



**HAL**  
open science

# Recherche d'un neutrino stérile avec l'expérience STEREO : construction du veto à muons et estimation du bruit de fond corrélé

Stephane Zsoldos

► **To cite this version:**

Stephane Zsoldos. Recherche d'un neutrino stérile avec l'expérience STEREO : construction du veto à muons et estimation du bruit de fond corrélé. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Grenoble Alpes, 2016. Français. NNT : 2016GREAY047 . tel-01409026v2

**HAL Id: tel-01409026**

**<https://theses.hal.science/tel-01409026v2>**

Submitted on 22 Aug 2017

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

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

## THÈSE

Pour obtenir le grade de

### **DOCTEUR DE LA COMMUNAUTÉ UNIVERSITÉ GRENOBLE ALPES**

Spécialité : **Physique Subatomique et Astroparticules**

Arrêté ministériel : 25 mai 2016

Présentée par

**Stéphane Zsoldos**

Thèse dirigée par **Jean-Sebastien Real** et  
codirigée par **Anne Stutz**

préparée au sein du **Laboratoire de Physique Subatomique et  
Cosmologie (LPSC)**  
dans l'**École Doctorale de Physique de Grenoble**

# **Recherche d'un neutrino stérile avec l'expérience STEREO : Construction du veto à muons et estimation du bruit de fond corrélé**

Thèse soutenue publiquement le **Vendredi 30 septembre 2016**,  
devant le jury composé de :

**Eric Liatard**

LPSC Grenoble, Président

**Dario Auterio**

IPNL Lyon, Rapporteur

**Jose Busto**

CPPM Marseille, Rapporteur

**David Lhuillier**

CEA Saclay, Examineur

**Anne Stutz**

LPSC Grenoble, Co-encadrante de thèse

**Jean-Sébastien Real**

LPSC Grenoble, Directeur de thèse





*A ma mère, mon père et ma soeur,  
qui m'ont tout donné.*

*Cuanto vive el hombre, por fin?  
Vive mil dias o uno solo?  
Una semana a varios siglos?  
Por cuanto tiempo muere el hombre?  
Qué quiere decir 'Para Siempre'?*

PABLO NERUDA, J.C.D.



# Table des matières

<b>Remerciements</b>	<b>9</b>
<b>Introduction</b>	<b>11</b>
<b>1 De la physique des neutrinos à la recherche d'une nouvelle particule</b>	<b>13</b>
1.1 De la théorie de Fermi au modèle électrofaible	13
1.1.1 Désintégration $\beta$ et mise en évidence du neutrino	13
1.1.2 Violation de parité et mesure directe de l'hélicité du neutrino	14
1.1.3 Le modèle électrofaible de Glashow Salam et Weinberg	15
1.1.4 Différentes saveurs de neutrinos	17
1.2 Neutrinos massifs et mécanisme d'oscillation	18
1.2.1 Masse des neutrinos	18
1.2.2 Des états de saveur aux états de masse	21
1.2.3 Propriétés de la matrice de mélange	24
1.2.4 Paramètres d'oscillation $\theta_m$ et $\Delta m^2$	24
1.2.5 Détermination expérimentale des paramètres de mélange	26
1.3 Recherche sur les neutrinos et anomalies	28
1.3.1 Expériences d'oscillation sur réacteur	28
1.3.2 Calibration des détecteurs pour les expériences d'oscillation de neutrinos solaires	31
1.3.3 Expériences accélérateurs	34
1.3.4 Ajustement global et situation actuelle	38
1.3.5 A la recherche d'oscillation à très courte distance	40
1.3.6 Prospectives	46
<b>2 L'expérience STEREO</b>	<b>53</b>
2.1 La source des neutrinos	54
2.1.1 Introduction au fonctionnement d'un réacteur	54
2.1.2 Présentation du site de l'Institut Laue-Langevin	55
2.1.3 Spectre et flux d'antineutrinos émis	56
2.1.4 Evolution du combustible nucléaire à l'ILL	60
2.1.5 Détection des antineutrinos de réacteur	61
2.1.6 Spectre en énergie des antineutrinos détectés	62
2.1.7 Bruits de fond	63
2.2 Le détecteur STEREO	64
2.2.1 Volume cible et couronne extérieur	64
2.2.2 Calibration	68
2.2.3 Performance du détecteur	71
2.2.4 Implantation du détecteur à l'ILL	73
2.2.5 Champ magnétique proche	73
2.3 Blindages	75
2.3.1 Blindages internes	75
2.3.2 Blindages externes	76
2.3.3 Veto à muons	76
2.4 Système d'acquisition	77
2.4.1 Schéma général	77
2.4.2 Carte front-end	77
2.4.3 Déclenchement	78
2.4.4 Carte Trigger	78
2.4.5 Format des données	79

2.4.6	Monitoring	79
2.5	Sensibilité et potentiel de découverte	80
<b>3</b>	<b>Estimation des bruits de fond gammas et neutrons</b>	<b>83</b>
3.1	Introduction	83
3.2	Site de STEREO et environnement proche	84
3.3	Caractérisation du rayonnement gamma	86
3.3.1	Interaction des rayons gammas dans la matière	86
3.3.2	Caractérisation du détecteur germanium de haute pureté et iodure de sodium utilisés	87
3.3.3	Flux gamma induit par le bouchon H7	88
3.3.4	Flux gamma induit par les expériences voisines	89
3.3.5	Influence des captures neutrons dans l'environnement proche du détecteur germanium	90
3.3.6	Contribution au bruit de fond de la capture neutron sur l'azote $^{16}\text{N}$	91
3.3.7	Mesures directionnelles	93
3.3.8	Impact sur les blindages	96
3.4	Caractérisation du bruit de fond neutrons à l'aide d'un détecteur à hélium $^3\text{He}$	96
3.4.1	Détecteur de neutrons à hélium $^3\text{He}$	97
3.4.2	Mesure de l'ambiance neutron dans la casemate PN3	98
3.4.3	Neutrons rapides	99
3.4.4	Mesures "directionnelles"	102
3.4.5	Détermination du spectre en énergie des neutrons	103
3.4.6	Impact sur les blindages	105
<b>4</b>	<b>Estimation des bruits de fond cosmogéniques</b>	<b>107</b>
4.1	Introduction	108
4.1.1	Les rayons cosmiques	108
4.1.2	Composition	108
4.2	Muons Cosmogéniques	109
4.2.1	Production	109
4.2.2	Distributions en énergie et angulaire	110
4.2.3	Impact sur le bruit de fond corrélé du détecteur STEREO	111
4.2.4	Étude en simulation des muons cosmogéniques	112
4.2.5	Simulation des muons cosmogéniques avec la librairie CRY	114
4.3	Mesure du flux de muons sur site à l'aide d'un <i>télescope à muon</i>	115
4.3.1	Présentation	115
4.3.2	Calibration des tubes photomultiplicateurs	116
4.3.3	Calibration des ADC	117
4.3.4	Sélections des muons cosmogéniques	117
4.3.5	Résultats et comparaison avec la simulation	121
4.4	Etude du bruit de fond induit par les muons cosmogéniques	123
4.4.1	Principe	124
4.4.2	Production de neutrons rapides	125
4.4.3	Simulation des neutrons rapides dans STEREO	127
<b>5</b>	<b>Détecteur veto à muon pour l'expérience STEREO</b>	<b>133</b>
5.1	Introduction	133
5.1.1	Détection des muons par émission de la radiation Tcherenkov dans l'eau	134
5.1.2	Prototype du veto à muon et installation au LPSC	136
5.1.3	Calibration	137
5.1.4	Position des tubes photomultiplicateurs sur le veto	137
5.2	Etude de la méthode de déclenchement	138
5.2.1	Présentation	138
5.2.2	Étude du déclenchement à l'aide d'un seuil en amplitude sur un seul tube	140
5.2.3	Intéraction des gammas dans le veto	141
5.2.4	Déclenchement basé sur la somme des signaux de quatre tubes photomultiplicateurs	141
5.2.5	Effet du wavelength shifter 4MU	144
5.2.6	Effet du découpage du veto sur les évènements gammas	145
5.2.7	Résumé et conclusion	147
5.2.8	Anticorrélation entre taux de comptage de muons et pression atmosphérique	147
5.3	Veto final	148
5.3.1	Calibration des tubes photomultiplicateurs	148

5.3.2	Méthode de déclenchement et découpage en blocs . . . . .	150
5.3.3	Efficacité et stabilité dans le temps . . . . .	150
5.3.4	Sensibilité aux rayons gammas . . . . .	152
5.3.5	Efficacité aux bords . . . . .	154
5.4	Conclusion . . . . .	156
<b>6</b>	<b>Simulations des antineutrinos dans le détecteur STEREO et principe de l'analyse</b>	<b>159</b>
6.1	Sélections des évènements . . . . .	160
6.1.1	Déclenchement de l'acquisition . . . . .	160
6.1.2	Algorithme de recherche d'antineutrinos . . . . .	160
6.2	Construction des spectres antineutrinos . . . . .	161
6.2.1	Estimation des coïncidences fortuites . . . . .	161
6.2.2	Estimation des bruits de fond corrélés . . . . .	162
6.3	Simulation du détecteur STEREO et générateur antineutrino . . . . .	162
6.4	Reconstruction en énergie des événements positrons . . . . .	163
6.4.1	Principe . . . . .	163
6.4.2	Systématiques dues à la reconstruction . . . . .	164
6.5	Efficacité de réjection des coupures . . . . .	165
6.5.1	Sur les antineutrinos . . . . .	165
6.5.2	Sur les neutrons rapides . . . . .	166
6.6	Impact du bruit de fond neutrons rapides sur le spectre antineutrino . . . . .	166
6.7	Conclusion . . . . .	168
	<b>Conclusion</b>	<b>171</b>
	<b>A Théorie des fermions libres</b>	<b>173</b>
	<b>B Mécanisme de brisure spontanée de symétrie <math>SU(2)_L \otimes U(1)_Y \rightarrow U(1)_Q</math></b>	<b>175</b>
	<b>C Détermination par la cosmologie du nombre de neutrino se couplant au boson <math>Z^0</math></b>	<b>179</b>
	<b>D Suite et fin des calculs de la probabilité d'oscillation d'un état de saveur</b>	<b>183</b>
	<b>E Disparitions des antineutrinos électroniques émis par les réacteurs</b>	<b>185</b>
	<b>F Nombre de protons cibles disponibles</b>	<b>187</b>
	<b>G Effet de l'angle solide sur le nombre d'antineutrinos détectés attendus</b>	<b>189</b>
	<b>Résumé</b>	<b>191</b>
	<b>Abstract</b>	<b>193</b>



# Remerciements

Trois années se retrouvent condensées dans ce manuscrit de 200 pages — aussi désigné sous l'appellation *gros bébé* — qui n'aurait pas été possible sans bon nombre d'entre vous.

Je voudrais commencer par remercier mes rapporteurs de thèse, Dario AUTERIO de l'IPNL et Jose BUSTO du CPPM, pour leurs retours qui ont permis d'améliorer la qualité de ce manuscrit, et leur chaleureux commentaires. Merci aussi à David LHUILLIER, qui dirige la collaboration STEREO et qui a accepté d'examiner ma thèse. Travailler avec toi fut une expérience extrêmement enrichissante et je ne sais comment te remercier assez pour ton soutien pendant ma recherche de postdoc, alors que nous étions dans la dernière ligne droite de l'installation du détecteur et que tu avais 1000 choses à faire. Enfin, je souhaite remercier Eric LIATARD, qui a accepté de présider mon jury de thèse et a été mon interlocuteur privilégié en charge du suivi de ma thèse. Merci pour ton écoute et ton soutien pendant ces années.

Je voudrais remercier l'équipe administrative du LPSC qui m'a accueilli et m'a offert la chance d'effectuer ma thèse au sein du labo, dirigé par Serge KOX puis par Arnaud LUCOTTE. Merci en particulier à toi Serge pour avoir scruté si attentivement mon manuscrit de la page d'introduction jusqu'à la dernière annexe. L'éventuel lecteur de cette thèse ne peut imaginer à quel point ton aide a été précieuse — sauf si ce lecteur est un de mes amis connaissant la façon dont je m'exprime ou un des mes anciens prof de français. Je remercie aussi particulièrement Arnaud, tu m'a aidé à m'insérer dans le milieu de la physique des particules dès le début de ma "carrière", tu étais rapporteur de mon tout premier stage sur ATLAS à l'époque et tu es l'un des premiers à m'avoir encouragé à persévérer dans ce domaine. Je remercie aussi Johann COLLOT, qui a lui aussi participé à l'ébauche de mon projet professionnel et a été déterminant pour poursuivre dans cette voie.

Je voudrais à présent remercier ceux que j'ai côtoyés au jour le jour durant ces trois années. Je veux parler de mon directeur de thèse, Jean-Sebastien REAL, avec qui j'ai appris à régler la tension d'un PMT à l'oeil, à monter des briques de plomb, ou encore à fabriquer de belles piscines. Je te remercie pour ces trois années passées ensemble, je ne réalise pas encore le chemin que j'ai parcouru depuis mon premier jour au labo où je ne savais rien jusqu'à aujourd'hui. Merci de ta patience et pour tout ce que tu m'as transmis. Merci également à Christophe BERNARD, Momo CHALA et Murielle HEUSCH, avec qui j'ai partagé la construction du veto à muons. Un grand merci au groupe neutrino du LPSC, réapparu en 2013 juste avant mon arrivée, qui en plus de Jean-Seb et Serge comprend les autres membres du groupe avec qui j'ai travaillé : Anne STUTZ, ma co-encadrante, qui a eu la patience de relire encore et encore mon manuscrit et qui m'a offert la chance d'aller à ICHEP 2016, Jacob LAMBLIN, qui sait comment animer les réunions de groupes grâce à ses "débats" avec Jean-Seb, François MONTANET, qui est la sagesse neutrino incarnée — et qui accessoirement m'a fait découvrir la "conférence" des rencontres de Moriond, puis enfin Victor HELAINE, à qui je souhaite une bonne continuation.

Les conditions de travail au LPSC sont telles que nous avons droit à nos propres bureaux, et très souvent à un/une acolyte pour partager ces trois années, avec ses hauts et ses bas. Au bout de six mois de solitude j'ai donc accueilli ce très cher Thomas SALAGNAC, avec qui il n'a pas fallu beaucoup de temps pour partager bien plus que notre bureau. Je te remercie mon cher Toto pour ces années passées en ta compagnie, ma thèse se serait déroulée tout autrement sans ta présence (sans même parler du C++ ou ta fâcheuse tendance à inventer des nouveaux moyens de réécrire la fonction `printf()` — enfin de ce que j'en ai compris). Tu m'as supporté durant cette dernière année de rédaction et tu as toujours été là quand il fallait, je te souhaite bien du courage pour cette dernière année, même si je m'inquiète pas trop pour toi, plutôt pour le futur thésard qui va récupérer tes codes et va se demander si tu es un fou ou un génie. Prends bien soin de notre petit Billy qui se transmettra de génération de thésard neutrino au sein du groupe. Une touffe de fraîcheur nous a rejoint à la fin de ma thèse et qui est en charge de prendre la relève, ma très chère Laura BERNARD, a.k.a Lolo, Bernic, Bernicasse, voir Ratoonita. Je te remercie toi aussi, tu es de plus arrivée quand j'étais en pleine rédaction et sûrement à l'apogée de ma mauvaise humeur, en plus du travail que tu as fourni et que j'ai sans aucune honte récupéré dans cette thèse, tu m'as supporté et apporté ton enthousiasme et ta curiosité qui fait chaud au coeur, surtout au sein de notre communauté. Je te souhaite du courage pour les belles années STEREO qui t'attendent et pour supporter le Toto avec sa rédaction bientôt. Nos petits afternoon tea organisés dans le bureau 212 vont plus que me manquer par la suite. On n'oubliera pas que l'objectif Valencia est seulement reporté pour le moment.

A mes deux compagnons de bars et d'aventures — pardon de thèse — Toto et Lolo s'ajoute une fine équipe qui m'a entouré et qui mérite une vague de remerciements. Merci à toi Giulia PIANA ou Dr. Giugiu, on a traversé ces 3 années de thèse ensemble, et sans ton soutien, ton amour de La Chandelle, du squash, et de la punchline, n'aurais

pas eu la même saveur. N'auraient sûrement pas eu lieu même! Merci de ta patience et d'avoir partagé les mets gastronomiques d'H2 avec moi. A mes trublions Simon BERLENDIS et Sylvain JULIEN-LAFFERIERE, je vous souhaite de continuer à partager cette passion qui est la bière au sein du LPSC et bon courage pour la suite des événements. Merci aux premiers qui m'ont accueilli au labo, à savoir Sandra LE COZ et son expérience sur la troisième année de thèse qui m'a endurci dès le début, Karim LOUEDEC et sa passion pour la coiffure (et d'autres vices communs que nous nous garderons de détailler ici), Tata Francesca VILLA et Tonton John BROWN, avec qui nous partageons notre amour de la science et de l'hémoglobine, merci particulièrement pour votre soutien et d'avoir veillé sur moi durant cette dernière année; et pour finir Adrien DEURVEILHER et Quentin RIFFARD, pour leur goût de Star Wars et du son analogique. Je tiens aussi à remercier plus généralement les membres de l'association des doctorants du LPSC — le Bidul — et à souhaiter une bonne arrivée aux nouveaux venus et bon courage aux vieux qui soutiendront bientôt.

Merci à mon acolyte de longue date Céline CEPEDA pour sa passion pour le poulet frit et bon courage pour cette dernière année aussi.

Merci à mes camarades de toujours, mes pompagnes et pompagnons, de m'avoir soutenu depuis de longues années et sont responsables en amont de ces résultats. Merci à Juliette DOUTRELEAU, Anissa BENZAKOUR, Marie BALAS, Gwen DAUGER, Gaëlle DUBREUCQ, Cecile PINEL, Fanny AIMARD, Camille BRIEND, Doudou BENZAKOUR, Joce RIFFARD, Jason ALESSI, Allan OUDOMPHONG, Etienne FRANCOU, Pyu LESAIN, Momo MOREL, Roudar SANCHEZ, Ben BRAS. Que vive la Pompanie libre et qu'elle rayonne sur le monde.

Merci à mes amis de Toulouse, de Paris et de Nantes, aussi connus sous l'appellation amis de prépas : merci à Lolo PAGIS et Nono GUERBERT, Alex BENSMERRA, Alice CHAPS, Victor GIRON, Steven BARROIS, Massime MORIN, Jacques HENRI, Max FAVIER, Sylvain RACT et Clairon VAN DER VOORDE, qui ont fait le déplacement et qui ont toujours été là pour me soutenir en libérant la pression.

Merci aux compagnons de Phelma, Julien BOREL et Elo GHEGIN, Nico ROLLAND et Jo SCHILLINGS, tous thésards et bientôt libérés.

Merci à toi Emilie DANCKAERT de croire en moi depuis si longtemps, de partager mes doutes, de m'apporter ton soutien et du fromage.

Merci aux compagnons de Londres Isabelle SAMPER, Pierrot KUHN et Olivier Pablito AURIACOMBE, qui ont pris part à l'équation du choix de ce postdoc que j'attaque à vos côtés.

Merci à toi Céline LAMBERT-EMERY pour ton soutien depuis le lycée toujours présent et qui me fait chaud au cœur.

Je termine cette anaphore en voulant remercier mes parents et ma soeur, à qui je dédie ce manuscrit et qui m'ont tout donné.

En fin, tú siempre te encontrarás después de una coma o al final de una frase, un trayecto en tren, una noche en Paris o Pisa, una risa o un pensamiento destinado a ti. Tú haces parte entera de esta tesis que no hubiera sido nunca conseguida sin ti, desde el principio cuando estábamos en Londres hasta hoy cada uno de su lado. Gracias por esta parte del viaje y valentía para el final que se dibuja pronto para ti.

# Introduction

"*I have done a terrible thing, I have postulated a particle that cannot be detected.*" Cette phrase de W. PAULI prononcée dans les années 1930 ne promettait pas un bon départ pour la recherche sur les neutrinos. Heureusement, elle fut contredite 20 ans plus tard lors de la première détection de ces particules par les américains C. COWAN et F. REINES, qui ont ouvert un champ d'exploration qui est, à l'heure actuelle, encore riche en rebondissement.

Nous verrons pourquoi dans le chapitre 1, où après une brève introduction historique nous présenterons le cadre du Modèle Standard dans lequel les neutrinos et leurs interactions sont décrits. Nous verrons que ce formalisme est incomplet et qu'il existe un ensemble de résultats de mesures indiquant qu'il existe une physique au delà du Modèle Standard, où les neutrinos acquièrent une masse. Ceci fut mis en lumière par des expériences d'oscillation de neutrinos que nous décrirons, et nous présenterons quelques mécanismes parmi les plus populaires générant une masse pour ces particules.

Aussi, plusieurs anomalies observées expérimentalement ouvrent la porte à l'existence de neutrinos stériles. Nous parlerons de futurs projets qui vont sonder une de ces anomalies en particulier et dont fait partie l'expérience STEREO décrite dans cette thèse. Cette anomalie des flux des antineutrinos de réacteur stipule qu'il existe un déficit d'environ 7% entre les flux mesurés et ceux calculés. Qui plus est, cette anomalie est significative à  $2.7\sigma$ , et peut être expliquée avec l'ajout d'un nouvel état du neutrino vers lequel ils oscillent lors de leur propagation.

C'est donc dans ce cadre qu'intervient l'expérience STEREO, qui est en cours d'installation à quelques mètres du coeur du réacteur de l'Institut Laue-Langevin de Grenoble. Les calculs du flux de réacteur ainsi que le détecteur STEREO seront détaillés dans le chapitre 2. Nous verrons que la conception originale du détecteur permet de mesurer le flux et le spectre en énergie à six positions différentes. De plus, une oscillation vers un éventuel état stérile pourrait être signée à l'intérieur même du détecteur, par une distorsion relative du spectre en énergie. Ce détecteur offre la possibilité de mener une analyse en comparant les spectres entre eux ce qui permettrait de s'affranchir des incertitudes sur le flux du réacteur.

S'il existe, ce neutrino stérile tel que pointé par l'anomalie réacteur doit osciller à très proche distance de sa source d'émission. Le réacteur nucléaire de l'ILL est un réacteur de recherche qui produit des neutrons pour exploitation par des lignes de faisceau. Pour STEREO ces neutrons sont des sources de bruits de fond, et nous verrons dans le chapitre 3 les campagnes de mesures que nous avons effectuées sur site qui ont permis la conception des blindages du détecteur.

Dans le chapitre 4, nous étudierons une autre source de bruit de fond, les muons cosmogéniques. Ils sont eux aussi capable de produire des neutrons rapides qui vont créer de faux signaux neutrino dans le détecteur STEREO. Nous détaillerons comment nous avons mesuré le flux de muons sur site, ce qui a permis de définir une normalisation pour nos simulations. Et à l'aide de ces simulations, nous avons étudié la production de ces neutrons rapides ainsi que le signal créé dans le détecteur.

Nous ne pouvons développer de stratégie à la surface de la Terre pour bloquer ces muons cosmogéniques. Par contre, nous verrons dans le chapitre 5 que nous pouvons signaler la présence des muons grâce à un détecteur dédié qui permettra d'appliquer un veto en temps lors de l'analyse des données. Ainsi, si un événement ressemblant à un antineutrino est détecté dans STEREO, nous pourrions vérifier qu'il se situe suffisamment loin en temps du dernier passage d'un muon, nous permettant de penser plus encore que cet événement n'est pas produit par un neutron d'origine muonique. Nous verrons la conception et l'installation de ce détecteur, ainsi qu'une étude de ces performances.

Enfin, le chapitre 6 quant à lui présentera une brève introduction à l'analyse des données STEREO, où une étude à été menée pour décrire les systématiques induites par la reconstruction en énergie.

Nous précisons que tout au long de ce manuscrit, un certain nombre de détails de calculs sont renvoyés dans les annexes.



# Chapitre 1

## De la physique des neutrinos à la recherche d'une nouvelle particule

### Sommaire

---

<b>1.1 De la théorie de Fermi au modèle électrofaible</b> . . . . .	<b>13</b>
1.1.1 Désintégration $\beta$ et mise en évidence du neutrino . . . . .	13
1.1.2 Violation de parité et mesure directe de l'hélicité du neutrino . . . . .	14
1.1.3 Le modèle électrofaible de Glashow Salam et Weinberg . . . . .	15
1.1.4 Différentes saveurs de neutrinos . . . . .	17
<b>1.2 Neutrinos massifs et mécanisme d'oscillation</b> . . . . .	<b>18</b>
1.2.1 Masse des neutrinos . . . . .	18
1.2.2 Des états de saveur aux états de masse . . . . .	21
1.2.3 Propriétés de la matrice de mélange . . . . .	24
1.2.4 Paramètres d'oscillation $\theta_m$ et $\Delta m^2$ . . . . .	24
1.2.5 Détermination expérimentale des paramètres de mélange . . . . .	26
<b>1.3 Recherche sur les neutrinos et anomalies</b> . . . . .	<b>28</b>
1.3.1 Expériences d'oscillation sur réacteur . . . . .	28
1.3.2 Calibration des détecteurs pour les expériences d'oscillation de neutrinos solaires . . . . .	31
1.3.3 Expériences accélérateurs . . . . .	34
1.3.4 Ajustement global et situation actuelle . . . . .	38
1.3.5 A la recherche d'oscillation à très courte distance . . . . .	40
1.3.6 Prospectives . . . . .	46

---

## 1.1 De la théorie de Fermi au modèle électrofaible

### 1.1.1 Désintégration $\beta$ et mise en évidence du neutrino

L'histoire du neutrino remonte au début du XX<sup>e</sup> siècle, avec la découverte de la radioactivité en 1896 par H. BECQUEREL et en 1900 par M. CURIE. Les différents rayonnements qu'ils identifient,  $\alpha$ ,  $\beta$  et  $\gamma$ , vont être par la suite intensivement étudiés puis interprétés comme la désintégration d'un noyau suivi de l'émission d'une particule :

- d'hélium pour le rayonnement  $\alpha$ ,
- d'un électron ou de son antiparticule le positron pour le rayonnement  $\beta$ ,
- d'un photon énergétique pour le rayonnement  $\gamma$ .

Alors que les désintégrations  $\alpha$  et  $\gamma$  sont relativement bien comprises dans le nouveau cadre qu'apporte la physique quantique [1], la désintégration  $\beta$  pose plus de problèmes. En particulier, la mesure du spectre continu en énergie de la particule  $\beta$  [2] est difficile à interpréter dans le cadre d'une désintégration à deux corps, telle qu'elle était perçue à l'époque.

La solution du problème se dessine lors de la mesure du spin des produits de la désintégration  $\beta$ . En le comparant au spin de l'état initial, il apparaît nécessaire de rajouter un nouveau fermion produit dans l'état final. Étant donné que personne n'avait pu détecter cette particule par le passé, et que les interactions électromagnétiques étaient déjà bien connues à l'époque, les physiciens estiment que cette particule doit être neutre. De plus, en comparant les masses des états finaux et initiaux, ils peuvent aussi déduire que la masse de cette nouvelle particule doit être quasi-nulle.

C'est W. PAULI qui le premier arrive à cette conclusion en 1930 [3], et propose ainsi l'existence de cette nouvelle particule qu'il nomme *neutron*.

Le neutron que nous connaissons aujourd'hui est découvert par J. CHADWICK en 1932 [4], et c'est finalement E. FERMI qui posa les jalons d'une théorie effective de la désintégration  $\beta$  en 1934 [5] et dénomma ce nouveau fermion neutre le *neutrino*.

E. FERMI décrit cette interaction par une analogie avec la théorie électromagnétique, reformulée par la nouvelle description de l'électrodynamique quantique par P. DIRAC en 1927 [6]. Le lagrangien prend la forme :

$$\mathcal{L}_{\text{QED}} = eJ_\mu A^\mu \quad (1.1)$$

La charge  $e$  correspond à la *force* de l'interaction, entre le courant d'électron représenté par quadrivecteur  $J$  et le potentiel électromagnétique  $A$ .

La désintégration  $\beta$  est perçue comme une interaction à quatre corps avec une nouvelle constante de couplage  $G_F$ , où un neutron se transforme en proton (ou vice versa) en émettant un électron (positron respectivement) et un antineutrino  $\bar{\nu}$  (neutrino  $\nu$  respectivement). Le lagrangien associé s'écrit alors :

$$\mathcal{L}_{\text{Fermi}} = G_F(\bar{n}p \bar{e}\nu) \quad (1.2)$$

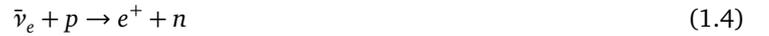
$$= G_F(H_\mu O_H^\mu L_\nu O_L^\mu) \quad (1.3)$$

Avec  $H_\mu$  le courant associé aux hadrons (ce qui implique que la transition d'un neutron vers un proton est décrite de la même manière que celle d'un proton vers un neutron) et  $L_\mu$  pour les leptons.

La théorie de Fermi permet de prédire le spectre en énergie continu de l'électron (positron) émis et postule que le neutrino possède une masse quasi nulle. La mesure de la constante associée à l'interaction  $G_F$  est très faible, de l'ordre de  $10^{-5}/m_p^2$ , ce qui va justifier l'appellation de *force faible* [7].

Nous ne pouvons qu'apprécier l'intuition géniale de E. FERMI, car à l'époque la nature de la force faible est totalement inconnue. G. GAMOV et E. TELLER viendront d'ailleurs compléter plus tard la théorie de Fermi en y rajoutant certains type de transitions  $\beta$  précédemment interdites [8]. L'interaction faible s'avérera être produite par un couplage vecteur moins axial vecteur (abrégé  $V - A$ ) que nous détaillerons plus tard.

Il faudra encore attendre une vingtaine d'années pour observer de manière directe le neutrino, car sa section efficace d'interaction avec la matière est très faible. En 1956, C. COWAN et F. REINES le détecte formellement en mesurant le flux d'antineutrinos électroniques émis par le réacteur de Savannah River [9], grâce à la réaction  $\beta$ -inverse :



La technique de C. COWAN et F. REINES — sur laquelle est basé bon nombre d'expériences dont STEREO — consiste à mesurer le signal produit par l'annihilation d'un positron dans le détecteur suivie des produits de réaction issus de la capture du neutron. La signature de cette réaction réside sur la coïncidence en temps de ces deux signaux, séparés de quelques dizaines de  $\mu\text{s}$ . C. COWAN et F. REINES ont pu estimer une valeur de la section efficace de la réaction  $\beta$ -inverse, de l'ordre de  $10^{-44} \text{ cm}^2$ , qui est en excellente adéquation avec les estimations modernes, basées sur le formalisme du Modèle Standard.

### 1.1.2 Violation de parité et mesure directe de l'hélicité du neutrino

De nouvelles expériences ont suivi cherchant à caractériser le neutrino et — plus généralement — les interactions faisant intervenir la force faible. Un nombre leptonique  $L$  fut introduit en 1953 par E. KONOPINSKI et H. MAHMOUD [10] pour expliquer l'absence de certaines réactions. Les leptons prennent une valeur positive  $L = 1$  et les antileptons  $L = -1$ , et la conservation globale de  $L$  semble être observée lors d'une interaction. Néanmoins, R. DAVIS recherche si les neutrinos et les antineutrinos peuvent être la même particule, en étudiant la "capture" d'un neutrino sur un noyau, processus inverse de la capture électronique [11]. Il étudie si les deux réactions 1.5 et 1.6 sont possibles :



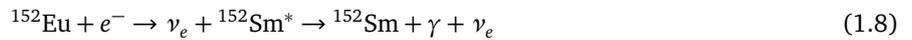
En plaçant son détecteur à proximité d'un réacteur nucléaire, il n'observa pas la réaction 1.6, incompatible avec la conservation du nombre leptonique. Mais nous précisons ici que, malgré tout, le détecteur de Homestake que R. DAVIS a construit permettra d'observer quelques années plus tard les neutrinos produits par le soleil. Cette observation révélera un déficit du flux de neutrino émis par le soleil détecté sur Terre, le célèbre *problème* des neutrinos solaires, qui ne sera résolu que 30 ans plus tard.

La théorie de Fermi est d'une remarquable fiabilité pour les calculs de section efficace de la désintégration  $\beta$  ; elle l'est bien moins pour expliquer d'autres phénomènes mettant en jeu l'interaction faible, comme en particulier le problème  $\theta - \tau$  [10]. Ces deux particules  $\theta$  et  $\tau$  provenant du rayonnement cosmique possèdent les mêmes masses, charges et spins, mais elles se désintègrent pour le  $\theta$  en deux pions, et pour le  $\tau$  en trois pions, alors que tout pourrait porter à croire que ces deux particules sont identiques. L'explication la plus simple mais la plus audacieuse serait alors que la parité, aussi appelée inversion de l'espace (les coordonnées,  $\vec{x}$  par exemple, se transforment en  $-\vec{x}$ ), soit une symétrie violée dans le cas de l'interaction faible.

L'expérience de C.S. WU sur la désintégration  $\beta$  du  $^{60}\text{Co}$  apporta la preuve [12] que la parité est violée dans l'interaction faible — violée maximale même, ce qui veut dire que l'hélicité<sup>1</sup> des neutrinos émis vaut toujours  $-1$ , ou encore que le spin des neutrinos est toujours dans la direction opposée à leur impulsion.

La théorie de la force faible devient encore plus complexe lorsqu'il faut prendre en compte les termes violant la parité, ce que la théorie de Fermi ne contient pas originalement. L'élaboration d'un lagrangien décrivant cette interaction avec des couplages  $V - A$  (c'est à dire, entre un terme d'interaction de type vecteur moins un terme de type vecteur axial), où les termes violant la parité apparaissent naturellement, permet de drastiquement simplifier la formulation de la force faible. Nous devons cette expression principalement à R. FEYNMAN et M. GELL-MANN [13]. Il est intéressant de noter que dans ce modèle, les neutrinos sont sans masse. Leur hélicité peut se confondre avec leur chiralité (qui devient à présent un invariant de Lorentz), et la violation de la parité provient du fait que c'est la partie *gauche* des neutrinos qui interagit.

