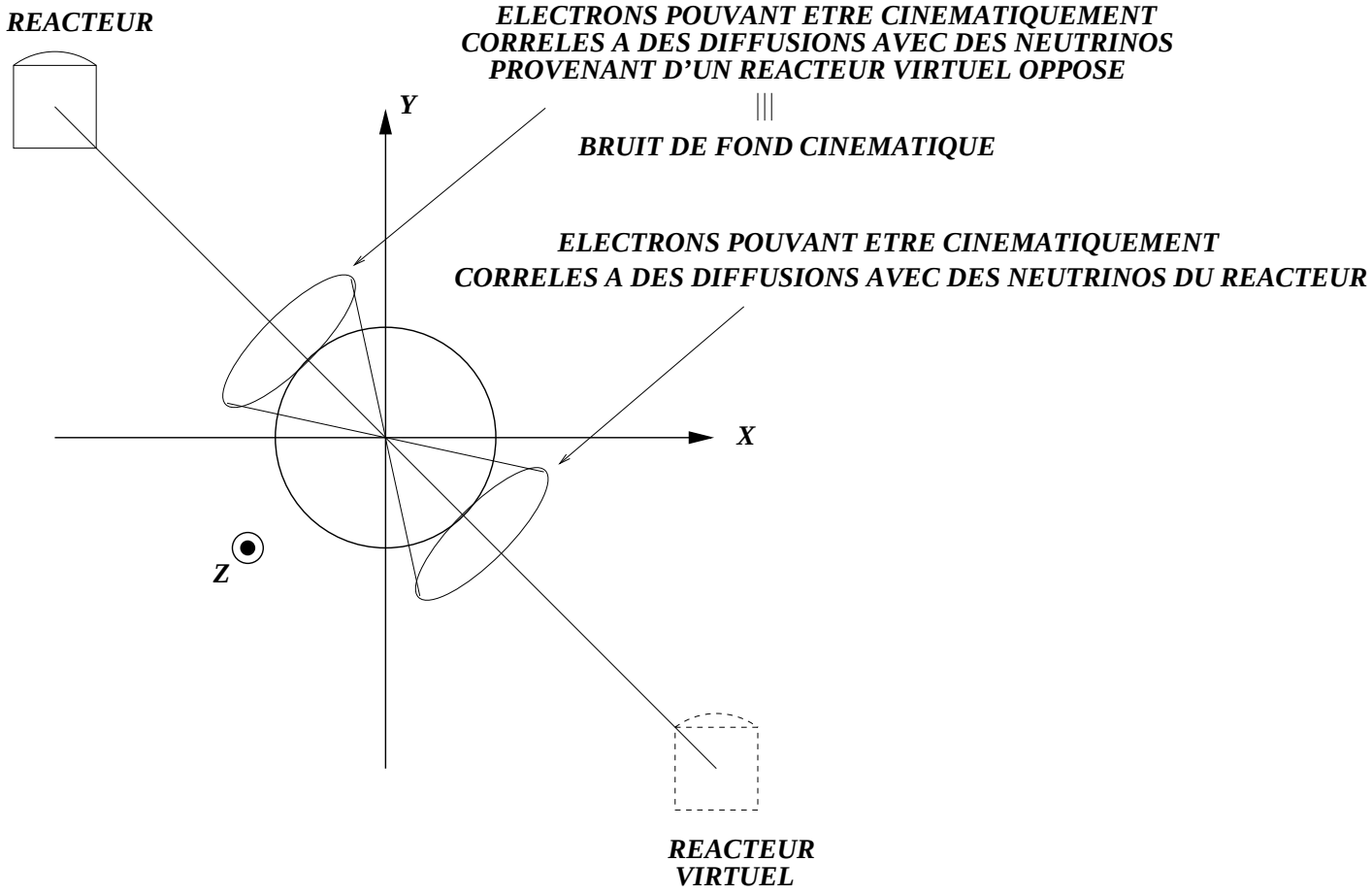


FIG. 5.36 – *Schéma de principe du rejet cinématique en ligne du bruit de fond*

des neutrinos, auxquelles s'ajoute le bruit de fond de la TPC. Les électrons retenus dans la cinématique opposé constituent une mesure **en ligne** de ce bruit de fond. Le spectre des électrons correspondant à des diffusions par des neutrinos devrait alors s'obtenir en soustrayant les spectres du cône cinématique et du cône cinématique opposé selon l'équation symbolique :

$$\text{électrons}_{\bar{\nu_e}-e}(T) = \text{électrons}_{\text{cône cinématique}}(T) - \text{électrons}_{\text{cinématique opposée}}(T) \quad (5.4)$$

5.3.2.1 Utilisation de tous les événements contenus : $0. < \theta < 180.$

Dans un premier temps tous les électrons simples contenus seront utilisé dans cette première analyse. On sait par avance que dans le bruit de fond, vont être inclus les β émis par la cathode. Bien que cela amène une contribution inhomogène selon l'angle θ, rien

n'indique à priori une inhomogénéité selon l'angle φ. La mesure du bruit de fond *OFF*, pendant la période d'arrêt du réacteur (1 mois en août 1999), donne une estimation de l'homogénéité de ce bruit.
Avec un seuil à 800 keV, 38.92 ± 3.03 coups/jour ont été mesurés dans l'acceptance cinématique, contre 37.23 ± 2.95 coups/jour dans la cinématique opposée, donnant une différence de 1.29 ± 4.22 coups/jour. L'excés de coups mesuré traduit le fait que la contribution des événements provenant de la cathode n'est pas parfaitement homogène. Il faut s'attendre à ce que le signal mesuré pendant le fonctionnement du réacteur soit faussé.

L'analyse des données *ON*, pendant le fonctionnement du réacteur fournit les spectres de recul montrés sur la figure 5.37, en ce qui concerne l'acceptance cinématique et la cinématique opposée. La différence entre ces deux spectres est donnée sur la figure 5.38. Il est clair qu'un excés d'événements, qui n'est pas explicable autrement que par une

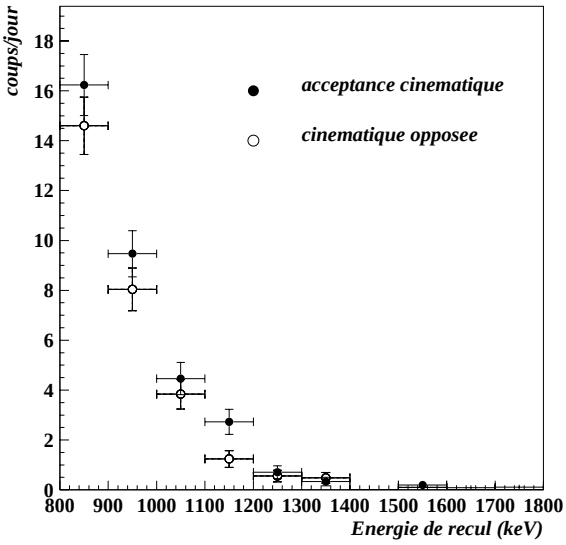


FIG. 5.37 – *Spectre des électrons de recul dans l'acceptance cinématique et dans la cinématique opposée, pour toute la sphère des événements contenus:* $0. < \theta < 180.$

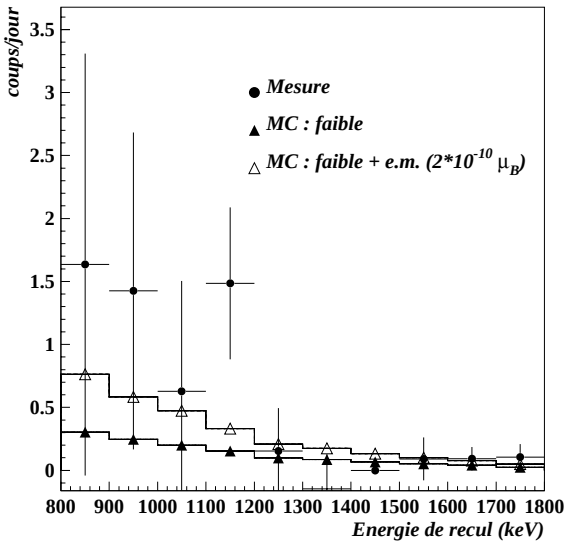


FIG. 5.38 – *Spectre des candidats* $\bar{\nu_e} - e^-$, *avec rejet en ligne cinématique du bruit de fond, pour* $0. < \theta < 180.$

disymétrie du bruit de fond, est observée. L'intégrale de la différence de ces spectres indique un surplus de 5.47 ± 2.40 coups/jour, largement supérieur aux 1.46 coups/jour attendus avec avec l'interaction faible. On notera qu'en tenant compte de l'asymétrie déjà relevée pendant l'arrêt du réacteur, le dépassement observé est compatible avec le signal faible attendu.
Cette analyse semble néanmoins trop altérée par le bruit de fond en provenance de la cathode pour que l'on puisse s'en contenter. Pour contourner ce problème, une analyse n'utilisant que les événements émis dans l'encadrement $90. < \theta < 180.$ (voir figure 5.34) va être faite.

5.3.2.2 Utilisation de la demi-sphère : $90. < \theta < 180.$

La restriction de la sphére des angles d'émission à $90. < \theta < 180.$ (voir figure 5.34) permet d'éliminer tous les événements dont l'angle de diffusion les dirige vers l'anode, donc tous ceux émis par la cathode. La restriction de cet espace des phases de moitié va aussi **réduire le signal attendu d'un facteur deux**, car il coupe de ce facteur le cône d'acceptance cinématique des événements. **Le réduction du bruit de fond**, quant à elle, se trouve réduite **de plus d'un facteur trois**, d'où l'intérêt d'une telle coupure.
On remarque que l'avantage d'un détecteur permettant de reconstituer la cinématique des événements se retrouve non seulement dans sa capacité d'identification géométrique et quantitative des bruits de fond, mais aussi dans son aptitude à les rejeter grâce à des coupures appropriées.

Dans ces conditions, la mesure du bruit de fond *OFF*, pendant la période d'arrêt du réacteur, présente 8.35 ± 1.46 dans l'acceptance cinématique, contre 7.75 ± 1.39 coups/jour dans la cinématique opposée, donnant une différence de 0.60 ± 2.02 coups/jour, avec un seuil à 800 keV. Le bruit de fond moyen semble beaucoup plus symétrique dans cette demi-sphère, bien que l'incertitude statistique augmente, du fait de la réduction du nombre absolu d'événements et du peu de temps de comptage à notre disposition pendant l'arrêt du réacteur.
Les spectres obtenus, durant le fonctionnement du réacteur, dans le demi-cône d'acceptance cinématique et dans le demi-cône de la cinématique opposée sont reportés sur la figure 5.39. Le spectre différence est montré sur la figure 5.40. Il présente une différence totale de 0.32 ± 1.28 coups/jour au delà de 800 keV. C'est ce spectre qui va être comparé

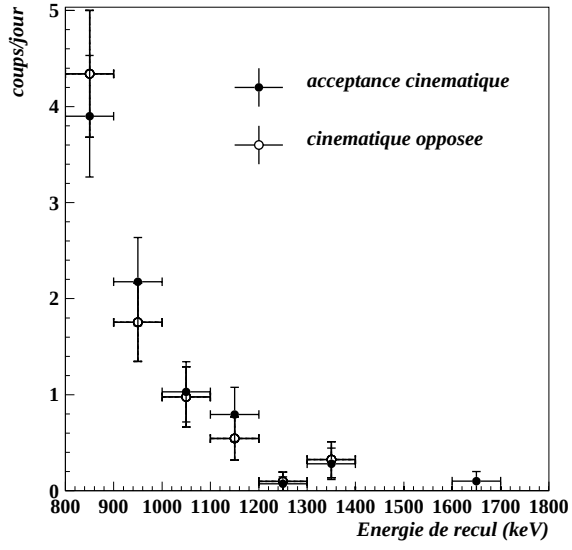


FIG. 5.39 – *Spectre des électrons de recul dans l'acceptance cinématique et dans la cinématique opposée, pour la demi-sphère des événements contenus:* $90. < \theta < 180.$

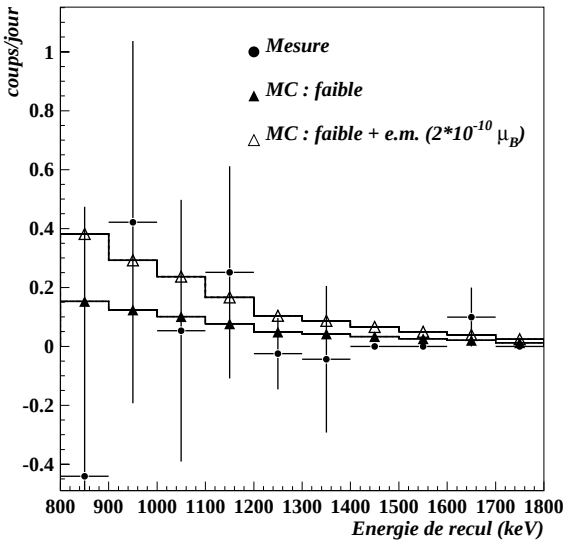


FIG. 5.40 – *Spectre des candidats* $\bar{\nu_e} - e^-$, *avec rejet en ligne cinématique du bruit de fond, pour* $90. < \theta < 180.$

bin à *bin*, à celui du signal faible attendu, et dont les différences par rapport à ce même signal seront inperprétées en terme de moment magnétique pour le neutrino. Cette étude fait l'objet du paragraphe 5.3.5.
On peut, auparavant, s'intéresser à un autre type de soustraction en ligne du bruit de fond. Elle consiste à ne plus employer en détail la cinématique de la diffusion $\bar{\nu_e} - e^-$, qui définit pour chaque énergie de recul un cône d'acceptance, mais simplement à exploiter le fait que cette diffusion se fait *vers l'avant*.

5.3.3 Soustraction en ligne du bruit de fond pour la demi-sphère $90. < \theta < 180.$: coupure avant/arrière

La cinématique de la diffusion $\bar{\nu_e} - e^-$, indique que pour toute les énergies de recul possibles de l'électron, ce dernier est toujours diffusé vers *l'avant* (voir figure 5.35). On peut simplement utiliser cette propriété de la diffusion pour retrancher le bruit de fond en ligne, en soustrayant les événements de la demi-sphère arrière, par rapport à la direction réacteur-détecteur, à ceux de la demi-sphère avant, comme le montre la figure 5.41. Cette méthode de rejet en ligne du bruit de fond présente des avantages et des inconvénients :

- En augmentant l'acceptance du bruit de fond, on augmente ce dernier et on diminue donc son incertitude relative. On peut donc espérer une plus grande stabilité entre le bruit de fond mesuré vers l'avant et celui mesuré vers l'arrière.
- En ne coupant plus selon un cône exact d'acceptance cinématique, on supprime l'inefficacité que la résolution angulaire induit sur cette coupure. On augmente ainsi le signal attendu.
- En augmentant la zone d'acceptance du bruit on diminue l'incertitude relative sur ce dernier, mais dans le même temps on augmente l'incertitude relative sur la différence entre la mesure vers l'avant et celle vers l'arrière.
- Le dernier argument empire encore si avec le bruit n'est pas parfaitement homogène et s'il croit plus vite que l'angle solide.

La seule manière de tester si l'un de ces arguments domine les autres est de réaliser la mesure. Pour ce faire on va se placer dans le cas de l'analyse n'utilisant que la demi-sphère $90. < \theta < 180.$, cette dernière ne contenant pas la zone contaminée par le bruit de fond provenant de la cathode. Encore une fois, il est clair que dans ce type de dépouillement le nombre de coup attendu par rapport à l'utilisation de toute la sphère des angles est divisé par deux. Nous avons par contre aussi démontré que le bruit de fond diminuait quant à lui d'un facteur trois. On sait de plus que dans la zone angulaire contenant les électrons émis par la cathode ($0. < \theta < 90.$), le bruit n'est pas homogène et on peut donc s'attendre à se qu'il croisse plus vite que l'angle solide, d'où l'intérêt à n'utiliser que la partie $90. < \theta < 180.$.

Durant la période d'arrêt du réacteur, la discrimination des événements avec cette coupure donne les résultats suivants avec un seuil à 800 keV : 44.88 ± 3.35 coups/jour dans la demi-sphère *avant*, 45.00 ± 3.36 coups/jour dans la demi-sphère *arrière*, et donc -0.12 ± 4.75

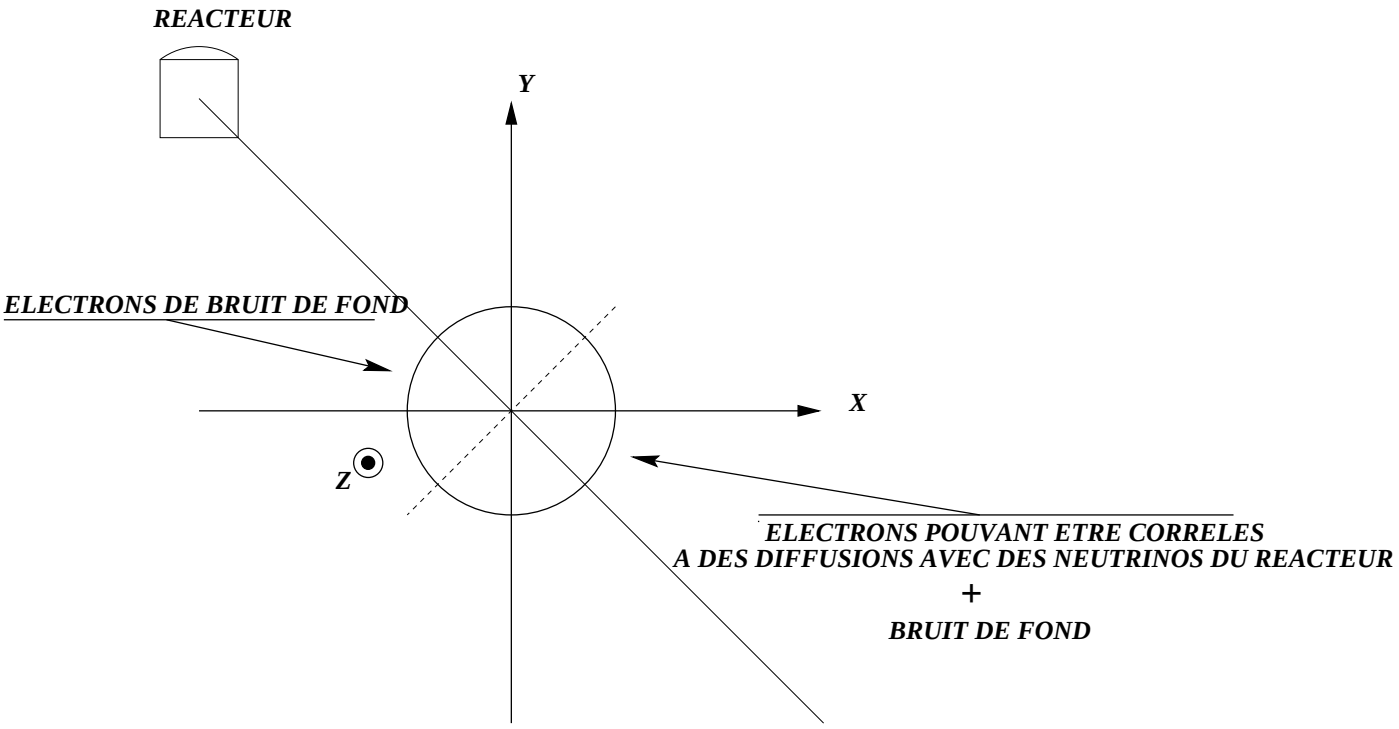


FIG. 5.41 – *Schéma de principe du rejet avant/arrière en ligne du bruit de fond*

coups/jour en différence. Comme on pouvait s'y attendre, les résultats sont individuellements plus stables, mais la différence présente une incertitude élevée.

Les spectres obtenus pendant le fonctionnement du réacteur sont donnés sur la figure 5.42, et leur différence sur la figure 5.43. L'intégrale de cette derniére s'élève à 0.71 ± 2.55 coups/jour. Cette incertitude est elle aussi plus élevée que celle obtenue avec la coupure cinématique.

L'utilisation de la coupure *avant/arrière* pour rejeter le bruit de fond en ligne ne semble pas apporter de meilleur résultat en ce qui concerne les incertitudes obtenues. La répartition de notre bruit de fond ne le permet pas.
Pour bien montrer la différence entre un rejet en ligne du bruit de fond utilisant la méthode avant/arrière ou la méthode des cônes d'acceptance cinématique, une comparaison des spectres obtenus avec le spectre dû aux intéractions faibles va être faite.