Par la suite, M. GOLDBAHER, L. GRODZINS et A.W. SUNYAR [14] vont mesurer indirectement la polarisation d'un neutrino produit dans une interaction  $\beta$ , en mesurant la polarisation du photon émis dans la réaction :



La polarisation du photon est l'opposée de celle du neutrino, et lors de la mesure, ils découvrent que le photon a toujours la même polarité de  $+1$ , impliquant que l'hélicité du neutrino est de  $-1$  (ou  $+1$  pour les antineutrinos), confirmant la description de l'interaction faible avec des neutrinos gauches (ou des antineutrinos droits).

Peu après, B. PONTECORVO s'intéresse à la différence entre les  $\nu_e$  et les  $\nu_\mu$ . Il cherche à savoir si la réaction  $\beta$ -inverse induite par des neutrinos muoniques produisent des muons ou des électrons [15]. Plus précisément, si les neutrinos produits lors de la désintégration des pions par la réaction  $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$  peuvent produire des électrons par processus  $\beta$ -inverse  $\nu_\mu + n \rightarrow e^- + p$ . Il observe 29 événements avec une création de muons, contre 6 événements produisant des électrons mais ce résultat est compatible avec le bruit de fond attendu [16]. En 1964 avec plus de données, le CERN va confirmer définitivement son résultat, impliquant qu'en plus d'un nombre leptonique global, il en existe un autre *local*, impliquant la conservation de la saveur lors d'une interaction faible. Nous pouvons noter qu'à l'heure actuelle, les expériences d'oscillation des neutrinos montrent clairement que la saveur n'est pas conservée lors de la propagation d'un neutrino.

C'est une expérience importante, car après C. COWAN et F. REINES qui inventèrent la technologie pour détecter les neutrinos de réacteurs (qu'on appellera par la suite *expériences réacteurs*) et R. DAVIS celle pour les neutrinos *solaires*, B. PONTECORVO a pavé la voie vers un nouveau type d'expérience en utilisant les *accélérateurs* de particules.

## 1.1.3 Le modèle électrofaible de Glashow Salam et Weinberg

### 1.1.3.1 Introduction

La théorie de l'interaction faible des particules élémentaires a été finalisée lors de l'élaboration du Modèle Standard par S. GLASHOW [17], S. WEINBERG [18] et A. SALAM [19] en 1967. Il s'agit d'une théorie de jauge — c'est à dire, basée sur des groupes de symétrie locale, ici  $\text{SU}(2) \otimes \text{U}(1)$  — décrivant à la fois l'interaction électromagnétique et l'interaction faible.

Le mot *unification* souvent employé pour décrire cet accomplissement majeur est — de l'avis de l'auteur de cette thèse — mal approprié, car il ne s'agit nullement ici de rassembler les deux interactions en une seule commune (comme peuvent l'être les champs électriques et magnétiques au sein de la force électromagnétique, propagée par le seul photon), mais plutôt de les décrire dans un même cadre, lié au boson de Higgs qui *fournit* la masse aux bosons vecteurs, médiateurs des interactions. Ce mécanisme a été mis en équation en 1964 par P. HIGGS [20], G. GURALNIK, C.R. HAGEN et T. KIBBLE [21], et finalement par F. ENGLERT et R. BROUT [22].

1. L'hélicité est défini comme la projection du spin sur l'impulsion d'une particule :

$$\hat{h} = \frac{\vec{S} \cdot \vec{P}}{s|\vec{P}|} \quad (1.7)$$

Les valeurs propres de  $\hat{h}$  sont  $\pm 1$  (du fait de la renormalisation par rapport à  $s$ ). Une discussion sur l'hélicité peut être trouvée à l'annexe A.

### 1.1.3.2 Description du Modèle Standard électrofaible

Le Modèle Standard électrofaible est une théorie quantique des champs basée sur les groupes de symétries locaux  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ , où les indices L désignent la chiralité gauche et Y l'hypercharge. A cette théorie s'ajoute un autre groupe de symétrie,  $SU(3)$ , décrivant l'interaction forte à l'aide de 8 gluons entre particules portant une charge de couleur. Mais il est tout à fait possible de considérer indépendamment la forte et la force électrofaible, du fait qu'elle reste inchangée lors du mécanisme de brisure de symétrie produit par le boson de Higgs que nous décrirons par la suite. Nous nous intéresserons dans ce manuscrit uniquement aux neutrinos qui sont des leptons, et qui ne portent aucune couleur, et nous discuterons donc que de la description de l'interaction électrofaible.

Un rappel sur la théorie des fermions libres ainsi qu'une discussion sur la chiralité et l'hélicité sont présentés dans l'annexe A. Ces groupes de symétrie reflètent la nature et le nombre de bosons véhiculant l'interaction, égal au nombre de générateurs de chaque groupe. Il existe 3 bosons vecteurs associé au groupe  $SU(2)$  propageant l'interaction faible,  $W^\pm$  et  $Z^0$ , et un seul associé au groupe  $U(1)$ , le photon  $\gamma$  médiateur de l'interaction électromagnétique.

Le choix des groupes de symétrie impose par la suite le nombre de constantes de couplage à rajouter au modèle, dont les valeurs sont laissées libres et sont obtenus expérimentalement. Il est important de noter aussi que cette structure ne rajoute pas de contraintes supplémentaires sur les fermions, mais uniquement sur la nature de leur interaction. Par exemple, le Modèle Standard n'explique pas l'existence de trois générations de leptons, qui partagent des propriétés équivalentes hormis une différence de masse. Ces trois familles sont répertoriées dans le tableau 1.1. Dans le Modèle Standard, chaque famille est traitée de manière identique.

Première génération	Deuxième génération	Troisième génération
$\nu_e$	$\nu_\mu$	$\nu_\tau$
$e^-$ (0.511 MeV)	$\mu^-$ (105.7 MeV)	$\tau^-$ (1777 MeV)

TABLE 1.1 – Famille de leptons dans le Modèle Standard.

Le Modèle Standard est décrit par un lagrangien  $\mathcal{L}_{MS}$  qui permet après application des équations d'Euler-Lagrange de retrouver les équations du mouvement des leptons ainsi que leurs interactions. Ce lagrangien est le plus général possible respectant les symétries du Modèle Standard. Les leptons sont regroupés dans un vecteur de spineurs pour les interactions faisant intervenir les générateurs de  $SU(2)$  de la forme :

$$L = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e_L^- \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu_L^- \end{pmatrix} \text{ ou } \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau_L^- \end{pmatrix} \quad (1.9)$$

Dans cette représentation, seule la partie gauche du lepton intervient. Ce doublet se transforme donc selon le groupe de symétrie local  $SU(2) \otimes U(1)$  :

$$L' = e^{-\frac{i}{2}(\vec{\sigma} \cdot \theta + \mathbb{I}_2 \alpha)} L \quad (1.10)$$

A ce doublet de spineur est associé un *singulet* qui se transforme selon le groupe local  $U(1)$ , de la forme :

$$R = l_R = e_R^-, \mu_R^- \text{ ou } \tau_R^- \quad (1.11)$$

Ce singulet se transforme selon le groupe de symétrie  $U(1)$  :

$$R' = e^{-i\alpha} R \quad (1.12)$$

Il existe seulement des singulets comprenant des leptons chargés et non des neutrinos, car comme nous l'avons vu précédemment à la section 1.1.2, seuls les neutrinos gauches semblent intervenir dans l'interaction faible.

A l'époque, aucune preuve expérimentale ne vient appuyer le fait que les neutrinos soient massifs. Plus encore, même si E. FERMI en élaborant sa théorie de la désintégration  $\beta$  ne trouva pas de raison fondamentale pour justifier leur absence de masse, il estime qu'ils sont si difficiles à détecter que cette masse doit être extrêmement faible. Nous nous trouvons ainsi en face d'une particule neutre, de masse quasi-nulle, sans couleur, dont seulement la partie gauche du spineur semble prendre part aux interactions. Il paraît donc inutile de rajouter dans la description une partie droite du neutrino, qui par définition ne peut interagir par aucune des trois forces décrites par le Modèle Standard. Ce lagrangien du Modèle Standard est donné par :

$$\mathcal{L}_{MS} = \frac{i}{2} (\bar{R} \gamma^\mu D_\mu R - D_\mu \bar{R} \gamma^\mu R) + \frac{i}{2} (\bar{L} \gamma^\mu D_\mu L - D_\mu \bar{L} \gamma^\mu L) + D_\mu \Phi^\dagger D^\mu \Phi \quad (1.13)$$

$$- \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} - \frac{1}{4} \vec{A}_{\mu\nu} \vec{A}^{\mu\nu} - G_y (\bar{R} \Phi^\dagger L + \bar{L} \Phi R) \quad (1.14)$$

$$+ \lambda^2 \left( v^2 \Phi^\dagger \Phi - \frac{1}{2} (\Phi^\dagger \Phi)^2 \right) \quad (1.15)$$

Les différents termes intervenant dans cette expression sont :

- $L$  qui représente un doublet de lepton
- $R$  qui représente un singulet d'un lepton chargé (la partie du spineur de chiralité droite)
- L'opérateur  $\bar{\phantom{x}}$  indique l'adjoint d'un spineur,  $\bar{\psi} = \gamma^0 \psi^\dagger$
- L'opérateur  $D_\mu$  les dérivées covariantes :

1.  $D_\mu R = \partial_\mu R - i g' B_\mu R$
2.  $D_\mu L = \partial_\mu L - \frac{i}{2} \left( g \vec{\sigma} \cdot \vec{A}_\mu + g' B_\mu \mathbb{I}_2 \right) L$
3.  $D_\mu \Phi = \partial_\mu \Phi - \frac{i}{2} \left( g \vec{\sigma} \cdot \vec{A}_\mu - g' B_\mu \mathbb{I}_2 \right) \Phi$

Où  $g$  et  $g'$  sont deux constantes de couplage,  $A_\mu^i$  avec  $i = [1, 2, 3]$  les champs de jauge associés à SU(2) et  $B_\mu$  celui du groupe U(1).  $\sigma^i$  sont les matrices de Pauli.

- $\Phi$  est un doublet de champ scalaire, et  $G_Y$  est la constante de couplage associée entre  $\Phi$ ,  $L$  et  $R$ .

Ce champ scalaire est d'une importante primordiale, car le Modèle Standard n'est que le lagrangien le plus général qui existe respectant la symétrie locale de type SU(2)  $\otimes$  U(1). Il ne contient que des termes cinétiques de la forme  $\bar{\psi} \not{\partial} \psi$  pour les fermions et de la forme  $F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}$  pour les bosons vecteurs, des termes d'interaction avec un champ scalaire et son potentiel associé. Pour le moment, aucun fermion ne possède un terme de masse dans ce lagrangien, les particules décrites sont donc non massives.

En mécanique analytique, un terme de masse s'obtient en rajoutant un couplage du type  $\bar{\psi} \psi$  dans le cas d'un fermion quelconque représenté par  $\psi$ . Nous ne pouvons rajouter ce terme directement dans le lagrangien  $\mathcal{L}_{MS}$  car il briserait la symétrie SU(2)  $\otimes$  U(1).

Nous invitons le lecteur intéressé à lire la discussion de l'annexe B qui présente des éléments simples montrant pourquoi le lagrangien n'est plus symétrique lorsque nous rajoutons un terme de masse. La masse des fermions est produite par l'interaction avec le champ scalaire  $\Phi$  lors de la brisure de symétrie du lagrangien, ce que le lecteur pourra aussi retrouver dans cette même annexe B.

### 1.1.4 Différentes saveurs de neutrinos

A l'heure actuelle, trois familles de leptons ont été découvertes, et sont décrites de manière identique par le Modèle Standard. La seule différence entre les familles réside en la masse des leptons chargés qui diffèrent de plusieurs ordres de grandeurs (voir tableau 1.1). Chaque famille possède un nombre leptonique local se conservant lors des interactions faibles, appelé *saveur*.

La mesure de la largeur de désintégration du boson  $Z^0$  fixe à trois le nombre de saveur de neutrino [23] interagissant avec le boson  $Z^0$ . Le couplage entre le  $Z^0$  et une paire neutrino-antineutrino est représenté par le diagramme de Feynman de la figure 1.1.

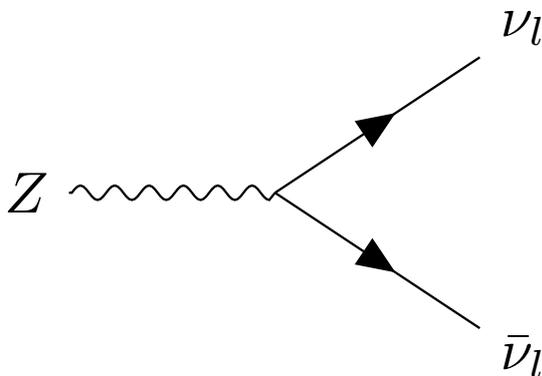


FIGURE 1.1 – Diagramme de Feynman d'une interaction entre un boson  $Z^0$  et une paire neutrino-antineutrino.

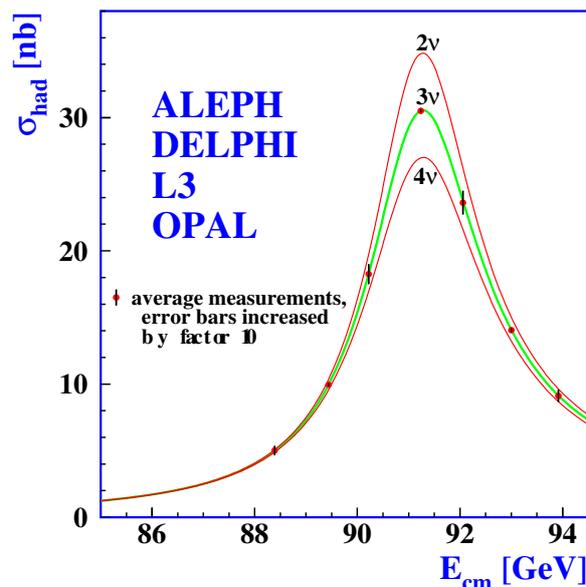


FIGURE 1.2 – Largeur de la désintégration du Z mesurée dans les expériences ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL ainsi que les différents ajustements correspondant au nombre de saveur de neutrino  $N_\nu$  [23].

La largeur de désintégration du boson  $\Gamma_{Z^0}$  est la somme de toutes celles possibles, à savoir :

- Le mode hadronique  $\Gamma_{\text{had}}$ , correspondant à  $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$
- Le mode leptonique  $\Gamma_{\text{lep}}$ , correspondant à  $Z^0 \rightarrow l\bar{l}$
- Le mode *invisible*  $\Gamma_{\text{inv}}$ , correspond à  $Z^0 \rightarrow \nu\bar{\nu}$

Cette largeur de désintégration a été mesurée par les expériences ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL au collisionneur lepton-positron du CERN à la fin des années 1990 [23]. La largeur de désintégration  $\Gamma_{\text{inv}}$  est donnée par :

$$\Gamma_{\text{inv}} = \Gamma_{Z^0} - \Gamma_{\text{had}} - \Gamma_{\text{lep}} \quad (1.16)$$

Le nombre de saveurs intervient en supposant l'universalité des leptons, c'est à dire que la probabilité de production d'une paire neutrino-antineutrino par le boson est égale quelque soit la saveur considérée :

$$\Gamma_{\text{inv}} = N_\nu \Gamma_\nu \quad (1.17)$$

Chaque contribution à la largeur de désintégration peut être calculée grâce à la théorie du Modèle Standard [23]. Le paramètre  $N_\nu$  est déduit par ajustement de la largeur de désintégration totale mesurée.

La figure 1.2 représente les différents ajustements du paramètre  $N_\nu$  de la largeur de désintégration totale du boson  $Z^0$ . Le meilleur ajustement est obtenu pour un nombre de neutrinos égal à trois.

Bien évidemment, cette mesure s'applique uniquement pour des neutrinos de masse inférieure à la moitié de la masse du  $Z^0$ ,  $m_\nu < m_{Z^0}/2$ . Nous en concluons qu'il ne peut exister que trois neutrinos interagissant par voie électrofaible et possédant une masse inférieure à celle du  $Z^0$  divisée par deux.

De plus, l'étude du spectre en puissance du fond diffus cosmologique — ou CMB, pour *cosmic microwave background* — permet aussi de déterminer le nombre de saveurs de neutrino se couplant au boson  $Z^0$  [10]. Le principe repose sur l'estimation de la densité en puissance de chaque contribution de la matière dans l'Univers, et nous invitons le lecteur intéressé à parcourir l'annexe C pour en savoir plus.

## 1.2 Neutrinos massifs et mécanisme d'oscillation

La découverte formelle de l'oscillation de saveur des neutrinos par l'expérience Super-Kamiokande [24] suivie par l'expérience SNO [25] a été récompensée à l'automne 2015 par le prix Nobel de Physique, pour "*The discovery of neutrino oscillation, which shows that neutrinos have mass*"<sup>2</sup>.

Cette découverte apporte une preuve forte sur l'existence de leur masse qui n'était pas prédite par le Modèle Standard, et nécessite l'introduction d'une physique *au-delà* pour décrire complètement les neutrinos. Malgré tout, nous ferons remarquer qu'il existe des modèles d'oscillation des neutrinos compatibles avec une masse nulle, mais ils sont en désaccord avec un des principes fondamentaux du Modèle Standard, l'invariance de Lorentz [26]. Nous ne discuterons pas dans ce manuscrit de la nature de ces modèles. Nous préférons au contraire nous concentrer sur l'explication la plus populaire impliquant une masse non nulle des neutrinos, et nous étudierons dans la partie suivante les lagrangiens les plus simples produisant cette masse.

### 1.2.1 Masse des neutrinos

L'existence d'une masse non nulle des neutrinos peut être incluse dans le Modèle Standard via différents mécanismes. L'extension la plus minimale possible consiste à introduire un couplage avec le boson de Higgs en rajoutant une partie droite au spineur du neutrino, à l'instar des autres fermions. Étant la seule particule neutre du Modèle Standard, nous pouvons aussi les décrire à l'aide d'un spineur de Majorana [27]. Si cette description de Majorana est celle conforme à la réalité physique, il existe alors d'autres mécanismes pouvant générer la masse des neutrinos. De plus, ces mécanismes permettraient d'accomoder la différence que nous pouvons observer entre la masse extrêmement faible des neutrinos comparée à celles des autres particules, justifiant l'idée que des mécanismes de nature différente sont à l'oeuvre. Nous verrons dans la dernière partie de cette section l'un des mécanismes les plus étudiés, connu sous le nom de mécanisme de la Bascule — ou *Seesaw* en anglais.

#### 1.2.1.1 Masse de Dirac

Comme pour les autres fermions, nous pouvons créer un terme de masse pour les neutrinos par interaction avec le boson de Higgs en rajoutant dans le Modèle Standard un singulet contenant un neutrino *droit*  $\nu_R$ . Ce (ou ces) neutrinos droit n'interviennent pas dans la symétrie  $SU(2)_L$  du Modèle Standard, car ce sont des singulets. Ils ne prennent pas part à l'interaction électrofaible, et pour cela sont qualifiés de *stérile* — au contraire des trois autres neutrinos  $\nu_e$ ,  $\nu_\mu$  et  $\nu_\tau$ , qui eux sont *actifs* par rapport à l'interaction faible. Étant donné que ces neutrinos stériles sont massifs, ils ne peuvent interagir que par gravitation.

Ces neutrinos stériles n'ont aucune incidence sur le Modèle Standard, et par conséquent leur nombre n'est pas contraint par la théorie [10]. De fait, nous pouvons ajouter trois nouveaux neutrinos stérile pour conserver une forme

2. "La découverte de l'oscillation des neutrinos, qui prouvent que les neutrinos ont une masse"

de symétrie entre neutrinos actifs et stériles, mais ce n'est pas nécessaire, la présence d'un seul suffit à participer au couplage avec les autres neutrinos et le boson de Higgs.

Le terme générant la masse dans le Modèle Standard provient de :

$$\mathcal{L}_{\text{MS}}^{\text{Masse}} = -G_y (\bar{R}\Phi^\dagger L + \bar{L}\Phi R) \quad (1.18)$$

Après brisure de symétrie, il s'écrit :

$$\mathcal{L}_{\text{MS brisé}}^{\text{Masse}} = -G_y (v + H) (\bar{l}_R l_L + \bar{l}_L l_R) \quad (1.19)$$

$$= -G_y v (\bar{l}_R l_L + \bar{l}_L l_R) - G_y H (\bar{l}_R l_L + \bar{l}_L l_R) \quad (1.20)$$

$$= -G_y v \bar{l} \bar{l} - G_y H \bar{l} \bar{l} \quad (1.21)$$

Où  $l$  est le lepton,  $G_y$  est la constante de Yukawa associée au lepton, et  $v$  la valeur de l'énergie du vide — ou VEV du Higgs.  $\mathcal{L}_{\text{MS brisé}}^{\text{Masse}}$  se décompose en deux parties :

1. Un couplage trilineaire avec le boson de Higgs,  $G_y H \bar{l} \bar{l}$
2. Un terme  $G_y v \bar{l} \bar{l}$ , correspondant à une masse  $m = G_y v$

Nous pouvons fabriquer un nouveau terme d'interaction du même type que celui de Yukawa, pour créer un couplage entre les parties gauche et droite des neutrinos que nous venons d'inclure dans la théorie.

$$\mathcal{L}_\nu^{\text{Masse}} = -G_\nu (\bar{R}_\nu \tilde{\Phi}^\dagger L + \bar{L} \tilde{\Phi} R_\nu) \quad (1.22)$$

Ici, le singulet  $R$  contient le neutrino droit,  $L$  est toujours le doublet de leptons.  $G_\nu$  est une nouvelle constante de couplage de type Yukawa, associée aux neutrinos.

$$R = R_\nu \equiv \nu_R \quad L = \begin{pmatrix} \nu_L \\ l_L \end{pmatrix} \quad (1.23)$$

Nous avons légèrement transformé le champ scalaire de Higgs  $\phi$ , tout en le laissant invariant par rapport aux symétries du Lagrangien du Modèle Standard :

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi_1 \\ \phi_2 \end{pmatrix} \Rightarrow \tilde{\phi} \equiv \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \phi_1 \\ \phi_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \phi_2 \\ -\phi_1 \end{pmatrix} \quad (1.24)$$

Appliquons la brisure de symétrie sur le terme  $\mathcal{L}_\nu^{\text{Masse}}$  :

$$-G_\nu \left[ \bar{\nu}_R (0 \quad v + H) \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_L \\ l_L \end{pmatrix} + (\bar{\nu}_L \quad \bar{l}_L) \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H \end{pmatrix} \nu_R \right] = G_\nu (v + H) (\bar{\nu}_R \nu_L + \bar{\nu}_L \nu_R) \quad (1.25)$$

$$= -G_\nu (v + H) \bar{\nu} \nu \quad (1.26)$$

$$= -G_\nu v \bar{\nu} \nu - G_\nu H \bar{\nu} \nu \quad (1.27)$$

Le terme de masse associé au neutrino se lit alors :

$$m_\nu = G_\nu v \quad (1.28)$$

Nous pouvons estimer un ordre de grandeur de la constante de couplage de Yukawa associée au neutrino en utilisant les dernières limites extraites des expériences qui mesurent le spectre de désintégration  $\beta$  sur le tritium. L'expérience KATRIN [28] accède actuellement à une sensibilité de l'ordre de l'eV sur la masse du neutrino  $\nu_e$ . En l'absence de signal observé par ces expériences, et pour une VEV du Higgs de 246 GeV, nous obtenons :

$$G_\nu = \frac{m_\nu}{v} < 10^{-11} \quad (1.29)$$

Cette valeur est extrêmement faible comparée aux autres fermions. Cela implique un important problème de *naturalité* pour ce mécanisme de masse, quand bien même il constitue une extension très simple au Modèle Standard. De ce fait, ce mécanisme paraît moins approprié dans le cas des neutrinos que pour les autres fermions.

### 1.2.1.2 Masse de Majorana

Les particules de Majorana sont des solutions de l'équation de Dirac, dont les composantes gauches et droites du spineur ne sont pas indépendantes :

$$\psi_R = \epsilon \mathcal{C} \bar{\psi}_L^T \quad (1.30)$$

Avec  $\epsilon$  une phase arbitraire et  $\mathcal{C}$  l'opérateur de conjugaison de charge, défini par :

$$\mathcal{C} \gamma_\mu^T \mathcal{C}^{-1} = -\gamma_\mu \quad (1.31)$$

L'équation 1.31 décrit la représentation de Majorana, où le spineur obéit à la relation :

$$\psi = \mathcal{C} \bar{\psi}^T \quad \text{avec} \quad \psi = \psi_L + \psi_R = \psi_L + \mathcal{C} \bar{\psi}_L^T \quad (1.32)$$

Nous allons aussi par commodité renommer la partie droite du champ fermionique du neutrino par :

$$\nu_R = \mathcal{C} \bar{\psi}_L^T = \nu_L^C \quad (1.33)$$

La particule, solution de l'équation de Dirac dans la représentation de Majorana, ne peut être qu'un fermion neutre vu l'égalité de l'équation 1.32, reliant spineur et son conjugué par l'opérateur de charge. Le seul candidat pour être une particule de Majorana est le neutrino, étant donné qu'il est le seul fermion neutre.

Nous pouvons réécrire le terme de masse d'un neutrino Majorana de la manière suivante :

$$\mathcal{L}_{\text{Majorana}}^{\text{Masse}} = -m \nu \bar{\nu} = -m(\nu_L \bar{\nu}_R + \nu_R \bar{\nu}_L) = -m \nu_L \bar{\nu}_L^C - m \bar{\nu}_L \nu_L^C \quad (1.34)$$

Nous pouvons encore travailler cette expression en utilisant la relation

$$\bar{\nu}_L^C = \overline{\mathcal{C} \bar{\nu}_L^T} = (\mathcal{C} \bar{\nu}_L^T)^\dagger \gamma_0 = \nu_L^T \gamma_0^\dagger \mathcal{C}^\dagger \gamma_0 = -\nu_L^T \mathcal{C}^\dagger \quad (1.35)$$

Du fait de la redondance et du double comptage, nous allons introduire un facteur 1/2 dans la définition du lagrangien. Il se réécrit alors :

$$\mathcal{L}_{\text{Majorana}}^{\text{Masse}} = -\frac{1}{2} m \nu_L \bar{\nu}_L^C - m \bar{\nu}_L \nu_L^C \quad (1.36)$$

$$= -\frac{1}{2} m (-\nu_L^T \mathcal{C}^\dagger \nu_L + \bar{\nu}_L \mathcal{C} \bar{\nu}_L^T) \quad (1.37)$$

Ce lagrangien ne peut-être inclus dans le Modèle Standard, étant donné qu'il ne respecte pas la symétrie U(1). En effet, si l'on applique une transformation  $\nu' \rightarrow e^{i\phi} \nu$ , le Lagrangien se transforme en :

$$\mathcal{L}_{\text{Majorana}}^{\text{Masse}'} \rightarrow -\frac{1}{2} m (-e^{2\phi} \nu_L^T \mathcal{C}^\dagger \nu_L + e^{-2\phi} \bar{\nu}_L \mathcal{C} \bar{\nu}_L^T) \quad (1.38)$$

D'après le théorème de Noether, toute symétrie du lagrangien implique la conservation d'une charge Q. Dans le cas d'une masse de Dirac par exemple pour les neutrinos, cette charge est associée au nombre leptonique. Un terme de masse de Majorana, s'il existe, viole par conséquent la conservation du nombre leptonique dans les interactions. Mais l'intérêt de cette construction permet de ne pas introduire de neutrinos droits, dont l'existence n'est pas prouvée. Le terme de masse peut être généré directement à partir du champ fermionique gauche du neutrino.

### 1.2.1.3 Cas Général

Ces deux mécanismes permettant de donner une masse aux neutrinos sont incorporés dans un cadre plus général où l'on peut considérer que la masse est due à un terme de Dirac, c'est à dire par un couplage au boson de Higgs, alors que la nature même du neutrino est décrite par un spineur de Majorana. Nous pouvons construire le lagrangien plus général :

$$\mathcal{L}_\nu^{\text{masse}} = \mathcal{L}_{\nu_L}^{\text{Majorana}} + \mathcal{L}_\nu^{\text{Dirac}} + \mathcal{L}_{\nu_R}^{\text{Majorana}} \quad (1.39)$$

$$= -\frac{1}{2} m_L (-\nu_L^T \mathcal{C}^\dagger \nu_L + \bar{\nu}_L \mathcal{C} \bar{\nu}_L^T) \quad (1.40)$$

$$- m_D (\bar{\nu}_R \nu_L + \bar{\nu}_L \nu_R) \quad (1.41)$$

$$- \frac{1}{2} m_R (-\nu_R^T \mathcal{C}^\dagger \nu_R + \bar{\nu}_R \mathcal{C} \bar{\nu}_R^T) \quad (1.42)$$

Où nous avons rajouté un neutrino droit pour créer le terme de masse de Dirac tout en supposant que ce neutrino droit est représenté par un spineur de Majorana. Nous pouvons ajouter plusieurs neutrinos droits, mais par souci de clarté nous décrirons uniquement le cas où un seul neutrino droit est rajouté et nous étudierons le couplage par rapport à un seul neutrino gauche aussi. Nous avons aussi différencié les différentes intensités des masses en utilisant les indices associés au lagrangien dans lequel ils interviennent,  $m_L$  et  $m_R$  pour les neutrinos de Majorana gauche et droit respectivement, et  $m_D$  pour celle produite par l'interaction des deux champs par un couplage de Dirac.

Nous pouvons réécrire ce lagrangien en définissant une matrice de masse, ainsi qu'un vecteur de spineur :

$$N_L \equiv \begin{pmatrix} \nu_L \\ \nu_R^c \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad M \equiv \begin{pmatrix} m_L & m_D \\ m_D & m_R \end{pmatrix} \quad (1.43)$$

Le lagrangien général décrivant la masse des neutrinos se réécrit de manière matricielle sous la forme :

$$\mathcal{L}_v^{\text{masse}} = \frac{1}{2} N_L^T C^\dagger M N_L + \frac{1}{2} \bar{N}_L^T C M \bar{N}_L \quad (1.44)$$

La matrice  $M$  symétrique réelle est donc diagonalisable, qui plus est par une matrice de passage unitaire  $U$  [10]. La diagonalisation permet de définir les champs de masse propre :

$$\mathcal{L}_v^{\text{masse}} = \frac{1}{2} N_L^T C^\dagger (U^\dagger M U) N_L + \frac{1}{2} \bar{N}_L^T C (U^\dagger M U) \bar{N}_L \quad (1.45)$$

Les masses associées sont les valeurs propres de la matrice de masse, que nous pouvons calculer à l'aide du déterminant du polynôme caractéristique :

$$\det(M - \lambda \mathbb{I}_2) = 0 \Leftrightarrow (m_L - \lambda)(m_R - \lambda) - m_D^2 = 0 \quad (1.46)$$

La résolution de ce polynôme du second degré donne comme racine :

$$\lambda_{1,2} = m_L + m_R \pm \sqrt{(m_L - m_R)^2 + 4m_D^2} \quad (1.47)$$

Par la diagonalisation nous avons obtenu les deux masses propres de nos neutrinos droit et gauche que nous avons décrit par ce lagrangien. Nous pouvons continuer par la suite et rajouter d'autres neutrinos droits ou gauches de Majorana, en rajoutant les termes correspondant dans le lagrangien, que l'on peut mettre sous forme matricielle avec une matrice de masse toujours symétrique. C'est à dire qu'elle est diagonalisable dans tous les cas et donc définit des masses pour les états de neutrinos supplémentaires.

#### 1.2.1.4 Mécanisme de la bascule - Seesaw

En continuant d'étudier le modèle à deux neutrinos que nous avons décrit précédemment, nous pouvons étudier des cas limites intéressants sur les masses des états que nous avons introduits.

**Cas 1** :  $m_L = m_R$  Les états de propre de masse ont comme valeur propre  $m_{1,2} = m_L \pm m_D$ . Il est intéressant de voir que l'écart de masse est donné par  $\Delta m^2 = m_1^2 - m_2^2 = 4m_L m_D$  où nous avons choisi ici  $m_1 > m_2$ . Ce paramètre sera important pour les expériences d'oscillation, voir section 1.2.4.

**Cas 2** :  $m_L = m_R = 0$  Les états propres de masse ont comme valeurs propres  $m_{1,2} = \pm m_D$ , que l'on peut rephaser pour donner deux états positifs :  $m_{1,2} = m_D$  [10].

**Cas 3** :  $m_L = 0$  et  $m_R \gg m_D$  Ce cas limite permet de distinguer deux états propres distincts  $m_1 = m_D^2/m_R$  et  $m_2 = m_R$ . En d'autres termes, nous avons un état léger  $m_1$  et un autre lourd  $m_2$ , en fonction de la masse de  $m_R$ . Plus  $m_R$  augmente, plus  $m_2$  est lourd et  $m_1$  léger. C'est pourquoi ce mécanisme est connu sous le nom du *mécanisme de la bascule*.

Ce dernier cas limite est le plus intéressant car il permet d'expliquer de manière simple pourquoi les neutrinos gauches sensibles à l'interaction faible ont une masse si légère. De plus, pour parvenir à ce résultat, nous avons posé  $m_L = 0$ , ce qui est tout à fait plausible étant donné que les neutrinos gauches sont ceux décrits par le Modèle Standard, et un terme de masse de type Majorana viole les symétries du lagrangien et ne peut pas être renormalisé [10]. L'existence d'un neutrino droit (stérile) et lourd représenté par un spineur de Majorana permettrait alors grâce au mécanisme de la bascule de générer une masse aux neutrinos actifs connus.

## 1.2.2 Des états de saveur aux états de masse

En 1962, l'idée que les neutrinos soient massifs est discuté par Maki, Nakagawa et Sakata [29]. Ils assument qu'il existe une transformation entre les champs de neutrinos de saveurs  $\nu_e$  et  $\nu_\mu$  (le  $\tau$  n'avait pas encore été découvert à l'époque) et les champs des neutrinos *vrais* avec une masse définie  $\nu_1$  et  $\nu_2$  par une rotation :

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix} \quad (1.48)$$

Malgré cette distinction entre états de saveur et états de masse, ils n'imaginent pas encore le phénomène d'oscillation [30] impliquant que les neutrinos soient massifs. Nous verrons dans la section suivante en quoi c'est le cas, en calculant l'amplitude de la fonction d'onde associée à la propagation d'un état de masse définie d'un neutrino.

### 1.2.2.1 Calcul de la probabilité d'oscillation

La propagation des états de masse d'un ket propre  $|\Phi\rangle$  de l'Hamiltonien d'un système se déduit par intégration de l'équation de Schrödinger :

$$\int_{t_0}^t i \frac{\partial |\Phi\rangle}{\partial t} = \int_{t_0}^t H |\Phi\rangle \quad (1.49)$$

C'est à dire,

$$|\Phi(t)\rangle = |\Phi_0\rangle e^{-iHt} \quad (1.50)$$

Nous allons étudier à présent la propagation des états de saveurs des neutrinos,  $\nu_\alpha$  avec  $\alpha = e, \mu, \tau$ . Définissons une matrice de changement de base, qui nous permet d'écrire les états propres de saveur  $\nu_\alpha$  dans la base des états propres de masse que nous dénoterons  $\nu_i$  :

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_i U_{ai} |\nu_i\rangle \iff \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix}_{\text{saveur}} = \begin{pmatrix} u_{e1} & u_{e2} & u_{e3} \\ u_{\mu1} & u_{\mu2} & u_{\mu3} \\ u_{\tau1} & u_{\tau2} & u_{\tau3} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix}_{\text{masse}} \quad (1.51)$$

Les coefficients de la matrice sont des nombres complexes dans le cas le plus général. Ici, nous avons décrit le changement de base entre les trois neutrinos interagissant par voie faible avec les neutrinos massifs se propageant. Nous pouvons imaginer un cas plus général, où il pourrait exister plusieurs neutrinos n'interagissant pas par voie faible. Il suffit d'adapter la dimension de la matrice au nombre de nouveaux neutrinos  $N_\nu = 3 + N_s$  (avec  $N_s$  le nombre de neutrino additionnel) et en complétant avec de nouveaux coefficients dans la matrice.

Nous rappelons la forme de la propagation d'un état de masse, à la position  $\vec{x}$  et et au temps  $t = 0$  :

$$|\nu_i(\vec{x}, t)\rangle = e^{-iE_i t} |\nu_i(\vec{x}, 0)\rangle \quad (1.52)$$

L'équation de Schrödinger possède comme solution les vecteurs propres de l'Hamiltonien, c'est à dire des états de masse. C'est pour cela que nous devons introduire la matrice de passage entre états de saveur et états de masse, car nous ne connaissons l'équation de propagation que pour ces derniers.

Le neutrino est émis à l'instant  $t = 0$  avec un moment  $\vec{p}$ . Nous pouvons écrire alors :

$$|\nu_i(\vec{x}, 0)\rangle = \langle p | |\nu_i(0)\rangle \quad (1.53)$$

$$= e^{i\vec{p} \cdot \vec{x}} |\nu_i(0)\rangle \quad (1.54)$$

Nous obtenons, où nous avons renommé  $|\nu_i(0)\rangle \equiv |\nu_i\rangle$  :

$$|\nu_i(\vec{x}, t)\rangle = e^{-iE_i t + i\vec{p} \cdot \vec{x}} |\nu_i\rangle \quad (1.55)$$

Nous pouvons inverser la relation de passage entre états de saveur et états de masse. En effet, les états de masse  $\nu_i$  solutions de l'équation de Schrödinger forment une base orthonormée de l'espace de Fock. Les états de saveurs sont donc aussi une base orthonormée et par conséquent la matrice  $U$  est *symétrique*, donc bien inversible, et  $U^{-1} = U^T$ . Ce que nous traduisons par :

$$|\nu_i\rangle = \sum_\alpha U_{ai}^{-1} |\nu_\alpha\rangle \quad (1.56)$$

Cette matrice de passage doit respecter la normalisation des états propres de l'équation de Schrödinger, autrement appelée condition d'*unitarité*, qui implique que  $U$  est unitaire [10].

Pour la suite des calculs, nous ommettons de spécifier que l'impulsion  $\vec{p}$  et les coordonnées  $\vec{x}$  de la particule sont des vecteurs,  $\vec{p} \equiv p$  et  $\vec{x} \equiv x$ . Utilisons la propagation de la fonction d'onde que nous avons dérivée à l'équation 1.55 :

$$|\nu_i(x, t)\rangle = e^{-iE_i t + i\vec{p} \cdot \vec{x}} |\nu_i\rangle \quad (1.57)$$

$$= \sum_\alpha U_{ai}^{-1} e^{-iE_i t + i\vec{p} \cdot \vec{x}} |\nu_\alpha\rangle \quad (1.58)$$

Replaçons nous à présent dans la base des états de saveurs. Nous obtenons la propagation de ces états :

$$|\nu_\alpha(x, t)\rangle = \sum_i U_{\alpha i} |\nu_i\rangle \Rightarrow \sum_i \sum_\beta U_{\alpha i} U_{\beta i}^{-1} e^{-iE_i t + i p x} |\nu_\beta\rangle \quad (1.59)$$

Nous travaillons dans un système d'unités *naturelles*, avec  $c = 1$ . En utilisant l'hypothèse que la masse des neutrinos est extrêmement faible, nous pouvons écrire au premier ordre :

$$E = \sqrt{m^2 + p^2} \simeq p + \frac{m^2}{2p} \quad (1.60)$$

Nous allons remplacer dans l'équation 1.59 la relation des neutrinos relativiste de l'équation 1.60 :

$$\sum_i \sum_\beta U_{\alpha i} U_{\beta i}^{-1} e^{-iE_i t + i p x} |\nu_\beta\rangle = \sum_i \sum_\beta U_{\alpha i} U_{\beta i}^{-1} e^{-iE_i t + i p c t} |\nu_\beta\rangle \quad (1.61)$$

$$= \sum_i \sum_\beta U_{\alpha i} U_{\beta i}^{-1} e^{-i p_i t - i \frac{m_i^2}{2p} t + i p t} |\nu_\beta\rangle \quad (1.62)$$

$$= \sum_i \sum_\beta U_{\alpha i} U_{\beta i}^{-1} e^{-i \frac{m_i^2}{2p} t} |\nu_\beta\rangle \quad (1.63)$$

Nous avons à présent une formule qui nous donne l'évolution dans le temps d'un état de saveur émis à l'instant  $t = 0$  avec une impulsion  $\vec{p}$  :

$$|\nu_\alpha(x, t)\rangle = \sum_i \sum_\beta U_{\alpha i} U_{\beta i}^{-1} e^{-i \frac{m_i^2}{2p} t} |\nu_\beta\rangle \quad (1.64)$$

Les neutrinos étant ultra-relativistes, on peut remplacer à l'ordre 0  $p \simeq E$  et  $ct = x \equiv L$  :

$$|\nu_\alpha(L, E)\rangle = \sum_i \sum_\beta U_{\alpha i} U_{\beta i}^{-1} e^{-i \frac{m_i^2}{2} \frac{L}{E}} |\nu_\beta\rangle \quad (1.65)$$

L'amplitude de la transition entre 2 états de saveurs nous est donnée par la projection d'un état  $\alpha$  sur un autre état  $\beta$  :

$$A(\alpha \rightarrow \beta)(t) = \langle \nu_\beta | \nu_\alpha(x, t) \rangle = \langle \nu_\beta | \sum_i \sum_\beta U_{\alpha i} U_{\beta i}^{-1} e^{-i \frac{m_i^2}{2} \frac{L}{E}} |\nu_\beta\rangle \quad (1.66)$$

$$= \sum_i U_{\alpha i} U_{\beta i}^{-1} e^{-i \frac{m_i^2}{2} \frac{L}{E}} \quad (1.67)$$

Et nous déduisons la probabilité de transition en prenant le carré de l'amplitude :

$$P(\alpha \rightarrow \beta)(L, E) = \|A(\alpha \rightarrow \beta)\|^2 = \sum_i U_{\alpha i} U_{\beta i}^{-1} e^{-i \frac{m_i^2}{2} \frac{L}{E}} \times \overline{\sum_j U_{\alpha j} U_{\beta j}^{-1} e^{-i \frac{m_j^2}{2} \frac{L}{E}}} \quad (1.68)$$

$$= \sum_i \sum_j U_{\alpha i} U_{\beta i}^{-1} \overline{U_{\alpha j} U_{\beta j}^{-1}} e^{-i \frac{m_i^2 - m_j^2}{2} \frac{L}{E}} \quad (1.69)$$

L'équation 1.69 relie la probabilité de présence d'un neutrino d'énergie  $E$  à la distance  $L$  de la source où il a été créé en fonction des coefficients de la matrice  $U$  et des écarts de masse au carré des neutrinos.

Nous pouvons continuer à travailler sur l'expression 1.69 pour séparer la contribution des parties réelle et imaginaire des coefficients de la matrice. La suite de ces calculs peut-être trouvée dans l'annexe D, et la formule que nous obtenons à la fin est la suivante :

$$P(\alpha \rightarrow \beta)(L, E) = \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_i \sum_{j < i} \Re(U_{\alpha i} U_{\beta i}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j}) \sin^2 \left( 1.27 \Delta m_{ij}^2 \frac{L [\text{m}]}{E [\text{MeV}]} \right) \quad (1.70)$$

$$- 2 \sum_i \sum_{j < i} \Im(U_{\alpha i} U_{\beta i}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j}) \sin \left( 2.54 \Delta m_{ij}^2 \frac{L [\text{m}]}{E [\text{MeV}]} \right) \quad (1.71)$$

Les écarts de masse entre les neutrinos ainsi que les coefficients de la matrice  $U$  sont responsables du *mélange* entre les différents états de saveurs. Nous utiliserons le nom de *matrice de mélange* pour se référer à  $U$ .

### 1.2.3 Propriétés de la matrice de mélange

La matrice  $U$  est de dimension  $\dim(U) = N_\nu$ , avec  $N_\nu$  étant le nombre de neutrino considéré. Elle possède donc  $N_\nu^2$  paramètres, et les propriétés des matrices unitaires [10] nous permettent d'affirmer que nous pouvons la paramétrer à l'aide de  $N_\nu(N_\nu-1)/2$  termes indépendants. A cela s'ajoute  $N_\nu(N_\nu+1)/2$  phases en considérant les parties imaginaires. Ce nombre de phase peut être considérablement réduit, en considérant que les neutrinos n'interviendront que dans les courants faibles véhiculés par les  $W^\pm$  et le  $Z^0$ .

Pour trois neutrinos,  $N_\nu = 3$  :

$$N_\nu = 3 \Rightarrow \begin{cases} \frac{3(3-1)}{2} = 3 & \text{paramètres indépendants} \\ \frac{3(3+1)}{2} = 6 & \text{phases} \end{cases} \quad (1.72)$$

Les trois paramètres indépendants peuvent être décrits sous la forme des angles d'Euler, de manière analogue au mélange des quarks représentés par la matrice CKM [10]. Il est démontré [10] que comme dans le secteur des quarks, seule une phase s'avère physique. Si cette phase est non nulle, elle indiquerait qu'il existe une différence entre les oscillations de neutrinos et de leur antiparticule, impliquant une violation de la symétrie CP. Par conséquent, nous noterons cette phase  $\delta_{CP}$ . Cette représentation de la matrice  $U$  connue sous les noms de Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata prend la forme :

$$U_{PMNS} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \theta_{23} & \sin \theta_{23} \\ 0 & -\sin \theta_{23} & \cos \theta_{23} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} \cos \theta_{13} & 0 & \sin \theta_{13} e^{-i\delta_{CP}} \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin \theta_{13} e^{i\delta_{CP}} & 0 & \cos \theta_{13} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} \cos \theta_{12} & \sin \theta_{12} & 0 \\ -\sin \theta_{12} & \cos \theta_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.73)$$

Les angles d'Euler que nous avons introduits,  $\theta$ , sont aussi connus sous le nom *d'angles de mélange*. La matrice  $U_{PMNS}$  prend la forme, avec  $\cos \theta_{ij} = c\theta_{ij}$  et  $\sin \theta_{ij} = s\theta_{ij}$  :

$$U_{PMNS} = \begin{pmatrix} c\theta_{12}c\theta_{13} & s\theta_{12}c\theta_{13} & s\theta_{13}e^{-i\delta_{CP}} \\ -s\theta_{12}c\theta_{23} - c\theta_{12}s\theta_{13}s\theta_{23}e^{i\delta_{CP}} & c\theta_{12}c\theta_{23} - s\theta_{12}s\theta_{13}s\theta_{23}e^{i\delta_{CP}} & c\theta_{13}s\theta_{23} \\ s\theta_{12}s\theta_{23} - c\theta_{12}s\theta_{13}c\theta_{23}e^{i\delta_{CP}} & -c\theta_{12}s\theta_{23} - s\theta_{12}s\theta_{13}c\theta_{23}e^{i\delta_{CP}} & c\theta_{13}c\theta_{23} \end{pmatrix} \quad (1.74)$$

Nous avons omis ici de rajouter deux phases supplémentaires qui serait dues à la nature propre des neutrinos s'ils sont de type Majorana, c'est à dire s'ils sont leur propre antiparticule. Ces deux phases supplémentaires apparaissent sur les termes diagonaux de la matrice  $U_{PMNS}$  [10]. Par conséquent, en reprenant la formule de la probabilité d'oscillation de l'équation 1.69, nous pouvons constater que ces phases vont s'annuler et n'apparaîtront pas dans le calcul, et donc n'auront pas d'impact pour les expériences d'oscillation.

### 1.2.4 Paramètres d'oscillation $\theta_m$ et $\Delta m^2$

La probabilité de transition entre neutrinos dépend de la valeur des coefficients de la matrice PMNS, c'est à dire de trois angles de mélange, deux écarts des masses entre les trois neutrinos, et d'une phase provoquant une violation de CP soit un total de six paramètres. Ces paramètres de mélange ne sont accessibles que par la mesure expérimentale, étant donné que le Modèle Standard ne prédit pas la masse des neutrinos.

Pour illustrer simplement la contribution de ces paramètres, imaginons un modèle à seulement deux neutrinos de saveurs, par exemple  $\nu_e$  et  $\nu_\mu$ . La matrice de mélange  $U$  n'étant plus que de dimension 2, il faut :

$$N_\nu = 2 \Rightarrow \begin{cases} \frac{2(2-1)}{2} = 1 & \text{paramètres indépendants} \\ \frac{2(2+1)}{2} = 3 & \text{phases} \end{cases} \quad (1.75)$$

Cabbibo, Kobayashi et Maskawa ont montré [10] qu'il ne peut exister une violation de la symétrie CP s'il existe moins de trois générations de familles de particules, comme par exemple dans le secteur des quarks. La matrice de mélange  $U$  n'est qu'une simple matrice de rotation paramétrée par un seul angle  $\theta$  et s'écrit :

$$U = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \quad (1.76)$$

La probabilité d'oscillation d'un neutrino électronique vers un neutrino muonique est :

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu)(t) = 4 \cos^2 \theta \sin^2 \theta \cos\left(1.27 \Delta m_{ij}^2 \frac{L}{E}\right) \quad (1.77)$$

$$= \sin^2 2\theta \cos\left(1.27 \Delta m_{ij}^2 \frac{L}{E}\right) \quad (1.78)$$

Le paramètre  $\sin^2 2\theta$  est responsable de l'amplitude de l'oscillation. L'angle maximum correspond à :

$$\theta_{\max} = \frac{\pi}{4} = 45^\circ \quad (1.79)$$

Cet angle maximum prend le nom d'*octant*, car  $\theta_{\max} = 2\pi/8$

L'écart de masse au carré contenu dans l'argument du sinus va piloter la *fréquence* de l'oscillation. Par exemple, si nous voulons mesurer le nombre de neutrinos électroniques qui se sont transformés à une distance  $L_{\text{exp}}$ , nous pouvons choisir cette distance de manière à nous placer dans une zone où la probabilité d'oscillation est maximale :

$$L_{\max} [\text{m}] = \frac{E [\text{MeV}]}{1.27 \Delta m^2 [\text{eV}^2]} \frac{\pi}{2} \quad (1.80)$$

Les maximums d'oscillation se retrouvent ensuite tous les  $L_{\max}$ . La figure 1.3 illustre l'impact de ces deux paramètres.

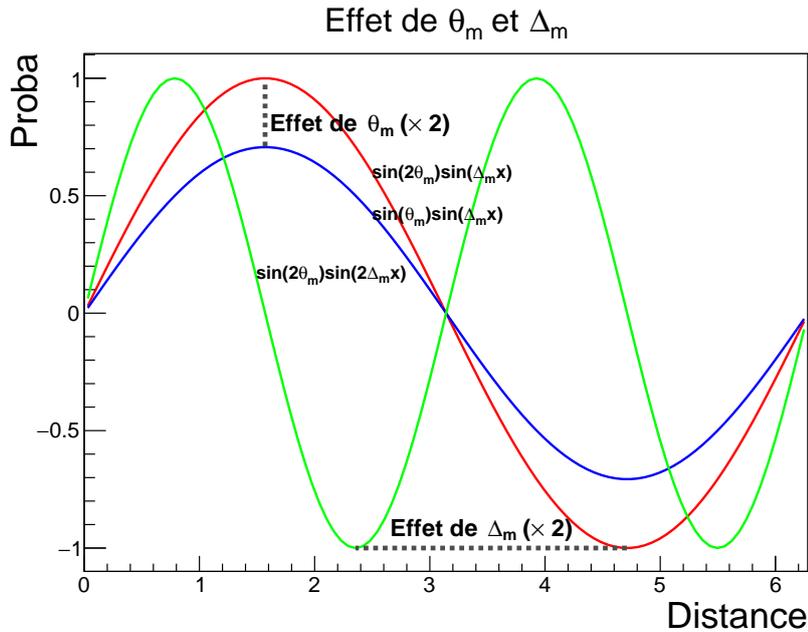


FIGURE 1.3 – Effet des paramètres  $\Delta_m^2$  et  $\theta_m$  dans le cas d'une oscillation entre deux saveurs de neutrino. En bleu, nous avons représenté la probabilité d'oscillation de la forme  $\sin^2(2\theta)\sin(\Delta_m^2 L)$ , puis nous avons multiplié pour obtenir la courbe rouge l'angle de mélange par deux, et nous avons multiplié l'écart de masse au carré par deux pour obtenir la courbe verte.

La probabilité d'oscillation et les paramètres de mélange sont déterminés à l'aide d'une expérience qui va mesurer le flux de neutrinos produit par une source à une distance  $L$ , et si possible en fonction de l'énergie. Dans un modèle à trois neutrinos, nous avons trois angles de mélange et deux écarts de masse au carré, ainsi qu'une éventuelle phase CP. Pour être en mesure de les déterminer, il faut donc construire des expériences à des distances différentes des sources de neutrinos, et encore mieux à des gammes d'énergie différentes.

Nous présenterons les mesures expérimentales des paramètres de mélange dans la section suivante, et nous verrons que dans certains cas la fréquence d'une oscillation est dirigée par le plus grand écart de masse, c'est à dire celui où l'oscillation est la plus courte. Cela implique que pour des expériences assez proche de la source il est possible de négliger la contribution à l'oscillation due à l'écart de masse le plus faible, et ainsi travailler dans un modèle à deux neutrinos.

## 1.2.5 Détermination expérimentale des paramètres de mélange

Le modèle d'oscillation à trois neutrinos  $\nu_e$ ,  $\nu_\mu$  et  $\nu_\tau$  permet de décrire tous les résultats expérimentaux, hormis certaines anomalies dont nous parlerons dans les sections suivantes. Tous les paramètres de mélange sont mesurés avec un degré de précision de l'ordre de [5 – 10]%, et sont répertoriés dans les tables 1.2 et 1.3.

Il existe quatre sources principales de neutrinos dont le flux a été mesuré, il s'agit du soleil, de la désintégration des muons dans l'atmosphère, des réacteurs nucléaires et de la désintégration des pions et muons produits par les accélérateurs de particules.

La première expérience à avoir entre-aperçu le phénomène d'oscillation est celle de R. DAVIS à l'aide du détecteur d'Homestake dans les années 1960 [31]. Le but était de mesurer le flux de neutrinos électroniques produits par le soleil. Son équipe s'est aperçue que le flux détecté correspondait à seulement un tiers des neutrinos attendus et évalués à l'aide du modèle standard solaire [31]. A l'époque, des doutes existaient sur les calculs du flux produit par le soleil, ce qui ne permit pas de conclure sur la possibilité ou non que les neutrinos puissent osciller entre saveurs.

Par la suite, les expériences GALLEX [32], SNO [33], Kamiokande [34], Super-Kamiokande [35], GNO [36] et SAGE [37] sont toutes venues confirmer ce résultat, connu sous le nom de *problème des neutrinos solaires*.

Les expériences SNO et Super-Kamiokande sont les premières à avoir formellement identifié le mécanisme d'oscillation au début des années 2000, car en plus de mesurer la disparition des neutrinos électroniques produits par le soleil, ils ont pu observer l'apparition de neutrinos sous une autre saveur. De plus, l'expérience Super-Kamiokande a été la première à observer l'oscillation des neutrinos provenant de la désintégration des muons dans l'atmosphère [38]. Les principes de ces expériences sont représentés sur les figures 1.4 et 1.5 respectivement. Les paramètres de mélange responsables de l'oscillation sont l'angle de mélange  $\theta_{12}$  et l'écart de masse  $\Delta m_{12}^2$ .

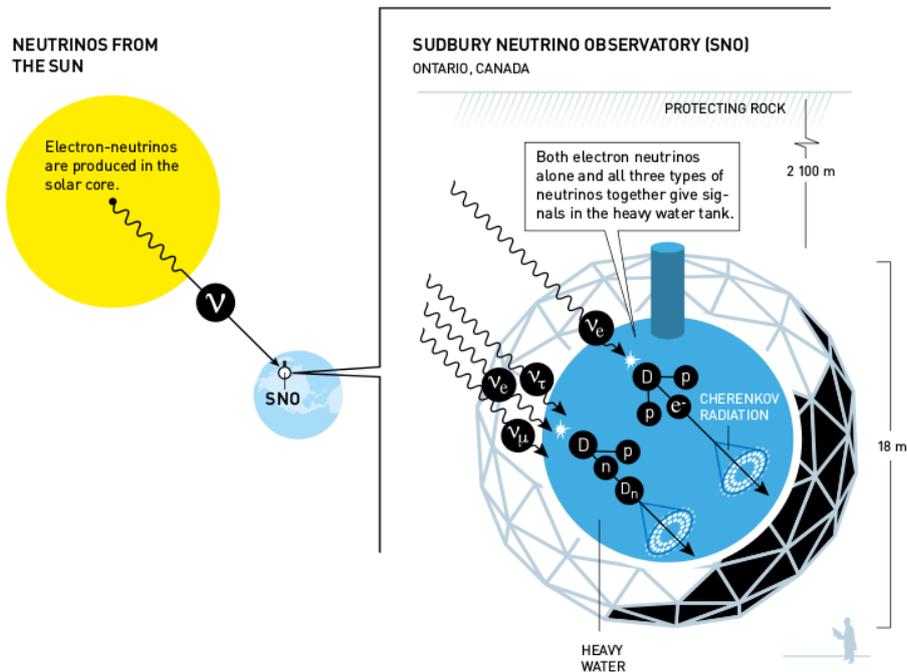


FIGURE 1.4 – Principe de l'expérience SNO située dans la mine de Sudbury au Canada. Les neutrinos électroniques  $\nu_e$  produits par le soleil oscillent et peuvent interagir par courant chargé avec les protons de l'eau lourde du détecteur pour produire des muons ou des électrons en fonction de la saveur avec laquelle ils atteignent la Terre, détectés ensuite par la radiation Tcherenkov qu'ils émettent. [39]

Pendant ce temps, de nombreuses expériences se sont intéressées à la mesure du flux de neutrinos produit par les réacteurs nucléaires. Nous pouvons citer les expériences de ILL [40] qui fut la première dans les années 1980 ainsi que celles de Bugey [41]. Ces expériences étaient situées trop près de la source pour observer une éventuelle oscillation — l'écart de masse dirigeant cette oscillation s'est avéré visible dans le domaine du km pour les neutrinos de l'ordre de quelques MeV émis par les réacteurs. C'est l'expérience KamLAND [42] qui va en premier mesurer l'oscillation des neutrinos de réacteur à une distance de plusieurs centaines de kilomètres d'un parc de réacteurs japonais, qui est dirigée par le même écart de masse que celui des neutrinos solaires. Il faut attendre les années 2010 et les expériences Daya bay [43], RENO [44] et Double Chooz [45] qui vont mesurer le dernier angle de mélange encore inconnu  $\theta_{13}$  et l'écart de masse  $\Delta m_{13}^2$  pour compléter le modèle d'oscillation des neutrinos.

Il est possible de produire des neutrinos à l'aide de faisceaux de protons produits dans les accélérateurs de particules. Ces faisceaux sont dirigés sur des cibles qui vont produire des pions et des kaons, se désintégrant en muons très collimatés. Ces muons vont à leur tour se désintégrer et ils vont produire un faisceau de neutrinos ou d'antineutrinos

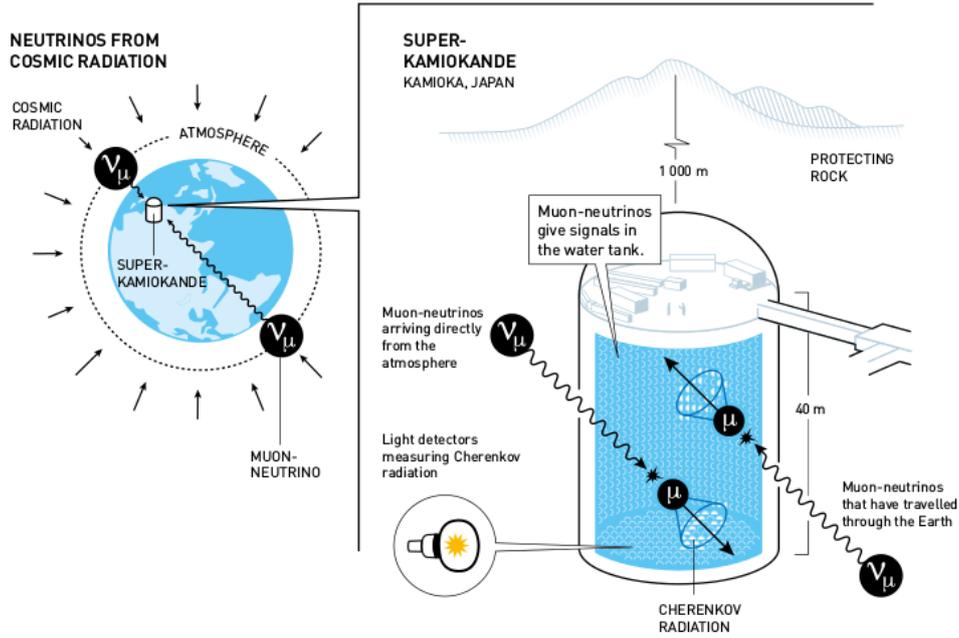


FIGURE 1.5 – Principe de l'expérience Super-Kamiokande. Les  $\nu_\mu$  produits par la désintégration des kaons et les  $\nu_e$  produit par la désintégrations des muons dans l'atmosphère peuvent interagir par courant chargé avec les protons de l'eau pour produire des muons ou des électron respectivement, détectés ensuite par la radiation Tcherenkov qu'ils émettent. [39]

principalement muoniques. Ces expériences accélérateurs ont la possibilité de sélectionner la charge des pions et les kaons produits à l'aide de puissants aimants et de blindages, permettant de ne garder que les muons ou les antimuons et par conséquent de produire des neutrinos ou des antineutrinos. Ces expériences sont sensibles à une éventuelle violation de la symétrie CP, en plus des autres paramètres de mélange. Nous pouvons citer les expériences T2K [46] et NO $\nu$ A [47], qui sont actuellement en fonctionnement et pourrait donner une indication sur une éventuelle phase CP si elle se trouve aux alentours de  $3\pi/2$  et dans le cas d'une hiérarchie de masse normale.

A l'aide de toutes ces expériences où le flux de neutrinos a été mesuré à différentes distances des sources d'émission et à différentes énergies, cela a permis d'extraire les paramètres d'oscillation grâce à un ajustement global [48]. Les tableaux 1.2 et 1.3 nous donnent la meilleure estimation des angles de mélange et des écarts de masses respectivement. Le résultat dépend de ce qu'on appelle la hiérarchie de masse des neutrinos.

Paramètres	Hierarchie	Best fit
$\sin^2 \theta_{12}$	Normale	$0.297^{+0.017}_{-0.016}$
$\sin^2 \theta_{13}$	Normale	$0.0214^{+0.0011}_{-0.0009}$
$\sin^2 \theta_{23}$	Normale	$0.437^{+0.033}_{-0.020}$
$\sin^2 \theta_{12}$	Inversée	$0.297^{+0.17}_{-0.16}$
$\sin^2 \theta_{13}$	Inversée	$0.0218^{+0.09}_{-0.012}$
$\sin^2 \theta_{23}$	Inversée	$0.569^{+0.028}_{-0.114}$

TABLE 1.2 – Angles de mélange de la matrice  $U_{PMNS}$  extraits par ajustement global des différentes expériences d'oscillation neutrinos [49]

Paramètres	Hierarchie	Best fit
$\Delta m_{21}^2 \text{ eV}^2$	Normale	$7.37^{+0.17}_{-0.16} 10^{-5}$
$\Delta m_{31}^2 \text{ eV}^2$	Normale	$2.50^{+0.04}_{-0.04} 10^{-3}$
$\Delta m_{32}^2 \text{ eV}^2$	Normale	$2.50^{+0.04}_{-0.04} 10^{-3}$
$\Delta m_{21}^2 \text{ eV}^2$	Inversée	$7.37^{+0.17}_{-0.16} 10^{-5}$
$\Delta m_{31}^2 \text{ eV}^2$	Inversée	$2.46^{+0.04}_{-0.05} 10^{-3}$
$\Delta m_{32}^2 \text{ eV}^2$	Inversée	$2.46^{+0.04}_{-0.05} 10^{-3}$

TABLE 1.3 – Ecart de masse au carré entre les différents états de masse des neutrinos, extrait par ajustement global des différentes expériences d'oscillation neutrinos [49]

En effet, les expériences d'oscillations sont sensibles à l'écart de masse entre neutrinos mais pas à leur échelle absolue. Toutefois, les neutrinos électroniques parcourant la matière (comme ceux émis dans le Soleil où traversant la Terre) sont soumis à une diffraction cohérente avec les électrons, ce qui induit un potentiel effectif dans la formule d'oscillation qui dépend du signe de l'écart de masse. Cet effet, connu sous le nom de MSW [50], a permis d'établir le signe de l'écart de masse responsable de l'oscillation des neutrinos solaires,  $\Delta m_{12}^2$ .

Par ailleurs, les états de masse  $\nu_1$  et  $\nu_2$  possèdent un écart très faible entre eux, de l'ordre de  $10^{-5} \text{ eV}^2$ , mais l'écart de masse par rapport à l'état  $\nu_3$  est deux ordres de grandeur plus grand, c'est à dire  $10^{-3} \text{ eV}^2$ . Il n'est pas encore

établi si  $\nu_3$  est plus grand ou plus petit que les autres états de masse. On a donc affaire à deux schémas possibles, la hiérarchie *normale* ou *inversée* respectivement. La figure 1.6 représente ces deux différents paradigmes.

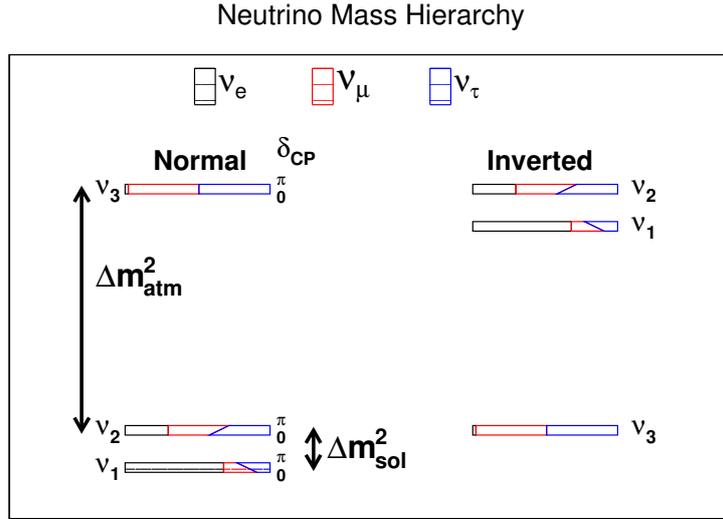


FIGURE 1.6 – Représentation des deux types de hiérarchie de masse dans le cas direct  $\nu_1 > \nu_2 > \nu_3$  (à gauche) ou dans le cas inverse  $\nu_3 > \nu_1 > \nu_2$  [51] (à droite). Les expériences d’oscillation solaire ont déjà permis d’évaluer le signe de l’écart de masse entre les états  $\nu_1$  et  $\nu_2$ .