5.3.4 Comparaison des résultats avec le signal faible attendu

Le spectre attendu avec ou sans moment magnétique, s'obtient en introduisant dans la simulation, les résolutions en énergie et angulaire mesurées. On réalise ensuite les mêmes coupures que dans le type d'analyse retenue, à savoir :

- utilisation de toute la sphère des événements acceptés : $0. < \theta < 180.$;
- utilisation de la demi-sphère des événements acceptés ne contenant pas le bruit en provenance de la cathode : $90. < \theta < 180.$;

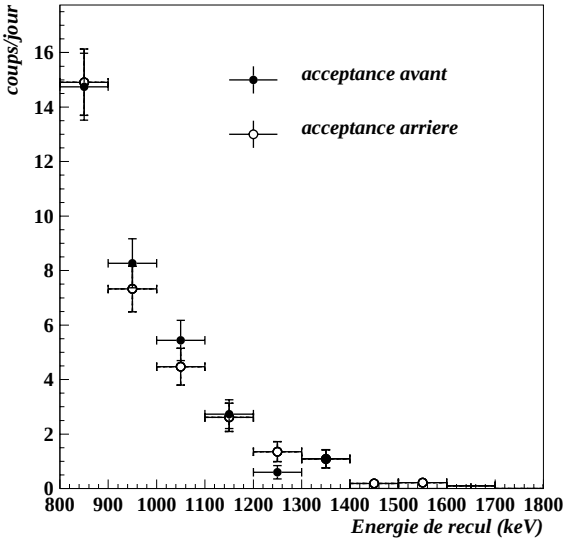


FIG. 5.42 – *Spectre des électrons de recul vers l'avant et vers l'arrière, par rapport à l'axe réacteur-détecteur, pour la demi-sphère des événements contenus :* $90. < \theta < 180.$

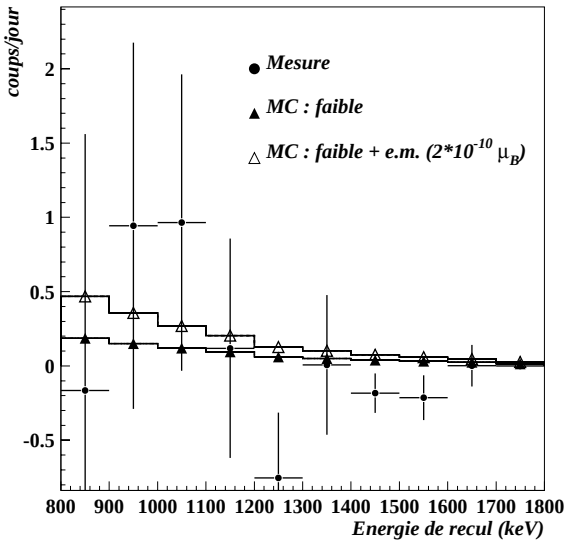


FIG. 5.43 – *Spectre des candidats* $\bar{\nu_e} - e^-$, *avec rejet en ligne avant/arrière du bruit de fond, pour* $90. < \theta < 180.$

– rejet en ligne du bruit de fond selon les cônes d'acceptance cinématiques;

– rejet en ligne du bruit de fond avant/arrière.

Les spectres attendus dans le cas des interactions faibles ont été superposés aux spectres mesurés dans les différentes coupures (voir figures 5.38, 5.40 et 5.43).
Il a déja été montré que l'utilisation de toute la sphère des événements acceptés ($0. < \theta < 180.$) introduit une disymétrie importante dans le rejet en ligne du bruit de fond. La comparaison des spectres de candidats $\bar{\nu_e} - e^-$ au signal attendu dans le cas des interactions faibles va donc être faite uniquement en utilisant les événements de la demi-sphère ($90. < \theta < 180.$) ne contenant pas le bruit provenant de la cathode.
Deux types de rejets en ligne du bruit de fond ont été utilisés :

– soustraire aux événements répondant à la cinématique de la diffusion $\bar{\nu_e} - e^-$, les événements de bruit de fond correspondant à la cinématique opposée;

– soustraire aux événements diffusés dans la demi-sphère *avant* par rapport au réacteur (critère cinématique large), les événements de bruit de fond contenus dans la demi-sphère des directions opposée.

Dans les deux cas, le spectre obtenu est comparé *bin* à *bin* au spectre attendu avec les intéractions faible, en utilisant la méthode des moindres carrés qui suit dans ce cas une loi en χ^2 :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{N} \left(\frac{\lambda \mathcal{W}(I) - \mathcal{N}(i)}{\sigma(i)} \right)^2 \qquad (5.5)$$

où la sommation s'effectue sur les *bins* d'energie. $\mathcal{W}(I)$ représente la valeur du signal faible attendu dans un type de coupure pour une énergie, $\mathcal{N}(i)$ le signal mesuré à la même énergie et pour la même coupure. L'incertitude $\sigma(i)$ est dominée par l'incertitude portant sur $\mathcal{N}(i)$.

La minimisation est effectuée entre 800 keV et 1600 keV, l'acceptance du détecteur au delà de cette énergie étant faible. Le résultat pour les deux types de coupures, est porté sur la figure 5.44. Son interprétation amène deux remarques.
Le spectre obtenu par la méthode avant/arrière n'est pas compatible avec la section efficace faible $\sigma_{exp}/\sigma_{weak} < 0.75\ (68\%CL)$. En effet même si le résultat intégral, 0.71 ± 2.55 coups/jour, n'est pas très éloigné du taux attendu, 0.804 coups/jour, sa distribution spectrale réalise des excursions trop importantes autour du signal attendu (voir figure 5.43), et notamment dans la région négative. Cela peut s'expliquer par la trop grande acceptance au bruit de fond que permet la coupure avant/arrière. Le spectre différentiel du bruit de fond entre ces deux demi-sphères n'est probablement pas homogène, et bien qu'en moyenne le bruit de fond se stabilise en augmentant son acceptance, sa contribution au spectre des candidats neutrinos est destructive. Ce type d'analyse n'aurait pas été possible avec un détecteur intégral.
Le spectre obtenu avec les critères cinématiques stricts est, quant à lui, compatible avec le signal attendu dans le cadre du modèle standard. Les incertitudes statistiques n'autorisent pas une grande précision sur sa mesure, mais une première estimation la porte à : $\sigma_{exp}/\sigma_{weak} < 2.\ (68\%CL)$.

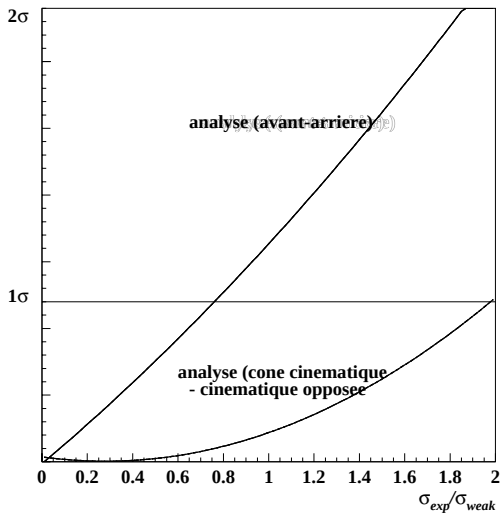


FIG. 5.44 – *Minimisation du rapport entre la section efficace $\bar{\nu_e} - e^-$ mesurée, σ_{exp}, et la section efficace attendu dans le modèle standard, σ_{weak}*

Il semble qu'une étude du spectre des candidats $\bar{\nu_e} - e^-$ en terme de moment magnétique du neutrino ne soit intéressante que dans le cas d'une sélection des événements et d'un rejet du bruit de fond basés sur des critères cinématiques. Une acceptance trop large détruit en partie le signal que l'on peut attendre en créant notamment une structure dans le spectre mesuré, qui le rend incompatible avec le signal attendu dans le cadre des interactions faibles.

Il est intéressant de comparer ces résultat, à ceux qu'auraient donné une étude intégrale, ne prenant en compte que l'intégrale des spectres.
L'analyse *avant/arrière* intégrale donne comme rapport : $\sigma_{exp}/\sigma_{weak} = 0.88 \pm 3.17$. Ce résultat est pour le moins différent de celui trouvé avec une analyse *bin à bin* du spectre. On explique facilement cela si l'on se réfère à la forme du spectre de recul (figure 5.43). On

voit qu'entre 800 et 1200 keV, le spectre présente un excés d'événements, alors qu'entre 1200 et 1600 keV c'est un manque d'événements qui est constaté par rapport au spectre dû aux interactions faibles. Ces différences s'auto-détruisent dans une analyse intégrale, seule subsiste l'importance des incertitudes; d'où ce résultat proche du signal attendu, mais dont l'incertitude est grande.
L'analyse *cinématique* intégrale donne, quant à elle : $\sigma_{exp}/\sigma_{weak} = 0.48 \pm 1.92$. ce résultat est moins éloigné de la mesure faites avec l'analyse *bin à bin* du spectre. Cela vient du fait que le spectre de l'analyse cinématique, est plus proche, pour chaque intervalle d'énergie, du spectre attendu (voir figure 5.40). Il ne s'en éloigne jamais hors des incertitudes.

On voit là l'avantage à avoir un détecteur permettant de travailler sur tout un spectre. La forme du spectre compte elle aussi dans l'analyse, même si l'intégrale est plus proche de la valeur attendue.

5.3.5 Analyse du signal neutrino en terme de moment magnétique

Comme le nombre d'interactions attendues par courant faible dans le détecteur est connu, l'observation d'un excés d'événements, sur ce taux global serait une indication d'un moment magnétique non nul pour le neutrino. C'est sur ce principe qu'ont été basés jusqu'à présent les mesures du moment magnétique auprès des réacteurs nucléaires. On améliore notablement le sensibilité en utilisant l'information fournie par tout un spectre de recul, plutôt qu'en utilisant simplement son intégrale. On compare alors pour chaque intervalle d'énergie le spectre attendu au spectre obtenu. La présence d'un moment magnétique ne s'interprète pas seulement par une augmentation du nombre global de coups, mais aussi par une compraraison de la forme de cette augmentation. La présence d'une interaction via un courant électromagnétique doit surajouter plus de coups à basse énergie de recul qu'à haute.

Bien que l'étude ne soit menée qu'avec les événements contenus dans la demi-sphère $90. < \theta < 180.$, et uniquement dans le cas d'un rejet en ligne du bruit de fond basé sur les critères cinématiques, les spectres attendus avec un moment magnétique de $2.\ 10^{-10}\ \mu_B$, ont été superposés aux spectres mesurés dans les différentes coupures sur les figures 5.38, 5.40 et 5.43.
La valeur limite du moment magnétique sera trouvée par la méthode des moindres carrés utilisant une fonction de vraissemblance dépendant de deux paramètres libres, α et $\mu^2_{\bar{\nu_e}}$:

- $\mu^2_{\bar{\nu_e}}$ est le carré du moment magnétique;
- α est le facteur de normalisation absolue entre le nombre total d'événements attendus, dépendant donc de la valeur du moment magnétique, et le nombre total d'événements mesurés.

Ce facteur α traduit en fait l'incertitude sur la connaissance de la norme du spectre de neutrinos émis: puissance du réacteur, burnup, distance réacteur-TPC...). Dans les spectres attendus ont été calculés dans notre cas avec un burn-up moyen. L'incertitude sur la norme du signal attendu, sans être mesurée en détail, peut être majorée à hauteur de

5%. Cette incertitude systématique n'a pas besoin, dans l'état actuel, d'être rafinée outre mesure, l'incertitude statistique sur les données mesurées étant largement supérieure.
La fonction de vraissemblance des paramètres α et $\mu^2_{\bar{\nu}_e}$ s'écrit donc comme un produit de densités de probabilités (d.p.) indépendantes:

$$\mathcal{L}(\alpha, \mu^2_{\bar{\nu}_e}) = \underbrace{\frac{1}{\sigma_\alpha\sqrt{2\pi}} exp\left(-\frac{(\alpha-1)^2}{2\,\sigma^2_\alpha}\right)}_{f_\alpha} \times \prod_{i=1}^{N} \underbrace{\frac{1}{\sigma(i)\sqrt{2\pi}}\, exp\left(-\frac{(\alpha(\mathcal{W}(I)+\mu^2_{\bar{\nu}_e}\mathcal{EM}(I)) - \mathcal{N}(i))^2}{2\,\sigma^2(i)}\right)}_{f_i} \quad (5.6)$$

où :

- f_α est la d.p. du paramètre de normalisation absolue α. f_α suit une loi normale centrée sur la valeur moyenne **1**, car on connait, à priori, le nombre de neutrinos émis. Son écart type vaut σ_α que nous avons précédemment estimé à 5%.
- f_i est la d.p. associée au $i^{\text{ème}}$ intervalle d'énergie du spectre de recul. Elle dépend du nombre d'interactions attendues à cette énergie pour le signal faible $\mathcal{W}(I)$ et pour le signal électromagnétique[7] $\mathcal{EM}(I)$, ainsi, bien entendu, que du nombre d'interactions effectivements mesurées $\mathcal{N}(i)$. L'incertitude $\sigma(i)$ est dominée par l'incertitude portant sur $\mathcal{N}(i)$.

La méthode des moindres carrés consiste alors à minimiser la fonction :

$$\kappa^2(\alpha, \mu^2_{\bar{\nu}_e}) = -2ln\mathcal{L}(\alpha, \mu^2_{\bar{\nu}_e}) + constante \quad (5.7)$$

Dans la limite où le nombre d'intervalles d'énergie étudié, N, tend vers l'infini, la loi κ^2 suit une loi en χ^2 à un degrès de liberté. Dans notre cas N vaut 10 et les valeurs critiques en-dessous desquels se trouve 68% et 90% des réalisations de la grandeur κ^2 sont respectivement 1.2 et 3.0.[8]

Dans notre cas, la minimisation se fait entre 800 keV, qui est le seuil indépendant des fluctuations du gain, et 1600 keV. Le résultat pour les paramètres α et $\mu^2_{\bar{\nu}_e}$ est donné sur la figure 5.45, où les contours à 68%CL et 90%CL obtenus avec les données expérimentales sont reportés.

Le résultat numérique sur le moment magnétique est :

$$\mu_{\bar{\nu}_e} \leq 1.97\,10^{-10}\,\mu_B\ (68\%CL)$$

$$\mu_{\bar{\nu}_e} \leq 2.66\,10^{-10}\,\mu_B\ (90\%CL)$$

7. Avec $\mu_{\bar{\nu}_e} = 10^{-10}\mu_B$.
8. Par comparaison, la loi en χ^2 à un degrès de liberté vaut 2.706 pour 90% des réalisations.

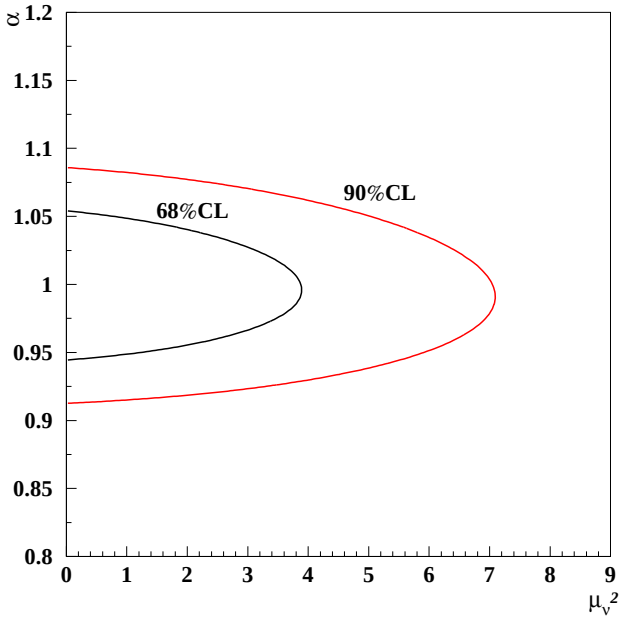


FIG. 5.45 – *Contours d'exclusions à 68% et 90% CL, sur le carré du moment magnétique du neutrino obtenus avce les donnés expérimentales de MUNU, dans le cas d'un rejet en ligne du bruit de fond basé sur la cinématique de la diffusion* $\bar{\nu_e} - e^-$.

5.4 MUNU phase II : premiers résultats

En conservant le détecteur dans son état au moment de la prise des données qui ont servies à obtenir ce résultat (de juillet 1999 à mars 2000), l'amélioration de la limite obtenue ne pouvait se faire qu'en augmentant la durée de comptage pour diminuer les incertitudes statistiques. Une évaluation a montré qu'au mieux, cette limite pourrait être ramenée à une valeur de $\sim 10^{-10}\ \mu_B\ (90\% CL)$ pour un an de prise de données.[9] Cett grandeur reste supérieur à la sensibilité prévue du détecteur ($0.3 \sim 0.5\ 10^{-10}\ \mu_B$). La principale raison à cette limitation vient de la contamination de la cathode, qui ne permet d'utiliser que la moitié des événements à notre disposition (demi-sphère $90. < \theta < 180.$).
La décision de remplacer la cathode incriminée par une cathode *propre*, avant la nouvelle période d'arrêt du réacteur, en août 2000, à été prise, malgré le risque que représente une ouverture totale du détecteur tant du point de vue du fonctionnement que la basse activité. L'opération a eu lieu entre mars et avril 2000. Quelques semaines supplémentaires ont été nécessaires pour retrouver le point de fonctionnement de l'ensemble du détecteur. Une nouvelle prise de données, avec le détecteur MUNU dans sa phase II, est actuellement en cours. Les premiers résultats sur le niveau d'activité dans la TPC vont être exposés ici, ainsi que les premiers spectres d'électrons de recul contenus. L'analyse angulaire de ces derniers se fait maintenant avec un seuil de 300 keV.

9. avec un temps mort moyen de 60%

5.4.1 Taux d'α et activité dans la TPC

Nous avons déjà exposé les méthode employées pour discriminer les particules entre elles et notamment pour reconnaître les α. Il a aussi été montré que le taux d'alpha dans le gaz et sur la cathode est l'indicateur le plus fins d'une éventuelle activité. Nous en viendrons donc directement à la présentation des premiers résultats des mesures.

Préalablement avant son installation dans le détecteur, le cuivre de la cathode a été mesuré avec une jonction au germanium, et aucune activité γ n'a été relevée. De plus, immédiatement avant sa mise en place dans la TPC elle a subit un décapage chimique pour éliminer tout dépôt accidentel durant son transport et sa manipulation. L'analyse des résultats a néanmoins révélé une très faible activité α, à hauteur de $(0.28 \pm 0.02)\ 10^{-2}\ Hz$. Ce résultat est à comparer aux $5.5\ 10^{-2}\ Hz$ sur l'ancienne cathode. **L'activité α de la cathode a été améliorée d'un facteur 20**. Comme aucune activitée γ n'a été mise en évidence, on peut attribuer ce taux résiduel à une implantation de ^{210}Pb, due au radon présent dans l'atmosphère, et auquel le cuivre a été exposé depuis sa fabrication, jusqu'à son conditionnement dans notre TPC. Dans cette hypothèse, l'activité due au ^{210}Pb s'élève à $0.86 \pm 0.01\ \mu Bq\, cm^{-2}$.[10] On notera qu'une telle mesure d'activité, liée à l'observation d'α, est impossible dans d'autres types de détecteurs.

En ce qui concerne l'activité du CF_4, un taux d'alpha de $(0.3 \pm 0.02)\ 10^{-2}\ Hz$ a été mesuré, contre $2.\ 10^{-2}\ Hz$ pour MUNU dans sa phase I. **L'activité α dans le gaz de la TPC est, quant à elle, améliorée d'un facteur 7**. Cette amélioration peut être liée à deux changements :

- après le changement de la cathode, l'ensemble du CF_4 a été renouvelé;
- le piège à charbon actif a été remplacé par un simple serpentin baignant dans l'alcool à $-80\,^{o}C$.