Nous négligeons la plupart du temps la différence entre les écarts de masse  $\Delta m_{13}^2$  et  $\Delta m_{23}^2$ , étant donné la faiblesse de l’écart de masse entre les états  $\nu_1$  et  $\nu_2$ , bien en dessous des incertitudes expérimentales qui pèsent encore sur  $\Delta m_{13}^2$ . On renomme habituellement ces écarts sous la forme :

$$\begin{cases} \Delta m_{12}^2 = \delta m^2 \\ \Delta m_{13}^2 = \Delta m_{23}^2 = \Delta m^2 \end{cases} \quad (1.81)$$

La phase CP  $\delta_{CP}$  est pour l’instant le paramètre le moins bien connu du modèle, car les expériences d’oscillation passées avaient une sensibilité bien trop faible [49]. Les expériences futures, à savoir DUNE [52] et Hyper-Kamiokande [53], devront apporter les premières mesures précises à l’horizon de 2025.

### 1.3 Recherche sur les neutrinos et anomalies

Le modèle d’oscillation à trois neutrinos permet comme nous l’avons vu à la section 1.2.5 de décrire la plupart des résultats expérimentaux. Malgré tout, il subsiste des anomalies qui ne peuvent être expliquées à l’aide de ce modèle. Il existe principalement trois secteurs où l’on rencontre des anomalies :

- La plus récente se situe dans le domaine des antineutrinos électroniques produits par les réacteurs nucléaires, où un déficit est observé lors des mesures de flux à courtes distances inférieures à la centaine de mètres. Nous étudierons en détail les implications de cette anomalie à la section 1.3.1.2.
- L’anomalie des neutrinos de source, où un déficit compatible avec l’anomalie réacteur a été mesuré lors de la calibration des détecteurs de neutrinos solaires à l’aide de sources radioactives. Nous verrons à la section 1.3.2.1 les détails des mesures.
- La plus ancienne des anomalies se situe dans le domaine des neutrinos produits par les accélérateurs. Nous verrons à la section 1.3.3.2 que l’expérience LSND [54] a mesuré une apparition de neutrino électronique dans un faisceau de neutrino muonique à quelques centaines de mètres de la source d’émission. Ce résultat a depuis été contredit par d’autres expériences qui n’ont pas rapporté l’anomalie, ce qui rend très compliquée la situation globale lors de la combinaison de ces différents résultats.

#### 1.3.1 Expériences d’oscillation sur réacteur

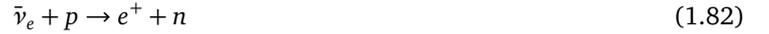
Une réévaluation des spectres d’émission des neutrinos émis par la fission des isotopes de l’uranium et du plutonium ont conduit à une augmentation de quelques pour cent du flux de neutrinos émis par un réacteur [55]. Une nouvelle analyse des 19 expériences publiées sur les neutrinos de réacteurs à courte distance (10-100 m) conduit à

un déficit moyen de 7% par rapport à cette nouvelle prédiction. C'est ce qu'on appelle l'anomalie des neutrinos de réacteur [56].

Nous verrons dans cette section comment cette anomalie est apparue et son implication sur l'existence d'un neutrino stérile léger de l'ordre de l'eV. Nous présenterons tout d'abord les principes de ces mesures et leurs conditions expérimentales.

### 1.3.1.1 Principes des expériences d'oscillation réacteur

Les réacteurs nucléaires produisent des antineutrinos électroniques lors des désintégrations  $\beta$  que subissent les produits de fission du combustible, l'uranium principalement. Avec une énergie de fission de 200 MeV et 6 antineutrinos produit par fission, un réacteur de 1 GW thermique émet de l'ordre de  $10^{20}$  antineutrinos par seconde. Le flux d'antineutrinos de réacteur produits est purement électronique, c'est à dire composé de  $\bar{\nu}_e$ . Les expériences mesurant le flux d'antineutrinos de réacteur ont utilisé la détection par réaction  $\beta$ -inverse :



La détection est réalisée dans des larges volumes de scintillateur liquide, qui sont des composés organiques et par conséquent riche en hydrogène, constituant aussi la cible des antineutrinos. Les expériences d'oscillation sur réacteur par détection  $\beta$ -inverse ne sont donc sensibles qu'aux  $\bar{\nu}_e$  et recherchent des disparitions d'antineutrinos dues à une oscillation. Cette disparition peut-être calculée en utilisant la formule 1.71. Il est possible de réduire la forme de la probabilité d'oscillation pour arriver à l'équation 1.83, en négligeant la différence de masse  $\Delta m^2 \gg \delta m^2$ . Nous laissons le lecteur curieux des étapes de calcul les découvrir dans l'annexe E.

$$P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e)(L, E) \simeq 1 - \sin^2 2\theta_{12} \cos^4 \theta_{13} \sin^2 \left( 1.27 \delta m^2 \frac{L}{E} \right) \quad (1.83)$$

$$- \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \left( 1.27 \Delta m^2 \frac{L}{E} \right) \quad (1.84)$$

Il ne reste plus qu'à comparer l'effet de  $\Delta m^2$  et  $\delta m^2$  dans la probabilité de survie. En effet, nous avons défini à l'équation 1.80 la distance où la probabilité de transition atteint un extremum. Sachant que l'énergie des antineutrinos produits par un réacteur nucléaire est de l'ordre de [1 – 10] MeV :

$$L_{\max} [\text{m}] = \begin{cases} \frac{[1-10]\text{MeV}}{1.27\delta m^2[\text{eV}^2]} \frac{\pi}{2} \simeq 10^5 \text{m} \\ \frac{[1-10]\text{MeV}}{1.27\Delta m^2[\text{eV}^2]} \frac{\pi}{2} \simeq 10^3 \text{m} \end{cases} \quad (1.85)$$

Ces équations montrent qu'ils existent deux "régimes" pour les expériences d'oscillation des antineutrinos de réacteur :

1. Une oscillation *courte*, avec un maximum pour des distances de l'ordre du kilomètre. On parle d'expériences SBL — pour *Short BaseLine*.
2. Une oscillation *longue*, avec un maximum pour des distances de l'ordre de la centaine de kilomètre qui domine l'oscillation rapide. On parle d'expérience LBL — pour *Long BaseLine*.

Dans le cas des expériences SBL, la probabilité d'oscillation est simplifiée pour ne prendre en compte que l'angle de mélange  $\theta_{13}$  :

$$P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e)(L, E) = 1 - \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \left( 1.27 \Delta m^2 \frac{L}{E} \right) \quad \text{Expériences SBL} \quad (1.86)$$

### 1.3.1.2 Anomalie du flux des antineutrinos de réacteur

Jusqu'au début des années 2010, toutes les données provenant des expériences d'oscillation réacteur semblaient conforter le modèle d'oscillation à trois neutrinos. Ces expériences s'intéressent en particulier à une observable basée sur le nombre de neutrinos attendus, pour valider le modèle :

$$R = \frac{N_{\bar{\nu}_e}^{\text{mesuré}}}{N_{\bar{\nu}_e}^{\text{théorique}}} \quad (1.87)$$

Le calcul du nombre d'antineutrinos théorique attendu est basé sur le calcul du flux émis par le réacteur, et la durée de vie du neutron  $\tau_n$  car la section efficace de la réaction  $\beta$ -inverse est inversement proportionnelle à  $\tau_n$  (voir section 2.26). En préparation de l'expérience Double Chooz pour la mesure de l'angle de mélange  $\theta_{13}$  encore inconnu à l'époque, le groupe réacteur du CEA-Saclay a réévalué le flux d'antineutrinos produit par les réacteurs. Ce

groupe a découvert qu'il était plus élevé, de l'ordre de 3%, par rapport aux anciennes prédictions. Celles-ci étaient basées sur des flux calculés à partir d'un spectre de référence mesuré à l'ILL dans les années 1980 [57] [58]. Il s'avère que des effets hors-équilibre n'avaient pas été pris en compte. L'expérience à l'époque avait mesuré le spectre d'électrons provenant de l'irradiation de feuilles minces de combustible (uranium 235) avant de le convertir en spectre d'antineutrinos. Ces mesures ont été faites seulement une journée après l'irradiation, durée qui s'avère insuffisante pour permettre à tous les produits de fissions formés de décroître à leur tour. De plus, depuis les années 1980, la durée de vie du neutron a été revue à la baisse, comme représenté sur la figure 1.7, ce qui implique une augmentation de la section efficace de la réaction  $\beta$ -inverse. Ces effets ont conduit à une réanalyse des expériences réalisées à moins d'une centaine de mètre du coeur, ce qui a montré un déficit vis à vis du nombre d'antineutrinos attendu de l'ordre de 7%, significatif à  $2.9\sigma$ . La figure 1.8 montre l'écart par rapport à l'unité du ratio entre le flux de neutrinos mesurés et le flux de neutrinos attendus pour les différentes expériences.

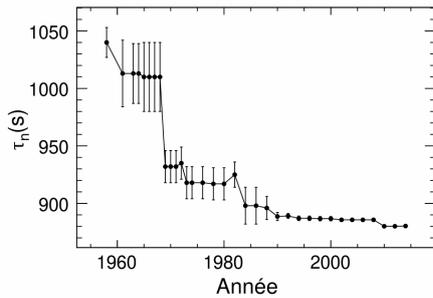


FIGURE 1.7 – Mesure de la durée de vie du neutron par différentes expériences au cours des 30 dernières années [59].

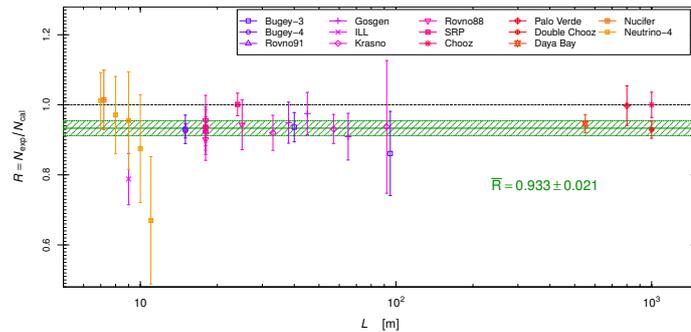


FIGURE 1.8 – Rapport entre flux observé et flux théorique attendu pour les expériences d'oscillation de neutrino de réacteur en fonction de la distance par rapport au coeur, en prenant en compte les prédictions améliorées sur les flux de réacteur émis et la nouvelle durée de vie du neutron [60].

Cette anomalie peut s'interpréter par de nouvelles erreurs commises sur la prédiction du flux d'antineutrinos émis, surtout par rapport à la prédiction du spectre de l'uranium 235. Les expériences Daya Bay, RENO et Double Chooz qui ont mesuré l'angle de mélange  $\theta_{13}$  se sont toutes basées sur une stratégie à plusieurs détecteurs, l'un proche de la source et un autre à une distance de l'ordre du km sensible à l'oscillation, pour s'affranchir au maximum des incertitudes sur le flux émis [61]. Mais il est notable de constater que la forme du spectre en énergie des antineutrinos diffère de manière significative par rapport à celle attendue, voir figures 1.9, 1.10 et 1.11. Ces trois expériences ont montré un excès à environ 5 MeV, encore très difficilement interprétable à l'heure actuelle en utilisant les calculs de spectre théorique se reposant sur les bases de données nucléaires [62]. Différents groupes ont essayé de reproduire ces spectres mais arrivent à des conclusions contradictoires, motivant un champ d'activité très important pour mesurer avec précision ce spectre en énergie.

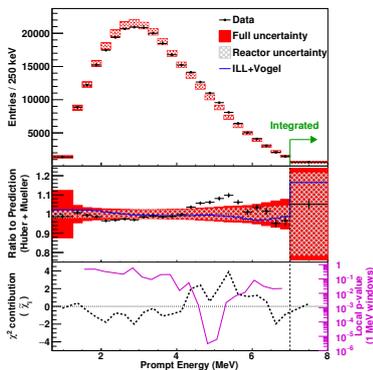


FIGURE 1.9 – Spectre en énergie des antineutrinos détectés à Daya Bay [63]

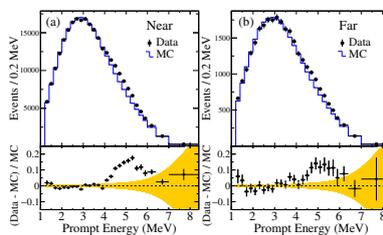


FIGURE 1.10 – Spectre en énergie des antineutrinos détectés à RENO [64]

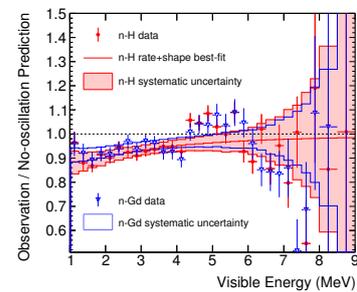


FIGURE 1.11 – Spectre en énergie des antineutrinos détectés à Double Chooz [65]

L'anomalie réacteur laisse aussi la place à une autre interprétation qui serait l'existence d'une nouvelle oscillation à très courte distance, due à un neutrino avec une masse de l'ordre de l'eV, masse impliquant qu'il soit stérile (voir section 1.1.4). Comme nous l'avons fait pour comparer les expériences SBL et LBL, nous pouvons considérer que cette oscillation est complètement dominée par le nouvel écart de masse que dirige ce neutrino. Nous obtenons alors

une probabilité de la forme :

$$P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e)(L, E) = 1 - \sin^2 2\theta_s \sin^2 \left( 1.27 \Delta m_s^2 \frac{L[\text{m}]}{E[\text{MeV}]} \right) \quad (1.88)$$

Avec  $\theta_s$  le nouvel angle de mélange à considérer pour ce neutrino stérile, et  $\Delta m_s^2$  son écart de masse au carré. Cela revient à considérer dans la matrice de mélange uniquement le paramètre  $U_{e4}$ . La prise en compte de ce neutrino stérile rajoute à la probabilité de survie le terme :

$$-4U_{e4}^2 \left[ U_{e1}^2 \sin^2 \left( 1.27 \Delta m_{41}^2 \frac{L}{E} \right) + U_{e2}^2 \sin^2 \left( 1.27 \Delta m_{42}^2 \frac{L}{E} \right) + U_{e3}^2 \sin^2 \left( 1.27 \Delta m_{43}^2 \frac{L}{E} \right) \right] \quad (1.89)$$

Nous pouvons factoriser ce terme en considérant que l'écart de masse  $\Delta m_{4i}^2$  est beaucoup plus grand que ceux entre les états 1,2 et 3. En effet, cette oscillation observable pour les expériences situées entre [10 – 100]m nous permet d'estimer grossièrement l'ordre de grandeur de l'écart de masse en utilisant la formule 1.80 à la distance considérée :

$$\Delta m_s^2 [\text{eV}^2] = \frac{[1 - 10] \text{MeV}}{1.27 [10 - 100] \text{m}} \frac{\pi}{2} \simeq [0.1 - 1] \text{eV}^2 \gg \Delta m^2 \quad (1.90)$$

Nous pouvons factoriser les termes contenant l'écart de masse au carré  $\Delta m_{4i}^2 = \Delta m_s^2$  et utiliser l'unitarité de la matrice de mélange qui impose que la somme des termes au carré d'une ligne ou d'une colonne soit égale à 1 :  $\sum_i U_{\alpha i} U_{\beta j} = \delta_{\alpha\beta}$

$$-4U_{e4}^2 [U_{e1}^2 + U_{e2}^2 + U_{e3}^2] \sin^2 \left( 1.27 \Delta m_s^2 \frac{L}{E} \right) = -4U_{e4}^2 [1 - U_{e4}^2] \sin^2 \left( 1.27 \Delta m_s^2 \frac{L}{E} \right) \quad (1.91)$$

Le paramètre de l'angle de mélange peut se retrouver immédiatement par rapport à l'élément de la matrice  $U$  :

$$\sin^2 2\theta_s = 4U_{e4}^2 (1 - U_{e4}^2) \quad \text{avec} \quad U_{e4} = \sin \theta_s \equiv \sin \theta_{ee} \quad (1.92)$$

Où nous avons renommé l'angle de mélange en  $\sin \theta_{ee}$  indiquant qu'il est celui correspondant à la disparition des antineutrinos électroniques, pour ne pas confondre les angles quand nous étudierons par la suite les différentes anomalies ou d'autres termes de la matrice PMNS vont entrer en jeu.

La réanalyse des expériences SBL a permis de réaliser la figure 1.12, qui donne les contours admis pour  $\sin^2 2\theta_{ee}$  et  $\Delta m_s^2$  dans l'espace des phases. Le paramètre de meilleur ajustement extrait de l'analyse en 2011 des expériences précédentes est estimé à [66] :

$$\text{Meilleur ajustement : } \begin{cases} \Delta m_s^2 & = 0.5 \text{ eV}^2 \\ \sin^2 2\theta_{ee} & = 0.14 \end{cases} \quad (1.93)$$

## 1.3.2 Calibration des détecteurs pour les expériences d'oscillation de neutrinos solaires

### 1.3.2.1 Anomalie gallium

Les expériences GALLEX [67] [68] [69] et SAGE [70] [71] sont deux expériences d'oscillation de neutrinos solaires, basées sur le principe de la détection par capture des neutrinos sur le gallium :



Cette réaction possède un seuil en énergie de l'ordre de 0.233 MeV. Ces détecteurs consistent en des cylindres de gallium de l'ordre de 2 m de rayon et 5 m de hauteur pour GALLEX, et de 1 m de rayon et 2 m de hauteur pour SAGE.

Le principe de la calibration consiste à placer contre le détecteur une source radioactive artificielle et intense de neutrinos électroniques avec des énergies bien définies, dans ce cas-ci du  ${}^{51}\text{Cr}$  et de  ${}^{37}\text{Ar}$ , qui se désintègrent par capture électronique :



L'énergie et le rapport d'embranchement des neutrinos électroniques émis est représenté dans le tableau 1.4.

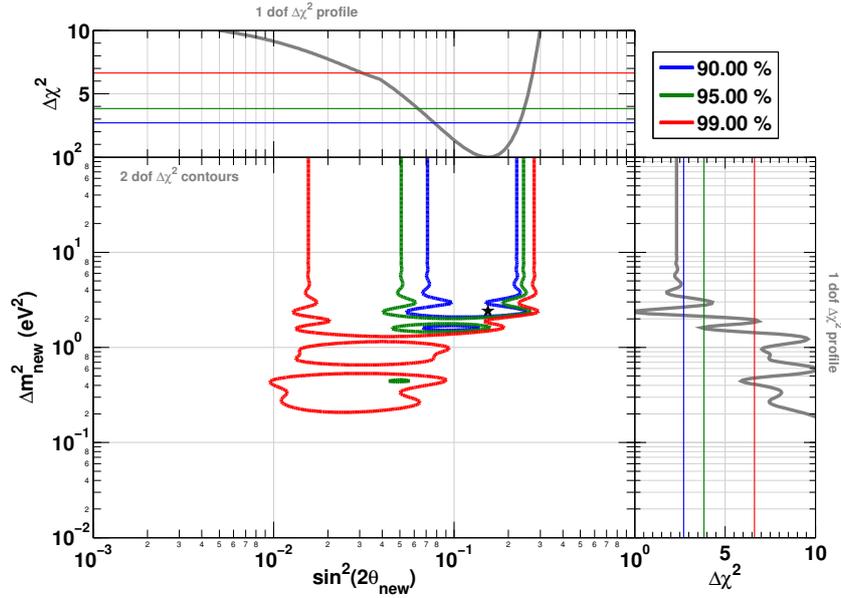


FIGURE 1.12 – Régions de l’espace des phases  $\sin^2 2\theta_{ee} - \Delta m_s^2$  admises pour une oscillation à 3+1 neutrinos, en fonction des résultats des expériences SBL [66]. Le meilleur ajustement correspondant aux minimums des  $\Delta\chi^2$  est représenté par l’étoile en noire.

	$^{51}\text{Cr}$				$^{51}\text{Ar}$	
$E_\nu$ , keV	747	752	427	432	811	813
B. R.	0.8163	0.0849	0.0895	0.0093	0.902	0.098
$\sigma$ $10^{-46}\text{cm}^2$	60.8	61.5	26.7	27.1	70.1	70.3

TABLE 1.4 – Energies, rapport d’embranchement — ou *Branching Ratio* B.R — et sections efficaces du Gallium pour les raies de  $\nu_e$  émises par le  $^{51}\text{Cr}$  et de  $^{51}\text{Ar}$  lors de la désintégration par capture électronique [66].

Les rapports mesurés entre le nombre de neutrinos détectés et attendus théoriquement dans les détecteurs GALLEX et SAGE ont montré une déviation par rapport à l’unité [66] :

$$R^{\text{Ga}} = 0.86 \pm 0.05 \quad (1.97)$$

Cette anomalie est significative à  $2.8\sigma$ . L’incertitude principale concernant ce résultat est due aux sections efficaces du  $^{71}\text{Ga}$ . En effet, seule la transition entre les deux états fondamentaux du  $^{71}\text{Ga}$  et du  $^{71}\text{Ge}$  est connue avec précision, grâce à la mesure du spectre  $\beta$  de désintégration de  $^{71}\text{Ge}$ . Les neutrinos issus des sources peuvent aussi être absorbés lors des transitions vers les états excités du  $^{71}\text{Ge}$ , voir la figure 1.13, et les sections efficaces sont déduites à partir de mesures sur les réactions  $p + ^{71}\text{Ga} \rightarrow ^{71}\text{Ge}$ . Une partie du déficit pourrait être due à une surestimation des transitions vers les états excités du  $^{71}\text{Ge}$  [66].

Depuis la publication de ce résultat un gros effort a été fourni pour remesurer les sections efficaces de détection associées aux raies d’émission du  $^{51}\text{Cr}$  [66], pour permettre de réévaluer le ratio entre les taux de neutrinos observés et attendus [66]. Les dernières corrections accentuent le déficit moyen mais avec des incertitudes plus grandes. Le niveau de confiance de l’anomalie reste sensiblement le même à  $2.7\sigma$  :

$$R_{\text{final}}^{\text{Ga}} = 0.76_{-0.08}^{+0.09} \quad (1.98)$$

Ce déficit à l’instar de l’anomalie réacteur peut-être interprété par une nouvelle oscillation à courte distance dû à un neutrino stérile (voir section 1.3.1.2), avec comme meilleur ajustement des paramètres de mélange :

$$\text{Meilleur ajustement : } \begin{cases} \Delta m_s^2 & = 2.4 \text{ eV}^2 \\ \sin^2 2\theta_{ee} & = 0.27 \pm 0.13 \end{cases} \quad (1.99)$$

La figure 1.14 montre les régions de l’espace des phases admises pour les paramètres de mélange.

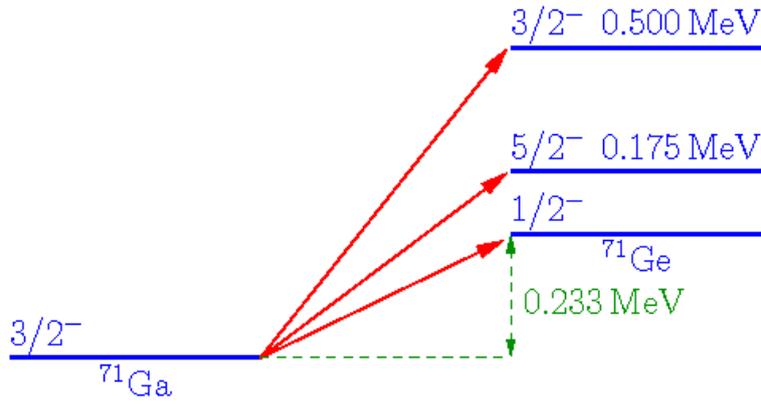


FIGURE 1.13 – Etats d'énergies du  $^{71}\text{Ge}$  et  $^{71}\text{Ge}$  pour la réaction de détection des  $\nu_e$  [66].

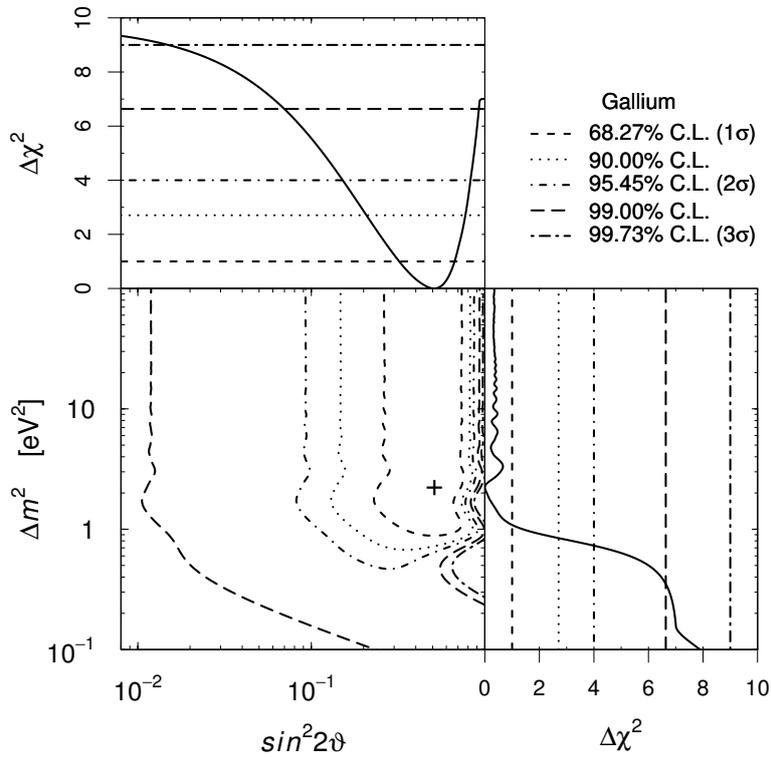


FIGURE 1.14 – Régions de l'espace des phases  $\sin^2 2\theta_{ee} - \Delta m_s^2$  admises pour une oscillation à 3+1 neutrinos, en fonction des résultats des expériences GALLEX et SAGE [66]. Le meilleur ajustement est représenté par la croix en noire.

### 1.3.2.2 Combinaison avec l'anomalie Réacteur

Il est intéressant d'étudier la concordance entre les deux anomalies réacteurs et gallium, car les régions de l'espace des phases admises pour les paramètres d'un quatrième neutrino sont compatibles. La figure 1.15 montre les contours admissibles pour les valeurs de  $\sin^2 2\theta_{ee} - \Delta m_s^2$  [66], avant la nouvelle mesure des sections efficaces du gallium. Les paramètres de mélange de meilleur ajustement sont :

$$\text{Meilleur ajustement : } \begin{cases} \Delta m_s^2 & = 2.3 \pm 0.1 \text{ eV}^2 \\ \sin^2 2\theta_{ee} & = 0.17 \pm 0.04 \end{cases} \quad (1.100)$$

En combinant les deux anomalies, l'hypothèse d'un modèle sans nouvelle oscillation due à la présence d'un neutrino stérile est défavorisée à  $3.6\sigma$ .

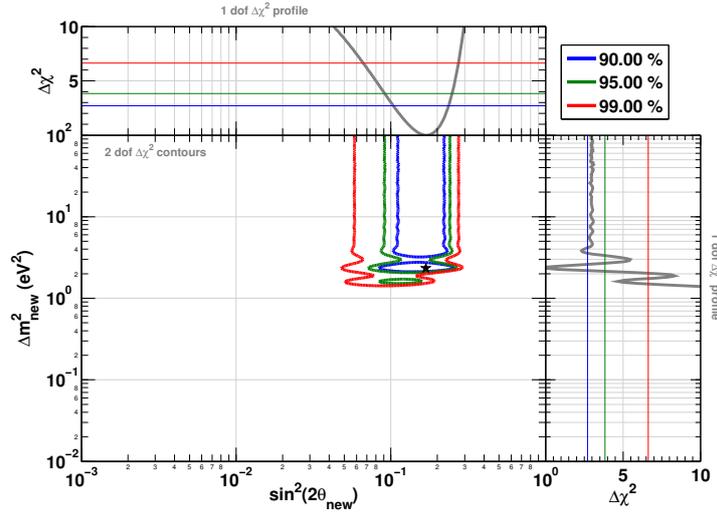


FIGURE 1.15 – Régions de l’espace des phases  $\sin^2 2\theta_{ee} - \Delta m_s^2$  admises pour une oscillation à 3+1 neutrinos, en fonction des résultats des expériences combinés entre GALLEX et SAGE et celles des réacteurs réunis [66]. Le meilleur ajustement est représenté par l’étoile en noire. L’hypothèse d’un modèle sans nouvelle oscillation est rejetée à  $3.6\sigma$

### 1.3.3 Expériences accélérateurs

#### 1.3.3.1 Introduction

Un faisceau de neutrinos peut être généré à l’aide d’un accélérateur de particules, par exemple en utilisant des protons qui sont envoyés sur une cible fixe, comme une feuille de carbone. Ces collisions produisent des particules secondaires — principalement des pions et des kaons — qui se désintègrent en produisant des neutrinos muoniques. Les expériences sont généralement divisées en deux parties, l’une constituée de détecteurs proches à quelques centaines de mètres qui mesurent le flux de la source, et des détecteurs lointains, à l’ordre de la centaine de km, qui mesurent ensuite le flux à cette distance, permettant de quantifier le nombre de neutrinos qui ont changé de saveur entre les deux détecteurs. Dans cet exemple, le flux émis est constitué principalement de neutrinos et d’antineutrinos muoniques. Le faisceau n’est pas purement muonique car il subsiste néanmoins une contamination due à la désintégration en vol des muons en électrons suivie avec l’émission d’un antineutrino électronique.

#### 1.3.3.2 Anomalie LSND

L’expérience LSND [54] détecte les neutrinos produits par les pions de l’accélérateur LANSCE de Los Alamos dans une cuve remplie de liquide scintillant entourée de 1220 tubes photomultiplicateurs. Ce sont principalement des  $\pi^+$  qui sont produits et qui vont se désintégrer pour former des antimuons et des neutrinos muoniques  $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ . Ces leptons peuvent se désintégrer à leur tour mais dans une faible proportion en  $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$ . Le flux de neutrinos possède une énergie moyenne de l’ordre de 30 MeV.

Le détecteur LSND a mesuré l’apparition d’antineutrinos électroniques dans le flux d’antineutrinos muoniques, par détection de la réaction  $\beta$ -inverse sur les protons du liquide scintillant. De plus, l’expérience est sensible aux neutrinos électroniques  $\nu_e$  par la détection  $\beta$ -inverse sur les noyaux de carbone du liquide scintillant,  $\nu_e + C \rightarrow e^- + N$ , en mesurant les électrons au delà des électrons Michel. L’expérience, placée à une trentaine de mètres la source, était particulièrement sensible à une oscillation pour un écart de masse de l’ordre de l’eV [72].

Pour l’analyse des résultats de l’expérience LSND, les coupures sur l’énergie vont permettre de distinguer les types de neutrinos :

1. La coupure pour  $20 < E_e < 60$  MeV est requise pour des événements provenant de la désintégration au repos des muons, c’est à dire pour l’oscillation  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ .
2. La coupure pour  $60 < E_e < 200$  MeV est requise pour des événements provenant de la désintégration en vol des muons, c’est à dire pour l’oscillation  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ .

Intéressons nous plus en détail à la transition  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ . En utilisant la formule de la probabilité d’oscillation que nous avons dérivée précédemment (voir section 1.2.2), nous pouvons déduire quel est le terme qui domine l’oscillation. Nous n’avons représenté que les termes réels :

$$P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e) = - 4U_{\mu 2}U_{e 2}U_{\mu 1}U_{e 1} \sin^2 \left( 1.27 \Delta m_{12}^2 \frac{L}{E} \right) \quad (1.101)$$

$$- 4U_{\mu 3}U_{e 3} \left[ U_{\mu 1}U_{e 1} \sin^2 \left( 1.27 \Delta m_{13}^2 \frac{L}{E} \right) + U_{\mu 2}U_{e 2} \sin^2 \left( 1.27 \Delta m_{23}^2 \frac{L}{E} \right) \right] \quad (1.102)$$

$$+ \text{partie due à la phase CP} \quad (1.103)$$

Dans les expériences d'oscillation recherchant une apparition de saveur, les termes violant la symétrie CP sont présents car nous faisons le produit d'une ligne de la matrice de mélange U avec le conjugué d'une autre ligne. Dans le cas d'une expérience de disparition — ou de *survie* — d'un état de saveur, l'amplitude de l'oscillation est obtenue par produit d'une ligne de la matrice de mélange U avec son conjugué. Dans ce cas-ci, les termes imaginaires et donc la phase CP disparaissent.

En utilisant la même procédure qu'à la section 1.3.1.1, nous pouvons simplifier cette expression pour arriver à :

$$P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e) = \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \theta_{23} \sin^2 \left( 1.27 \Delta m^2 \frac{L}{E} \right) \quad (1.104)$$

$$+ \text{terme dû à l'écart de masse } \delta m^2 \quad (1.105)$$

$$+ \text{partie due à la phase CP} \quad (1.106)$$

Où nous avons renommé les écarts de masse  $\Delta m_{12}^2 = \delta m^2$  et  $\Delta m_{13}^2 = \Delta m_{23}^2 = \Delta m^2$  comme nous l'avons précédemment expliqué à la partie 1.2.5. Nous avons déjà négligé le terme contenant le plus petit écart de masse, car l'oscillation se produit à une distance beaucoup plus lointaine que la trentaine de mètres ou LSND était installé :

$$L_{\max} [\text{m}] = \frac{[30] \text{MeV}}{1.27 \delta m^2 [\text{eV}^2]} \frac{\pi}{2} \simeq 10^3 \quad (1.107)$$

Mais nous pouvons calculer que même le terme proportionnel à  $\sin^2 2\theta_{13}$  est bien trop faible dans cette région, nous permettant de considérer que dans le modèle d'oscillation à trois neutrinos nous ne nous attendons pour des neutrinos d'une trentaine de MeV à aucune oscillation à cette distance de la source d'émission :

$$P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e) \simeq 0 \quad (1.108)$$

L'analyse des résultats de LSND montre l'apparition d'un excès d'événements  $\bar{\nu}_e$ , en contradiction avec l'équation 1.108. Une autre expérience basée sur le même principe, KARMEN [73], et dans la même gamme de sensibilité que LSND, n'a pas observé d'apparition et elle est en accord avec la théorie du modèle à trois neutrinos.

L'excès de LSND peut-être interprété par une nouvelle transition vers un neutrino stérile. De la même manière que pour les anomalies réacteur et gallium où nous observions la disparition des  $\bar{\nu}_e$ , nous pouvons décrire cette transition de l'apparition de  $\bar{\nu}_e$  par la formule :

$$P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e) \simeq 4U_{\mu 4}^2 U_{e 4}^2 \sin^2 \left( 1.27 \Delta m_s^2 \frac{L}{E} \right) \equiv \sin^2 2\theta_{\mu e} \sin^2 \left( 1.27 \Delta m_s^2 \frac{L}{E} \right) \quad (1.109)$$

Nous avons cette fois-ci renommé l'angle de mélange  $\theta_s \equiv \theta_{\mu e}$ , qui est relié à l'angle de mélange responsable de la disparition des antineutrinos électroniques  $U_{e 4}$  et aussi à celui responsable d'une éventuelle disparition des neutrinos muoniques  $U_{\mu 4}$ . Les paramètres déterminés par l'ajustement sont :

$$\text{Meilleur ajustement : } \begin{cases} \Delta m_s^2 & = 2.0 \text{ eV}^2 \\ \sin^2 2\theta_{\mu e} & = 0.2 \end{cases} \quad (1.110)$$

Les figures 1.16 et 1.17 représentent le spectre en L/E des antineutrinos électroniques détectés, ainsi que les contours admis dans le cas d'une nouvelle oscillation. Les contours d'exclusion de l'expérience KARMEN sont aussi représentés et imposent des contraintes fortes sur l'existence de cet état stérile. Nous pouvons voir qu'il existe une petite zone admise pour les paramètres de cet éventuel neutrino, où la zone des paramètres possibles est représentée en bleu et les zones exclues sont à droite des contours orange et vert.

### 1.3.3.3 Expériences venus tester l'anomalie LSND avec les neutrinos d'accélérateurs

L'anomalie observée par l'expérience LSND et le désaccord avec les observations postérieures de l'expérience KARMEN a motivé la formation de la collaboration MiniBooNE [74]. Cette expérience utilise comme source de neutrinos l'accélérateur Booster du Fermilab, qui envoie des protons de 8 GeV sur une feuille de beryllium, produisant un faisceau d'antineutrinos muoniques  $\bar{\nu}_\mu$ . L'intérêt principal de leur dispositif réside en la possibilité de *focaliser* les

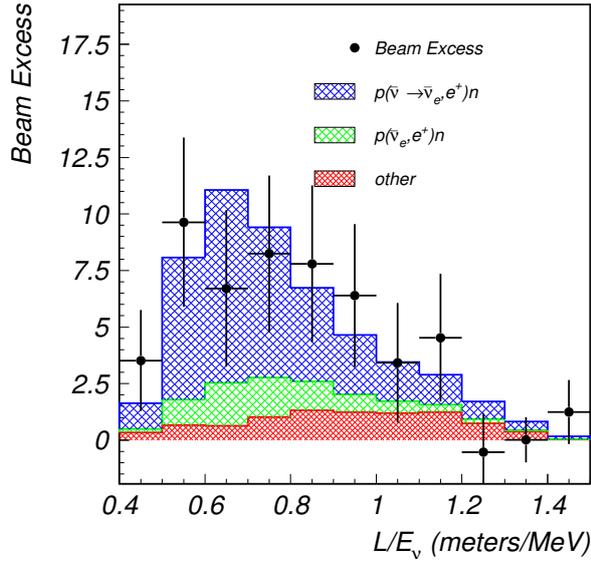


FIGURE 1.16 – Spectre en énergie des antineutrinos détectés à LSND après coupure sur l'énergie des positrons déposée entre  $20 < E_e < 60$  MeV en fonction du rapport  $L/E_\nu$  [54]

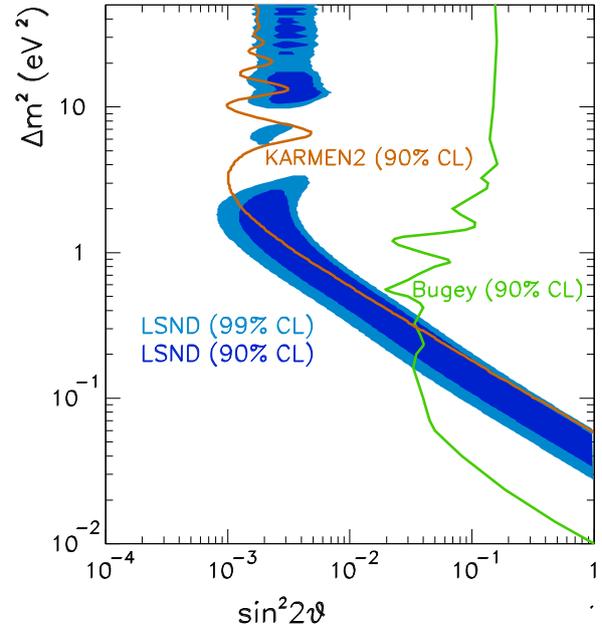


FIGURE 1.17 – Régions de l'espace des phases  $\sin^2 \theta_{\mu e} - \Delta m_s^2$  admises pour une oscillation à 3+1 neutrinos, en fonction des résultats des expériences LSND et de la contrainte en exclusion de KARMEN [66].

pions et les kaons produits à l'aide d'un aimant, leur permettant de sélectionner les  $\pi^+$  et les  $K^+$  au détriment de leur antiparticules et vice-versa, leur permettant de produire alternativement des flux "pur" de  $\bar{\nu}_\mu$  ou de  $\nu_\mu$  respectivement.

Le détecteur MiniBooNE est installé à 541 m de la cible de beryllium. Il consiste en une enceinte sphérique de 6.1 m de rayon rempli de 800 tonnes d'huile minérale de  $\text{CH}_2$ , et recouvert de 1280 tubes photomultiplicateurs. La détection est basée sur l'interaction des  $\bar{\nu}_e$  avec les protons du liquide scintillant par réaction  $\beta$ -inverse pour produire des positrons. Tout comme LSND, le détecteur est aussi sensible aux  $\nu_e$  par la réaction  $\beta$ -inverse sur les noyaux de carbone.

L'expérience MiniBooNE est sensible à des écarts de masse de l'ordre de l'eV, les neutrinos détectés sont de l'ordre de  $[0.1 - 1]$  GeV. Nous pouvons utiliser la formule 1.90 pour déterminer cette sensibilité :

$$\Delta m^2 [\text{eV}^2] = \frac{[0.1 - 1] \text{ GeV } \pi}{1.27 \times 0.5 \text{ km } 2} \simeq [0.2 - 2] \text{ eV}^2 \quad (1.111)$$

Depuis le début de la prise de données, MiniBooNE observe un excès d'événement et donc une apparition de  $\bar{\nu}_e$  dans le domaine en énergie inférieur à 500 MeV, alors qu'il n'y a pas d'excès dans la partie à haute énergie du spectre (supérieur à 500 MeV). Dans le domaine des  $\nu_e$ , l'expérience mesure le spectre inverse, avec l'absence d'excès à basse énergie et un excès à haute énergie. Ces deux spectres sont représentés sur la figure 1.18 pour les  $\nu_e$  et 1.19 pour les  $\bar{\nu}_e$ .

Ces résultats encore plus inattendus que ceux des expériences précédentes rendent la vue globale des anomalies des neutrinos d'accélérateur toujours plus complexe. MiniBooNE observe en effet des excès dans les deux canaux neutrinos — antineutrinos, au contraire de LSND qui observe un excès uniquement dans le canal antineutrino.

### 1.3.3.4 Interprétation et mise en relation avec les résultats LSND

Si l'on compare seulement la probabilité d'oscillation mesurée dans le canal d'apparition des  $\bar{\nu}_e$  de MiniBooNE avec les résultats de LSND, nous pouvons observer une très bonne concordance, que nous avons représentée dans la figure 1.20. Nous pouvons interpréter cet excès dans le domaine des  $\bar{\nu}_e$  comme pour LSND par une nouvelle oscillation due à un état stérile dans cette gamme d'écart de masse au carré. Les contours admis dans l'espace des phases  $\sin^2 \theta_{\mu e} - \Delta m_s^2$  ont été tracés pour les deux anomalies combinés, ainsi que les contours d'exclusion dus aux expériences KARMEN et Bugey, sur la figure 1.21.

Par contre, la différence entre les canaux en neutrino et en antineutrino peuvent indiquer qu'il existe une phase CP non nulle dans la matrice de mélange  $U$ , rendant l'interprétation des résultats plus compliquée. Le canal neutrino permet de mettre seulement une limite sur les paramètres d'oscillation vers un état stérile étant donné qu'il n'y a pas de signal dans la gamme d'énergie équivalent en antineutrino.

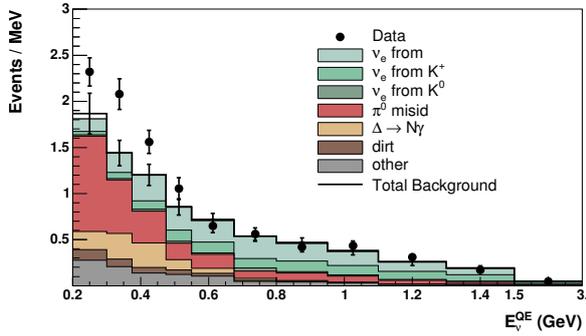


FIGURE 1.18 – Spectre en énergie reconstruit des  $\nu_e$  (points) comparé par rapport à la simulation (histogramme)

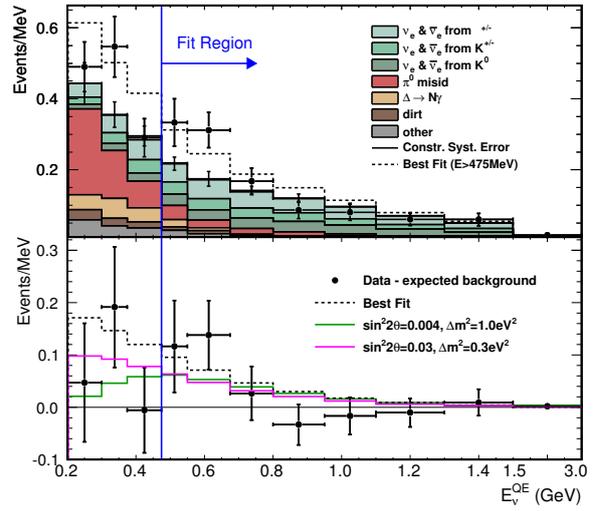


FIGURE 1.19 – Spectre en énergie reconstruit des  $\bar{\nu}_e$  (points) comparé par rapport à la simulation (histogramme)

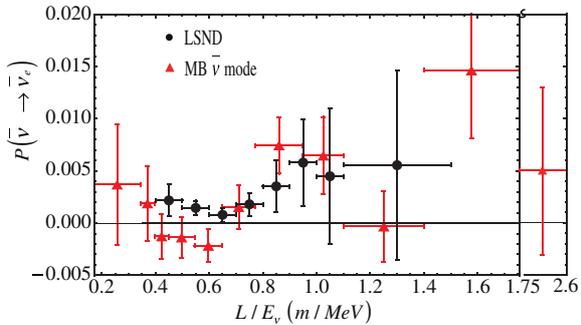


FIGURE 1.20 – Probabilité de transition  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  en fonction du rapport  $L/E$  pour les expériences LSND et MiniBooNE, qui montre une corrélation allant dans le sens d'une oscillation à courte distance due à un neutrino stérile [75].

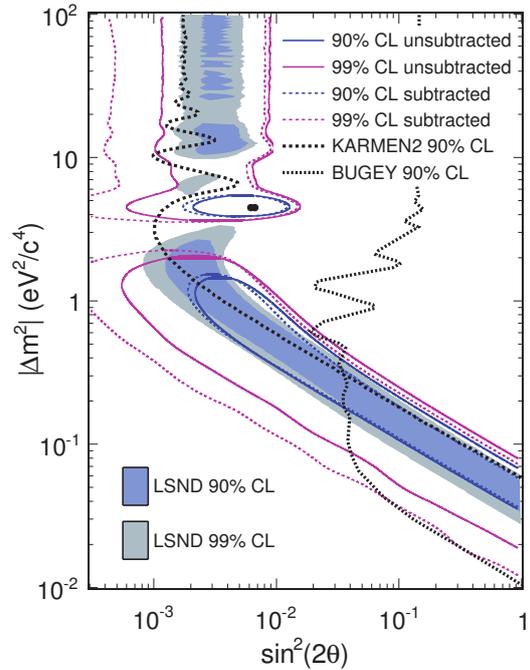


FIGURE 1.21 – Régions de l'espace des phases  $\sin^2 \theta_{\mu e}$  —  $\Delta m_s^2$  autorisé pour une oscillation due à un neutrino stérile dans le cas d'une oscillation  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ . Nous distinguons les courbes solides et en pointillés, correspondant à une coupure sur les événements inférieur à 200 MeV ou 475 MeV respectivement, qui donc englobe ou non la région où le plus d'excès à été mesuré [75].

L'expérience ICARUS [76] plus récente qui regarde l'apparition dans le canal neutrino permet de contraindre les régions à petits écarts de masse [72]. En 2013, J. KOPP *et al* [72] ont mis en commun les données des expériences LSND, MiniBooNE, E776 [77], KARMEN, NOMAD [78] et ICARUS toutes sensibles à l'angle de mélange  $\sin^2 2\theta_{\mu e}$  pour tracer les contours d'admissibilité dans l'espace des phases pour les paramètres de mélange dus à la présence d'un neutrino stérile. Ils sont représentés dans la figure 1.22.

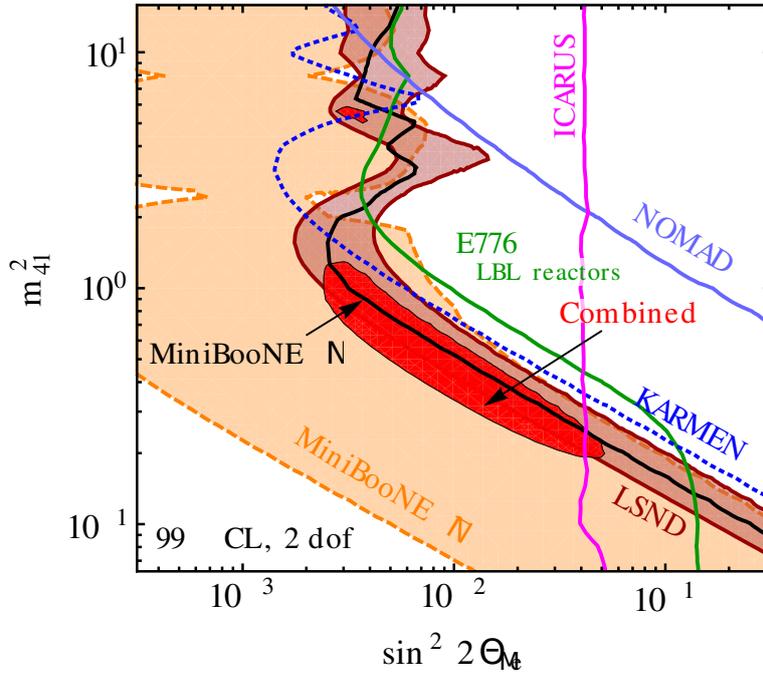


FIGURE 1.22 – Régions de l’espace des phases  $\sin^2 2\theta_{\mu e} - \Delta m_s^2$  admises pour une oscillation à 3+1 neutrinos à 99% de niveau de confiance, en fonction des résultats des expériences d’apparition  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  LSND et MiniBooNE combinées. Les régions d’exclusion apportées par les expériences KARMEN, NOMAD, ICARUS et E776 sont représentées de même (les zones exclues se situent à droite des lignes ouvertes) [72].

Les paramètres de meilleur ajustement extraits de leur analyse pour un neutrino stérile sont :

$$\text{Meilleur ajustement : } \begin{cases} \Delta m_s^2 & = 0.42 \text{ eV}^2 \\ \sin^2 2\theta_{\mu e} & = 0.013 \end{cases} \quad (1.112)$$

Leur analyse permet aussi de rejeter l’hypothèse sans oscillation avec un  $\Delta\chi^2 = 47.7$  aux paramètres de meilleur ajustement [72]. La p-value de leur ajustement avec une oscillation stérile est par contre faible, de l’ordre de 3.7%. Ils ont essayé par la suite de refaire leur analyse en incluant un second neutrino stérile, avec la même paramétrisation pour la matrice de mélange, en distinguant deux cas possibles :

1. Les deux écarts de masse  $\Delta m_{41}^2$  et  $\Delta m_{51}^2$  sont positifs. On parle de modèle à (3+2) neutrinos
2. L’écart de masse  $\Delta m_{41}^2$  est positif et  $\Delta m_{51}^2$  négatif. On parle de modèle à (1+3+1) neutrinos

Dans ce cas-ci, l’analyse des mêmes données révèle les paramètres de meilleur ajustement suivant, similairement pour les cas (1+3+1) ou (3+2) neutrinos :

$$\text{Meilleur ajustement : } \begin{cases} \Delta m_{41}^2 & = 0.57 \text{ eV}^2 \\ \Delta m_{51}^2 & = 1.24 \text{ eV}^2 \end{cases} \quad (1.113)$$

Le modèle à deux neutrinos stériles possède une p-value pour ces paramètres de meilleur ajustement de l’ordre de 19%. De plus, la différence des  $\chi^2$  entre les deux ajustements permet d’évaluer que le modèle à deux neutrinos stériles est favorisé par rapport au modèle à un neutrino stérile à 99.8% de niveau de confiance [72]. De plus, l’ajout de deux neutrinos stériles dans le mécanisme d’oscillations du niveau de l’eV serait sensible à un terme violant la symétrie CP alors qu’il n’apparaît pas dans le cas à un neutrino stérile [72], améliorant la compatibilité avec les résultats de MiniBooNE.

### 1.3.4 Ajustement global et situation actuelle

Dans cette section, nous nous intéresserons à la possibilité de réconcilier les différentes anomalies dans un cadre commun, pouvant être décrit par une oscillation (ou plusieurs) vers des états stérile. La première intuition serait d’infirmer cette proposition, étant donné l’incompatibilité entre les résultats d’apparition obtenus par les expériences accélérateurs et les disparitions observées.

En effet, nous avons dérivé à la section 1.3.3.2 la probabilité d'apparition 1.109 qui dépendait des coefficients de la matrice de mélange :

$$\sin^2 2\theta_{\mu e} \simeq 4U_{\mu 4}^2 U_{e 4}^2 = 4 \sin^2 \theta_{ee} \sin^2 \theta_{\mu\mu} \quad (1.114)$$

Avec les angles de mélange  $\sin^2 \theta_{ee}$  responsable de la disparition des  $\bar{\nu}_e$  de réacteur et  $\sin^2 \theta_{\mu\mu}$  responsable de la disparition des  $\nu_\mu$ . Or différentes expériences sensibles à la disparition des neutrinos muoniques comme les expériences de neutrinos atmosphériques Super-Kamiokande, ou CDHS [79] n'ont observé aucun signal par rapport au bruit de fond, déterminant une limite sur l'angle de mélange  $\theta_{\mu\mu}$  dans le cas d'un écart de masse de l'ordre de l'eV [72], ce que les expériences LSND, MiniBooNE, réacteur et gallium semblent réfuter.

L'équation 1.114 impliquerait donc qu'il ne devrait pas exister d'apparition de  $\bar{\nu}_e$  dans les expériences accélérateurs, ce qui est pourtant observé. Les anomalies LSND et réacteurs + gallium sont incompatibles à 99% de niveau de confiance dans le cas d'une oscillation produite par un seul neutrino stérile [72]. Par contre, l'analyse montre que dans le cas de l'existence de deux neutrinos stériles de l'ordre de l'eV, il est possible de trouver des régions de l'espace des phases où les anomalies se recouvrent. Le tableau 1.5 résume les paramètres de meilleurs ajustements dans chacun des modèles.

	$\Delta m_{41}^2$	$\sin \theta_{14}$	$\sin \theta_{24}$	$\Delta m_{51}^2$	$\sin \theta_{15}$	$\sin \theta_{25}$	$\gamma_{\mu e}$
3+1	0.96	0.15	0.17				
3+2	0.47	0.13	0.15	0.87	0.14	0.13	-0.15 $\pi$
1+3+1	-0.87	0.15	0.13	0.47	0.13	0.17	0.06 $\pi$

TABLE 1.5 – Paramètres de mélange lors de l'ajustement global dans [72].  $\gamma_{\mu e}$  et l'éventuelle phase violant CP à l'oeuvre entre les différences observées dans les canaux neutrino et antineutrino

Une nouvelle analyse publiée en février 2016 [80] utilisant pour la première fois une approche bayésienne pour déterminer les contours de crédibilité des paramètres de mélange associés aux neutrinos stériles dans un modèle (3+1) ou (3+2) retrouvent les mêmes tensions entre les différents ajustements. Les paramètres de meilleurs ajustements obtenus sont représenté dans le tableau 1.6

	$\Delta m_{41}^2$	$\sin \theta_{14}$	$\sin \theta_{24}$	$\Delta m_{51}^2$	$\sin \theta_{15}$	$\sin \theta_{25}$	$\gamma_{\mu e}$
3+1	1.75	0.163	0.117				
3+2	0.475	0.120	0.177	0.861	0.141	0.111	0.0662 $\pi$

TABLE 1.6 – Paramètres de mélange lors de l'ajustement global dans [80].  $\gamma_{\mu e}$  et l'éventuelle phase violant CP à l'oeuvre entre les différences observés dans les canaux neutrino et antineutrino

Ces deux approches donnent des résultats similaires, mais ne permettent pas de résoudre les tensions de manière satisfaisante : les paramètres d'ajustement déduits ne possèdent que de très mauvais niveaux de confiance. La situation peut s'améliorer si nous retirons de l'analyse les observations de MiniBooNE, qui à elles seules compliquent la vue globale d'une oscillation à 3+1 neutrinos. C'est l'analyse principalement défendue par C. GIUNTI [81], qui la justifie en invoquant un autre phénomène hors Modèle Standard responsable de l'anomalie de MiniBooNE.

En août 2016, la collaboration IceCube a publié leur analyse [82] sur une éventuelle disparitions des neutrinos atmosphériques vers une oscillation stérile. Ces neutrinos muoniques constituent habituellement le bruit de fond de l'expérience IceCube, qui à l'origine recherche les neutrinos cosmiques de très hautes énergies. Ces neutrinos pouvant atteindre le PeV interagissent par courant neutre ou chargé lors de la traversée de la Terre et sont détectés ensuite par la radiation Tcherenkov produites dans le détecteur d'IceCube. Mais la collaboration s'est intéressée aux désintégrations de muons atmosphériques produisant des neutrinos muoniques, c'est à dire en regardant les événements produits au dessus de la Terre et non ceux qui arrivent par en dessous du détecteur. La distance parcourue par ces  $\nu_\mu$  jusqu'au détecteur permet de conduire une analyse sur l'existence d'un neutrino stérile pour des écarts de masses assez légers, inférieur à l'eV. N'observant pas d'événements compatibles avec une disparition des  $\nu_\mu$  vers un neutrino stérile, ils sont en mesure d'établir des contraintes assez sévères sur les paramètres admis par les expériences LSND et MicroBooNE, représentés sur la figure 1.23. Toutefois, l'impact est limité sur l'anomalie des antineutrinos de réacteur, où les paramètres admis indiquent plutôt des écarts de masses supérieur à l'eV.

Dans tous les cas, la nécessité d'effectuer de nouvelles mesures s'impose pour explorer les différentes zones de l'espace des phases admises pour une éventuelle oscillation vers un neutrino stérile dans différents secteurs, pour continuer cette approche complémentaire entre les différentes expériences.

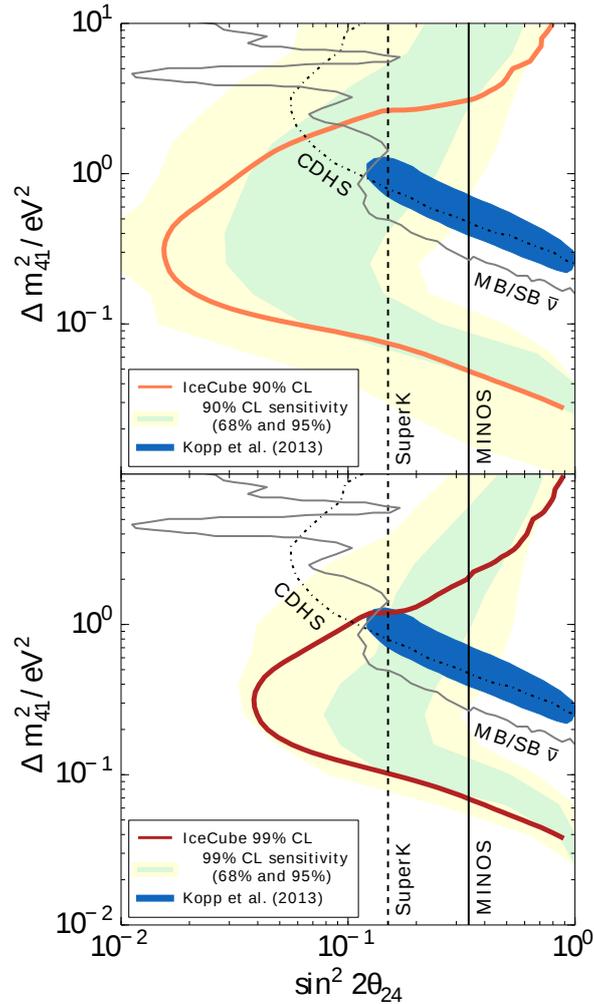


FIGURE 1.23 – Contours d’exclusions tirés de l’analyse d’IceCube sur les neutrinos produits par les désintégrations de muons cosmiques [82]. Les zones admises par les expériences LSND et MiniBooNE (en bleu) sur l’existence d’un stérile sont exclues à 90% (figure du haut) et à 99%.

### 1.3.5 A la recherche d’oscillation à très courte distance

Ces tensions qui subsistent entre les différentes expériences que nous venons de voir motivent à l’heure actuelle un domaine de recherche très important, où de nouvelles expériences vont tester ces anomalies avec les neutrinos de réacteur, de source et d’accélérateur.

#### 1.3.5.1 Expérience réacteurs

Les réacteurs nucléaires sont d’énormes sources d’antineutrinos électroniques qui ont déjà été utilisées pour sonder une possible oscillation vers un état de masse de l’ordre de l’eV. Avec un spectre en énergie de l’ordre de [1 – 10] MeV, la distance la plus appropriée pour sonder la région de l’espace des phases associée aux anomalies varie de quelques mètres à quelques dizaines de mètres.

La détection principalement basée sur la réaction  $\beta$ -inverse est compliquée si proche du coeur à cause de la sensibilité des détecteurs au bruit de fond. Le positron émis lors de la réaction perd son énergie dans le scintillateur et produit un signal prompt, la mesure de son énergie permet de remonter à celle de l’antineutrino. La signature de la réaction provient de la coïncidence en temps de l’annihilation du positron avec celle de la capture du neutron sur un noyau neutronphage. Pour ces futures expériences, deux technologies différentes sont mises en oeuvre :

1. Des liquides ou des plastiques scintillants dopés au lithium. La capture du neutron sur le lithium intervient environ  $\approx 40 \mu\text{s}$  après avoir été produit, et émet une paire alpha-tritium qui va perdre de l’énergie dans le scintillateur en produisant un signal de 0.6 MeV équivalent électron.
2. Des liquides scintillants dopés au gadolinium. La capture du neutron sur le gadolinium intervient environ  $\approx 15 \mu\text{s}$  après avoir été produit, et génère une cascade de 3 à 4 gammas pour une énergie totale de 8 MeV.

Ces expériences sont aussi très sensibles aux gammas et aux neutrons qui sont produits en nombre à proximité du coeur du réacteur. Les muons cosmiques constituent de plus une source importante de nuisance, en particulier vis-à-vis des neutrons rapides qu'ils créent, provoquant un signal très similaire à celui attendu pour les antineutrinos. C'est un défi de pouvoir minimiser ces bruits de fond pour augmenter au maximum le rapport signal sur bruit. Cela passe par la segmentation du détecteur pour augmenter le pouvoir de discrimination du bruit, et par l'installation de lourds blindages passifs et actifs sur site.

La segmentation possède un autre avantage dans ce type d'expérience, celui de permettre de s'affranchir des incertitudes sur le flux des réacteurs. Le fait de segmenter le détecteur permet enfin d'effectuer une analyse sur la déformation du spectre entre les différentes parties du détecteur.

Nous listons maintenant les expériences en cours ou proche de leur démarrage.

**Nucifer** L'expérience Nucifer [83] est située à proximité du réacteur de recherche compact Osiris d'une puissance de 70 MW. Le dispositif constitué d'une enceinte cylindrique de 0.8 tonne de liquide scintillant dopé au gadolinium et vue par le dessus par 8 tubes photomultiplicateurs détecte les antineutrinos de réacteur par réaction  $\beta$ -inverse. Le but originel de Nucifer était de démontrer la faisabilité d'un moniteur d'activité nucléaire en mesurant le flux de d'antineutrinos produits. Mais étant situé à une distance de 7 m par rapport au réacteur il s'avère que cette expérience est sensible à une éventuelle oscillation due à un neutrino stérile de l'ordre de l'eV. Les analyses sont en cours, et les figures 1.24 et 1.25 présentent le schéma du détecteur et les résultats de l'analyse partielle respectivement.

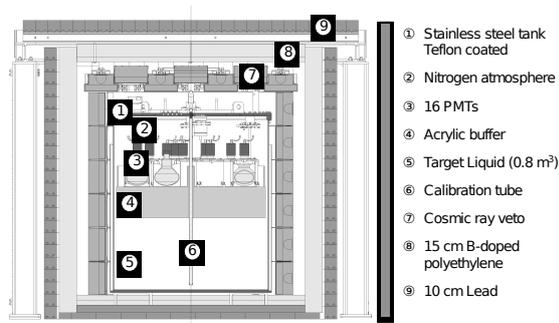


FIGURE 1.24 – Schéma du détecteur Nucifer [83].

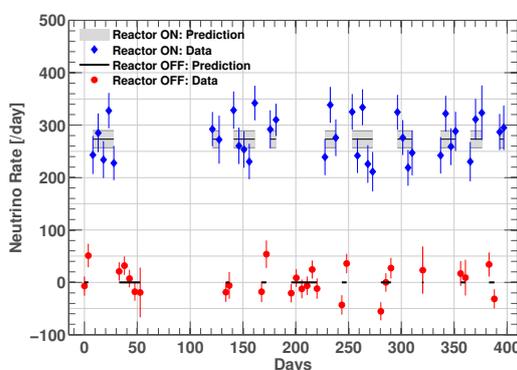


FIGURE 1.25 – Résultats de l'expérience Nucifer [83]. La corrélation entre taux de neutrinos détectés et puissance du réacteur est clairement représentée.

**NEOS** L'expérience NEOS [84] pour *NEutrino Oscillation at Short baseline* est située à proximité du réacteur de Hanbit à Yonggwang en Corée du Sud. Le coeur du réacteur mesure environ 2 m et produit une puissance thermique de 2.8 GW. Le dispositif consiste en une enceinte d'une tonne remplie de liquide scintillant et détectant les antineutrinos de réacteur par la réaction  $\beta$ -inverse. L'expérience devrait se dérouler en deux phases, la première en cours à l'heure actuelle où le détecteur est placé à 25 m du coeur du réacteur, puis le détecteur sera déplacé à une distance de 10 m en 2017 pour effectuer une nouvelle mesure du flux d'antineutrinos, permettant une analyse s'affranchissant de la norme absolue du flux produit par le réacteur.

Les premiers résultats sont assez encourageants et montrent un excellent rapport signal sur bruit d'environ 22 [85], avec 2000 événements candidats  $\beta$ -inverse détectés par jour. La figure 1.26 montre le spectre qui a été présentée à la conférence Antineutrino Applied Physics 2015 [85].

**STEREO** Le détecteur STEREO qui fait l'objet de cette thèse est situé à une distance de 9 m à 11 m du réacteur de recherche de l'ILL à Grenoble, France. Le détecteur consiste en une masse totale d'environ 1.75 tonnes segmenté en 6 cellules identiques remplies de liquide scintillant dopé au gadolinium. La lumière de scintillation produite est lue par des tubes photomultiplicateurs situés au dessus des cellules.

Le coeur du réacteur consiste en un cylindre de 40 cm de diamètre et de 80 cm de haut enrichi à 93% en uranium 235, et délivre une puissance thermique de 57 MW.

Le détecteur est construit et il est en cours d'installation à l'ILL. La phase de caractérisation est prévue pour fin septembre 2016, où quelques jours de temps réacteurs ON seraient de plus accessibles. Les systématiques estimées ont permis d'établir la sensibilité de l'expérience et montre que les paramètres admis de l'anomalie réacteur seront explorés en 6 cycles réacteur, équivalent à deux ans de données à l'ILL.

Nous étudierons naturellement en détail le détecteur STEREO dans le prochain chapitre 2.