Ce dernier argument est paradoxal, car le piège à charbon actif est sensé capturer le radon présent dans le gaz. Néanmoins son remplacement par un serpentin supprime une partie de la matière en contact avec le tetrafluorocarbone. Un tout dernier élément de changement repose sur le fait que ce serpentin est nettoyé pratiquement toute les deux semaines, contre 4 à 8 semaines avec le charbon actif.
Si l'on attribue l'ensemble de cette activité à la présence de ^{222}Rn, échappé des éléments de la circuiterie, on trouve une activité de $0.5\ mBq\ m^{-3}$.[11] ce résultat est probablement l'un des meilleurs jamais obtenu pour une cible gazeuse.

Ces résultats sont encourageants, et une nouvelle campagne de prise de données a commencé en juin 2000. Comme chaque année, le réacteur de la tranche 5 de la centrale de Bugey a été arrété, pour renouveler le combustible, en août 2000, et l'acquisition des événements du OFF est actuellement en cours. Une limite sur le moment magnétique du neutrino d'un ordre de grandeur de quelques $10^{-11}\ \mu_B$ est atteignable, sous réserve que le bruit de fond en électrons simples se soit amélioré avec les changement effectués. L'analyse des premiers événements est actuellement en cours.

10. contre 17 $\mu Bq\, cm^{-2}$ sur l'ancienne cathode
11. à comparer aux 3.2 $mBq\ m^{-3}$



Conclusion

Le détecteur MUNU a été construit dans le but d'étudier la diffusion $\bar{\nu_e} - e^-$ à basse énergie, avec pour objectif d'abaisser la limite existante sur le moment magnétique du neutrino. La gamme d'énergie intéressante à explorer couvrant celle de la radioactivité naturelle, l'utilisation de matériaux de faible activité ainsi que d'un blindage actif anti-Compton est indispensable pour augmenter le rapport entre le signal attendu et le bruit de fond. L'utilisation, comme cible et détecteur principal, d'une Chambre à Projection Temporelle, permet de reconstituer la trajectoire des électrons diffusés. Elle se base sur les propriétés des 11 kg de gaz utilisé comme cible : le tetrafluorocarbone. La cinématique de la réaction est alors exploitée pour ne sélectionner que les électrons candidats à une diffusion avec un neutrino incident, ainsi que pour rejeter en ligne le bruit de fond. Il faut souligner que l'utilisation d'une TPC d'un volume de 1 m^3 avec une anode non segmentée de plus de 6300 cm^2, travaillant à si basse énergie (seuil d'acquisition à 300 keV) est une première technologique.

Outre l'estimation et le suivi de leurs qualités de fonctionnement, il a été montré, au cours de ce document, que l'utilisation conjointe d'une TPC et d'un système de détection de lumière présentait de nombreux avantages dans la discrimination des particules et le rejet du bruit de fond :
- identification et rejet en ligne des événements corrélés au passage d'un muon cosmique, ou à la présence d'un gamma en coïncidence;
- mesure de l'énergie déposée dans la TPC grâce à la collection des charges sur la chambre multifils, mais aussi grâce à la détection de la lumière de scintillation du gaz lors de l'avalanche des électrons d'ionisation;
- identification des particules alphas en corrélant leur dépôt de charge avec l'observation d'une scintillation primaire du gaz lors de leur émission;
- marquage des électrons traversant, ou provenant, de l'anode avec la vitesse de montée du signal d'avalanche en lumière.

L'identification de ces différentes composantes du bruit de fond a aussi facilité la mesure et le suivi de plusieurs paramètres liés au fonctionnement de la TPC, comme les variations de gain d'anode, la vitesse de dérive ou les conditions de scintillation du CF_4. La comparaison de ces derniers avec les estimations issues de simulations, se basant sur les coefficients de transport dans le CF_4, fut un guide dans la compréhension de tous les modes de fonctionnement de la TPC.
Le recoupement des différentes mesures entre les particules alphas et les électrons a permis de diagnostiquer et de quantifier l'origine du bruit de fond observé, et ainsi non seulement

de mieux orienter l'analyse des électrons de recul, mais aussi de remplacer les parties du détecteur incriminées.

Enfin, la qualité d'imageur de la TPC s'est révélée être un atout majeur quand au rejet en ligne du bruit de fond parmis les électrons simples. La reconstitution de la cinématique de la diffusion sélectionne les candidats à une diffusion $\bar{\nu_e} - e^-$, et soustrait au spectre de ces derniers celui des électrons mesuré dans la cinématique opposée.
Une analyse préliminaire des premiers résultats de MUNU, dans sa phase I, correspondant à 24 jours de données, donne une limite sur le moment magnétique du neutrino compatible avec les limites actuellements existantes : $\mu_{\bar{\nu_e}} \leq 1.97\,10^{-10}\,\mu_B$ $(68\%CL)$.
La remise à niveau du détecteur MUNU et la réduction du bruit de fond observée après cette dernière laisse tout lieu de penser qu'une limite plus basse sera atteinte avec les données actuellement en cours d'acquisition.



Annexe A

Spectres Électron Unique le 09/11/1999

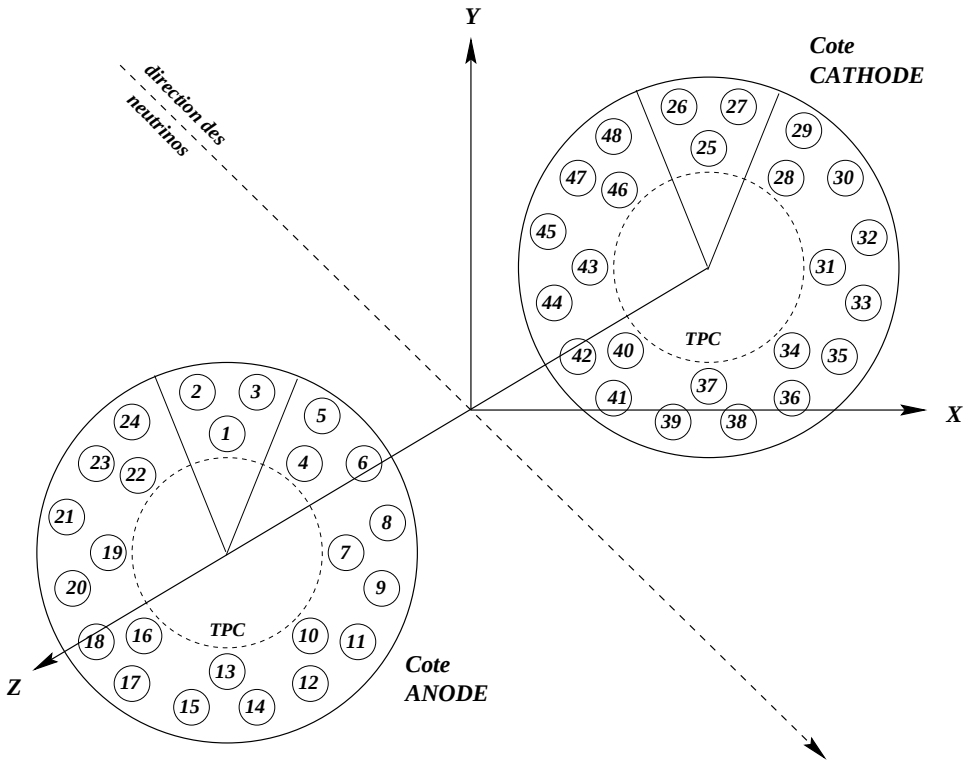
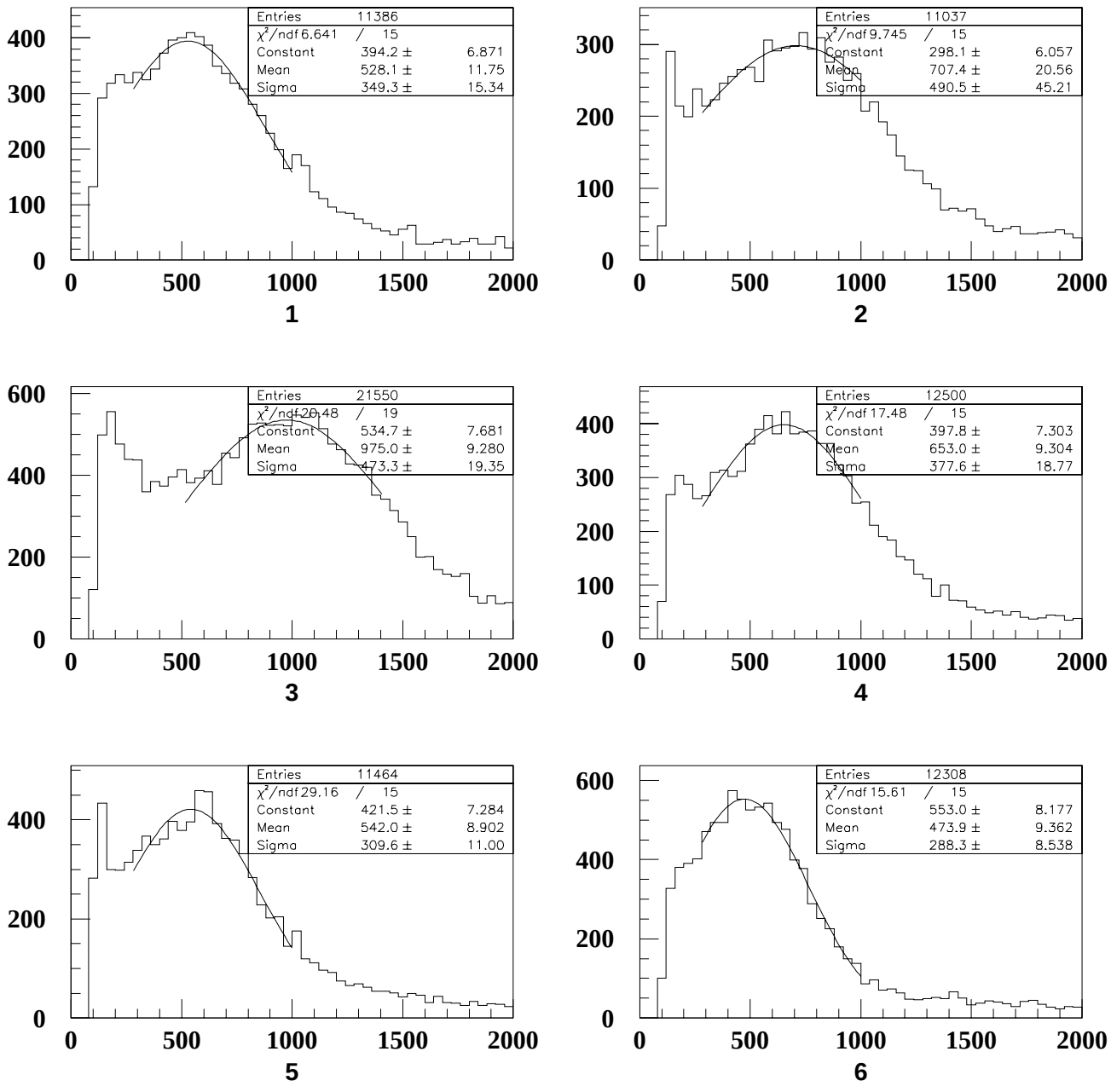
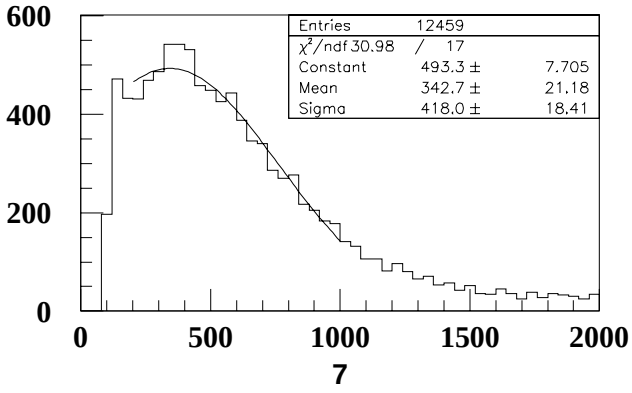


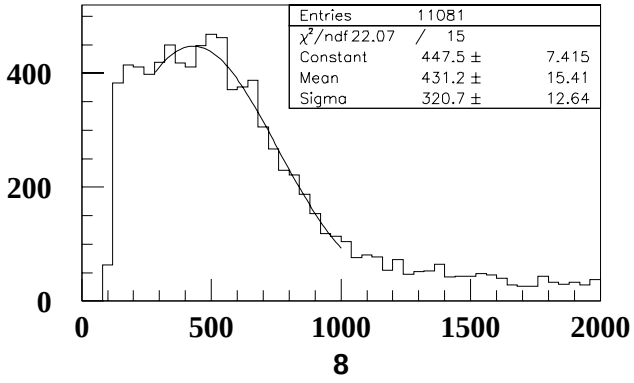
FIG. A.1 – *Convention d'orientation du détecteur et de numérotation des PMs*

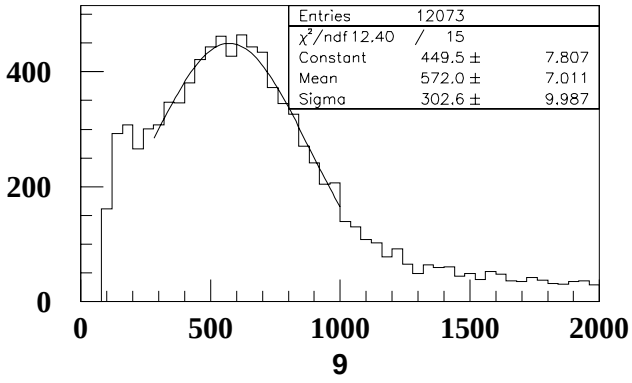
Spectre photo-electron unique, RUN 394, 09/11/1999

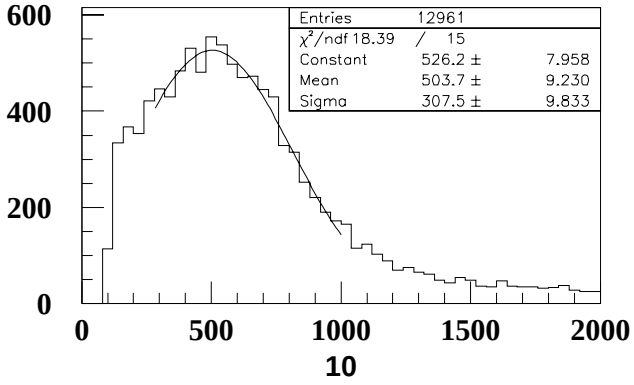


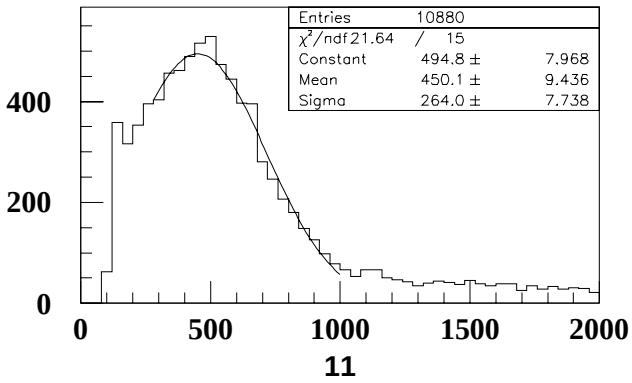
Spectre photo-electron unique, RUN 394, 09/11/1999

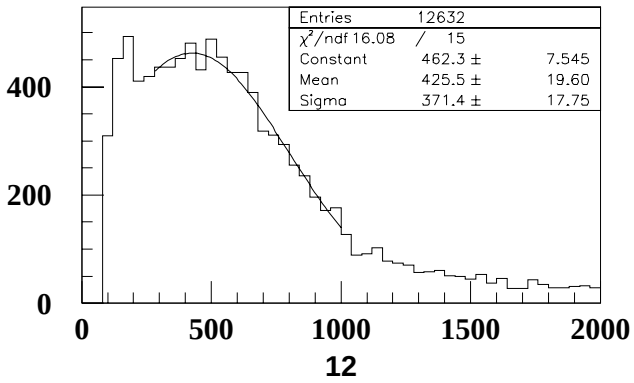




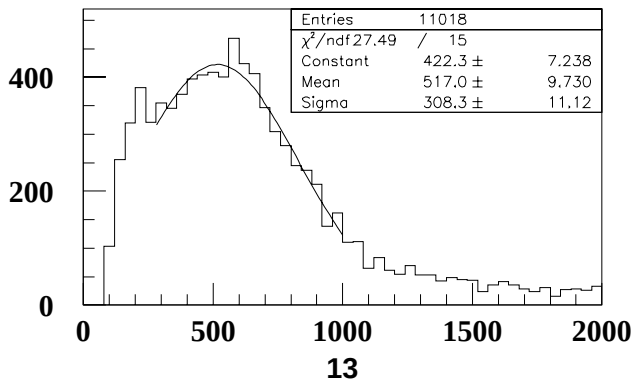




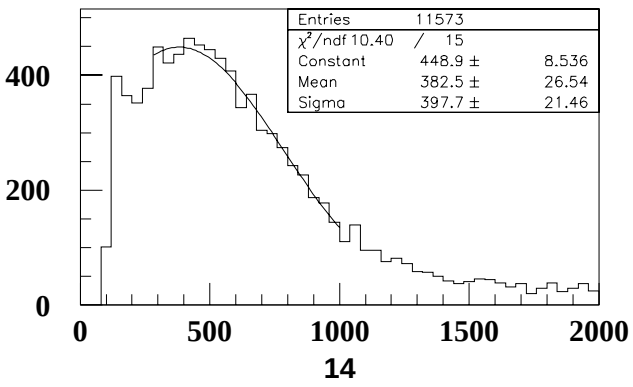




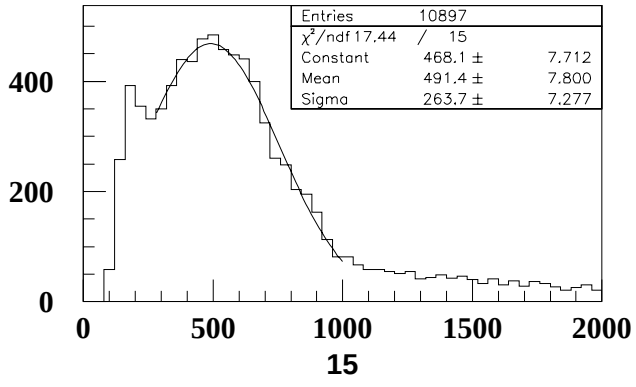
Spectre photo-electron unique, RUN 394, 09/11/1999