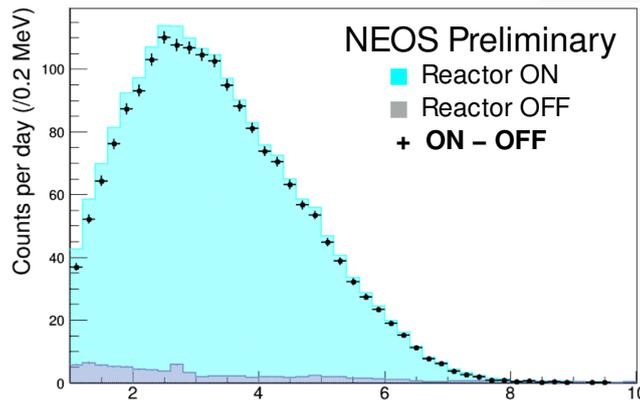


FIGURE 1.26 – Résultats préliminaires de l’expérience NEOS pour un détecteur placé à 25m du coeur du réacteur. En bleu, le spectre mesuré quand le réacteur est allumé, en gris quand il est éteint, et les points représentent la différence des deux spectres [85].

**SoLiδ** Le détecteur SoLiδ est situé à une distance entre 5.5 m et 12 m du réacteur de recherche BR2 à Mol en Belgique. Le détecteur consiste en un volume total d’environ 1m<sup>3</sup>, d’empilement de cubes de 5 cm de côté de plastique scintillant séparés par des couches de sulfure de zinc contenant du <sup>6</sup>Li. Des fibres optiques décalant la longueur d’onde assurent la transmission de la lumière produite lors de l’interaction des antineutrinos dans chaque cube vers le dispositif de détection de lumière (MPPC). Ce dispositif permet une très bonne séparation des signaux des électrons et des neutrons.

Le coeur du réacteur consiste en un cylindre de 50cm de diamètre enrichi à 95% en <sup>235</sup>U. La puissance délivrée est comprise entre 70 et 80 MW, et le réacteur est actif environ 150 jours par an.

Un premier module de 288 kg a été installé pendant l’arrêt du réacteur en 2015. L’expérience SoLiδ devrait se doter de 5 nouveaux modules d’ici la fin de l’année 2016, pour constituer la moitié du détecteur SoLiδ pour sonder l’anomalie réacteur selon leur contours de sensibilité.

En mars 2016, la collaboration SoLiδ a montré les résultats de son premier module et son excellente sensibilité sur le bruit de fond, sur une vingtaine de jours de données [86] où le réacteur est éteint.

La figure 1.28 montre les contours de sensibilité de l’expérience SoLiδ et leur capacité à sonder les anomalies [87], et la figure 1.27 le schéma du détecteur.

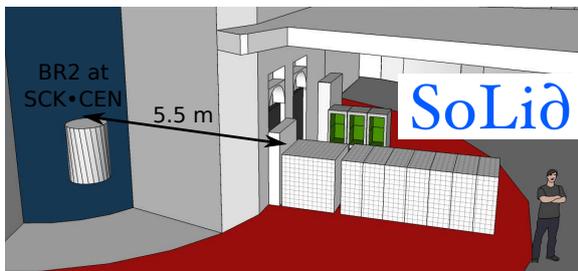


FIGURE 1.27 – Schéma du détecteur SoLiδ [87].

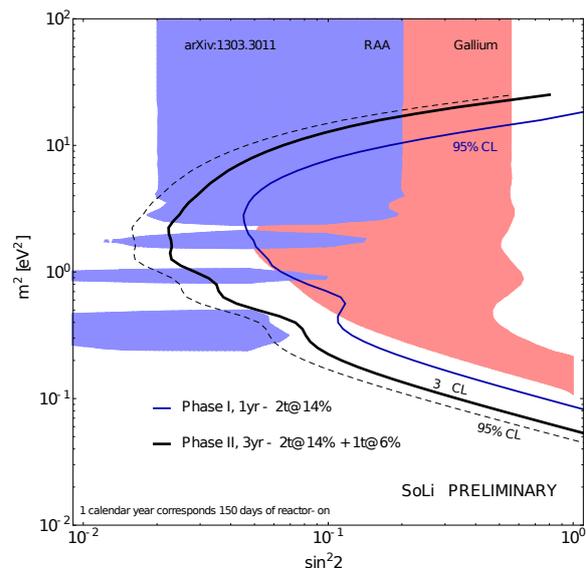


FIGURE 1.28 – Contours de sensibilité de l’expérience SoLiδ [87]. Cette figure prend en compte uniquement le détecteur complet constitué de ses 6 modules, et des phases de un an et deux ans de prises de données.

**DANSS** L'expérience DANSS [88] consiste en un détecteur finement segmenté, permettant un excellent rejet des bruits de fond. Il se compose de lattes de plastique scintillant couplées à des fibres optiques décalant la longueur d'onde. Des couches dopées au gadolinium sont intercalées. Malgré une résolution en énergie d'environ 20% à 1 MeV et un réacteur de grandes dimensions, DANSS pourrait observer une indication d'une oscillation à courte distance grâce à une statistique très élevée. Il sera installé sous un réacteur de puissance de 3 GW situé à Kalinin en Russie. Un système permettra de le déplacer à la verticale pour des distances comprises entre 9.7 m et 12.2 m du centre du cœur. L'étendue du cœur de quelques mètres et la distance de propagation favorisent la sensibilité à des écarts de masses au carré inférieur à 0.1 eV. Sa position sous le réacteur lui confère d'autre part un blindage conséquent contre les rayonnements cosmiques.

**Neutrino-4** L'expérience Neutrino-4 [89] utilise un détecteur composé de 2.5 m<sup>3</sup> de liquide scintillant dopé au gadolinium équipé vu par le dessus par des tubes photomultiplicateurs. Le détecteur est contenu dans un blindage de plomb et de polyéthylène de dimensions bien supérieures par rapport à sa taille, qui permettent de le faire glisser sur un rail à des distances comprises entre 6 m et 12 m du réacteur SM-3 à Dimitrovgrad, compact et d'une puissance de 100 MW. Des tests réalisés à partir d'un prototype de dimensions réduites auprès du réacteur WWR-M de Gatchina ont montré une bonne suppression des bruits de fond  $\gamma$ . En revanche, la détection des neutrinos est limitée pour l'instant par la présence de neutrons rapides induits par les rayonnements cosmiques. Le contour d'exclusion de Neutrino-4 est représenté en figure 1.29.

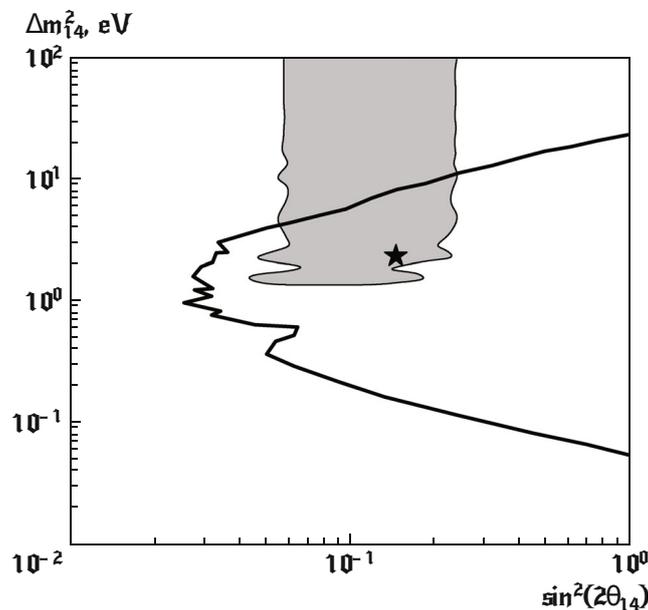


FIGURE 1.29 – Contours de sensibilité de l'expérience Neutrino-4 [90]

**PROSPECT** L'expérience PROSPECT, pour *Precision Reactor Oscillation and Spectrum Experiment* [91], cherche à mesurer le flux et le spectre en énergie des neutrinos émis par le réacteur à haut flux ou HFIR — pour High Flux Isotope Reactor — du Oak Ridge National Laboratory (ORNL) aux États-Unis. L'expérience se déroulera en deux phases. La première consistera en l'installation d'un détecteur *proche* à antineutrinos d'une masse totale active de 3 tonnes à une distance variable de 7 à 12 m du cœur du réacteur. Ensuite, la deuxième phase commencera lors de l'installation d'un second détecteur *lointain* de l'ordre de la dizaine de tonnes à une distance de 16 à 20 m, le but étant de réaliser une mesure relative par rapport au détecteur proche.

La détection des antineutrinos est basée sur la réaction  $\beta$ -inverse dans un liquide scintillant. PROSPECT est constitué de cellules rectangulaires optiquement séparées remplies de liquide scintillant dopé au Lithium 6. Ce concept est directement inspiré des expériences Bugey [92].

La figure 1.30 présente le schéma du détecteur proche de PROSPECT, et la figure 1.31 les contours de sensibilités aux anomalies réacteur et gallium.

La figure 1.30 présente leur détecteur proche, segmenté en 10×12 modules remplis de liquide scintillant et lus au deux bouts par des tubes photomultiplicateurs.

Le site de HFIR a été choisi pour des raisons logistiques [94], mais possède un environnement de fort bruit de fond pour l'expérience. De lourds blindages passifs seront installés pour réduire les taux de neutrons et gammas.

L'expérience PROSPECT a développé ce tout nouveau scintillateur liquide dopé au lithium et espère atteindre une résolution de 4.5%/√E. Plusieurs prototypes ont été développés pour valider leur performance. Le liquide choisi

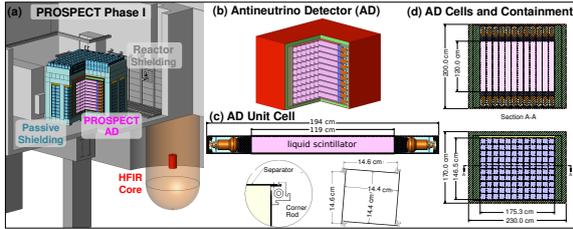


FIGURE 1.30 – Schéma du détecteur proche de PROSPECT.

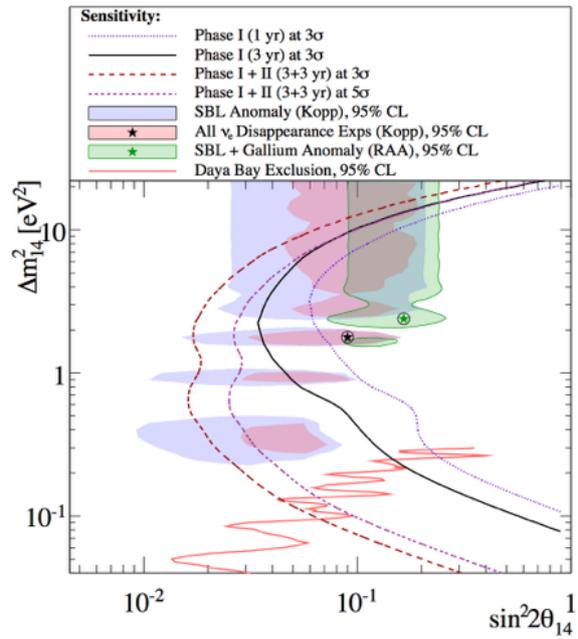


FIGURE 1.31 – Contours de sensibilité de l'expérience PROSPECT [93].

semble être le EJ-309 de ELJEN technologies [95], où la scintillation est basée sur l'antracène.

**NuLAT** L'expérience NuLAT [96] consiste en un détecteur hautement segmenté basé sur le principe du ROL — pour *Raghavan Optic Lattice*. L'idée est de séparer optiquement des cellules contenant du liquide scintillant pour former une matrice, où un événement compatible avec une réaction  $\beta$ -inverse pourrait être entièrement contenu dans une cellule. Grâce à ce dispositif, ils espèrent pouvoir s'affranchir de lourds blindages et être en mesure de discriminer les bruits de fond.

La figure 1.32 représente le schéma du détecteur, et la figure 1.33 les contours de sensibilité exploré par l'expérience NuLAT.

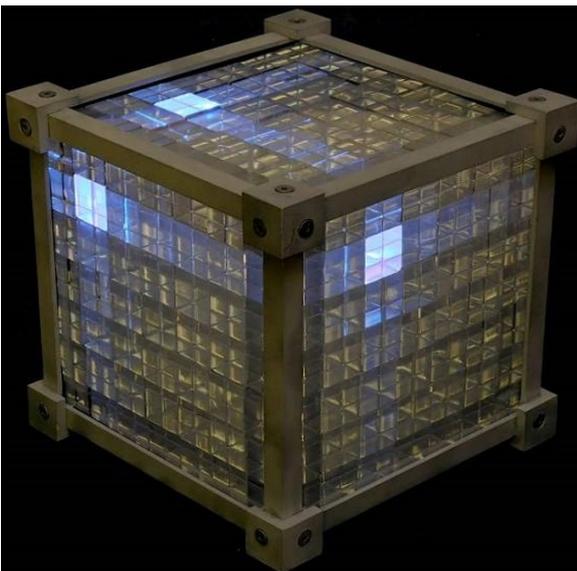


FIGURE 1.32 – Schéma du détecteur NuLAT. Il est constitué de 15×15×15 cube de liquide scintillant dopé au bore pour améliorer la capture du neutron produit par la réaction  $\beta$ -inverse [96].

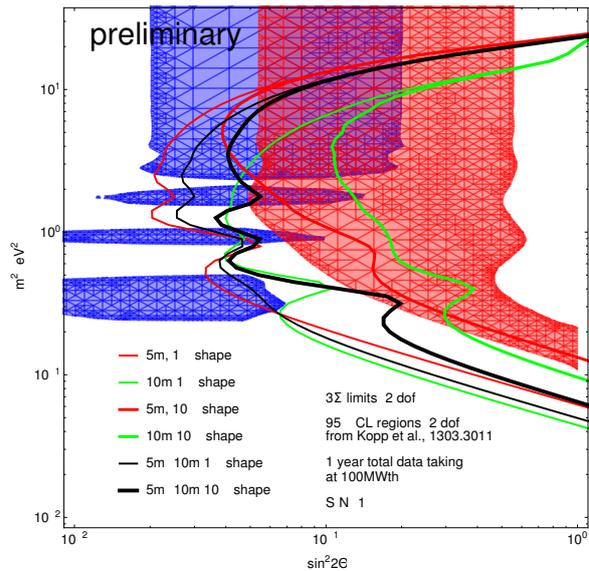


FIGURE 1.33 – Contours de sensibilité de l'expérience NuLAT [96].

**Résumé** Le tableau 1.7 compare les différentes expériences à venir auprès de réacteur nucléaire. Nous avons comparé les différentes architectures et géométrie des détecteurs, la cible utilisée pour la détection, la puissance du réacteur nucléaire, la distance par rapport à celui-ci et la quantité de matière au-dessus du détecteur en m.w.e — pour *meter water equivalent*, la quantité d'eau équivalente, pour connaître la protection par rapport au muons cosmiques.

EXPÉRIENCES REACTEURS								
Nom	P <sub>th</sub> (MW)	L (m)	Profondeur (m.w.e)	M <sub>target</sub> (Tons)	Tech	Seg	Mov	Début
Nucifer	70	7	13	0.8	Gd	x	x	2014
NEOS far	2800	25	16-23	1	Gd	x	✓	2016
NEOS near	15	5	23	1	Gd	x	✓	2017
<b>STEREO</b>	<b>57</b>	<b>9-11</b>	<b>18</b>	<b>1.75</b>	<b>Gd</b>	<b>✓</b>	<b>✓</b>	<b>2016</b>
SoLiδ	70	5.5-10	10	2.9	<sup>6</sup> Li	✓	✓	2016
DANSS	3000	9.7-12.2	50	0.9	Gd	✓	✓	2016
Neutrino-4	100	6-12	10	1.5	Gd	x	✓	2016
Prospect	85	7-18	few	1-10	Gd+ <sup>6</sup> Li	✓	✓	2017
NuLat	85	3-8	few	1	<sup>6</sup> Li+ <sup>10</sup> B	✓	✓	2017

TABLE 1.7 – Tableau des expériences réacteurs à venir et visant à sonder l'anomalie du neutrino stérile à l'eV. La profondeur par rapport à la surface est représenté en mètre d'eau équivalente — m.w.e en anglais — c'est à dire la quantité d'eau équivalente au-dessus du détecteur comme protection contre les muons cosmiques. La segmentation du détecteur ainsi que la possibilité de le déplacer par rapport au coeur du réacteur est indiquée. Les dates sont données à titre indicatif et reposent sur une estimation de [97].

### 1.3.5.2 Expériences Sources

A l'instar des expériences GALLEX et SAGE qui ont observé une anomalie du flux de sources radioactives très puissante servant à leur calibration, des projets entièrement dédiés à la mesure du flux d'une source ont vu le jour. Aujourd'hui, seul un projet, CeSOX est approuvé et il consiste à placer une source de cerium <sup>144</sup>Ce à proximité du détecteur de Borexino. Un autre projet est en phase de développement, cherchant à placer de même une source intense de cerium à côté d'un des détecteurs de l'expérience Daya Bay [98].

**CeSOX** L'expérience CeSOX [99] est issue de la fusion de deux projets précédents, SOX [100] et CeLAND [101] qui devaient installer des sources de cerium <sup>144</sup>Ce à proximité des détecteurs Borexino et KamLAND respectivement. Récemment, ces deux expériences se sont associées et ont décidé d'installer seulement une source de <sup>144</sup>Ce au laboratoire de Gran Sasso auprès du détecteur de Borexino.

La source de cerium possède une demi-vie de 285 jours, pour une activité entre 100 et 150 kCi. Le cerium se désintègre  $\beta^-$  en <sup>144</sup>Pr avec une énergie maximum pour les antineutrinos de 318 keV, et sa demi-vie est de 17 min. Ce <sup>144</sup>Pr se désintègre  $\beta^-$  vers le <sup>144</sup>Nd qui lui est stable. L'antineutrino émis est distribué lors de cette seconde désintégration jusqu'à 3 MeV.

Le détecteur de Borexino consiste en une cuve de 300 tonnes de liquide scintillant, et détecte les antineutrinos par réaction  $\beta$  inverse. Un intérêt de ce détecteur provient de sa localisation dans le laboratoire souterrain de Gran Sasso. Le bruit de fond antineutrino ne serait constitué seulement que des antineutrinos produits par la terre — appelé *geoneutrinos* — et il est attendu seulement un événement accidentel par an en moyenne.

La figure 1.34 montre les spectres attendus qui seront mesurés par le détecteur Borexino dans le cas où il existe une oscillation vers un état stérile ou non, et la figure 1.35 les contours de sensibilités explorés par rapport à la zone admise par l'anomalie réacteur et solaire.

Par rapport aux expériences réacteurs, l'utilisation de source radioactive intense permet d'être sensible à une plus grande variété d'écart de masse, étant donné que la source est plus petite que les coeurs de réacteurs. De plus, le spectre des sources est mieux connu que celui émis par les réacteurs, et le bruit de fond est très faible comparé à l'environnement d'un réacteur. Par contre, la difficulté majeure à résoudre pour ces expériences et la conception de la source, ainsi que le transport ou les autorisations adéquates à fournir pour les utiliser. La source de CeSOX est conçue à Mayak en Russie, et le transport vers Gran Sasso est encore en cours d'élaboration.

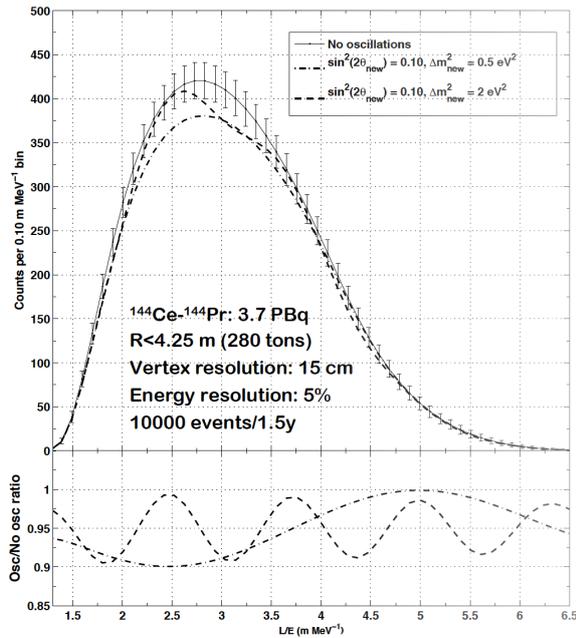


FIGURE 1.34 – Spectres attendus par l'expérience SOX dans le cas où il n'existe pas d'oscillation vers un état stérile (ligne continue) et en pointillés pour deux

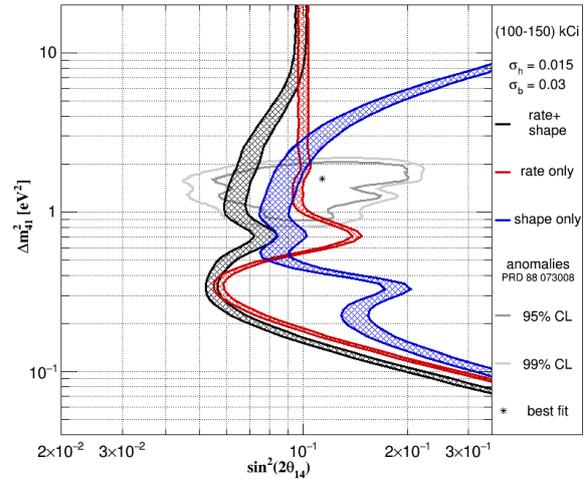


FIGURE 1.35 – Contours de sensibilité de l'expérience CeSOX [99]. En rouge la zone explorée lors de l'analyse basée sur la norme du spectre, en bleu uniquement sur la forme, et en noir avec les deux analyses combinés.

### 1.3.6 Prospectives

L'intense activité à l'heure actuelle sur la recherche d'un état stérile de masse de l'ordre de l'électronvolt du neutrino est un champ où une réponse sur son existence ou non est attendue vers 2018-2019. Elle n'adresse pas les autres questions fondamentales sur la nature des neutrinos comme la hiérarchie des masses, la violation CP ou la description du spineur par Majorana ou Dirac. Obtenir ces réponses impliquent la construction de nouveaux détecteurs gigantesques permettant de détecter encore plus de neutrinos, comme les projets Hyper-Kamiokande au Japon ou DUNE aux Etats-Unis, le premier utilisant l'interaction par courant chargé des neutrinos dans l'eau pour la détection, tandis que le second repose sur une chambre à dérive à argon liquide, où beaucoup de R&D sont actuellement en cours pour permettre la construction de détecteur le plus grand possible.

De plus, la découverte par la collaboration IceCube [102] des neutrinos cosmiques d'énergie de l'ordre du PeV a propulsé l'astronomie neutrino sous les feux de la rampe, permettant l'étude des rayons cosmiques d'ultra haute énergie et leur provenance. Nous citerons l'expérience Km3NeT [103], qui à partir des résultats prometteurs de l'expérience précédente ANTARES compte utiliser la mer Méditerranée pour bâtir le plus grand télescope de neutrino au monde, offrant une résolution meilleure par rapport aux détecteurs constituant d'IceCube.

## Bibliographie

- [1] Georges Gamow. Zur quantentheorie des atomkernes. *Z Physik*, 1928.
- [2] J. Chadwick. Intensitätsverteilung im magnetischen spektrum der beta-strahlen von radium  $b + c$ . *Verhandl. Dtsch. phys. Ges.*, 16, 1914.
- [3] W. Pauli. On the Earlier and more recent history of the neutrino. *Camb. Monogr. Part. Phys. Nucl. Phys. Cosmol.*, 14 :1–22, 2000.
- [4] J. Chadwick. Possible Existence of a Neutron. *Nature*, 129(3252) :312–312, feb 1932. ISSN 0028-0836. doi : 10.1038/129312a0. URL <http://www.nature.com/doi/10.1038/129312a0>.
- [5] E. Fermi. Versuch einer theorie der  $\beta$ -strahlen. *Nuovo Cimento*, 11, 1934.
- [6] P. Dirac. *The Principles of Quantum Mechanics*. Oxford University Press, 1955.
- [7] G. Rajasekaran. Fermi and the theory of weak interactions. *Resonance*, 19(1) :18–44, January 2014. ISSN 0971-8044, 0973-712X. doi : 10.1007/s12045-014-0005-2. URL <http://link.springer.com/10.1007/s12045-014-0005-2>.
- [8] K. Krane. *Introductory Nuclear Physics*. Wiley, 1987.
- [9] F. Reines, C. L. Cowan, F. B. Harrison, A. D. McGuire, and H. W. Kruse. Detection of the Free Antineutrino. *Physical Review*, 117(1) :159–173, January 1960. ISSN 0031-899X. doi : 10.1103/PhysRev.117.159. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.117.159>.
- [10] C. Giunti and C. W. Kim. *Fundamentals of Neutrino Physics and Astrophysics*. Oxford University Press, 2007.
- [11] Raymond Davis. Attempt to Detect the Antineutrinos from a Nuclear Reactor by the  $\text{Cl } 37 (\bar{\nu}, e^-)$  A 37 Reaction. *Physical Review*, 97(3) :766–769, February 1955. ISSN 0031-899X. doi : 10.1103/PhysRev.97.766. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.97.766>.
- [12] C. S. Wu, E. Ambler, R. W. Hayward, D. D. Hoppes, and R. P. Hudson. Experimental Test of Parity Conservation in Beta Decay. *Physical Review*, 105(4) :1413–1415, February 1957. ISSN 0031-899X. doi : 10.1103/PhysRev.105.1413. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.105.1413>.
- [13] R. P. Feynman and M. Gell-Mann. Theory of the Fermi Interaction. *Physical Review*, 109(1) :193–198, January 1958. ISSN 0031-899X. doi : 10.1103/PhysRev.109.193. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.109.193>.
- [14] M. Goldhaber, L. Grodzins, and A. W. Sunyar. Helicity of Neutrinos. *Physical Review*, 109(3) :1015–1017, February 1958. ISSN 0031-899X. doi : 10.1103/PhysRev.109.1015. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.109.1015>.
- [15] B. Pontecorvo. Electron and Muon Neutrinos. *Sov. Phys. JETP*, 10 :1236–1240, 1960. [Zh. Eksp. Teor. Fiz.37,1751(1959)].
- [16] K. Zuber. *Neutrino Physics*. CRC Press, 2012.
- [17] Sheldon Glashow. Partial-symmetries of weak interactions. *Selected Papers on Gauge Theory of Weak and Electromagnetic Interactions*, page 171, 1981.
- [18] Steven Weinberg. A Model of Leptons. *Physical Review Letters*, 19(21) :1264–1266, November 1967. ISSN 0031-9007. doi : 10.1103/PhysRevLett.19.1264. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.19.1264>.
- [19] A. Salam and JC Ward. Electromagnetic and weak interaction. *Selected Papers on Gauge Theory of Weak and Electromagnetic Interactions*, page 181, 1981. URL [https://books.google.com/books?hl=en&lr=&id=zMoLDTiM3aQC&oi=fnd&pg=PA181&dq=%22the+boson+m+a+s+s+would+have+to+equal%22+%22Contrasting+s+p+a+c+e-+t+i+m+e+behaviour+\(V+for+e+l+e+c%22+&ots=5jvu6Wrjbp&sig=PRmB9cCENl104HuJwGngeErw64A](https://books.google.com/books?hl=en&lr=&id=zMoLDTiM3aQC&oi=fnd&pg=PA181&dq=%22the+boson+m+a+s+s+would+have+to+equal%22+%22Contrasting+s+p+a+c+e-+t+i+m+e+behaviour+(V+for+e+l+e+c%22+&ots=5jvu6Wrjbp&sig=PRmB9cCENl104HuJwGngeErw64A).
- [20] Peter W. Higgs. Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons. *Physical Review Letters*, 13(16) :508–509, October 1964. ISSN 0031-9007. doi : 10.1103/PhysRevLett.13.508. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.13.508>.

- [21] G. S. Guralnik, C. R. Hagen, and T. W. B. Kibble. Global Conservation Laws and Massless Particles. *Physical Review Letters*, 13(20) :585–587, November 1964. ISSN 0031-9007. doi : 10.1103/PhysRevLett.13.585. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.13.585>.
- [22] F. Englert and R. Brout. Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons. *Physical Review Letters*, 13(9) :321–323, August 1964. ISSN 0031-9007. doi : 10.1103/PhysRevLett.13.321. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.13.321>.
- [23] A. Gurtu and others. Precision electroweak measurements on the Z resonance. *Physics Reports*, 427(5-6) : 257–454, 2006. URL <http://repository.ias.ac.in/84046/>.
- [24] Y. Fukuda, T. Hayakawa, E. Ichihara, K. Inoue, K. Ishihara, H. Ishino, Y. Itow, and T. Kajita. Measurement of the Flux and Zenith-Angle Distribution of Upward Throughgoing Muons by Super-Kamiokande. *Physical Review Letters*, 82(13) :2644–2648, March 1999. ISSN 0031-9007, 1079-7114. doi : 10.1103/PhysRevLett.82.2644. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.82.2644>.
- [25] Q. R. Ahmad, R. C. Allen, T. C. Andersen, J. D. Anglin, J. C. Barton, E. W. Beier, and M. Bercovitch. Direct Evidence for Neutrino Flavor Transformation from Neutral-Current Interactions in the Sudbury Neutrino Observatory. *Physical Review Letters*, 89(1), June 2002. ISSN 0031-9007, 1079-7114. doi : 10.1103/PhysRevLett.89.011301. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.89.011301>.
- [26] Jorge S. Díaz and V. Alan Kostelecký. Lorentz- and C P T -violating models for neutrino oscillations. *Physical Review D*, 85(1), January 2012. ISSN 1550-7998, 1550-2368. doi : 10.1103/PhysRevD.85.016013. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.85.016013>.
- [27] Frank Wilczek. Majorana returns. *Nature Physics*, 5(9) :614–618, September 2009. ISSN 1745-2473, 1745-2481. doi : 10.1038/nphys1380. URL <http://www.nature.com/doi/10.1038/nphys1380>.
- [28] R. G. Robertson. KATRIN : an experiment to determine the neutrino mass from the beta decay of tritium. *arXiv preprint arXiv :1307.5486*, 2013. URL <http://arxiv.org/abs/1307.5486>.
- [29] Ziro Maki, Masami Nakagawa, and Shoichi Sakata. Remarks on the unified model of elementary particles. *Progress of Theoretical Physics*, 28(5) :870–880, 1962. URL <http://ptp.oxfordjournals.org/content/28/5/870.short>.
- [30] S. Bilenky. Neutrino oscillations : From a historical perspective to the present status. *Nuclear Physics B*, 2016. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0550321316000353>.
- [31] Raymond Davis, Jr., Don S. Harmer, and Kenneth C. Hoffman. Search for neutrinos from the sun. *Phys. Rev. Lett.*, 20 :1205–1209, 1968. doi : 10.1103/PhysRevLett.20.1205.
- [32] P. Anselmann et al. Solar neutrinos observed by GALLEX at Gran Sasso. *Phys. Lett.*, B285 :376–389, 1992. doi : 10.1016/0370-2693(92)91521-A.
- [33] Q. R. Ahmad et al. Direct evidence for neutrino flavor transformation from neutral current interactions in the Sudbury Neutrino Observatory. *Phys. Rev. Lett.*, 89 :011301, 2002. doi : 10.1103/PhysRevLett.89.011301.
- [34] Y. Fukuda et al. Solar neutrino data covering solar cycle 22. *Phys. Rev. Lett.*, 77 :1683–1686, 1996. doi : 10.1103/PhysRevLett.77.1683.
- [35] S. Fukuda et al. Determination of solar neutrino oscillation parameters using 1496 days of Super-Kamiokande I data. *Phys. Lett.*, B539 :179–187, 2002. doi : 10.1016/S0370-2693(02)02090-7.
- [36] M. Altmann et al. Complete results for five years of GNO solar neutrino observations. *Phys. Lett.*, B616 : 174–190, 2005. doi : 10.1016/j.physletb.2005.04.068.
- [37] J. N. Abdurashitov et al. The SAGE and LNGS experiment : Measurement of solar neutrinos at LNGS using gallium from SAGE. *Astropart. Phys.*, 25 :349–354, 2006. doi : 10.1016/j.astropartphys.2006.03.008.
- [38] Y. Fukuda et al. Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos. *Phys. Rev. Lett.*, 81 :1562–1567, 1998. doi : 10.1103/PhysRevLett.81.1562.
- [39] Nobelprize.org. The Nobel Prize in Physics 2015 - Advanced Information. URL [http://www.nobelprize.org/nobel\\_prizes/physics/laureates/2015/advanced.html](http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/2015/advanced.html).
- [40] H. Kwon, F. Boehm, A. A. Hahn, H. E. Henrikson, J. L. Vuilleumier, J. F. Cavaignac, D. H. Koang, B. Vignon, F. Von Feilitzsch, and R. L. Mossbauer. Search for Neutrino Oscillations at a Fission Reactor. *Phys. Rev.*, D24 : 1097–1111, 1981. doi : 10.1103/PhysRevD.24.1097.