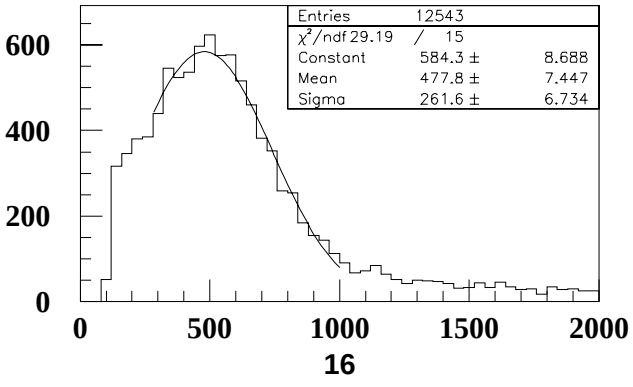
13



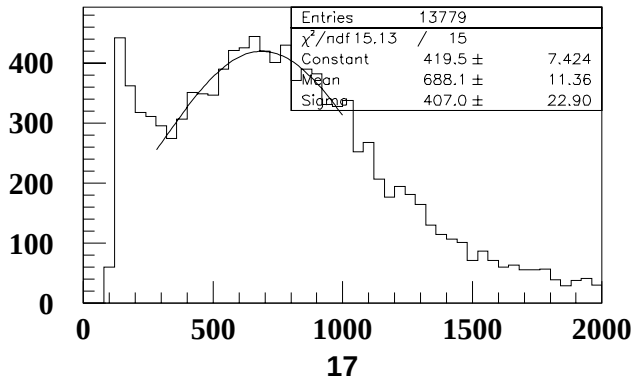
14



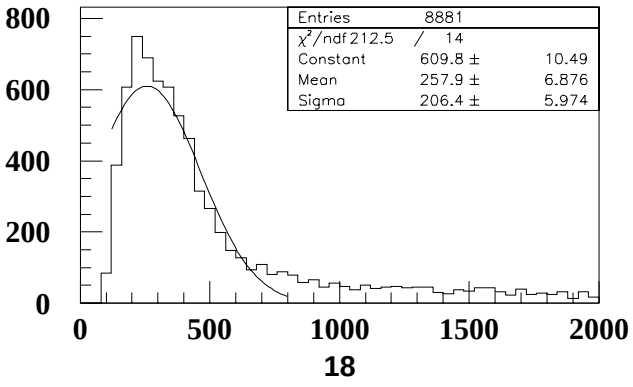
15



16

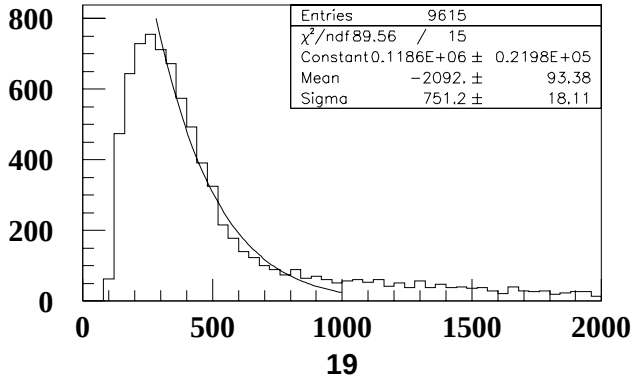


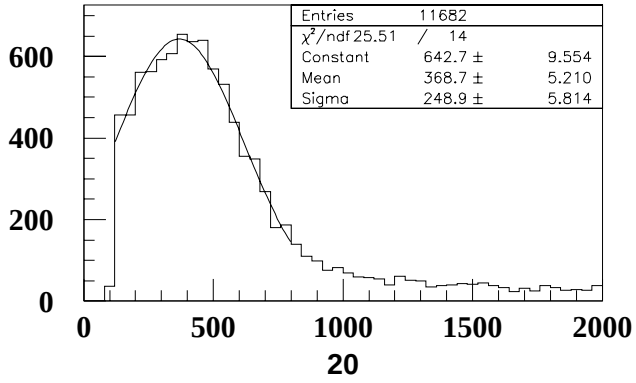
17

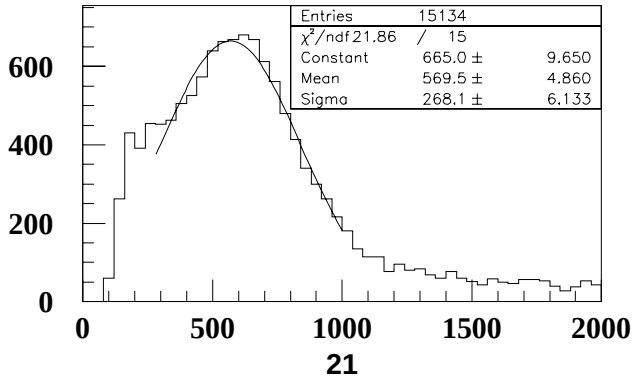


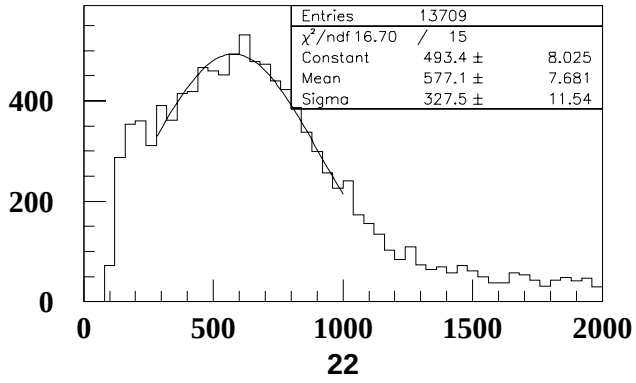
18

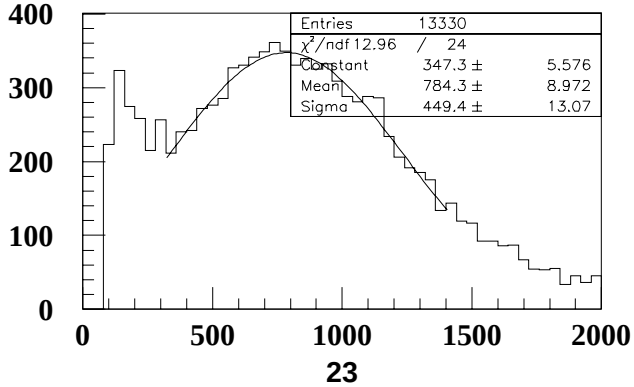
Spectre photo-electron unique, RUN 394, 09/11/1999

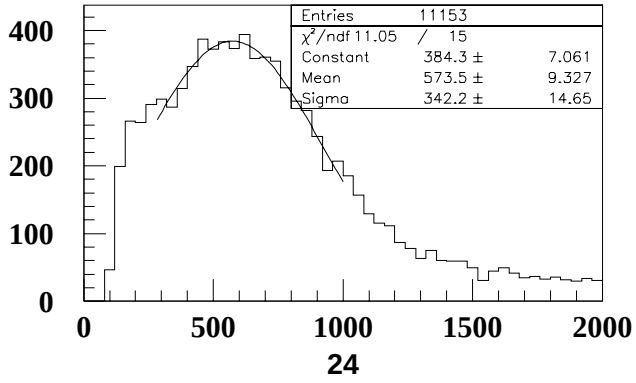




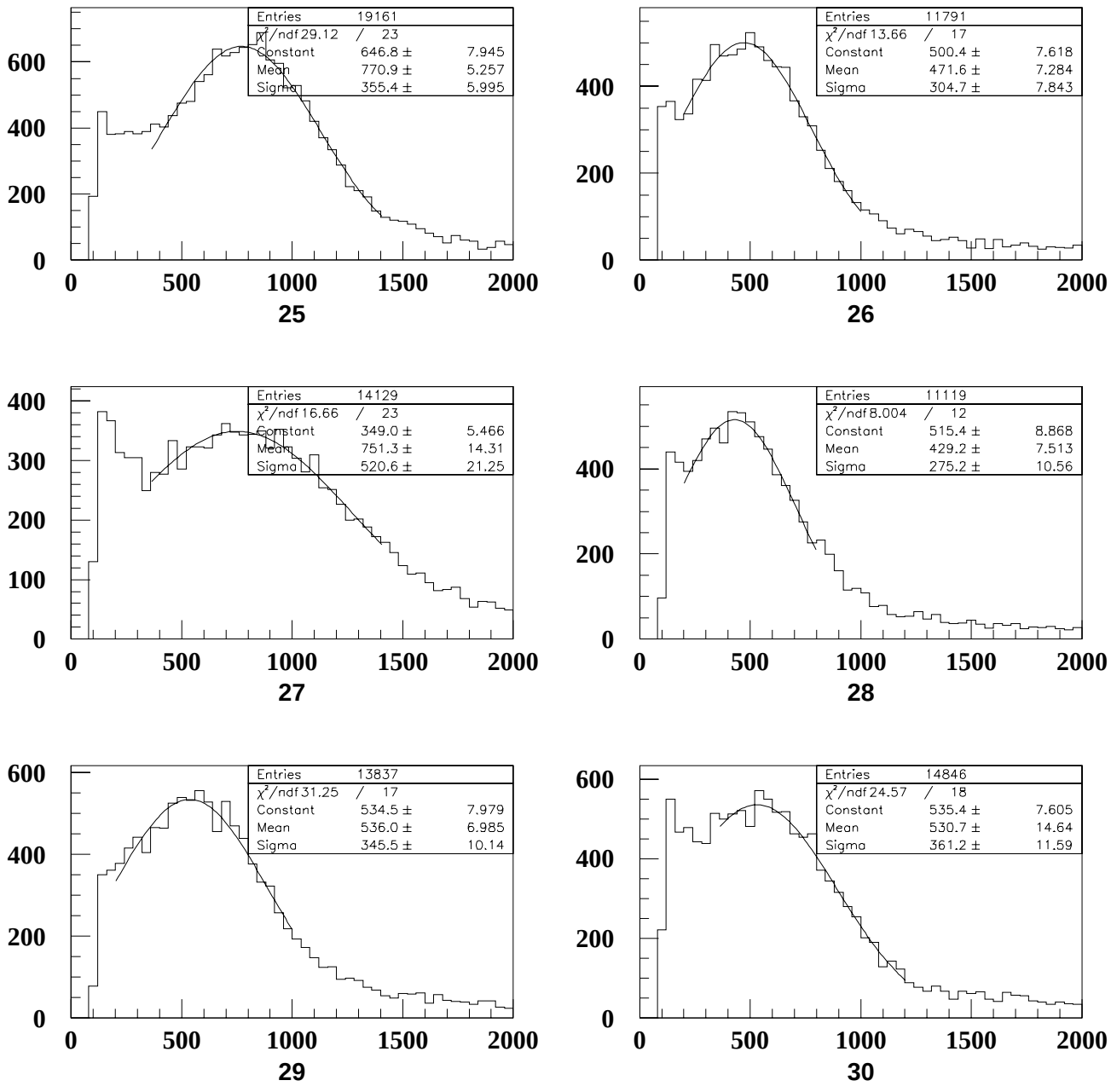




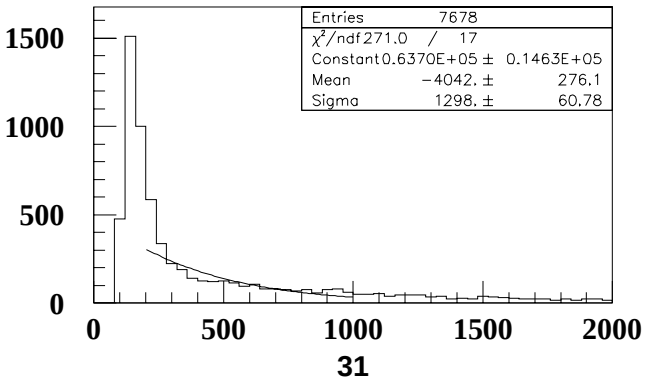


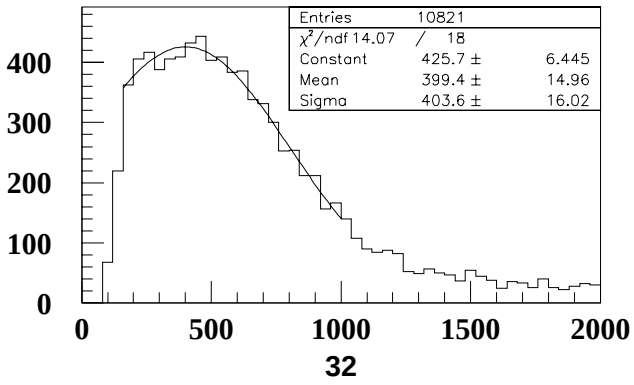


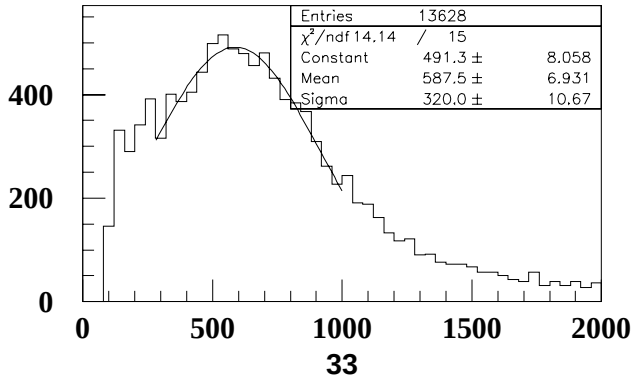
Spectre photo-electron unique, RUN 394, 09/11/1999

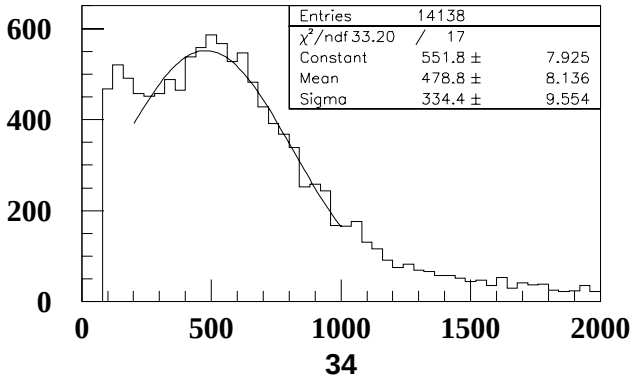


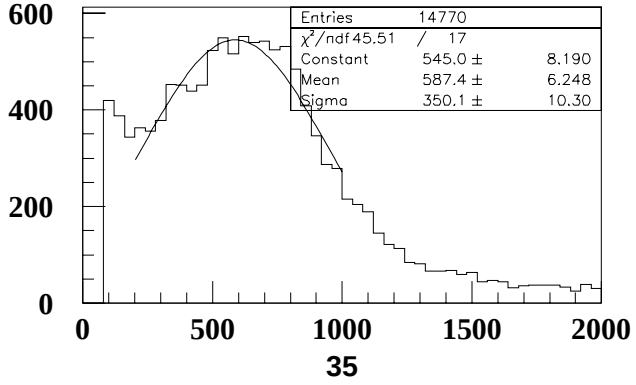
Spectre photo-electron unique, RUN 394, 09/11/1999

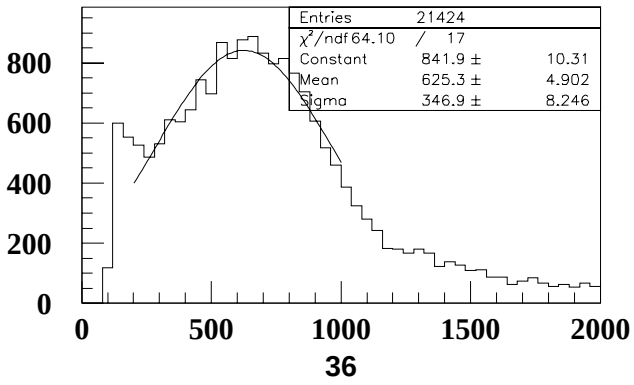




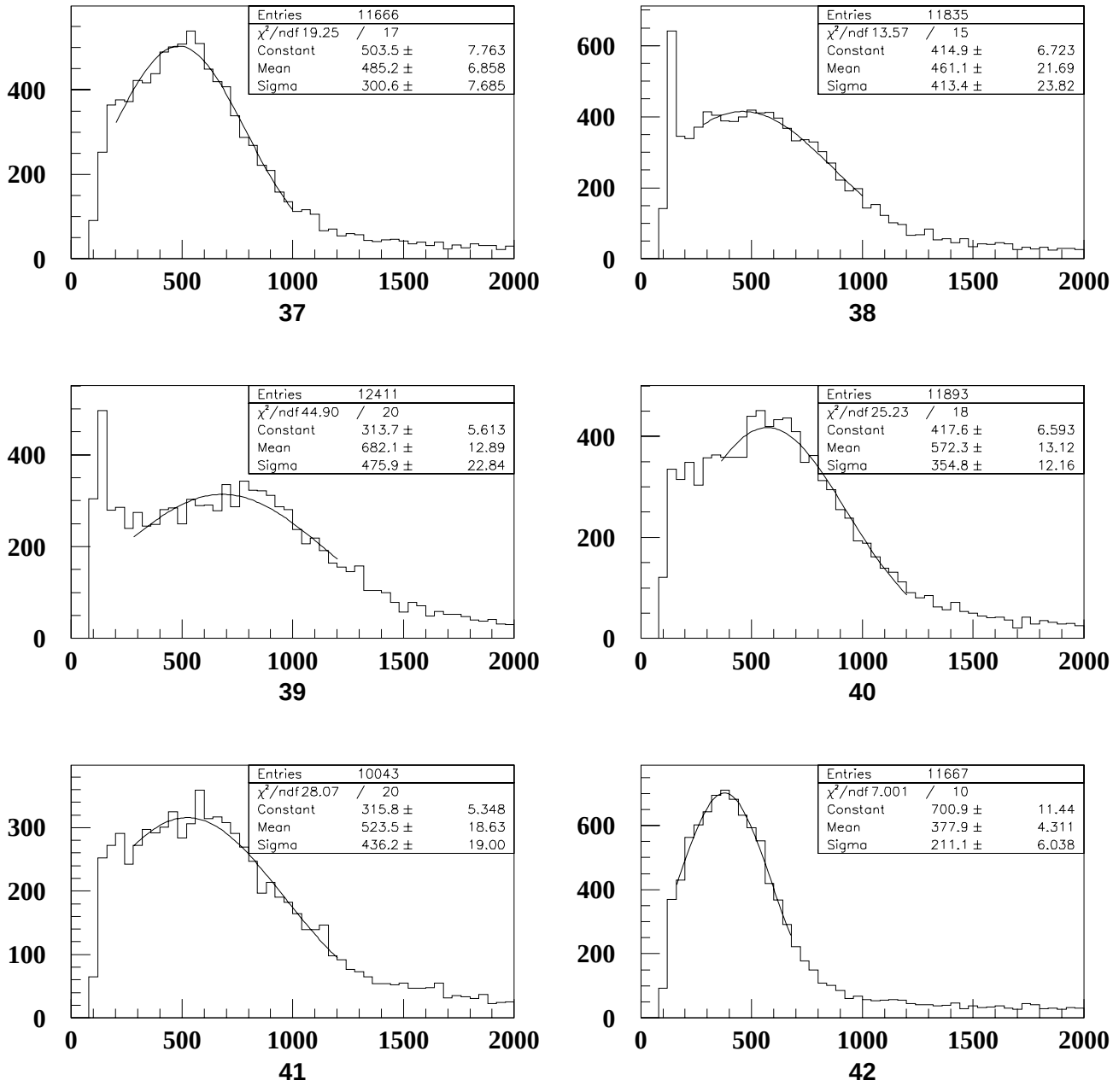




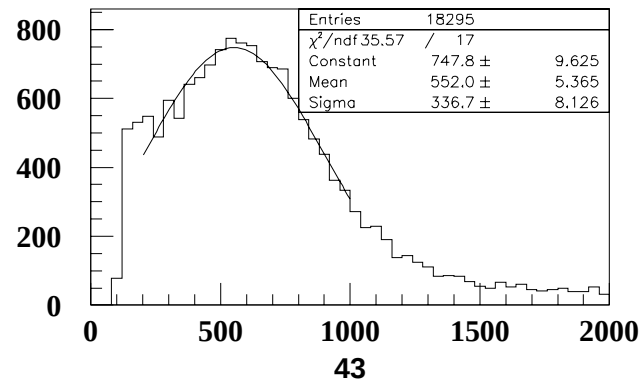


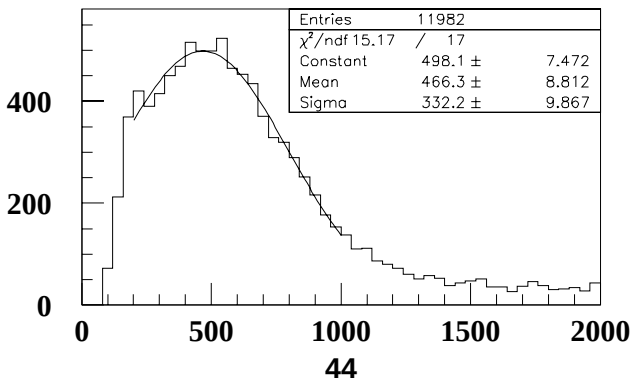


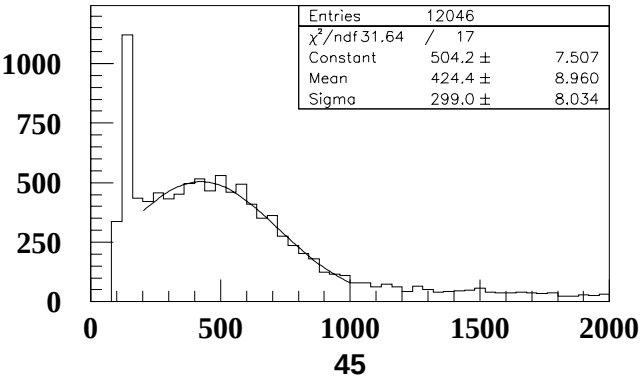
Spectre photo-electron unique, RUN 394, 09/11/1999

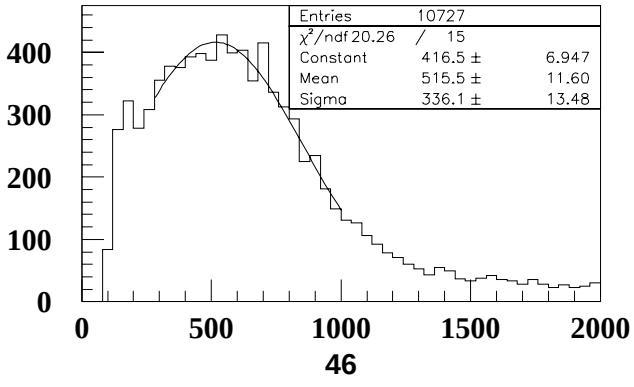


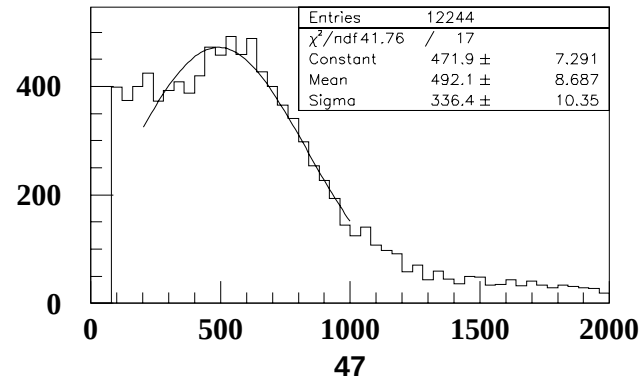
Spectre photo-electron unique, RUN 394, 09/11/1999

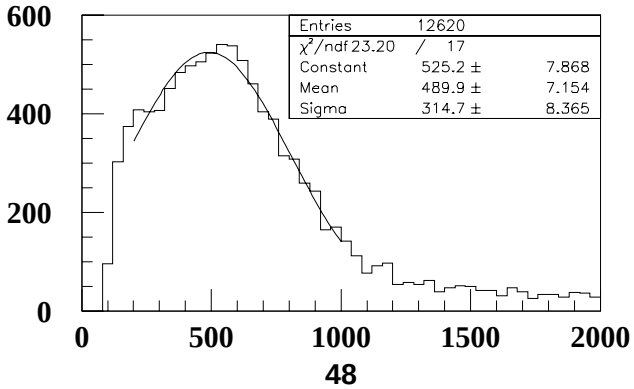












Annexe B

Suivi des calibrations au Photoélectron des PMs

Numéro de PM	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
Position du photoélectron, P4	403	640	618	482	516	446	238	439	562	521	738	476
Largeur du photoélectron, P5	315	233	249	314	332	207	447	285	272	236	240	360
Numéro de PM	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24
Position du photoélectron, P4	618	408	519	541	439	449	338	381	517	466	442	477
Largeur du photoélectron, P5	192	262	232	220	252	196	186	199	201	294	215	287
Numéro de PM	25	26	27	28	29	30	31	32	33	34	35	36
Position du photoélectron, P4	925	553	809	742	630	642		374	511	590	524	534
Largeur du photoélectron, P5	266	236	309	235	233	323		289	255	281	277	176
Numéro de PM	37	38	39	40	41	42	43	44	45	46	47	48
Position du photoélectron, P4	623	583	442	398	482	539	397	436	497	494	516	578
Largeur du photoélectron, P5	221	185	228	208	337	221	180	273	270	287	233	274

TAB. B.1 – *Position et largeur du pic photoélectron pour chaque PM, le* **27/08/1998**

Numéro de PM	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
Position du photoélectron, P4	503	691	902	631	490	410	446	379	512	481	464	495
Largeur du photoélectron, P5	323	379	420	334	291	250	451	287	260	281	215	322
Numéro de PM	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24
Position du photoélectron, P4	470	399	441	476	594	373		353	520	579	743	520
Largeur du photoélectron, P5	285	322	220	234	361	194		227	244	295	426	300
Numéro de PM	25	26	27	28	29	30	31	32	33	34	35	36
Position du photoélectron, P4	598	404	704	309	451	274		363	439	380	480	404
Largeur du photoélectron, P5	335	306	482	276	319	247		377	337	328	326	320
Numéro de PM	37	38	39	40	41	42	43	44	45	46	47	48
Position du photoélectron, P4	410	448	577	742	508	340	450	420	422	444	451	407
Largeur du photoélectron, P5	294	348	407	416	381	197	283	330	285	316	300	287

TAB. B.2 – *Position et largeur du pic photoélectron pour chaque PM, le* **29/04/1999**

Numéro de PM	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
Position du photoélectron, P4	528	707	975	653	542	474	343	431	572	504	450	425
Largeur du photoélectron, P5	349	490	975	378	310	288	418	321	303	307	264	371
Numéro de PM	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24
Position du photoélectron, P4	517	382	491	478	688	258		369	569	577	784	573
Largeur du photoélectron, P5	308	398	264	262	407	206		250	268	327	449	342
Numéro de PM	25	26	27	28	29	30	31	32	33	34	35	36
Position du photoélectron, P4	771	472	751	429	536	531		399	587	479	587	625
Largeur du photoélectron, P5	355	305	520	275	345	361		404	320	334	350	347
Numéro de PM	37	38	39	40	41	42	43	44	45	46	47	48
Position du photoélectron, P4	485	461	682	572	523	378	552	466	424	515	492	490
Largeur du photoélectron, P5	301	413	476	355	436	211	337	332	299	336	336	315

TAB. B.3 – *Position et largeur du pic photoélectron pour chaque PM, le* **09/11/1999**

Annexe C

Exemples d'événements

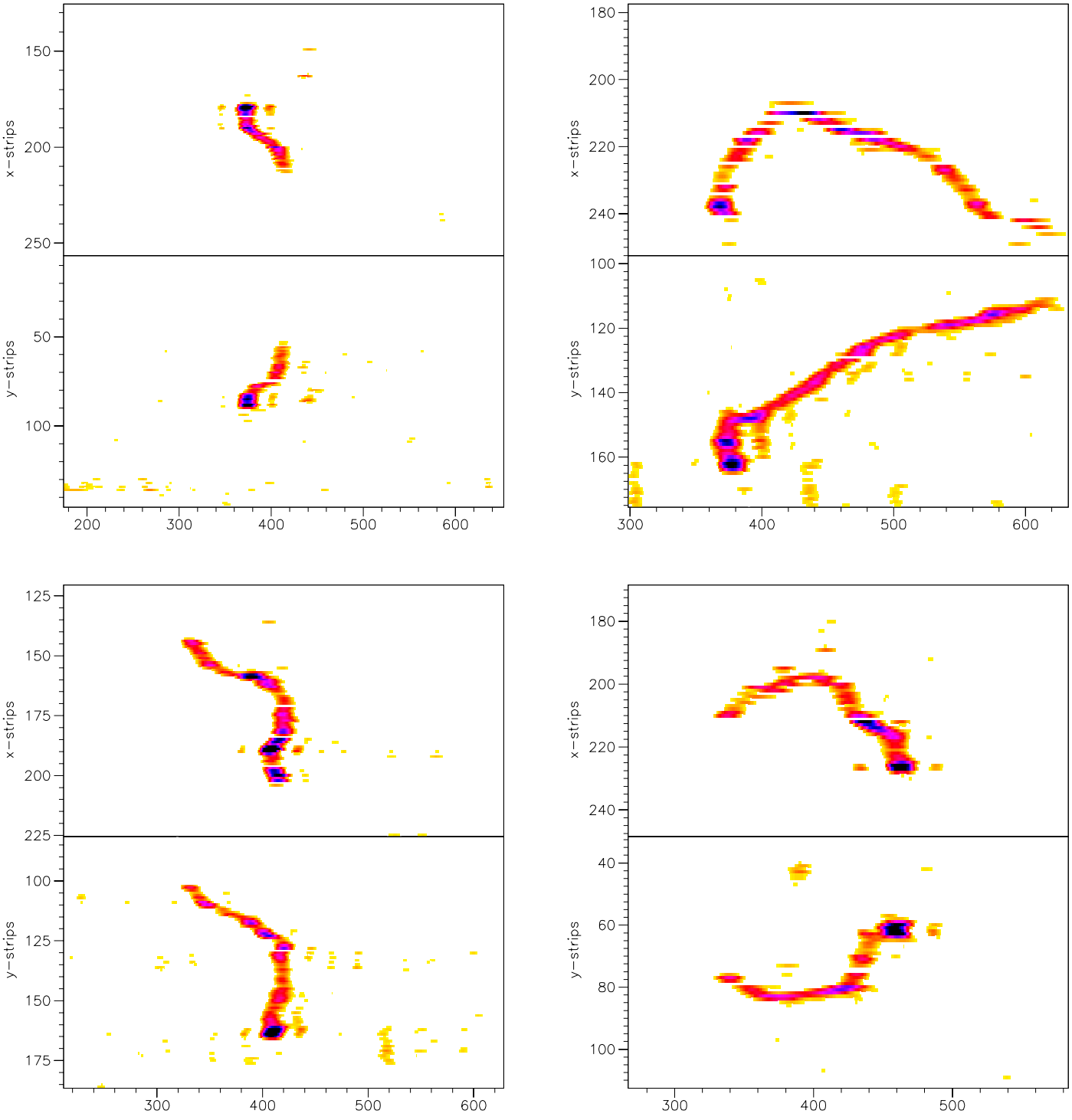


FIG. C.1 – *Traces typiques d'électrons. De gauche à droite et de haut en bas: 640 keV, 1300 keV, 1000 keV et 880 keV.*

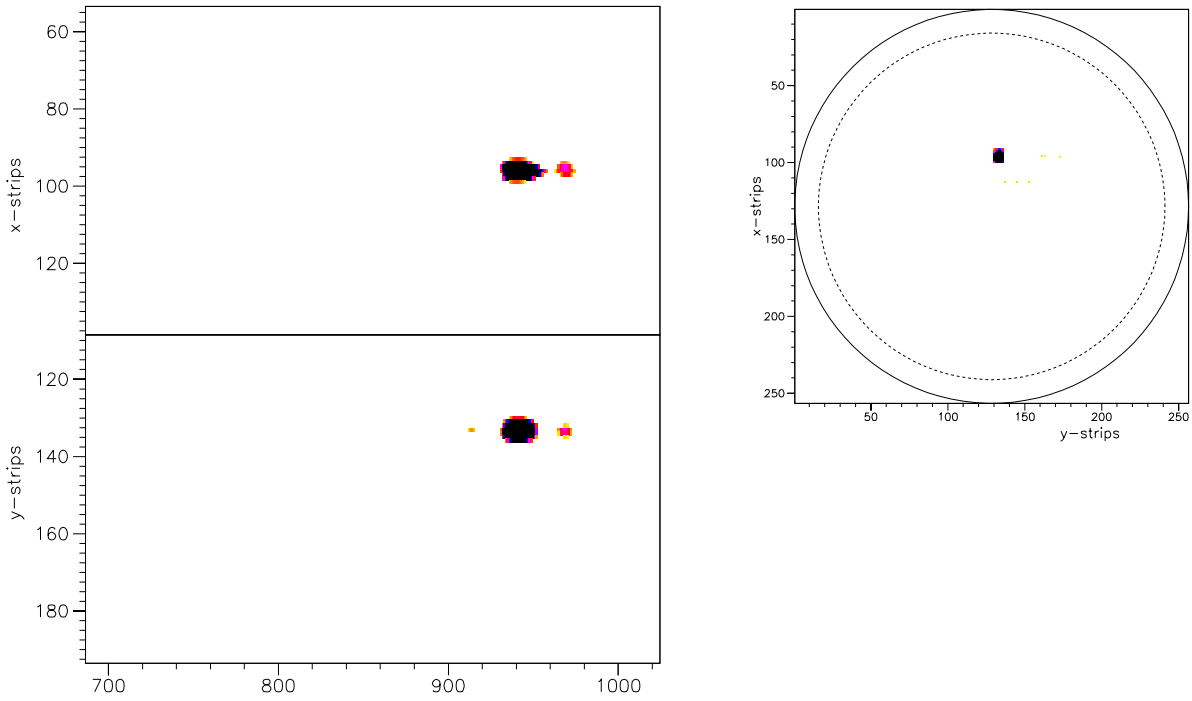


FIG. C.2 – *Trace d'une particule α.*

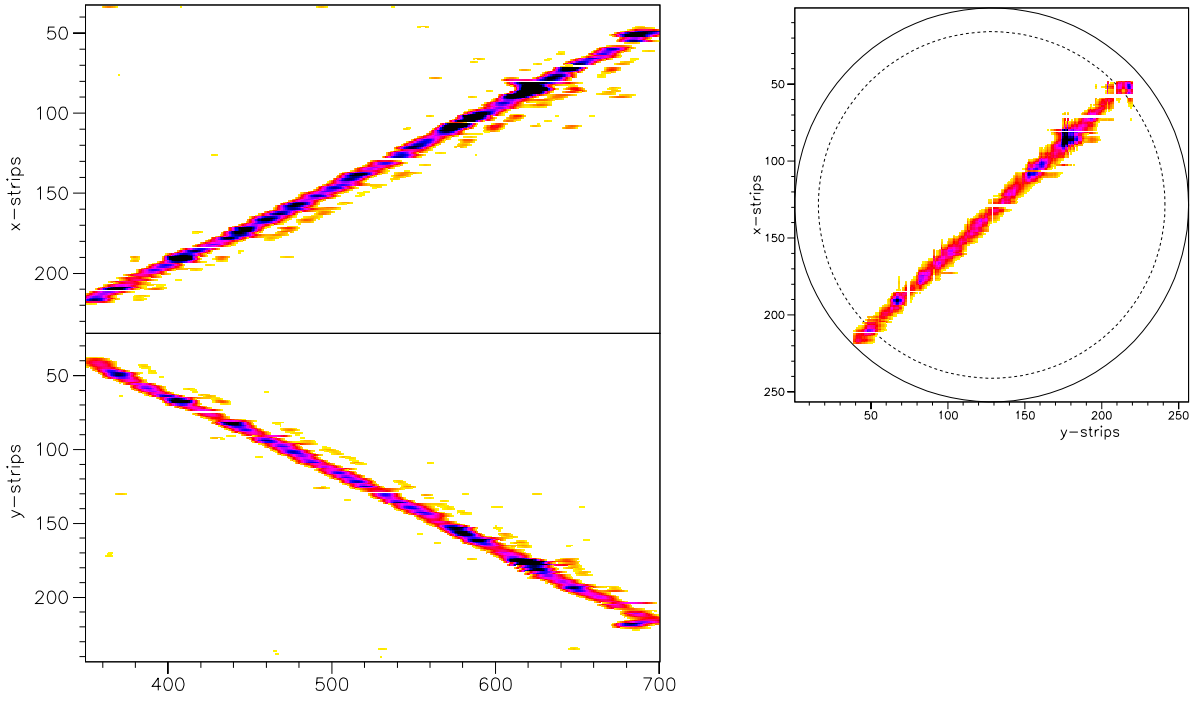


FIG. C.3 – *Trace d'un muon traversant le détecteur de part en part.*

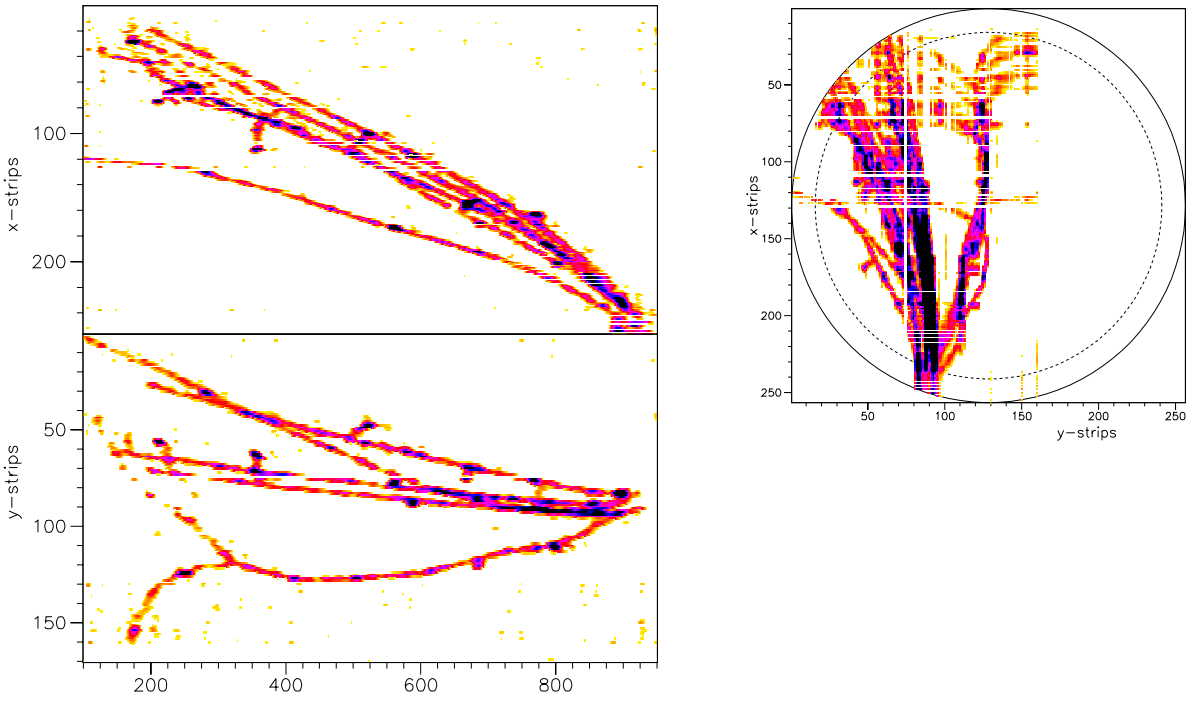


FIG. C.4 – *Gerbe électromagnétique d'un muon ayant interagit dans la paroi de la TPC.*

Annexe D

Nouvelles solutions d'analyse d'images

Bien qu'elles n'aient pas encore été utilisées dans le traitement général des traces des solutions alternatives ont été envisagées pour automatiser l'analyse des événements. Elles nécessitent notamment une amélioration du rapport signal/bruit des images fournies par la TPC. Les techniques employées dans ce but et que nous allons développer maintenant reposent sur le filtrage et la segmentation d'images.
De même, un premier programme de recherche automatique de l'angle de diffusion de l'électron a été développé à titre expérimental au sein de la collaboration [68]. Des développements pour étendre à ce programme les techniques précédemment citées ont été réalisés. Nous montrerons les résultats atteints dans ce domaine et les perspectives envisageables.

Comme nous l'avons expliqué dans le paragraphe précédent (4.1.1), l'élimination actuelle du bruit électronique sur les images se fait sur des critères de reconnaissance de ce dernier : fréquence, forme, amplitude, direction... Ce traitement est très performant et les techniques que nous allons décrire maintenant n'ont pas pour but de le remplacer, la meilleure manière d'éliminer ces parasites étant de les reconnaître. Deux raisons nous poussent néanmoins à vouloir l'améliorer :

- Il arrive que pour des raisons de déficience du blindage de certains cablages, ou d'augmentation du bruit électromagnétique ambiant, une centrale nucléaire étant de ce point de vue un environnement industriel particulièrement défavorable, le rapport signal/bruit diminue pendant certaines périodes, rendant l'analyse des traces plus délicate.
- Dans la perspective de pouvoir réaliser un traitement totalement automatique des événements (identification, discrimination et recherche de l'angle de diffusion des électrons), la réduction actuelle du bruit de fond n'est pas toujours suffisante, et d'autres solutions doivent être envisagées pour l'optimiser.

Dans cette optique et en se basant sur un pré-traitement des images par les techniques classiques décrites au paragraphe 4.1.1, nous avons voulu envisager l'élimination du bruit non plus en cherchant à identifier ses caractéristiques, mais plutôt en augmentant le signal de la trace et en analysant ses propriétés spécifiques. Les techniques utilisées pour ce faire sont basées sur une approche frontière des traces.

D.1 Réduction de bruit : approche frontière

Dans une image, les variations d'intensité représentent des changements de propriétés physiques ou géométriques de la scène comme le passage du fond à une trace de particule, ou un changement d'orientation de la trajectoire de cette dernière ou encore une variation de la perte d'énergie. Intuitivement, dans une image numérique, les contours se situent entre les pixels appartenant à des régions ayant des intensités moyennes différentes; il s'agit de contours de type *saut d'amplitude* constituant les frontières de régions correspondant à des bords *d'objet*. D'où le nom donné à cette approche de la segmentation.
Une manière d'aborder ce problème est de considérer que l'image numérique résulte de l'échantillonnage d'une fonction scalaire à deux dimensions $A(x,y)$ à support borné et dérivable en tout point. Les approches dérivatives sont alors les plus immédiates pour détecter et localiser les variations du signal. Les contours sont assimilés aux points de fort gradient ou de dérivée seconde nulle.