- [41] J. F. Cavaignac, A. Hoummada, D. H. Koang, B. Vignon, Y. Declais, H. de Kerret, H. Pessard, and J. M. Thenard. Indication for Neutrino Oscillation From a High Statistics Experiment at the Bugey Reactor. *Phys. Lett.*, B148 : 387–394, 1984. doi : 10.1016/0370-2693(84)90109-6.
- [42] K. Eguchi et al. First results from KamLAND : Evidence for reactor anti-neutrino disappearance. *Phys. Rev. Lett.*, 90 :021802, 2003. doi : 10.1103/PhysRevLett.90.021802.
- [43] F. P. An et al. Observation of electron-antineutrino disappearance at Daya Bay. *Phys. Rev. Lett.*, 108 :171803, 2012. doi : 10.1103/PhysRevLett.108.171803.
- [44] J. K. Ahn et al. Observation of Reactor Electron Antineutrino Disappearance in the RENO Experiment. *Phys. Rev. Lett.*, 108 :191802, 2012. doi : 10.1103/PhysRevLett.108.191802.
- [45] Y. Abe et al. Reactor electron antineutrino disappearance in the Double Chooz experiment. *Phys. Rev.*, D86 : 052008, 2012. doi : 10.1103/PhysRevD.86.052008.
- [46] K. Abe et al. Evidence of Electron Neutrino Appearance in a Muon Neutrino Beam. *Phys. Rev.*, D88(3) :032002, 2013. doi : 10.1103/PhysRevD.88.032002.
- [47] P. Adamson et al. First measurement of electron neutrino appearance in NOvA. *Phys. Rev. Lett.*, 116(15) : 151806, 2016. doi : 10.1103/PhysRevLett.116.151806.
- [48] Johannes Bergstrom, M. C. Gonzalez-Garcia, Michele Maltoni, and Thomas Schwetz. Bayesian global analysis of neutrino oscillation data. *arXiv preprint arXiv :1507.04366*, 2015. URL <http://arxiv.org/abs/1507.04366>.
- [49] F. Capozzi, E. Lisi, A. Marrone, D. Montanino, and A. Palazzo. Neutrino masses and mixings : Status of known and unknown  $3\nu$  parameters. *Nuclear Physics B*, 2016. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0550321316000602>.
- [50] Lincoln Wolfenstein. Neutrino oscillations in matter. 17(9) :2369. URL <http://journals.aps.org/prd/abstract/10.1103/PhysRevD.17.2369>.
- [51] X. Qian and P. Vogel. Neutrino mass hierarchy. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 83 :1–30, July 2015. ISSN 01466410. doi : 10.1016/j.pnpnp.2015.05.002. URL <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0146641015000307>.
- [52] R. Acciarri, M. A. Acero, M. Adamowski, C. Adams, P. Adamson, S. Adhikari, Z. Ahmad, C. H. Albright, T. Alion, E. Amador, and others. Long-Baseline Neutrino Facility (LBNF) and Deep Underground Neutrino Experiment (DUNE) Conceptual Design Report, Volume 4 The DUNE Detectors at LBNF. *arXiv preprint arXiv :1601.02984*, 2016. URL <http://arxiv.org/abs/1601.02984>.
- [53] K. Abe et al. Letter of Intent : The Hyper-Kamiokande Experiment — Detector Design and Physics Potential —. 2011.
- [54] A. Aguilar, L. B. Auerbach, R. L. Burman, D. O. Caldwell, E. D. Church, A. K. Cochran, J. B. Donahue, A. Fazely, G. T. Garvey, R. M. Gunasingha, and others. Evidence for neutrino oscillations from the observation of  $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$  appearance in a  $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$  beam. *Physical Review D*, 64(11) :112007, 2001. URL <http://journals.aps.org/prd/abstract/10.1103/PhysRevD.64.112007>.
- [55] T. Mueller and others. Improved predictions of reactor antineutrinos spectra. *Physics Review C*, 83, 2011. URL <http://journals.aps.org/prc/abstract/10.1103/PhysRevC.83.054615>.
- [56] G. Mention, M. Fechner, Th Lasserre, Th A. Mueller, D. Lhuillier, M. Cribier, and A. Letourneau. The Reactor Antineutrino Anomaly. *Physical Review D*, 83(7), April 2011. ISSN 1550-7998, 1550-2368. doi : 10.1103/PhysRevD.83.073006. URL <http://arxiv.org/abs/1101.2755>. arXiv : 1101.2755.
- [57] K. Schreckenbach, H.R. Faust, F. von Feilitzsch, A.A. Hahn, K. Hawerkamp, and J.L. Vuilleumier. Absolute measurement of the beta spectrum from  $^{235}\text{U}$  fission as a basis for reactor antineutrino experiments. *Physics Letters B*, 1981.
- [58] K. Schreckenbach, G. Colvin, W. Gelletly, and F. von Feilitzsch. Determination of the antineutrino spectrum from  $^{235}\text{U}$  thermal neutron fission products up to 9.5 MeV. *Physics Letters B*, 1985.
- [59] K.A. Olive et al. Review of particle physics. *Chinese Physics C*, 38, 2014.
- [60] C. Giunti. Oscillations beyond three-neutrino mixing. *Conférence Neutrino 2016*, .

- [61] Andi Cucoanes, Pau Novella, Anatael Cabrera, Muriel Fallot, Anthony Onillon, Michel Obolensky, and Frederic Yermia. Reactor Neutrino Flux Uncertainty Suppression on Multiple Detector Experiments. *arXiv preprint arXiv :1501.00356*, 2015. URL <http://arxiv.org/abs/1501.00356>.
- [62] A. C. Hayes, J. L. Friar, G. T. Garvey, Duligur Ibeling, Gerard Jungman, T. Kawano, and Robert W. Mills. Possible origins and implications of the shoulder in reactor neutrino spectra. *Physical Review D*, 92(3) :033015, 2015. URL <http://journals.aps.org/prd/abstract/10.1103/PhysRevD.92.033015>.
- [63] F. P. An, J. Z. Bai, A. B. Balantekin, H. R. Band, D. Beavis, W. Beriguete, M. Bishai, S. Blyth, K. Boddy, R. L. Brown, and others. Observation of electron-antineutrino disappearance at Daya Bay. *Physical Review Letters*, 108(17) :171803, 2012. URL <http://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.108.171803>.
- [64] RENO Collaboration. Observation of Energy and Baseline Dependent Reactor Antineutrino Disappearance in the RENO Experiment. *arXiv preprint arXiv :1511.05849*, 2015. URL <http://arxiv.org/abs/1511.05849>.
- [65] Y. Abe, T. Abrahão, H. Almazan, C. Alt, J. C. dos Anjos, J. C. Barriere, E. Baussan, I. Bekman, M. Bergevin, T. J. C. Bezerra, and others. Measurement of  $\theta_{13}$  in Double Chooz using neutron captures on hydrogen with novel background rejection techniques. *arXiv preprint arXiv :1510.08937*, 2015. URL <http://arxiv.org/abs/1510.08937>.
- [66] K.N. Abazajian and others. Light Sterile Neutrinos : A White Paper. *arXiv preprint arXiv :1204.5379v1*.
- [67] GALLEX Collaboration. First results from the 51Cr neutrino source experiment with the GALLEX detector. 1994. URL [https://www.researchgate.net/profile/Ernst\\_Pernicka/publication/45414326\\_First\\_results\\_from\\_the\\_51Cr\\_neutrino\\_source\\_experiment\\_with\\_the\\_GALLEX\\_detector/links/0912f50e542c427e28000000.pdf](https://www.researchgate.net/profile/Ernst_Pernicka/publication/45414326_First_results_from_the_51Cr_neutrino_source_experiment_with_the_GALLEX_detector/links/0912f50e542c427e28000000.pdf).
- [68] W. Hampel, G. Heusser, J. Kiko, T. Kirsten, M. Laubenstein, E. Pernicka, W. Rau, U. Rönn, C. Schlosser, M. Wójcik, R. v. Ammon, K.H. Ebert, T. Fritsch, D. Heidt, E. Henrich, and L. Stieglitz. Final results of the 51Cr neutrino source experiments in GALLEX. *Physics Letters B*, 420(1-2) :114–126, February 1998. ISSN 03702693. doi : 10.1016/S0370-2693(97)01562-1. URL <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0370269397015621>.
- [69] F. Kaether, W. Hampel, G. Heusser, J. Kiko, and T. Kirsten. Reanalysis of the Gallex solar neutrino flux and source experiments. *Physics Letters B*, 685(1) :47–54, February 2010. ISSN 03702693. doi : 10.1016/j.physletb.2010.01.030. URL <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0370269310000729>.
- [70] J. N. Abdurashitov, V. N. Gavrin, S. V. Girin, V. V. Gorbachev, T. V. Ibragimova, A. V. Kalikhov, N. G. Khairnasov, T. V. Knodel, V. N. Kornoukhov, I. N. Mirmov, A. A. Shikhin, E. P. Veretenkin, V. M. Vermul, V. E. Yants, G. T. Zatsepin, T. J. Bowles, J. S. Nico, W. A. Teasdale, D. L. Wark, M. L. Cherry, V. N. Karaulov, V. L. Levitin, V. I. Maev, P. I. Nazarenko, V. S. Shkol'nik, N. V. Skorikov, B. T. Cleveland, T. Daily, R. Davis, Jr., K. Lande, C. K. Lee, P. W. Wildenhain, Yu. S. Khomyakov, A. V. Zvonarev, S. R. Elliott, and J. F. Wilkerson. The Russian-American Gallium Experiment (SAGE) Cr Neutrino Source Measurement. *Physical Review Letters*, 77(23) :4708–4711, December 1996. ISSN 0031-9007, 1079-7114. doi : 10.1103/PhysRevLett.77.4708. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.77.4708>.
- [71] J. N. Abdurashitov, V. N. Gavrin, S. V. Girin, V. V. Gorbachev, T. V. Ibragimova, A. V. Kalikhov, N. G. Khairnasov, T. V. Knodel, V. N. Kornoukhov, I. N. Mirmov, A. A. Shikhin, E. P. Veretenkin, V. M. Vermul, V. E. Yants, G. T. Zatsepin, Yu. S. Khomyakov, A. V. Zvonarev, T. J. Bowles, J. S. Nico, W. A. Teasdale, D. L. Wark, M. L. Cherry, V. N. Karaulov, V. L. Levitin, V. I. Maev, P. I. Nazarenko, V. S. Shkol'nik, N. V. Skorikov, B. T. Cleveland, T. Daily, R. Davis, K. Lande, C. K. Lee, P. S. Wildenhain, S. R. Elliott, and J. F. Wilkerson. Measurement of the response of a gallium metal solar neutrino experiment to neutrinos from a 51 Cr source. *Physical Review C*, 59(4) :2246–2263, April 1999. ISSN 0556-2813, 1089-490X. doi : 10.1103/PhysRevC.59.2246. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.59.2246>.
- [72] Joachim Kopp, Pedro A. N. Machado, Michele Maltoni, and Thomas Schwetz. Sterile neutrino oscillations : the global picture. *Journal of High Energy Physics*, 2013(5), May 2013. ISSN 1029-8479. doi : 10.1007/JHEP05(2013)050. URL [http://link.springer.com/10.1007/JHEP05\(2013\)050](http://link.springer.com/10.1007/JHEP05(2013)050).
- [73] B. Armbruster, I. M. Blair, B. A. Bodmann, N. E. Booth, G. Drexlin, J. A. Edgington, C. Eichner, K. Eitel, E. Finckh, H. Gemmeke, J. Hößl, T. Jannakos, P. Jünger, M. Kleifges, J. Kleinfeller, W. Kretschmer, R. Maschuw, C. Oehler, P. Plischke, J. Reichenbacher, C. Ruf, M. Steidl, J. Wolf, and B. Zeitnitz. Upper limits for neutrino oscillations  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  from muon decay at rest. *Physical Review D*, 65(11), June 2002. ISSN 0556-2821, 1089-4918. doi : 10.1103/PhysRevD.65.112001. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.65.112001>.

- [74] MiniBooNE Collaboration. A Search for Electron Neutrino Appearance at the  $\delta m^2$  eV Scale. *arXiv preprint arXiv :0704.1500*, 2007. URL <http://arxiv.org/abs/0704.1500>.
- [75] A. A. Aguilar-Arevalo, C. E. Anderson, S. J. Brice, B. C. Brown, L. Bugel, J. M. Conrad, R. Dharmapalan, Z. Djurcic, B. T. Fleming, R. Ford, F. G. Garcia, G. T. Garvey, J. Mirabal, J. Grange, J. A. Green, R. Imlay, R. A. Johnson, G. Karagiorgi, T. Katori, T. Kobilarcik, S. K. Linden, W. C. Louis, K. B. M. Mahn, W. Marsh, C. Mauger, W. Metcalf, G. B. Mills, C. D. Moore, J. Mousseau, R. H. Nelson, V. Nguyen, P. Nienaber, J. A. Nowak, B. Osmanov, Z. Pavlovic, D. Perevalov, C. C. Polly, H. Ray, B. P. Roe, A. D. Russell, R. Schirato, M. H. Shaevitz, M. Sorel, J. Spitz, I. Stancu, R. J. Stefanski, R. Tayloe, M. Tzanov, R. G. Van de Water, M. O. Wascko, D. H. White, M. J. Wilking, G. P. Zeller, and E. D. Zimmerman. Event Excess in the MiniBooNE Search for  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  Oscillations. *Physical Review Letters*, 105(18), October 2010. ISSN 0031-9007, 1079-7114. doi : 10.1103/PhysRevLett.105.181801. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.105.181801>.
- [76] M. Antonello, B. Baibussinov, P. Benetti, E. Calligarich, N. Canci, S. Centro, A. Cesana, K. Cieřlik, D. B. Cline, A. G. Cocco, A. Dabrowska, D. Dequal, A. Dermenev, R. Dolfini, C. Farnese, A. Fava, A. Ferrari, G. Fiorillo, D. Gibin, S. Gninenko, A. Guglielmi, M. Haranczyk, J. Holeczek, A. Ivashkin, M. Kirsanov, J. Kisiel, I. Kochanek, J. Lagoda, S. Mania, A. Menegolli, G. Meng, C. Montanari, S. Otwinowski, A. Piazzoli, P. Picchi, F. Pietropaolo, P. Plonski, A. Rappoldi, G. L. Raselli, M. Rossella, C. Rubbia, P. R. Sala, E. Scantamburlo, A. Scaramelli, E. Segreto, F. Sergiampietri, D. Stefan, J. Stepaniak, R. Sulej, M. Szarska, M. Terrani, F. Varanini, S. Ventura, C. Vignoli, H. G. Wang, X. Yang, A. Zalewska, and K. Zaremba. Experimental search for the “LSND anomaly” with the ICARUS detector in the CNGS neutrino beam. *The European Physical Journal C*, 73(3), March 2013. ISSN 1434-6044, 1434-6052. doi : 10.1140/epjc/s10052-013-2345-6. URL <http://link.springer.com/10.1140/epjc/s10052-013-2345-6>.
- [77] L. Borodovsky, C. Y. Chi, Y. Ho, N. Kondakis, W. Lee, J. Mechalakos, B. Rubin, R. Seto, C. Stoughton, G. Tzanakos, and others. Search for muon-neutrino oscillations  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$   $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  in a wide-band neutrino beam. *Physical review letters*, 68(3) :274, 1992. URL <http://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.68.274>.
- [78] NOMAD Collaboration. Final NOMAD results on  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  and  $\nu_e \rightarrow \nu_\tau$  oscillations including a new search for  $\nu_\tau$  appearance using hadronic  $\tau$  decays. *Nuclear Physics B*, 611(1-3) :3–39, 2001. ISSN 05503213. doi : 10.1016/S0550-3213(01)00339-X. URL <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S055032130100339X>.
- [79] F. Dydak, G.J. Feldman, C. Guyot, J.P. Merlo, H.-J. Meyer, J. Rothberg, J. Steinberger, H. Taureg, W. von Räden, H. Wachsmuth, H. Wahl, J. Wotschack, H. Blümer, P. Buchholz, J. Duda, F. Eisele, K. Kleinknecht, J. Knobloch, B. Pszola, B. Renk, R. Belusevic, B. Falkenburg, T. Flottmann, J.G.H. de Groot, C. Geweniger, H. Keilwerth, K. Tittel, P. Debu, A. Para, P. Perez, B. Peyaud, J. Rander, J.P. Schuller, R. Turlay, H. Abramowicz, and J. Królkowski. A search for  $\nu_\mu$  oscillations in the  $\delta m^2$  range 0.3–90 eV<sup>2</sup>. *Physics Letters B*, 134(3-4) :281–286, January 1984. ISSN 03702693. doi : 10.1016/0370-2693(84)90688-9. URL <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/0370269384906889>.
- [80] G. H. Collin, C. A. Argüelles, J. M. Conrad, and M. H. Shaevitz. Sterile neutrino fits to short baseline data. *Nuclear Physics B*, 2016. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0550321316000687>.
- [81] Carlo Giunti. Light sterile neutrinos : Status and perspectives. 908 :336–353, . ISSN 05503213. doi : 10.1016/j.nuclphysb.2016.01.013. URL <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0550321316000146>.
- [82] IceCube Collaboration. Searches for Sterile Neutrinos with the IceCube Detector. *Physical Review Letters*, 117(7), aug 2016. ISSN 0031-9007, 1079-7114. doi : 10.1103/PhysRevLett.117.071801. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.117.071801>.
- [83] G. Boireau, L. Bouvet, A. P. Collin, G. Coulloux, M. Cribier, H. Deschamp, V. Durand, M. Fechner, V. Fischer, J. Gaffiot, and others. Online Monitoring of the Osiris Reactor with the Nucifer Neutrino Detector. *arXiv preprint arXiv :1509.05610*, 2015. URL <http://arxiv.org/abs/1509.05610>.
- [84] Ba Ro Kim, Boyoung Han, Eun-ju Jeon, Kyung Kwang Joo, H. J. Kim, Hyunsoo Kim, Jinyu Kim, Yeongduk Kim, Youngju Ko, Jaison Lee, and others. Development and Mass Production of a Mixture of LAB-and DIN-based Gadolinium-loaded Liquid Scintillator for the NEOS Short-baseline Neutrino Experiment. URL <http://arxiv.org/abs/1511.05551>.
- [85] Yoomin Oh. NEOS. URL <http://indico.phys.vt.edu/conferenceOtherViews.py?confId=29&view=standard>.

- [86] Daniel Saunders and others. Muon Calibration at SoLid. URL <http://arxiv.org/abs/1602.02251>.
- [87] Nick Ryder and others. First results of the deployment of a SoLid detector module at the SCK-CEN BR2 reactor. URL <http://arxiv.org/abs/1510.07835>.
- [88] I. Alekseev, V. Belov, V. Brudanin, M. Danilov, V. Egorov, D. Filosofov, M. Fomina, Z. Hons, S. Kazartsev, A. Kobyakin, and others. DANSS : Detector of the reactor AntiNeutrino based on Solid Scintillator. URL <http://arxiv.org/abs/1606.02896>.
- [89] A. P. Serebrov, A. K. Fomin, V. G. Zinoviev, Yu. E. Loginov, M. S. Onegin, A. M. Gagarsky, G. A. Petrov, V. A. Solovey, A. V. Chernyi, O. M. Zherebtsov, and others. " Neutrino-4" experiment : preparations for search for sterile neutrino at 100 MW reactor SM-3 at 6-13 meters. *arXiv preprint arXiv :1205.2955*, 2012. URL <http://arxiv.org/abs/1205.2955>.
- [90] A. P. Serebrov et al. Neutrino-4 experiment on search for sterile neutrino with multi-section model of detector. *arXiv :1605.05909*.
- [91] J. Ashenfelter et al. Prospect - a precision reactor oscillation and spectrum experiment at short baselines. *arXiv preprint physics.ins-det/1309.7647*, 2013. URL <http://arxiv.org/abs/1309.7647>.
- [92] Y. Declais, H. de Kerret, B. Lefièvre, M. Obolensky, A. Etenko, Yu. Kozlov, I. Machulin, V. Martemianov, L. Mikaelyan, M. Skorokhvatov, S. Sukhotin, and V. Vyrodov. Study of reactor antineutrino interaction with proton at Bugey nuclear power plant. *Physics Letters B*, 338(2-3) :383–389, October 1994. ISSN 03702693. doi : 10.1016/0370-2693(94)91394-3. URL <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/0370269394913943>.
- [93] K. Anderson, J. C. Anjos, D. Ayres, J. Beacom, I. Bediaga, A. De Bellefon, B. E. Berger, C. Buck, W. Bugg, J. Busenitz, and others. White paper report on : Using nuclear reactors to search for a value of  $\beta_{13}$ . URL <http://pubman.mpg.de/pubman/item/escidoc:919253/component/escidoc:919251/reactor13.pdf>.
- [94] D. Norcini. Development of prospect detectors for precision antineutrino studies. *arXiv preprint physics.ins-det/1510.09082*, 2015. URL <http://arxiv.org/abs/1510.09082>.
- [95] ELJEN Technology. Ej-309. URL <http://www.eljentechnology.com/index.php/products/liquid-scintillators/73-ej-309>.
- [96] Janet M. Conrad, William C. Louis, and Michael H. Shaevitz. The LSND and MiniBooNE Oscillation Searches at High  $\delta m^2$ . URL <http://arxiv.org/abs/1306.6494>.
- [97] Thierry Lasserre. Light Sterile Neutrinos in Particle Physics : Experimental Status. URL <http://arxiv.org/abs/1404.7352>.
- [98] D. A. Dwyer, K. M. Heeger, B. R. Littlejohn, and P. Vogel. Search for Sterile Neutrinos with a Radioactive Source at Daya Bay. *Physical Review D*, 87(9), May 2013. ISSN 1550-7998, 1550-2368. doi : 10.1103/PhysRevD.87.093002. URL <http://arxiv.org/abs/1109.6036>. arXiv : 1109.6036.
- [99] M. Pallavicini. Solar neutrino detectors as sterile neutrino hunters. *Conférence Neutrino 2016*.
- [100] G. Bellini, D. Bick, G. Bonfini, D. Bravo, B. Caccianiga, F. Calaprice, A. Caminata, P. Cavalcante, A. Chavarria, A. Chepurinov, and others. SOX : Short distance neutrino Oscillations with BoreXino. 2013(8) :1–14. URL [http://link.springer.com/article/10.1007/JHEP08\(2013\)038](http://link.springer.com/article/10.1007/JHEP08(2013)038).
- [101] A. Gando et al. CeLAND : search for a 4th light neutrino state with a 3 PBq  $^{144}\text{Ce}$ - $^{144}\text{Pr}$  electron antineutrino generator in KamLAND. *arXiv :1312.0896 [hep-ex, physics :physics]*, December 2013. URL <http://arxiv.org/abs/1312.0896>. arXiv : 1312.0896.
- [102] M. G. Aartsen, R. Abbasi, Y. Abdou, M. Ackermann, J. Adams, J. A. Aguilar, M. Ahlers, and D. Altmann. First Observation of PeV-Energy Neutrinos with IceCube. 111(2). ISSN 0031-9007, 1079-7114. doi : 10.1103/PhysRevLett.111.021103. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.111.021103>.
- [103] S. Adrián-Martínez, M. Ageron, F. Aharonian, S. Aiello, A. Albert, F. Ameli, E. Anagnostou, M. Andre, G. Androulakis, M. Anghinolfi, and others. Letter of Intent for KM3NeT2. 0. URL <http://arxiv.org/abs/1601.07459>.

# Chapitre 2

## L'expérience STEREO

### Sommaire

---

<b>2.1 La source des neutrinos</b> . . . . .	<b>54</b>
2.1.1 Introduction au fonctionnement d'un réacteur . . . . .	54
2.1.2 Présentation du site de l'Institut Laue-Langevin . . . . .	55
2.1.3 Spectre et flux d'antineutrinos émis . . . . .	56
2.1.4 Evolution du combustible nucléaire à l'ILL . . . . .	60
2.1.5 Détection des antineutrinos de réacteur . . . . .	61
2.1.6 Spectre en énergie des antineutrinos détectés . . . . .	62
2.1.7 Bruits de fond . . . . .	63
<b>2.2 Le détecteur STEREO</b> . . . . .	<b>64</b>
2.2.1 Volume cible et couronne extérieur . . . . .	64
2.2.2 Calibration . . . . .	68
2.2.3 Performance du détecteur . . . . .	71
2.2.4 Implantation du détecteur à l'ILL . . . . .	73
2.2.5 Champ magnétique proche . . . . .	73
<b>2.3 Blindages</b> . . . . .	<b>75</b>
2.3.1 Blindages internes . . . . .	75
2.3.2 Blindages externes . . . . .	76
2.3.3 Veto à muons . . . . .	76
<b>2.4 Système d'acquisition</b> . . . . .	<b>77</b>
2.4.1 Schéma général . . . . .	77
2.4.2 Carte front-end . . . . .	77
2.4.3 Déclenchement . . . . .	78
2.4.4 Carte Trigger . . . . .	78
2.4.5 Format des données . . . . .	79
2.4.6 Monitoring . . . . .	79
<b>2.5 Sensibilité et potentiel de découverte</b> . . . . .	<b>80</b>

---

L'expérience STEREO — pour *STERile REactor Oscillation* — qui démarrera à l'automne 2016 se situe dans un contexte très compétitif dont l'objectif est de sonder l'anomalie des antineutrinos de réacteur. Ce projet est né de la collaboration internationale de laboratoires de recherche et de différents instituts et universités. Il s'agit du CEA-Saclay (Irfu), de l'Institut National de Physique Nucléaire et de Physique des Particules (IN2P3) du CNRS avec le Laboratoire de Physique Subatomique et Cosmologie (LPSC, Grenoble) ainsi que du Laboratoire d'Annecy-Le-Vieux de Physique des Particules (LAPP, Annecy), de l'Institut Laue-Langevin (ILL, Grenoble), du Max Planck Institut für Kernphysik (MPIK) de Heidelberg et de l'université Hassan-II de Casablanca [1].

La stratégie choisie consiste à mesurer le flux et le spectre en énergie des antineutrinos produits par le réacteur de l'Institut Laue-Langevin de Grenoble, en utilisant un détecteur segmenté en six cellules. La signature de l'oscillation est une diminution du nombre d'interactions d'antineutrinos variable selon l'énergie des antineutrinos et de la distance du coeur à laquelle ils sont détectés. Elle sera pleinement exploitée par l'analyse de la forme du spectre détecté dans les différentes cellules. Cette méthode permet de s'affranchir au premier ordre des incertitudes sur le flux émis [2], en cherchant des déformations relatives. Les figures 2.1 et 2.2 représentent les spectres en énergie relatifs attendus dans les cellules de STEREO ainsi que la probabilité d'oscillation due à un neutrino stérile pour les paramètres du meilleur ajustement définis à l'équation 1.100 de la section 1.3.2.2 attendus dans les deux cellules du bords du détecteur.

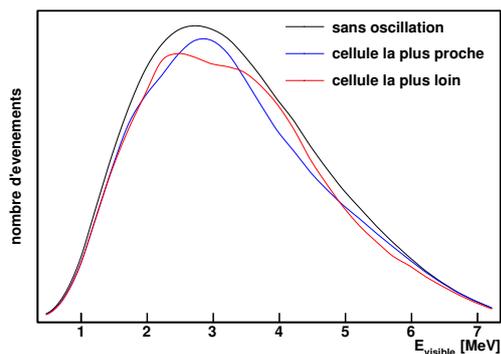


FIGURE 2.1 – Spectres en énergie attendus des antineutrinos dans le cas où il n'existe pas d'oscillation (en noir), et dans le cas d'une oscillation dans la cellule la plus proche du coeur du réacteur (en bleu) et dans la cellule la plus lointaine (en rouge).

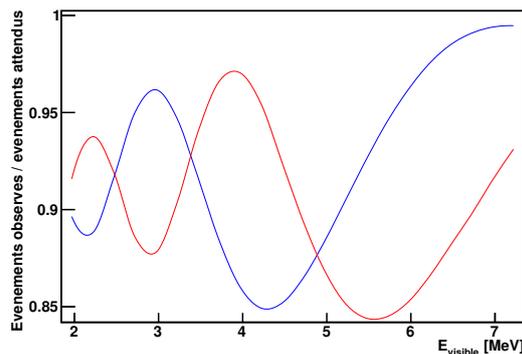


FIGURE 2.2 – Probabilité d'oscillation due à un neutrino stérile pour les paramètres du meilleur ajustement définis à l'équation 1.100 de la section 1.3.2.2 attendus dans les deux cellules du bords du détecteur.

Le choix du réacteur va être un élément clé pour l'observation. En effet, nous recherchons une oscillation à courte distance avec  $\Delta m^2 = \mathcal{O}(eV^2)$  correspondant à une disparition des antineutrinos électroniques à quelques mètres de la source. Le coeur du réacteur doit donc être plus compact, sinon l'oscillation aurait lieu en son sein et empêcherait toute observation.

La détection est basée sur la réaction  $\beta$ -inverse, qui possède une section efficace moyenne de l'ordre de  $\langle \sigma_{IBD} \rangle = 10^{-44} \text{ cm}^{-2}$  aux énergies de l'expérience. La recherche des antineutrinos par cette réaction nécessite de grands détecteurs qui sont proches d'une source à très haut flux. Ces tailles importantes les rendent particulièrement sensibles aux bruits de fonds typiques que l'on trouve à proximité des réacteurs nucléaires, en rayons gammas et en neutrons. De plus, comme l'ILL est un réacteur de recherche, STEREO doit aussi gérer les bruits de fond et perturbations générés par des expériences voisines, qui peuvent être des particules mais aussi un champ magnétique de fuite. Les muons cosmogéniques sont aussi une source de nuisance. Il aura ainsi fallu mettre en place des blindages passifs et actifs pour réduire au mieux les bruits de fonds et définir un veto à muon.

Dans ce chapitre nous décrivons le design du détecteur STEREO ainsi que son installation près du réacteur à haut flux (RHF) de l'Institut Laue-Langevin (ILL) de Grenoble. Nous présenterons par la suite les différentes sources de bruits de fond présentes sur site et les blindages mis en place pour s'en prémunir. Nous terminerons par une brève description de l'électronique et de l'acquisition du détecteur.

## 2.1 La source des neutrinos

### 2.1.1 Introduction au fonctionnement d'un réacteur

Un réacteur nucléaire, qu'il soit de recherche ou industriel (conçu pour produire de l'électricité), est basé sur la fission d'un combustible, c'est à dire la brisure d'un noyau atomique "lourd" ( $Z > 90$ ) en deux noyaux fils plus légers, ce qui a pour effet de libérer une grande quantité d'énergie et de nouveaux neutrons capables de produire des fissions à leur tour. Ce principe porte le nom de *réactions en chaîne*. L'objectif dès lors est d'entretenir ces réactions en chaîne, dans le but de maintenir un taux de fission stable dans le temps. Ce régime d'équilibre entre production et absorption des neutrons est qualifié de *critique*

Les isotopes fissiles les plus utilisés aujourd'hui sont l'uranium 235 et le plutonium 239, et l'uranium est le seul présent à l'état naturel. La section efficace de fission de l'uranium 235 est plus élevée pour un neutron de faible énergie cinétique — aussi appelé *thermique* — typiquement de l'ordre du meV, alors que la fission produit des neutrons selon une distribution piquée autour de 2 MeV s'étendant jusqu'à la dizaine de MeV, voir figure 2.3.

Un *modérateur* à neutrons est mis en place pour ralentir et entretenir les réactions en chaînes à l'intérieur du coeur du réacteur. Une partie des neutrons se perd lors de la modération, soit par capture sur un noyau non fissile soit par fuite hors du coeur (milieu dans lequel est regroupé le combustible et sont confinées les réactions de fission). En moyenne, sur les 2.4 neutrons émis pour une fission d'uranium 235, un seul donne lieu à une nouvelle fission.

Le noyau d'uranium 235, très lourd et qui possède un fort excès de neutrons (143 pour 92 protons), va former des produits de fissions eux aussi riches en neutrons (voir figure 2.5) qui se désintègreront par réactions  $\beta^-$  jusqu'à la vallée de stabilité (voir figure 2.4). En moyenne, chaque fission va alors produire six désintégrations  $\beta^-$ , produisant six antineutrinos électroniques.

Au cours de la consommation du combustible, la concentration en différents éléments fissiles est amenée à évoluer.

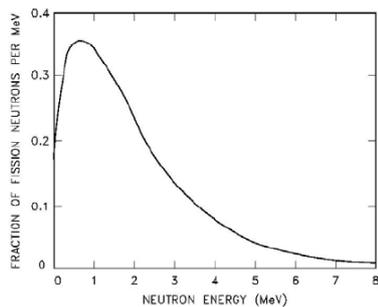


FIGURE 2.3 – Distribution maxwellienne de l'énergie cinétique des neutrons produits par fission thermique de l'uranium 235 [3].

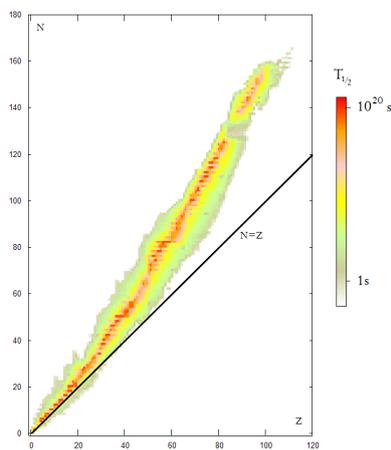


FIGURE 2.4 – Vallée de la stabilité, représentant les atomes stables (en rouge) en fonction de leur nombre atomique Z et A [4].

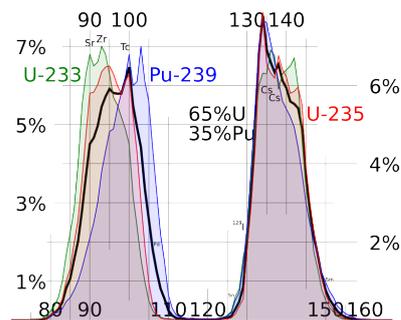


FIGURE 2.5 – Distribution des fragments de fission issus des quatre principaux isotopes fissiles utilisés. En abscisse se trouve le numéro atomique de l'élément, et en ordonnée le rendement en pourcentage [4].