Si on considère que la transition entre le fond et le signal (une trace de particule) est donnée par son point d'inflexion, sa localisation peut se faire par recherche du maximum local de la valeur absolue de la dérivée première ou par recherche du passage par zéro de la dérivée seconde. L'identification de la zone de transition du signal (la frontière de la trace) peut être faite par seuillage de la norme de la dérivée première. Si le seuil est trop bas on risque de détecter aussi les transitions dues au bruit.
Le vecteur gradient est défini au point de coordonnées (x,y) sur la nappe $A(x,y)$ par :

$$\nabla A(x,y) = \left(\frac{\partial A}{\partial x}, \frac{\partial A}{\partial y}\right) \tag{D.1}$$

Le vecteur gradient en un point M est normal à la courbe de niveau donnée par $A(x,y) = Cst$ qui passe par M (voir figure D.1). La plus grande variation de A(x,y) a lieu quand on se déplace le long de la normale à la courbe de niveau. Au point M(x,y), l'orientation du gradient est donnée par :

$$\phi = arctan\left(\frac{\partial A}{\partial x} / \frac{\partial A}{\partial y}\right) \tag{D.2}$$

et le vecteur unitaire $\mathbf{n}$ normal au contour a pour expression : $\mathbf{n} = (cos(\phi), sin(\phi))$. L'orientation du contour vaut alors : $\theta = \frac{\pi}{2} - \phi$.

Dans le cas discret, les dérivées directionnelles suivant les directions horizontales et verticales du site [i,j] sont approchées par simples différences finies. Par exemple : $\frac{\partial A}{\partial y} \approx \frac{\Delta A}{\Delta i} = A_i[i,j] = A[i+1,j] - A[i,j]$. La norme du gradient est alors donnée par :

$$|\nabla A[i,j]| = \sqrt{A_j^2[i,j] + A_i^2[i,j]} \tag{D.3}$$

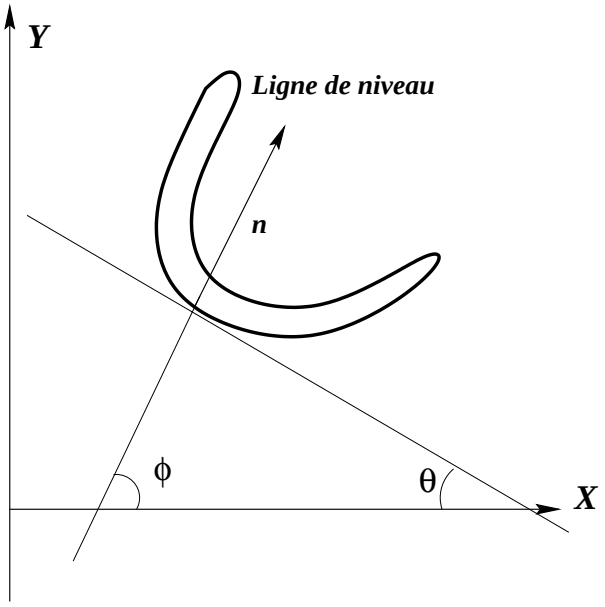


FIG. D.1 – *Orientation d'un contour*

En pratique, les approximations des deux composantes orthogonales du gradient directionnel peuvent être calculées en appliquant les masques 5x5 suivant :

$$\mathbf{m_j} = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & -1 & 0 \\ 1 & 2 & 0 & -2 & -1 \\ 1 & 3 & 0 & -3 & -1 \\ 1 & 2 & 0 & -2 & -1 \\ 0 & 1 & 0 & -1 & 0 \end{pmatrix} \quad \mathbf{m_i} = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 1 & 1 & 0 \\ 1 & 2 & 3 & 2 & 1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ -1 & -2 & -3 & -2 & -1 \\ 0 & 1 & 1 & 1 & 0 \end{pmatrix} \tag{D.4}$$

les opérateurs $\mathbf{m_i}$ et $\mathbf{m_j}$ sont appelés opérateurs MDIF et sont une combinaison d'un filtre moyenneur et de dérivateurs directionnels dit opérateurs de Prewitt. Le choix de la taille 5x5 des matrices est donné par la taille caractéristique de la largeur de traces.

La figure D.3 nous montre l'application de ces deux opérateurs sur une trace d'électron dans la TPC (figure D.2 en haut). Que ce soit en applicant le gradient horizontal ou vertical, les *frontières* de la trace apparaissent, bien que dans le cas du gradient horizontal elles soient plus marquées. Dans ce dernier cas, on remarquera aussi que le bruit de fond est plus accentué, alors que dans le cas du gradient vertical, il semble au contraire beaucoup plus faible. Cela indique que le bruit n'est pas corrélé entre les bandelettes. On voit aussi apparaître *en négatif* sur ces figures la ligne de crête de la trace. Par l'opérateur gradient, elle se transforme en fait en une vallée cernée par les deux chaînes de montagnes que sont ses contours. Cela se voit mieux sur la figure D.4 qui est une coupe de cette trace le long de la bandelette numéro 92. En haut de cette figure, on voit la coupe sur l'image originale avec la trace entre les canaux 360 et 390, et en bas, on voit la norme du gradient, sur laquelle nous allons revenir, où apparaissent clairement les deux bornes du signal précédent, et

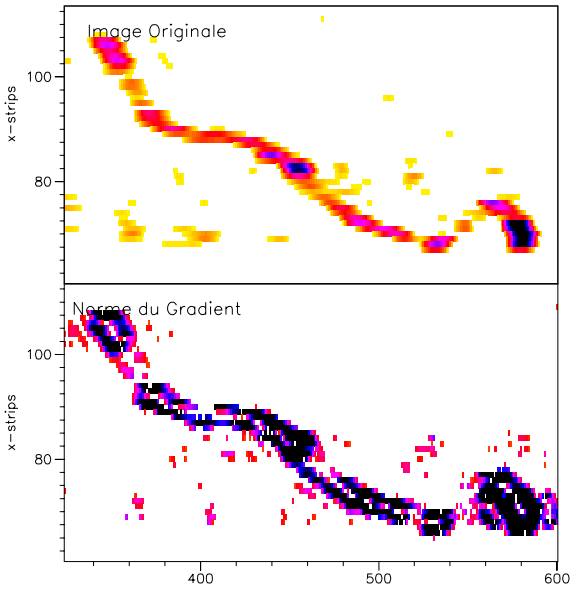


FIG. D.2 –

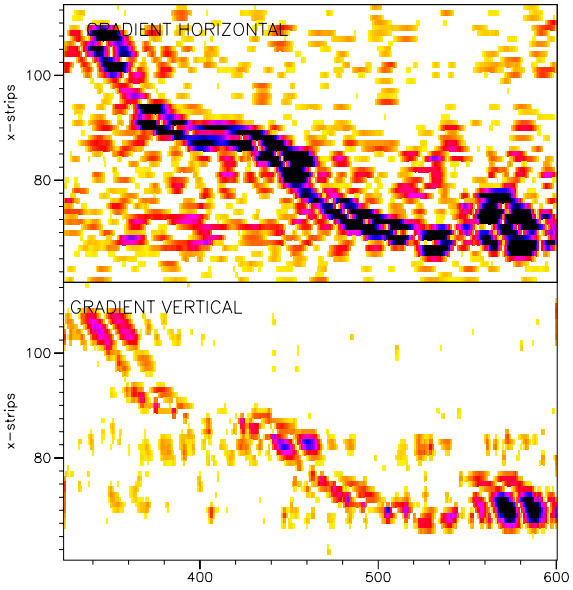


FIG. D.3 – *Effet des gradients directionnels* $\mathbf{m_j}$ *(en haut) et* $\mathbf{m_i}$ *(en bas).*

entre la ligne de crête transformée en vallée.
La différence de niveaux pour le rapport signal/bruit entre les gradients horizontaux et verticaux nous incite à ne retenir que le bruit du gradient vertical et les contours des deux gradients. C'est ce qui va être fait en calculant la norme du gradient (formule D.3) et en seuillant l'image obtenue avec un seuil sur le produit des deux gradients directionnels, éliminant ainsi le bruit décorrélé. Cela apparaît spectaculairement sur la figure D.4 en bas où l'on note l'absence totale de bruit; le résulat sur toute la figure est montré sur la figure D.2 en bas.

D.2 Recherche automatique de l'angle de diffusion

Comme nous l'avons déjà dit, un programme visant à traiter automatiquement les traces d'électrons (recherche de la trace, du vertex et de l'angle de diffusion) a été développé au sein de la collaboration [68]. Son principe de fonctionnement consiste à rechercher le dépôt maximum d'énergie qui indique la fin de la trace, puis partant de cette position, à remonter le long de la trace jusqu'au vertex, puis enfin à chercher la direction initiale de la trace. Nous en donnons ici les principales articulations, un illustration de cet algorithme étant donnée sur la figure D.5 :

- recherche du maximum d'intensité sur une image caractérisant la fin de trace d'un électron;
- positionnement sur ce maximum d'une *boîte* rectangulaire dans laquelle on intègre le signal;
- rotation de la boîte autour de cette position pour trouver la direction dans laquelle existe un maximum d'intensité, caractérisant la direction que prend la trace;

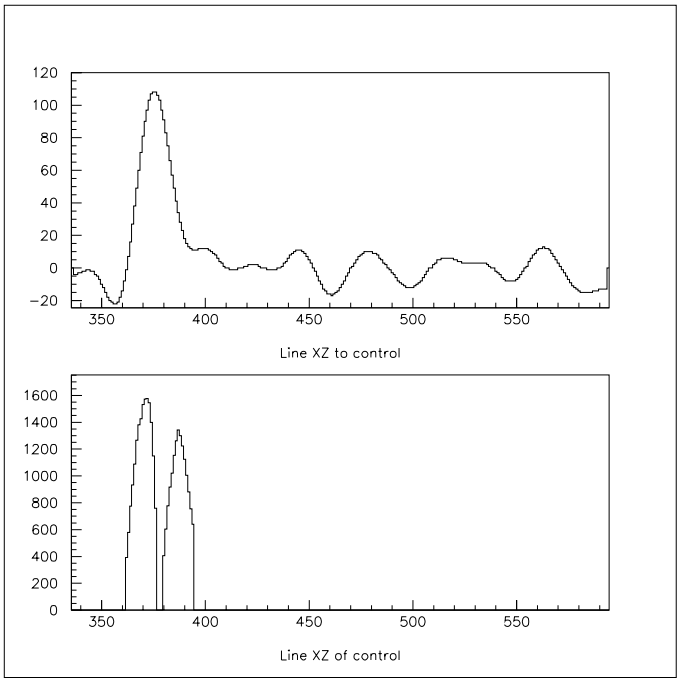


FIG. D.4 – *Coupe à une dimension d'une image de trace (en haut) et de la norme de son gradient (en bas)*

- repositionnement de la boîte au bout de sa précédente position;
- de nouveau rotation autour de cette position pour trouver la direction suivante, etc...
- lorsqu'aucune direction suivante n'est trouvée, c'est que le bout de la trace a été atteint. On positionne alors sur ce dernier point une boîte dont les dimensions sont différentes, on fait tourner cette boîte sur sa position pour trouver l'angle où l'intégrale est maximum, la différence entre cet angle et la direction du réacteur nous donne alors l'angle de diffusion de l'électron.

Ce programme se heurte néanmoins à deux inconvénients. Les coupures dans la trace dues à un mauvais fonctionnement de certains groupes de bandelettes ainsi que le bruit proche de la trace peuvent empêcher l'algorithme de suivi de trace de trouver le vertex. Le deuxième problème réside dans la recherche de l'angle final, qui se trouve être dépendante de la position du vertex trouvée. Cette position du vertex, nous ne la connaîtrons jamais avec certitude, et il n'est pas acceptable que l'algorithme de reconstruction de l'angle soit plus dépendant (dans certains cas) de cette position que l'incertitude existant sur cette dernière. L'approche que nous voulons faire ici pour trouver une autre méthode de mesure de cet angle consiste à envisager la zone du vertex dans son ensemble et à trouver l'angle de diffusion de manière globale à l'intérieur de cette dernière.

Les frontières de la trace sont le lieu où le gradient prend ses plus grandes valeurs, et comme le montre la formule D.2, l'orientation du gradient, donc l'orientation de la trace peut se trouver avec les composantes directionnelles de ce dernier. C'est ce que nous allons faire en prenant l'arctangente du rapport des figures D.3. On va ainsi obtenir pour chaque point de l'image un angle indiquant la direction du gradient en ce point. Il faut ensuite sur cette carte d'angles ne retenir que les valeurs qui concernent la trace pas celles relatives au bruit. Pour ce faire, on va donner comme poids relatif à chacune de ces valeurs la norme

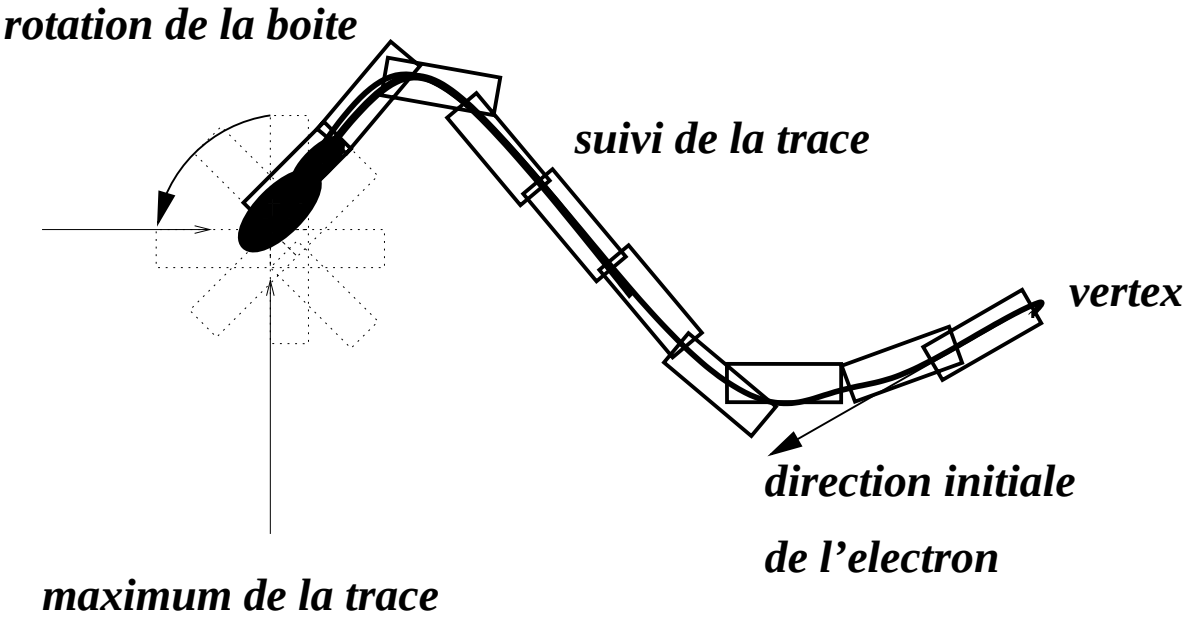


FIG. D.5 – *Illustration de l'algorithme existant de recherche de l'angle de diffusion*

du gradient en son point. Ainsi seules les valeurs situées sur les contours de la trace, là où le gradient est le plus important et où sa direction est la plus marquée seront retenues. La figure D.6 montre la carte des angles obtenue avec la région du vertex de l'électron déjà étudié (figure D.2 en haut), avec la norme du gradient supperposée en transparence.

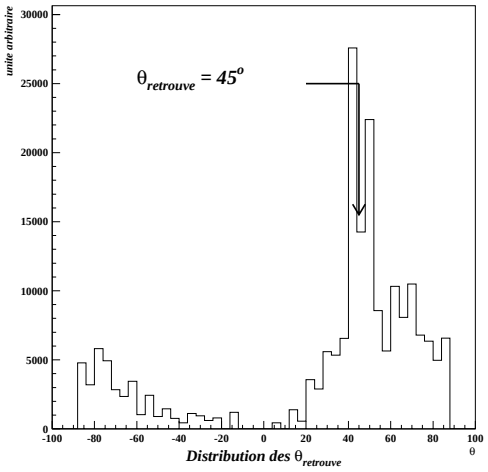


FIG. D.7 – *Distribution des angles relative à la carte D.6*

Pour les angles se trouvant dans les régions à fort gradient, la distribution des angles a tendance à se regrouper autour de certaines valeurs. C'est ce qui se révèle sur la distribution des angles pondérés par les normes des gradients (figure D.7). Cette dernière se centre autour d'une valeur (45^o) qui correspond à la direction des lignes de niveaux de la trace autour de la position du vertex, ces dernières étant parallèles à la ligne de crête de la trace et donc à la direction de l'électron dans les premiers centimètres (2cm).

Cette méthode semble efficace à plusieurs points de vue :

- faible poids relatif des zones de bruit dans la distribution des angles;
- indépendance par rapport à la position exacte du vertex;
- simplicité des algorithmes et rapidité d'exécution (calcul matriciel).

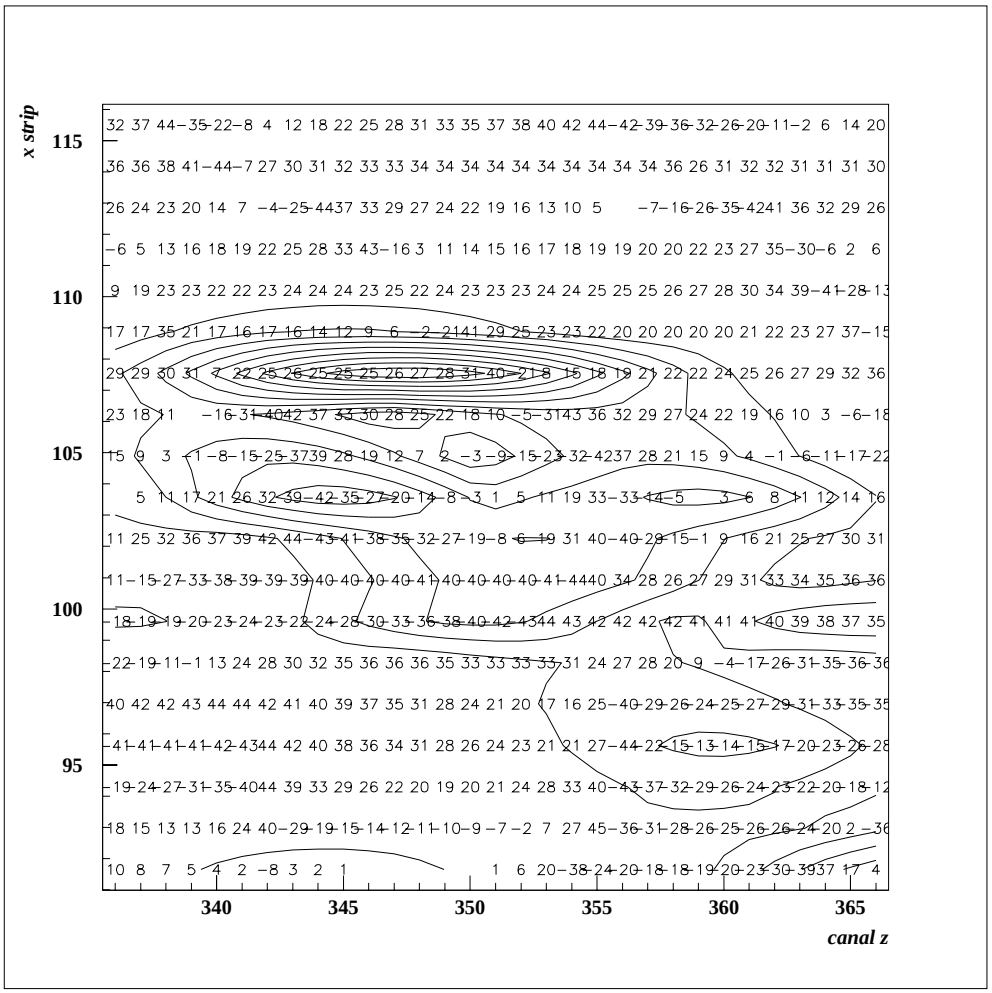


FIG. D.6 – *Exemple de carte des angles obtenue avec la norme du gradient supperposée en transparence*

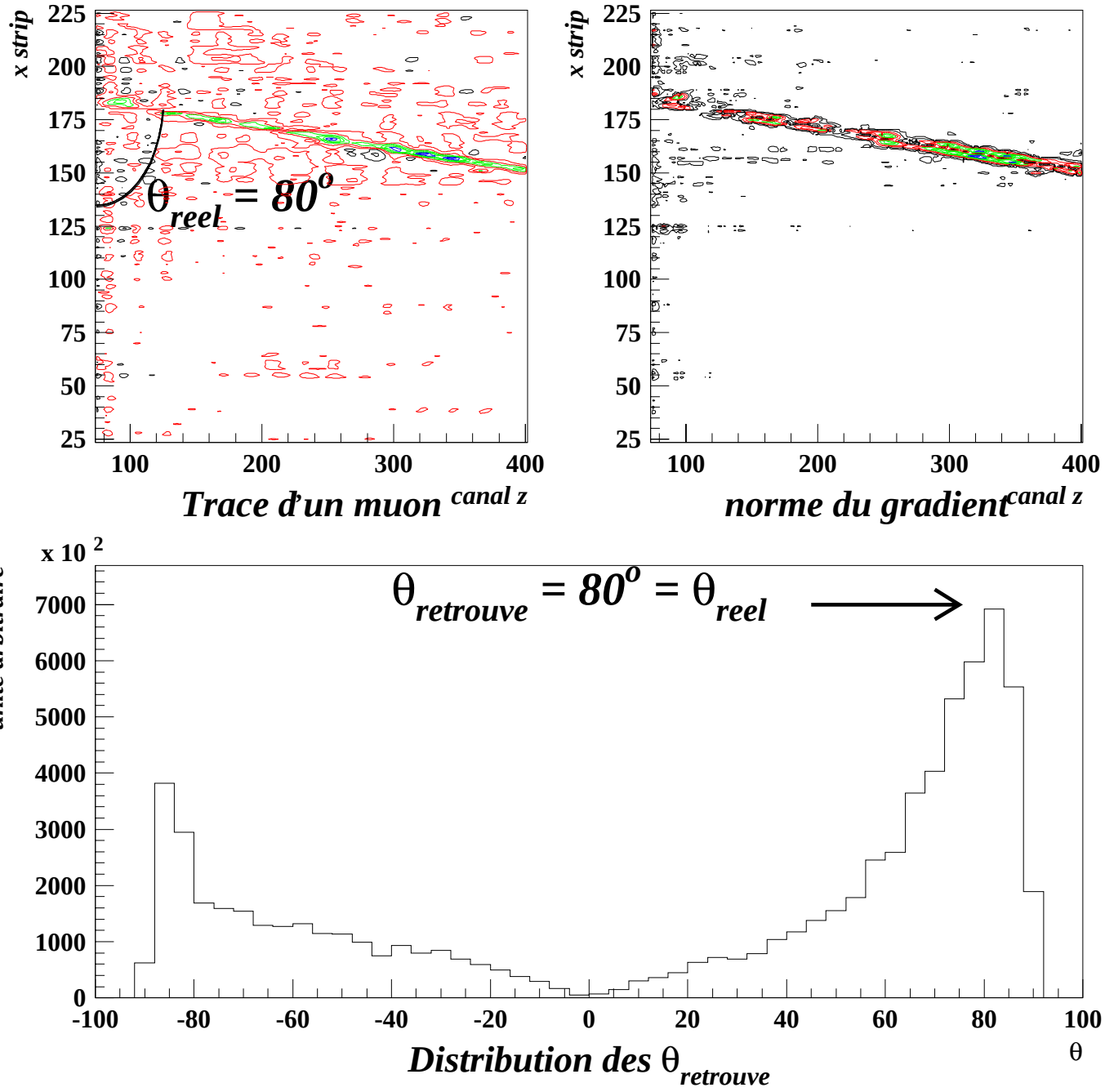


FIG. D.8 – *Exemple complet de traitement d'une trace de muon*

En cela elle atteint les but fixé. Elle reste néanmoins dépendante du choix automatique de la zone de vertex qui, comme nous l'avons déjà fait remarqué, n'est pas encore optimisée.

Dans un premier temps, pour s'affranchir du choix problématique de la région du vertex, nous envisageons d'adapter ce code pour une étude des muons qui traversent la TPC. Leur rectitude permet de considérer l'ensemble de la trace pour retrouver leur direction. La figure D.8 montre un exemple complet de recherche de l'angle sur une trace de muon. On y voit l'image originale, sa carte de gradients moyens avec traitement du bruit et enfin sa distribution des angles retrouvés à chaque pixel comparée à l'angle réel mesuré manuellement sur la trace. On notera dans cet exemple que même si notre méthode permet d'éliminer de façon drastique le bruit, la surface d'image à traiter est plus de 3000 fois plus grande que celle d'un début de trace d'électron. Une part non négligeable de la distribution d'angles trouvée peut être attribuée à ce bruit. Même si cette contribution ne perturbe pas trop la valeur de l'angle du muon, elle élargit considérablement sa dispersion.

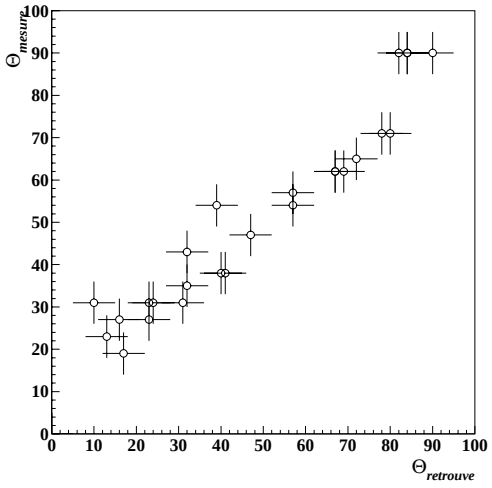


FIG. D.9 – *Comparaison des angles mesuré manuellement pour des muons avec les angles retrouvés par la méthode automatique*

Cela se voit particulièrement si l'on compare les angles mesurés manuellement des muons avec les maxima des distributions trouvées dans chaque cas (figure D.9). Les incertitudes sur les mesures données reste grandes ($\pm 5^o$), et ce malgré la rectitude des muons et la grande longueur d'échantillonage. Cette rapide étude permet néanmoins de valider le principe de cette méthode de reconstitution des angles, tout en gardant à l'esprit qu'un traitement automatique de toutes les traces d'électrons reste soumis à une recherche de la zone du vertex.

Annexe E

Mise en évidence de la diffusion multiple

Le procédé semi-automatique de mesure de l'angle de diffusion, décrit dans l'annexe D, va d'hors et déjà nous permettre de verifier plusieurs paramètres imporatnt dans la détermination de la direction de diffusion de l'électron de recul : la résolution angulaire et la longueur optimale d'échantillonnage des traces. Ces deux mesures sont directement liée au phénomène de diffusion multiple des électrons dans les gaz, décrit dans le paragraphe 5.2.1.3. Nous allons comparer le résultat prédit à une mesure de la diffusion angulaire.

Dans le but de vérifier expérimentalement cette variation de résolution angulaire en fonction de la longueur d'échantillonage, nous avons utilisé le programme de recherche semi-automatique de l'angle décrit au paragraphe D.2. Une sélection de traces d'électrons à énergie constante (1300 keV ici) mais pouvant avoir les angles d'émission différents a été effectuée. La méthode consiste alors à définir des zones de recherche automatique de l'angle de longueurs variables comprenant la zone de vertex. La largeur de la distribution trouvée autour de l'angle d'émission nous donnera alors la résolution atteinte pour chaque longueur d'échantillonnage. Cette résolution inclut la résolution angulaire du détecteur ainsi que la résolution intrinsèque à notre méthode. Cette dernière n'a pas encore été parfaitement évaluée, mais les premiers résultats que nous apportons dans la suite de ce chapitre tendent à montrer qu'elle est inférieure à celle du détecteur.

Pour de courtes longueurs d'échantillonnage, il est clair que le programme de recherche automatique va avoir très peu de pixels indiquant l'angle d'émission et il va de ce fait donner une grande largeur pour la distribution angulaire, mettant ainsi en évidence les limites dues à la granularité.
Dans le cas opposé où la longueur d'échantillonnage est plus grande que la longueur optimale L_{opt}, la trace dévie par rapport à la direction incidente et la distribution angulaire s'élargit de manière continue par rapport à l'angle initial, donnant alors une mesure de la diffusion multiple.
Les premiers résultats de cette étude se trouvent rapportés sur la figure E.1 et semblent en bon accord avec les résolutions prédites par l'ajustement d'une distribution de Molière. On voit notamment que pour la partie due à la diffusion multiple, toutes les valeurs mesurées

se trouvent sous la courbe de résolution théorique (calculée à 68% CL) dans la zone permise à ce niveau de confiance. On note aussi qu'autour de la longueur optimum d'échatillonnage, la dispersion angulaire obtenue est du même ordre de grandeur que celle prédite par la théorie, validant à posteriori l'hypothèse de bonne résolution intrinsèque de la méthode.

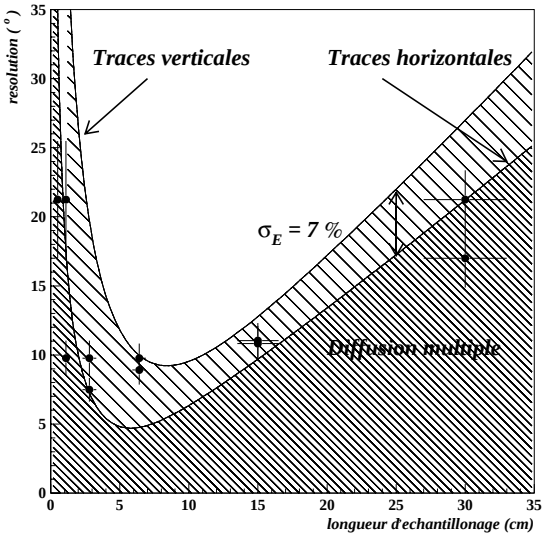


FIG. E.1 – *Premiers résultats de la résolution obtenue avec le programme de recherche semi-automatique de l'angle en fonction de la longueur d'échantillonage, superposé à la résolution angulaire prédite (68% CL) par la théorie de Molière pour la diffusion multiple et la granularité du détecteur.*

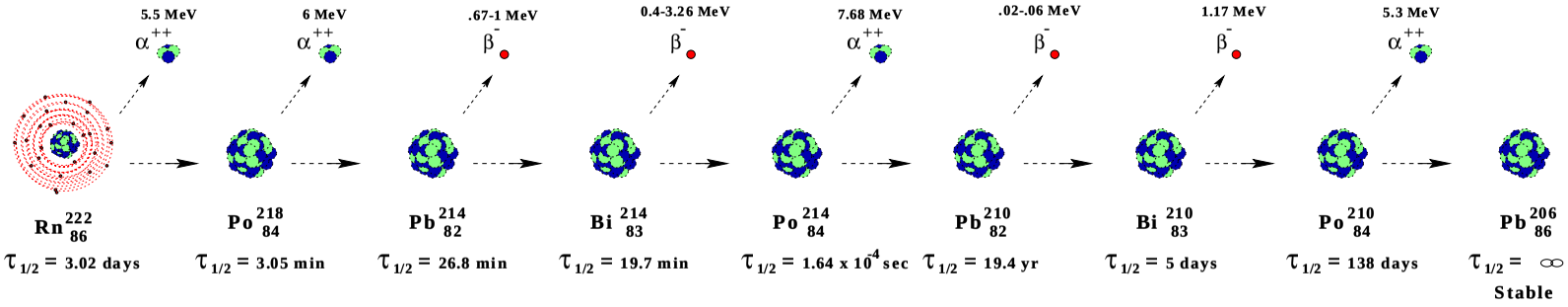
Cette étude indique clairement que la méthode de mesure de la résolution angulaire en fonction de la longueur d'échatillonnage grâce au programme de recherche automatique de l'angle est valide au moins pour des énergies de l'ordre de quelques centaines de keV. Elle mériterait d'être systématisée et étendue à des énergies plus faibles pour valider les résolutions prédites par la théorie de Molière.

Annexe F

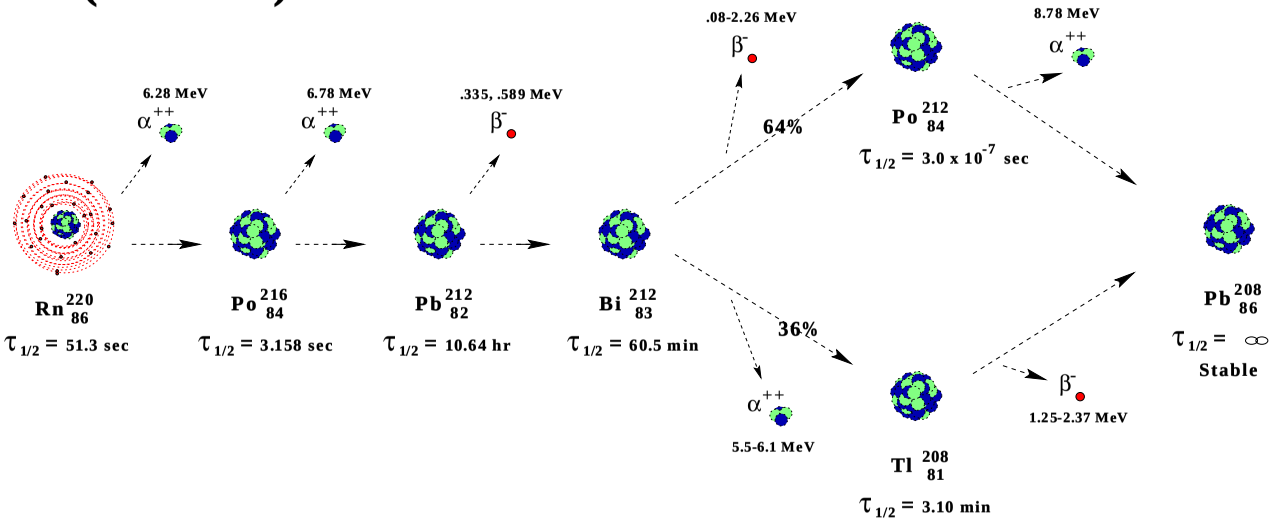
Chaînes de décroissance du ^{222}Rn et du ^{220}Rn

Decay Chains of Radon Isotopes

Radon 222



Radon 220 (Thoron)



Bibliographie

[1] P.Renton, *Electroweak Interactions*, Cambridge University Press (1990).

[2] G.'t Hooft, *Phys. Lett.* **37B** (1971) 195.

[3] G.V.Domogatskii et D.K.Nadhezin, *Sov. J. Nucl. Phys.* **12** (1970) 1233; P.Vogel et J.Engel, *Phys. Rev.* **D39** (1989) 3378.

[4] B.W.Lee et R.E.Schrock, *Phys. Rev.* **D16** (1977) 1444.

[5] W.Marciano et A.I.Sanda, *Phys. Lett.* **B67** (1977) 303.

[6] M.A.B.Bég et al., *Phys. Rev.* **D17** (1978) 1395.

[7] A.Zee, *Phys. Lett.* **93B** (1980) 389.

[8] M.B.Voloshin, *Sov. J. Nucl. Phys.* **48** (1988) 512.

[9] F.Reines et al., *Phys. Rev. Lett.* **37** (1976) 315.

[10] P.Vogel et J.Engel, *Phys. Rev.* **D39** (1988) 39.

[11] A.I.Derbin et al., *Phys. of Atomic Nuclei* **57** (1994) 222.

[12] J.F.Beacom et P.Vogel, (1999).

[13] R.E.Schrock, *Nucl. Phys.* **B206** (1982) 359.

[14] J.A. Morgan, *Phys. Lett.* **102B** (1981) 247.

[15] G.G. Raffelt, *Phys. Rev.* **D37** (1988) 37.

[16] G.G. Raffelt, *The Astrophysics Journal* **365** (1990) 559.

[17] R. Barbieri et R.N. Mohapatra, *Phys. Rev. Lett.* **61** (1988) 27

[18] J. Segura et al., *Phys. Rev.* **D 49** (1994) 1633.

[19] R.Bon Nguyen, *Thêse de l'Université Joseph Fourier Grenoble 1*, 20/10/1997.

[20] S. Sarantakos et al., *Nucl. Phys.* **B217** (1983) 84.

[21] J.N. Bahcall et al., *Phys. Rev.* **D51** (1995) 6146.

[22] MUNU collaboration, *Proposal of MUNU experiment* **ISN 92115** (1992).

[23] G.Zacek et al., *Phys. Rev. D* **24** (1986) 2621.

[24] H.De Kerret, *Rencontres de Moriond* (1988).

[25] M.Gauthron, Introduction au génie nucléaire, tome 2, CEA collection enseignement (1986) 195.

[26] A.M.Bakalyarov, V.I.Kopeikin et L.A.Mikaelyan, *Phys. of Atomic Nuclei* **59** (1996) 1171.

[27] Particle Data Group, *Booklet* (1999) 193.

[28] C.Amsler et al., *Nucl. Instr. and Meth.* **A396** (1997) 115.

[29] J.Bouchez, *Le neutrino et ses mystères* **GIF92** (1992) 138.

[30] P.Vogel et al., *Phys. Rev. C* **24** (1981) 1543.

[31] H.V.Klapdor et al., *Phys. Rev. Lett.* **48** (1982) 127;
H.V.Klapdor et al., *Phys. Lett. B* **112** (1982) 22.

[32] P.Vogel et J.Engel, *Phys. Rev. D* **39** (1989) 3378.

[33] F.V.Feilitzsch et al., *Phys. Lett.* **118B** (1982) 162.

[34] S.Bischoff, *Rapport de Diplomarbeit* (1993).

[35] CERN Architecture and System Component for an Adaptative Data acquisition Environment - ECP Division - FEX Group - Cacade Section.

[36] Kmax^{TM} data acquisition system for Macintosh - Sparrow Corporation.

[37] http://isnwww.in2p3.fr/munu/munu.html

[38] R.Brun et al., GEANT-CERN program Library.

[39] J.M.Laborie, *Thêse de l'Université Joseph Fourier Grenoble 1*, 09/03/1998.

[40] Glenn F.Knoll, *Radiation detection and measurement*, John Wiley & sons (1979) 192.

[41] Philips Composants, *Photomultiplicateurs*, Philips (1990).

[42] Glenn F.Knoll, *Radiation detection and measurement*, John Wiley & sons (1979) 335.

[43] J.B.Birks, *The theory and practice of scintillation counting*, Pergamon Press (1964) 151.

[44] G.Charpak et al., *Nucl. Instr. and Meth.* **62** (1968) 235; G.Charpak et al., *Nucl. Instr. and Meth.* **80** (1970) 13; G.Charpak, *Annu. Rev. Nucl. Sci.* **20** (1970) 195.

[45] Garfield 6.27 by Rob Veenhof, CERN program for the detailed simulation of two- and three-dimensional drift chambers.

[46] L.G.Christophorou, J.K.Olthoff, and M.V.V.S.Rao, *J. Phys. Chem. Ref Data* **25** (1996) 1341.

[47] A.Peisert and F.Sauli, *CERN Experimental Physics Division* CERN 84-08 (1984).

[48] V.Palladino and B.Sadoulet, *Nucl. Instr. & Meth.* **A128** (1975) 323.

[49] M.G.Curtis, I.C.Walker et K.J.Mathelson, *J. Phys. D* **21** (1988) 1271.
M.S.Naidu et A.N.Prasd, *J. Phys. D* **5** (1972) 983.
C.S.Lakshminarasimha, J.Lucas et D.A.Price, *Proc IEE* **120**(1973) 1044.

[50] J.Va'vra, P.Coyle, J.Kadyk and J.Wise, *Nucl. Instr. and Meth.* **A324** (1993) 113.

[51] J.Va'vra, *Nucl. Instr. and Meth.* **A323** (1992) 34.

[52] S.Biagi, *Nucl. Instr. & Meth.***A283** (1989) 716;
S.Biagi, *Nucl. Instr. & Meth.***A310** (1991) 133.

[53] L.G.Christophorou et al., *Nucl. Instr. & Meth.***A309** (1991) 160.

[54] http://www.eeel.nist.gov/811/refdata/cf4/cf4.html .

[55] W. S. Anderson et al., *Nucl. Instr. and Meth.* **A323** (1992) 273.

[56] G.F.Reinking, L.G.Christophorou and S.R.Hunter, *J. Appl. Phys.* **60** (1986) 499.

[57] C.Broggini et al., *Nucl. Instr. & Meth.***A311** (1992) 319.

[58] G.D.Alkhazov, A.P.Komar et A.A.Vorob'ev, *Nucl. Instr. and Meth.* **48** (1967) 1.

[59] J.Byrne, *Proc. R.Soc. Edin.* **A66** (1962) 33.

[60] J.Va'vra et al., *Nucl. Instr. & Meth.***A370** (1996) 352.

[61] A.Pansky, A.Breskin et al., *Nucl. Instr. & Meth.***A354** (1995) 262.

[62] H.A.Van Sprang et al., *Chemical Physics***35** (1978) 51.

[63] J.Va'vra, *Nucl. Instr. and Meth.* **A252** (1986) 547.

[64] G.R.Lynch et O.I.Dahl, *Nucl. Instr. & Meth.***B58** (1991) 6.

[65] H.A. Bethe, *Phys. Rev.* **89** (1953) 1256.
on pourra pour plus de détails se reporter aux article de la référence 23 du Physical Review D Particles and filed **PART I, Review of Partucle Physics** (1 juillet 1996) 139.

[66] Particle Data Group, *Booklet* (1999) 180.

[67] L.Landau et E.Lifchitz, *Physique théorique 10* **cinétique physique** (1990) 135.

[68] Almut Tadsen, INFN Padova, communication privée.

[69] Y.Takeuchi et al., *Phys. Lett.* **452** (1999) 418.

[70] Jacob Lamblin, ISN Grenoble, communication privée.

[71] Jacques Farine, *Thesis at the faculty of Sciences of Neuchâtel University*, 17/12/1996.

Table des figures

1.1 Diagrammes du premier ordre pour la diffusion $a + e^- \rightarrow c + d$ via le canal t (a) et le canal s (b) 6

1.2 Diagramme du premier ordre pour la diffusion $\nu + e^- \rightarrow \nu + e^-$ via un courant électromagnétique 8

1.3 Diagrammes relatifs aux facteurs de forme $\mathcal{F}$ et $\mathcal{G}$ 9

1.4 Schéma de principe de la diffusion neutrino électron 10

1.5 *Section efficace totale de diffusion $\bar{\nu}_e - e$ pour les interactions faible et électromagnétique avec $\mu = 5\,10^{-11}\,\mu_B$.* 12

1.6 *Section efficace différentielle de diffusion pour $\theta = 0°$: faible et électromagnétique ($\mu = 5\,10^{-11}\,\mu_B$) pour $\bar{\nu}_e - e$, et faible pour $\bar{\nu}_\mu - e$* 12

1.7 Boucles radiatives faisant interveneir un moment magnétique dans la propagation d'un neutrino 14

1.8 Spectre des électrons *(réacteur ON - réacteur OFF)* obtenu en différentiant les quatres mesures founies dans [11] 16

1.9 Fonction χ^2 à minimiser pour les données solaires de SuperKamiokande (504 jours) [12] 17

2.2 Fraction des fissions dues aux 4 noyaux fissiles constituant le combustible nucléaire en fonction de l'âge de ce dernier [29] 22

2.1 Vue aérienne du CNPE Bugey et plan en coupe de la situation de MUNU dans la Tranche 5 23

2.3 Spectre global (désintégration des produits de fission + activation) des neutrinos pour un burn-up moyen entre 0 et 8 MeV. 25

2.4 Spectre global (désintégration des produits de fission + activation) des neutrinos pour un burn-up moyen entre 0 et 2 MeV. 25

2.5 Schéma de principe du détecteur MUNU. 28

2.6 Vue éclatée du détecteur MUNU. 28

2.7 Photo de l'enceinte de la TPC et de la cuve de l'anti-Compton, à l'intérieur du château. 31

2.8 Spectre des électrons de recul issus d'une diffusion par courant faible avec les neutrinos en provenance du réacteur 32

2.9 Énergie déposée dans la TPC par les électrons de recul issus d'une diffusion par courant faible avec les neutrinos en provenance du réacteur 32

2.10 Acceptance de la TPC aux électrons de reculs provenant d'interaction de neutrinos du réacteur 33

3.1 Schéma de l'architecture d'acquisition et de contrôle de MUNU. 39

3.2 Positionnement de la source dans le détecteur et conventions d'orientation du détecteur. 40

3.3 Schéma de désintégration du ^{137}Cs 40

3.4 Schéma de désintégration du ^{54}Mn. 40

3.5 Schéma électronique de déclenchement du système anti-Compton 41

3.6 Codage d'un signal d'électron unique 42

3.7 Simulation du nombre total de photoélectrons collectés. 42

3.8 Spectre d'Électron-Unique typique des PM EMI 9354 utilisés pour le détecteur MUNU. 43

3.9 Schéma de principe du Spectre d'Électron Unique. 43

3.10 Signal de diode vu par un PM. 44

3.11 Spectre en Photoélectrons typique pour des événements du type LED. . . . 44

3.12 Signal typique d'un PM en trigger anti-Compton *haut*, précédé d'un fortuit de basse énergie 45

3.13 Spectre fortuit typique d'un PM 46

3.14 Spectre fortuit typique d'un PM 46

3.15 Facteur d'asymétrie pour une source ponctuelle de gammas 48

3.16 Dépendance de la magnitude apparente avec le facteur d'asymétrie pour une source de ^{137}Cs 49

3.17 Dépendance de la magnitude apparente avec le facteur d'asymétrie pour une source de ^{54}Mn 49

3.18 Dépendance de la magnitude absolue avec le facteur d'asymétrie pour une source de ^{137}Cs 49

3.19 Dépendance de la magnitude absolue avec le facteur d'asymétrie pour une source de ^{54}Mn 49

3.20 Illustration des largeurs des distributions pour un nombre élevé de photoélectrons par PM. 51

3.21 Illustration des largeurs des distributions pour un nombre baible de photoélectrons par PM. 51

3.22 Spectre en Magnitude absolue obtenu avec une source de ^{54}Mn pour un facteur d'asymétrie compris entre -0.2 et 0.2 52

3.23 Spectre multi-photoélectron simulé typique d'un PM 53

3.24 Spectre ^{54}Mn typique d'un PM 53

3.25 Spectre obtenu dans l'anti-Compton avec la source de ^{137}Cs 56

3.26 Spectre obtenu dans l'anti-Compton avec la source de ^{54}Mn 56

3.27 Spectre simulé du dépot dans l'anti-Compton pour une source de ^{137}Cs . . 56

3.28 Spectre simulé du dépot dans l'anti-Compton pour une source de ^{54}Mn . . 56

3.29 Relation entre l'énergie en keV et la quantité de lumière collectée en magnitude absolue 57

3.30 Relation entre l'intégrale et l'amplitude d'un signal correspondant à un dépôt d'énergie dans le liquide 58

3.31 Énergie apparente déposée en fonction du facteur d'asymétrie 59

3.32 Énergie réelle déposée en fonction du facteur d'asymétrie 59

3.33 Schéma de principe d'une TPC 60

3.34 Principe de fonctionement de la chambre proportionnelle multifils d'une TPC 61

3.35 Système de purification du gaz et de contrôl des pressions 63

3.36 Vitesse de Dérive dans le CF4 pour $E/N < 0.5$ [46] 66

3.37 Vitesse de Dérive dans le CF4 pour $0.5 < E/N < 300$ [46] 66

3.38 Diffusion longitudinale et latérale [46] 67

3.39 Énergie caractéristique moyenne calculée : Christophorou et al. [53] (à partir de mesures de D_T/μ), Va'vra [51] (à partir d'un code de résolution des équations de Boltzmann [52]) 67

3.40 Coefficients d'ionisation α, η et $\bar{\alpha}$ [54] 69

3.41 Émission du CF_4 produite par collisions d'électrons de 100 eV sur du CF_4 . 70

3.42 Scintillation relative de Xe et du CF_4 dans un champ électrique [61] 70

3.43 Champ Électrique dans la région d'anode 72

3.44 Potentiel (en volts) en fonction du rayon par rapport au centre du fil d'anode 73

3.45 Champ électrique déduit en fonction du rayon par rapport au centre du fil d'anode 73

3.46 Coefficients d'ionisation $\bar{\alpha}$ effectif utilisé pour de faibles valeurs de champ [46] 74

3.47 Coefficients d'ionisation $\bar{\alpha}$ effectif utilisé pour de hautes valeurs de champ. . 74

3.48 Coefficient d'ionisation effectif en fonction du rayon par rapport au centre d'un fil d'anode 76

3.49 Variation relative du gain en fonction de la pression et de la température . 77

3.50 Variation relative du gain en fonction de la pression et de la température . 77

3.51 Lumière de scintillation en fonction du champ réduit E/N 79

3.52 Signal d'anode caractéristique pour un électron 80

3.53 Somme des signaux des PMs en coïncidence avec l'anode pour un électron . 80

3.54 Comparaison entre les signaux en charge et en lumière d'avalanche pour des électrons de recul dans la TPC. 80

3.55 Simulation de l'énergie déposée dans la TPC par des électrons de recul dus à des interactions Compton avec des γ de 835 keV 82

3.56 Simulation de l'énergie mesurée dans la TPC avec différentes résolutions pour le spectre d'énergie déposée de la figure 3.55 82

3.57 Comparaison entre le front Compton d'une source de ^{54}Mn obtenu en simulation avec une résolution de 8% et les données obtenues avec l'**anode** de la TPC 83

3.58 Comparaison entre le front Compton d'une source de ^{54}Mn obtenu en simulation avec une résolution de 8% et les données obtenues avec la **lumière de scintillation** d'avalanche sur les PMs 83

3.59 Suivi du facteur de calibration d'anode $\mathbf{f_a}$ entre août 1999 et mars 2000 . . 84

3.60 Suivi des températures et pressions du gaz autour des dates de calibration . 86

3.61 Variations relatives de la calibration d'anode mesurée et du gain simulé entre août 1999 et mars 2000 87

3.62 Variations relatives de la calibration d'anode mesurée et du gain simulé, après remise en route de la Haute Tension d'anode. 88

3.63 Vieillissement de fils d'anode dans du CF_4 mesuré par J.Va'vra [50] et [51] . 88

4.1 Conventions d'orientation et de numérotation des pistes X-Y 89

4.2 Signal de bruit blanc d'une piste enregistré sur 80μs (1024 canaux) 91

4.3 Signal de bruit blanc d'une piste enregistré sur 80μs (1024 canaux) avec **traitement en fréquences** 91

4.4 Spectre en fréquence du signal de bruit blanc de la figure 4.2 91

4.5 Spectre en fréquence du signal de bruit blanc avec **traitement en fréquences** de la figure 4.3 91

4.6 Image d'un électron sans traitement 92

4.7 Image d'un électron avec **traitement en fréquences** 92

4.8 Signal d'une piste pour l'électron montré sur l'image au dessus sans **traitement en fréquences** 92

4.9 Signal d'une piste pour l'électron montré sur l'image au dessus avec **traitement en fréquences** 92

4.10 Spectre en fréquences du signal de la piste de la figure 4.8 92

4.11 Spectre en fréquences du signal de la piste de la figure 4.9 92

4.12 Distribution du paramètre d'asymétrie de la lumière d'avalanche pour des événements physiques 94

4.13 Distribution du paramètre d'asymétrie pour la lumière d'avalanche pour des muons, des électrons et des alphas 94

4.14 Spectre d'émission de lumière de scintillation primaire des alphas dans la TPC. 99

4.15 Distribution du paramètre d'asymétrie de la scintillation primaire des α. . . 99

4.16 Énergie mesurée pour des α en fonction du temps de dérive dans la chambre, donc de la profondeur de dérive. 100

4.17 Signal et caractérisation d'un muon 102

4.18 Signal et caractérisation d'un muon 103

4.19 Signal et caractérisation d'un électron 104

4.20 Signal et caractérisation d'un électron 105

4.21 Signal et caractérisation d'un électron issu d'une diffusion Compton par un gamma externe 106

4.22 Signal et caractérisation d'un électron issu d'une diffusion Compton par un gamma externe 107

4.23 Signal et caractérisation d'un alpha dans la TPC 108

4.24 Signal et caractérisation d'un alpha dans la TPC 109

4.25 Schéma de principe du système général de déclenchement 112

5.1 Suivi du taux d'α avec et sans filtre à oxygène de type *Oxysorb*. Le jour *j=0* correspond à la mise hors service de filtre. 116

5.2 Mise en parallèle des taux d'α et de $\beta\alpha$ après la mise hors service du filtre Oxysorb. 116

5.3 Événement $\beta\alpha$ typique d'une décroissance du ^{214}Bi vers le ^{214}Po 117

5.4 Distribution des temps de dérive des *alpha* mesurés dans la chambre après installation du filtre à oxygène SEAS, indiquant un dépôt de ^{210}Pb sur la cathode 118

5.5 Spectre des α du ^{210}Po détectés sur la cathode la TPC 118

5.6 Suivi du taux d'alphas et de radon dans le gaz et sur la cathode après changement du gaz 119

5.7 Spectre γ vu par les PMs dans le liquide, avec les deux seuils d'acquisition. La ligne continue correspond au bruit de fond moyen. 121

5.8 Spectre des électrons de recul en coïncidence avec un γ d'au moins 100 keV. 121

5.9 Variations d'amplitude du pic monoénergétique des α émis par la cathode . 122

5.10 Suivi du temps total de dérive avec les α émis par la cathode 123

5.11 Variations relatives d'amplitude des α en fonction de leur position sur chaque piste X ou Y 124

5.12 Carte des variations relatives de gain sur l'anode au premier ordre 124

5.13 Interprétation de la carte de gain X-Y en termes de variation de la distance anode-grille 125

5.14 Interprétation de la carte de gain X-Y en termes de variation de la distance anode-plan de pistes 125

5.15 Distribution des temps de dérive pour des électrons issus de diffusions Compton. 125

5.16 Illustration de l'algorithme de recherche *semi-automatique* de recherche de l'angle 128

5.17 Exemple de détermination *semi-automatique* de la direction pour un électron de 310 keV 129

5.18 Exemple de détermination *semi-automatique* de la direction pour un électron de 350 keV 129

5.19 Exemple de détermination *semi-automatique* de la direction pour un électron de 460 keV 129

5.20 Exemple de détermination *semi-automatique* de la direction pour un électron de 590 keV 129

5.21 Distribution des dispersions angulaires relative à la détermination angulaire *semi-automatique* d'un même lot de données par différents utilisateurs. . . . 130

5.22 Dispersions angulaires de la figure 5.21 en fonction de l'énergie de recul des électrons 130

5.23 Résolution angulaire de la méthode de reconstruction de l'angle de diffusion, évaluée sur des traces simulées à 3 bars de pression. 130

5.24 Convention d'orientation des angles par rapport au repère courant 131

5.25 Allure de la résolution angulaire en fonction de la longueur d'échantillonnage 132

5.26 Image et signaux d'un électron passant à travers les fils d'anode 134

5.27 Distribution des vitesses de montée du signal d'avalanche en lumière pour des électrons simples et des électrons passant à travers l'anode 135

5.28 Distribution des vitesses de montée du signal d'avalanche en lumière pour des électrons avec γ, i.e. qui ne touchent pas l'anode 135

5.29 Spectre des électrons sortant de l'anode 135

5.30 Distribution angulaire des événements *bi-blobs* projeté sur le plan *Y-Z* . . . 135

5.31 Spectre des électrons sortant ou entrant sur la paroi latérale de la TPC (entre 09/1999 et 03/2000) 136

5.32 Localisation des électrons sortant sur la paroi latérale de la TPC, en variations relatives 136

5.33 Distribution angulaire des électrons simples projeté sur le plan *Y-Z*, aprés soustraction de ceux provenant de l'anode et de la paroi latérale de la TPC 137

5.34 Illustration générale de du positionnement et de l'orientation des axes et des angles parrapport au coeur du réacteur. 138

5.35 Angle maximum d'ouverture du cône d'acceptance des électrons de recul en fonction de leur énergie 139

5.36 Schéma de principe du rejet cinématique en ligne du bruit de fond 140

5.37 Spectre des électrons de recul dans l'acceptance cinématique et dans la cinématique opposée, pour toute la sphère des événements contenus : $0. < \theta < 180.$ 141

5.38 Spectre des candidats $\bar{\nu_e} - e^-$, avec rejet en ligne cinématique du bruit de fond, pour $0. < \theta < 180.$ 141

5.39 Spectre des électrons de recul dans l'acceptance cinématique et dans la cinématique opposée, pour la demi-sphère des événements contenus : $90. < \theta < 180.$ 142

5.40 Spectre des candidats $\bar{\nu_e} - e^-$, avec rejet en ligne cinématique du bruit de fond, pour $90. < \theta < 180.$ 142

5.41 Schéma de principe du rejet avant/arrière en ligne du bruit de fond 144

5.42 Spectre des électrons de recul vers l'avant et vers l'arrière, par rapport à l'axe réacteur-détecteur, pour la demi-sphère des événements contenus : $90. < \theta < 180.$ 145

5.43 Spectre des candidats $\bar{\nu_e} - e^-$, avec rejet en ligne avant/arrière du bruit de fond, pour $90. < \theta < 180.$ 145

5.44 Minimisation du rapport entre la section efficace $\bar{\nu_e} - e^-$ mesurée, σ_{exp}, et la section efficace attendu dans le modèle standard, σ_{weak} 146

5.45 Contours d'exclusions à 68% et 90% CL, sur le carré du moment magnétique du neutrino obtenus avce les donnés expérimentales de MUNU, dans le cas d'un rejet en ligne du bruit de fond basé sur la cinématique de la diffusion $\bar{\nu_e} - e^-$. 149

A.1 Convention d'orientation du détecteur et de numérotation des PMs II

C.1 Traces typiques d'électrons. De gauche à droite et de haut en bas : 640 keV, 1300 keV, 1000 keV et 880 keV. XIV

C.2 Trace d'une particule α. XV

C.3 Trace d'un muon traversant le détecteur de part en part. XV

C.4 Gerbe électromagnétique d'un muon ayant interagit dans la paroi de la TPC. XVI

D.1 Orientation d'un contour XIX

D.2 XX

D.3 Effet des gradients directionnels $\mathbf{m}_\mathrm{j}$ (en haut) et $\mathbf{m}_\mathrm{i}$ (en bas). XX

D.4 Coupe à une dimension d'une image de trace (en haut) et de la norme de son gradient (en bas) XXI

D.5 Illustration de l'algorithme existant de recherche de l'angle de diffusion . . . XXII

D.7 Distribution des angles relative à la carte D.6 XXII

D.6 Exemple de carte des angles obtenue avec la norme du gradient supperposée en transparence XXIII

D.8 Exemple complet de traitement d'une trace de muon XXIV

D.9 Comparaison des angles mesuré manuellement pour des muons avec les angles retrouvés par la méthode automatique XXV

E.1 Premiers résultats de la résolution obtenue avec le programme de recherche semi-automatique de l'angle en fonction de la longueur d'échantillonage, superposé à la résolution angulaire prédite (68% CL) par la théorie de Molière pour la diffusion multiple et la granularité du détecteur. XXVIII

Liste des tableaux

1.1 Coefficients A,B et C de l'équation 1.4, pour différentes diffusions neutrino électron. Dans le modèle standard $g_V = 2\,sin^2\theta_W - \frac{1}{2}$, $g_A = -\frac{1}{2}$, $g\prime_V = g_V + 1$ et $g\prime_A = g_A + 1$ 7

3.1 Nombre moyen de photoélectrons reçus par PM pour une source à 835 keV, le 27/08/1998 54

3.2 Suivi du nombre de photoélectrons/MeV produits dans le liquide scintillant. 55

3.3 Comparaison des variations relatives de gain d'anode entre simulations et mesures à différentes tensions d'anodes et différentes pressions de gaz 85

B.1 Position et largeur du pic photoélectron pour chaque PM, le **27/08/1998** . XI

B.2 Position et largeur du pic photoélectron pour chaque PM, le **29/04/1999** . XII

B.3 Position et largeur du pic photoélectron pour chaque PM, le **09/11/1999** . XII