Le réacteur de recherche de l'ILL est composé d'uranium hautement enrichi en  $^{235}\text{U}$ , la concentration de cet isotope va diminuer au cours du temps. L'uranium 238 prend aussi part à des fissions et sa concentration va aussi évoluer au cours du temps. Sa section efficace de fission n'est pas négligeable dans le domaine rapide, comme nous pouvons le voir sur la figure 2.6. Il peut aussi capturer un neutron pour former du plutonium 239, en passant par deux désintégrations  $\beta^-$  successives. Ce plutonium 239 peut à son tour capturer deux neutrons pour former du plutonium 241.

Ces deux nouveaux isotopes sont fissiles et vont participer à la production d'antineutrinos. La figure 2.7 montre l'évolution des principaux constituants que nous venons de décrire dans un réacteur nucléaire commercial.

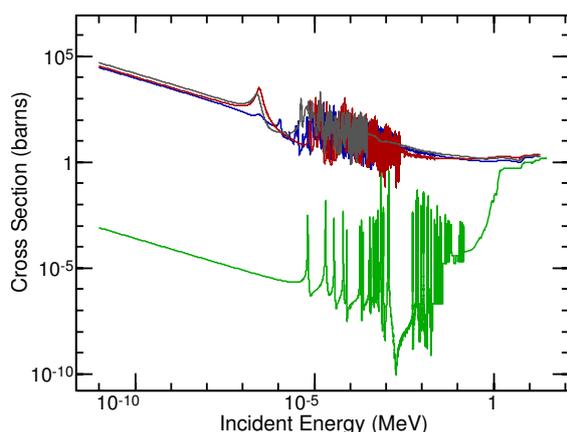


FIGURE 2.6 – Section efficace de fission pour  $^{235}\text{U}$  (bleu),  $^{238}\text{U}$  (vert),  $^{239}\text{Pu}$  (rouge),  $^{241}\text{Pu}$  (gris) en fonction de l'énergie du neutron [5]

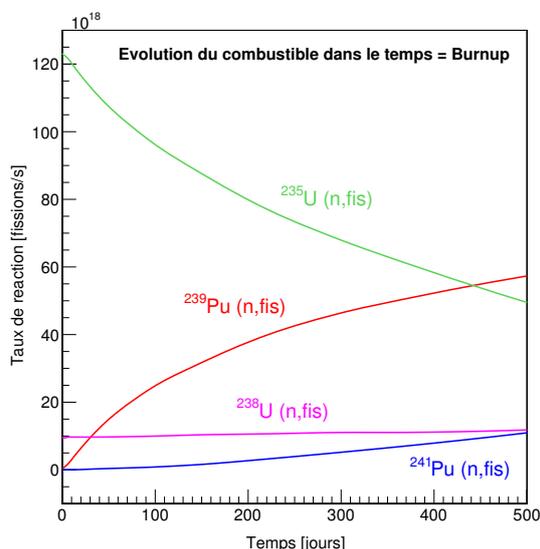


FIGURE 2.7 – Simulation tirée de [6] montrant l'évolution des principaux isotopes fissiles au cours du fonctionnement d'un réacteur nucléaire "typique".

### 2.1.2 Présentation du site de l'Institut Laue-Langevin

L'institut Laue-Langevin à Grenoble, France, est un centre de recherche international qui exploite un réacteur nucléaire à haut flux depuis 1971. Il produit des sources de neutrons les plus intenses au monde pour des études en physique fondamentale et en physique des matériaux [7].

Le cœur du réacteur très compact est composé d'un élément combustible unique en alliage d'uranium hautement enrichi en  $^{235}\text{U}$  et d'aluminium. La figure 2.8 présente un schéma du cœur. Il s'agit d'un cylindre de 80 cm de hauteur et de 40 cm de diamètre. Le centre du cylindre est utilisé pour le contrôle du réacteur tandis que le combustible se situe à la périphérie du cylindre. Dans le cœur nous avons donc :

1. La région centrale de 26 cm de diamètre qui est utilisée pour contrôler le réacteur à l'aide du déplacement d'une barre de nickel cylindrique, qui peut être commandée par le dessous.
2. Le combustible qui entoure la région précédente. Il mesure 40 cm de diamètre et contient un feuillet de 280 plaques finement espacées.

L'enrichissement en isotope 235 du combustible s'élève à 93%, correspondant à une masse totale d'uranium 235 dans le cœur de 8.6 kg. Le modérateur qui entoure le cœur est constitué d'une cuve cylindrique de  $41\text{ m}^3$  d'eau lourde. Le tout est enfermé dans une enceinte en béton lourd remplie d'eau. Le réacteur à haut flux de l'ILL atteint une puissance maximale de 58.3 MW thermiques, et délivre un flux de neutrons de  $1.5 \times 10^{15}$  neutrons /  $\text{cm}^2$  / sec.

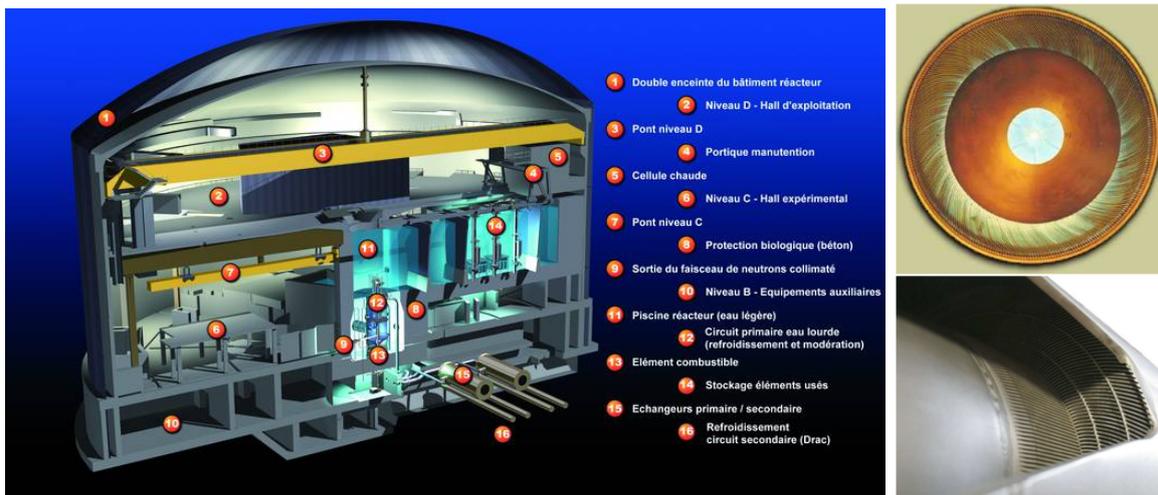


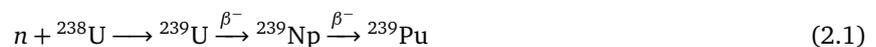
FIGURE 2.8 – A gauche, plan en coupe de l'Institut Laue Langevin. A droite, plan en coupe du cœur du réacteur [8]

L'utilisation standard du réacteur s'effectue par cycle de 50 jours. Par année, quatre cycles sont programmés et sont entrecoupés d'un arrêt d'hiver de décembre à avril qui permet la réalisation d'opérations de maintenance.

## 2.1.3 Spectre et flux d'antineutrinos émis

### 2.1.3.1 Introduction

Durant le fonctionnement du réacteur, un neutron seul provenant d'une fission d'un uranium 235 va produire des nouvelles fissions. Une certaine fraction de ces neutrons produits peuvent être capturés par l'uranium 238 environnant et se désintégrer en plutonium 239, selon la chaîne de réaction :



Le noyau d'uranium 238 est alors qualifié de *fertile* car il produit des noyaux fissiles. Il est aussi capable de produire des fissions rapides, c'est à dire induites par des neutrons rapides.

Ces éléments fissiles riches en neutrons vont produire des noyaux fils eux-même riches en neutrons qui vont décroître par émission  $\beta^-$  jusqu'à atteindre la vallée de stabilité, voir figure 2.4. En fonction du noyau père, la distribution en produits de fissions diffère ainsi que le nombre et l'énergie des antineutrinos émis. Le flux d'antineutrinos va donc varier en fonction de l'évolution de la concentration des différents éléments du combustible au cours du temps. Le tableau 2.1 représente l'énergie moyenne d'une fission d'un noyau père ainsi que le nombre d'antineutrinos émis par fission.

### 2.1.3.2 Approche *ab initio* de la détermination du spectre $\bar{\nu}_e$

Les antineutrinos sont émis par le réacteur lors de désintégrations  $\beta^-$ , c'est à dire lorsqu'un neutron se transforme en proton :



	E par fission (MeV)	$N_{\bar{\nu}_e}$
$^{235}\text{U}$	$202.36 \pm 0.26$	$1.92 \pm 0.036$
$^{238}\text{U}$	$205.99 \pm 0.52$	$2.38 \pm 0.048$
$^{239}\text{Pu}$	$211.12 \pm 0.34$	$1.45 \pm 0.030$
$^{241}\text{Pu}$	$214.26 \pm 0.33$	$1.83 \pm 0.035$

TABLE 2.1 – Énergie moyenne libérée par fission [9] et nombre de  $\bar{\nu}$  émis par fission au-dessus du seuil de la réaction  $\beta$ -inverse (1,8 MeV) [10].

Ces réactions se produisent dans un réacteur nucléaire lors de réactions de capture de neutrons, mais aussi lors de la décroissance des produits de fissions jusqu'à atteindre la vallée de la stabilité.

Le principe consiste à partir des noyaux fissiles que nous avons identifiés,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  et  $^{241}\text{Pu}$ , de déterminer toutes leurs désintégrations  $\beta^-$  ainsi que celles de leurs produits de fission, pour obtenir le spectre total selon :

$$S_{\bar{\nu}_e}^{\text{tot}}(E_{\bar{\nu}_e}) = \sum_k^{^{235}\text{U}, ^{238}\text{U}, ^{239}\text{Pu}, ^{241}\text{Pu}} \alpha_k \times S_{\bar{\nu}_e}^k(E_{\bar{\nu}_e}) \quad (2.3)$$

Avec  $\alpha_k$  la fraction de noyau père et  $S_{\bar{\nu}_e}^k(E_{\bar{\nu}_e})$  le spectre associé à chacun de ses noyaux.

D'après l'équation 2.2, et en considérant que le noyau père est au repos et qu'il ne transfère que très peu d'énergie cinétique au noyau fils, la conservation de l'énergie implique que :

$$E_X = E_Y + E_{e^-} + E_{\bar{\nu}_e} \Rightarrow m_X = m_Y + E_Y^* + E_{e^-} + E_{\bar{\nu}_e} \quad (2.4)$$

Avec  $E_Y^*$  l'éventuelle énergie d'excitation du noyau fils. Les valeurs prises par cette énergie d'excitation sont quantifiées et c'est ce qu'on appelle une *branche  $\beta$*  de désintégration. L'énergie disponible à partager entre l'électron et l'antineutrino émis est donc :

$$E_{\bar{\nu}_e} + E_{e^-} = m_X - m_Y + E_Y^* = E_{0,b} \quad (2.5)$$

Le spectre antineutrino  $S_{\bar{\nu}_e,b}^X$  est déterminé à partir du spectre électron  $S_{e^-,b}^X$  et vice versa :

$$S_{\bar{\nu}_e,b}^X(E_{\bar{\nu}_e}) = S_{e^-,b}^X(E_{e^-}) = S_{e^-,b}^X(E_{0,b} - E_{\bar{\nu}_e}) \quad (2.6)$$

Pour connaître le spectre total associé à un noyau fissile on ajoute alors toutes les contributions au spectre de ces désintégrations  $\beta$  modulées par la fraction produite que nous appelons *rapport de branchement*  $\Gamma_b$  :

$$S_{\bar{\nu}_e}^X(E_{\bar{\nu}_e}) = \sum_b \Gamma_b S_{\bar{\nu}_e,b}^X(E_{\bar{\nu}_e}) \Leftrightarrow S_{e^-}^X(E_{e^-}) = \sum_b \Gamma_b S_{e^-,b}^X(E_{e^-}) \quad (2.7)$$

La relation 2.7 montre que chaque contribution prise individuellement peut se déduire l'une de l'autre, pour écrire la somme du spectre neutrino en fonction des contributions individuelles des spectres électrons. Mais par contre, il n'existe pas de conversion directe entre le spectre total électron et antineutrino :

$$S_{\bar{\nu}_e}^X(E_{\bar{\nu}_e}) = \sum_b \Gamma_b S_{e^-,b}^X(E_{0,b} - E_{\bar{\nu}_e}) \neq S_{e^-}^X(E_0 - E_{\bar{\nu}_e}) \quad (2.8)$$

Malheureusement seul le spectre électron est mesurable expérimentalement. Il faudrait être capable de pouvoir identifier chaque branche et en déterminer le spectre pour pouvoir appliquer cette méthode, et cela même pour les désintégrations les plus rapides.

Les figures 2.9 et 2.10 tirée de [6] illustrent bien le problème dont nous venons de parler : le spectre pour une simple branche  $\beta$  est identique à une constante près (l'énergie totale disponible pour les leptons  $E_{0,b}$ ) entre les électrons et les antineutrinos, alors qu'après sommation de tous les rapports de branchement nous n'obtenons plus la même forme du spectre.

N'oublions pas à présent de rajouter la contribution à un noyau fissile de tous ces produits de fissions, le calcul du spectre total devient :

$$S_{\bar{\nu}_e}(E_{\bar{\nu}_e}) = \sum_X \mathcal{A}_X S_{\bar{\nu}_e}^X(E_{\bar{\nu}_e}) = \sum_X \mathcal{A}_X \sum_b \Gamma_b S_{e^-,b}^X(E_{0,b} - E_{\bar{\nu}_e}) \quad (2.9)$$

On estime que dans un réacteur nucléaire, des centaines de noyaux sont produits et il faudrait ajouter plus d'une dizaine de milliers de branches pour obtenir le spectre en énergie d'un noyau fissile. Cette méthode dite *ab initio* peut-être réalisée en utilisant les tables comprises dans les bases de données nucléaires, mais cela ne permet malheureusement d'atteindre qu'une précision de l'ordre de 10% [6].

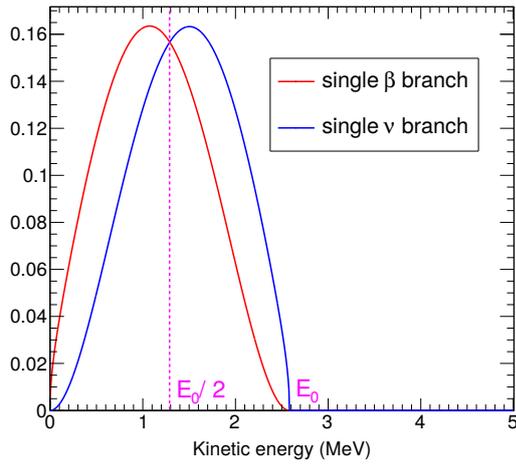


FIGURE 2.9 – Spectre d'énergie des  $e^-$  et  $\bar{\nu}_e$  issus d'une branche unique de décroissance [6].

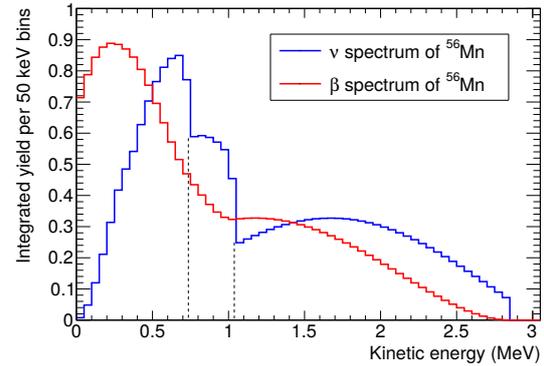


FIGURE 2.10 – Spectres en énergie des électrons et des  $\bar{\nu}_e$  pour la décroissance  $\beta^-$  du  $^{56}\text{Mn}$  [6].

### 2.1.3.3 Méthode de conversion du spectre électron en $\bar{\nu}_e$

Une autre approche donnant des résultats plus concluants qu'avec la méthode *ab initio* consiste à convertir le spectre des électrons mesurés en spectres antineutrinos. Durant les années 1980, une expérience sur le spectromètre magnétique BILL [11] de l'Institut Laue-Langevin de Grenoble a mesuré le spectre  $\beta$  de feuilles d'uranium 235 soumis à un flux de neutrons thermiques provenant du réacteur [12]. Nous pouvons donc considérer que le spectre obtenu à partir de ces feuilles d'uranium est identique à celui produit dans le coeur du réacteur, étant donné que c'est ce même flux de neutrons qui les a irradiées.

Ce spectre mesuré contient toutes les contributions des branches de désintégrations de l'uranium 235, et ne permet pas une conversion *directe* vers le spectre antineutrino, comme nous l'avons vu à la section précédente. L'équipe ayant réalisé ces mesures a eu l'idée quelques années plus tard d'ajuster le spectre électron avec des branches *virtuelles*, dont l'énergie disponible, le numéro atomique et le nombre de masse sont fixés pour correspondre le mieux aux données [13]. Ils ont utilisé pas moins de 30 branches virtuelles jusqu'à être satisfait de leur ajustement. Les branches virtuelles permettent de fixer l'énergie totale de la branche  $E_{0,b}$  et la mesure fournit  $E_{e^-,b}$ .

Le spectre électron est alors reconstruit par l'addition de chacune des branches, comme montré sur la figure 2.11 extraite de [6]. Le spectre antineutrino en est ensuite déduit en remplaçant l'énergie des spectre électrons  $E_{e^-}$  par  $E_{\bar{\nu}_e} = E_{0,b} - E_{e^-}$ .

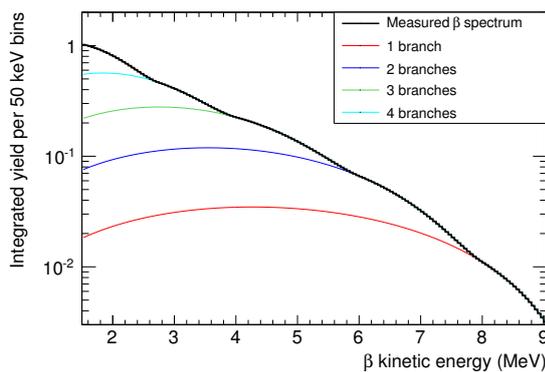


FIGURE 2.11 – Spectre  $\beta$  mesuré avec les branches virtuelles [6]. La somme des quatre branches virtuelles représentées donnent la somme du spectre en noir mesuré.

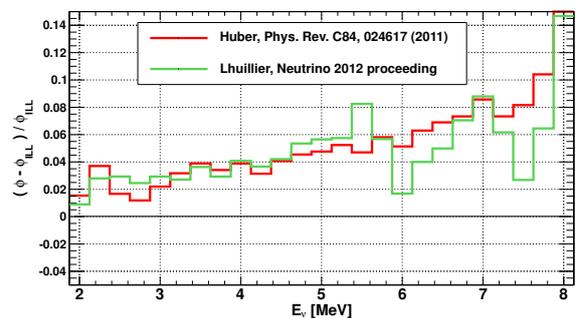


FIGURE 2.12 – Résidus des spectres  $\bar{\nu}_e$  détectés pour  $^{235}\text{U}$  avec les nouvelles procédures de conversion [14] [15] par rapport à la conversion initiale des spectres électrons de l'ILL [13].

Récemment, une procédure de conversion améliorée du spectre a été réalisée [14], et a mis en lumière certaines lacunes de la méthode précédente. Les données du spectre électrons mesurées à l'époque ont été ajustées au delà de 250 keV avec une erreur évaluée sur la normalisation autour de 3% et ceci à 90% de confiance [14]. Le début de l'ajustement, correspondant aux émetteurs  $\beta$  de faible énergie, est aussi ceux avec la demi-vie la plus longue.

Les mesures ont été effectuées sur les feuillets à l'ILL un jour après l'irradiation, ce qui implique que certains de ces émetteurs  $\beta$  n'avaient pas encore atteint leur état d'équilibre.

L'idée retenue à présent est de combiner les deux approches que nous avons présentées. Il faut commencer par utiliser les calculs *ab initio* pour déterminer le spectre antineutrino et ajouter ensuite les corrections obtenues par l'ajustement du spectre de référence des électrons mesurés. La procédure révisée a permis de mettre en évidence un biais dans le choix du nombre atomique des branches virtuelles et dans l'application des corrections à l'approche *ab initio*.

Peu après, une étude a été menée [15] en utilisant uniquement des branches  $\beta$  virtuelles, mais avec une technique améliorée et l'utilisation des dernières corrections sur la section efficace de la réaction de détection des antineutrinos. Ces travaux sont venus confirmer l'approche établie par la reconversion des spectres antineutrinos.

Ces deux approches sont représentées sur la figure 2.12 et montrent un bon accord. Nous pouvons calculer qu'en moyenne, le flux d'antineutrinos prédits précédemment était déficitaire d'environ 3.5%.

#### 2.1.3.4 Calcul du spectre en énergie et du flux associé à l'isotope k

Une paramétrisation très pratique du spectre pour un isotope k est donnée par [14]. Il s'agit d'un polynôme d'exponentielle d'ordre 5 :

$$S_{k,\text{fit}}(E_{\bar{\nu}_e}) = \exp\left(\sum_{p=1}^6 \alpha_{pk} E_{\bar{\nu}_e}^{p-1}\right) \quad (2.10)$$

Les coefficients  $\alpha_k$  sont obtenus après ajustement des spectres établis dans les parties précédentes pour les isotopes considérés de l'uranium et du plutonium.

Le tableau 2.2 donne la valeur de ces coefficients pour les 4 isotopes pères considérés, et la figure 2.13 les spectres obtenus avec le  $\chi^2$  correspondant ainsi que le nombre de degrés de liberté.

	$^{235}\text{U}$		$^{238}\text{U}$		$^{239}\text{Pu}$		$^{241}\text{Pu}$	
p	$\alpha_k$	$\delta\alpha_k$	$\alpha_k$	$\delta\alpha_k$	$\alpha_k$	$\delta\alpha_k$	$\alpha_k$	$\delta\alpha_k$
1	3.217	4.09(-2)	4.833(-1)	1.24(-1)	6.413	4.57(-2)	3.251	4.37(-2)
2	-3.111	2.34(-2)	1.927(-2)	5.86(-2)	-7.432	2.85(-2)	-3.204	2.60(-2)
3	1.395	4.88(-3)	-1.283(-1)	1.11(-2)	3.535	6.44(-3)	1.428	5.66(-3)
4	-3.690(-1)	6.08(-4)	-6.792(-3)	1.92(-3)	-8.820(-1)	9.11(-4)	-3.675(-1)	7.49(-4)
5	4.445(-2)	7.77(-5)	2.233(-3)	2.84(-4)	1.025(-1)	1.38(-4)	4.254(-2)	1.02(-4)
6	-2.053(-3)	6.79(-6)	-1.536(-4)	2.86(-5)	-4.550(-3)	1.29(-5)	-1.896(-3)	9.03(-6)

TABLE 2.2 – Coefficients  $\alpha_k$  du polynôme d'ajustement de l'équation 2.10 pour l'uranium 235 et 238 et le plutonium 239 et 241 [14]. Entre parenthèse apparaît la puissance de 10 du coefficient.

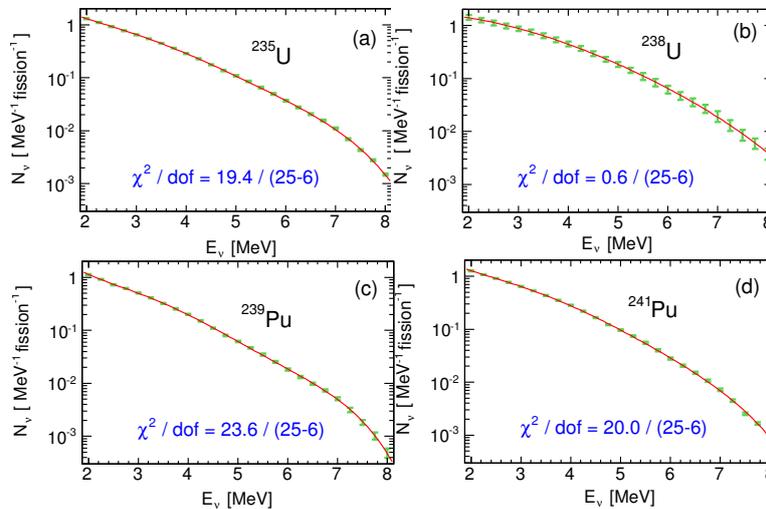


FIGURE 2.13 – Ajustement des spectres antineutrinos par isotopes entre 2-8 MeV [14]

Le flux d'antineutrinos produit par un isotope k à un instant t est donné par la formule :

$$\Phi_{\bar{\nu}_e,k}(t, E_{\bar{\nu}_e}) = P_{th}(t) \times \xi_k(t) \frac{S_{k,fit}(E_{\bar{\nu}_e})}{E_{k,moy}} \quad (2.11)$$

Avec  $P_{th}$  la puissance thermique du réacteur,  $E_{k,moy}$  l'énergie moyenne libérée par fission pour l'isotope k (table 2.1) et  $S_{k,fit}$  le spectre antineutrinos de référence émis par fission. Le terme  $\xi_k(t)$  représente la fraction en masse de l'isotope k à l'instant t. Dans le cas de l'expérience STEREO à l'ILL, l'évolution du coeur et le calcul du flux seront détaillés dans la section 2.1.4.

## 2.1.4 Evolution du combustible nucléaire à l'ILL

### 2.1.4.1 Répartition géométrique de la puissance

Le contrôle de la réactivité durant le cycle du réacteur est assuré par un déplacement mécanique de la barre de pilotage centrale et l'utilisation d'un *poison* consommateur de neutrons, le bore. Le bore est placé en haut et en bas de l'élément combustible pour éliminer le pic de puissance qui se forme à l'extrémité des plaques du feuillet en début de vie (lorsque les conditions thermodynamiques sont les plus défavorables). La barre de pilotage centrale est actionnée durant un cycle pour suivre la progression de la combustion de l'uranium 235. La figure 2.14 montre l'évolution de la cote de la barre en fonction du temps pour un cycle. Grâce à ce dispositif, la puissance reste constante au cours du cycle.

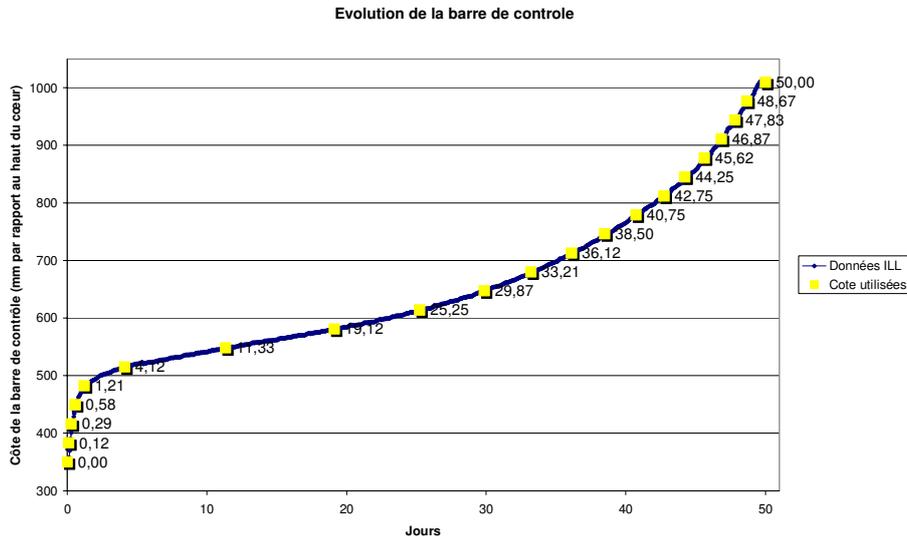


FIGURE 2.14 – Evolution de la barre de contrôle selon l'axe du combustible cylindrique de l'ILL en fonction du temps [16].

Du fait de la forme du réacteur, la distribution des longueurs de propagation des antineutrinos produits à l'ILL jusqu'au détecteur STEREO possède un écart-type de l'ordre de 24 cm. Cette distribution est représentée dans la figure 2.15. L'évolution du barycentre du combustible attendue est de l'ordre de 6 cm, l'impact sur l'oscillation est donc limité.

### 2.1.4.2 Evolution du spectre en énergie des antineutrinos émis

Au cours du cycle de fonctionnement du réacteur de l'ILL, si la puissance thermique est gardée constante, la masse d'uranium 235 diminue naturellement de façon linéaire. A la fin du cycle, environ 40% de cet uranium a été consommé.

En plus de l'uranium 235, le coeur contient aussi une proportion (7%) d'uranium 238 peu fissile dans le domaine thermique, mais capable de capturer un neutron pour produire de l'uranium 239. Ce noyau, instable, va se désintégrer deux fois successivement par réaction  $\beta^-$  pour donner du plutonium 239 qui lui est fissile dans le domaine thermique (voir section 2.1.3.1). De même, ce plutonium fraîchement formé peut capturer deux neutrons pour former du  $^{241}\text{Pu}$ , lui aussi fissile.

Les figures 2.16, 2.17 et 2.18 montrent l'évolution des principaux constituants fissiles du réacteur de l'ILL. Nous pouvons constater que la combustion de l'uranium 238 est largement minoritaire comparée à celle de l'uranium 235

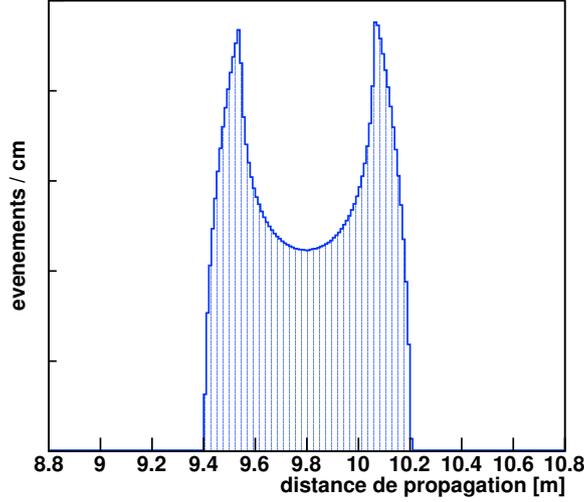


FIGURE 2.15 – Distribution des longueurs de propagation des antineutrinos produit à l’ILL au détecteur STEREO. L’écart type est de 24 cm [17].

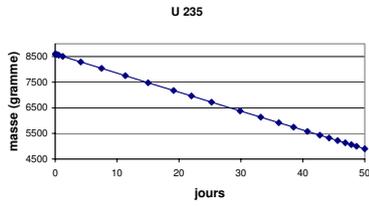


FIGURE 2.16 – Evolution de la concentration d’uranium 235 contenu dans le coeur [16].

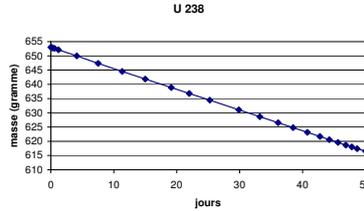


FIGURE 2.17 – Evolution de la concentration d’uranium 238 contenu dans le coeur [16].

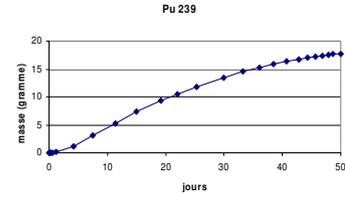


FIGURE 2.18 – Evolution de la concentration de plutonium 239 contenu dans le coeur [16]

(seulement 5%). La production de plutonium 239 reste faible durant tout le cycle puisqu’elle n’atteint qu’une valeur de quelques grammes dans tout le coeur.

Ces évolutions de la concentration vont provoquer une déformation du spectre en énergie des antineutrinos de réacteur en fonction du temps. Une étude réalisée lors d’un stage au LPSC [18] a évalué l’évolution du spectre des antineutrinos de l’ILL au cours d’un cycle. Une méthode combinée, qui d’une part va prendre en considération les spectres antineutrinos de chaque noyau calculés à l’aide de base de données nucléaires, et d’autre part les spectres antineutrinos obtenus par conversion des spectres  $\beta^-$  mesurés à l’ILL (voir section 2.1.3.3), a été élaborée et montre que l’écart relatif pour des antineutrinos de 3 MeV est inférieur à 0.5% après 45 jours d’irradiation.

### 2.1.5 Détection des antineutrinos de réacteur

La détection d’antineutrinos électroniques est basée sur la réaction  $\beta$ -inverse définie par :



Avec une énergie de seuil, pour un proton cible au repos et pour un neutrino de masse négligeable :

$$E_{\bar{\nu}_e}^{\text{seuil}} \approx \frac{(m_e + m_n)^2 - m_p^2}{2m_p} = 1.806 \text{ MeV} \quad (2.13)$$

C’est une réaction qui possède une section efficace relativement élevée, par rapport aux interactions par courant neutre ou par diffusion élastique, dans la gamme d’énergie des antineutrinos de réacteurs entre 1-10 MeV [19].

Cette réaction est caractéristique car elle produit un signal corrélé en temps entre l’annihilation du positron et la capture du neutron par un noyau dans le détecteur. La stratégie choisie pour détecter ces deux signaux consiste à utiliser un liquide scintillant dopé avec un noyau neutronphage comme le gadolinium.

Les scintillateurs couramment utilisés — à base de cycles benzéniques responsables du phénomène de scintillation — peuvent être couplés à un composé organique simple, comme un alcane linéaire, très riche en hydrogène. Le

liquide scintillant a un rôle double : il permet l'interaction par réaction  $\beta$ -inverse sur l'un de ses protons, ainsi que la détection par scintillation lors de la perte d'énergie du positron.

Ainsi la détection du positron dans le liquide scintillant permet de remonter à l'énergie de l'antineutrino, tandis que la cascade de désexcitation du noyau neutronphage va produire plusieurs rayons gammas détectés de même par scintillation.

La spécificité d'un détecteur d'antineutrino réside dans sa faculté à détecter les neutrons émis. Dans le cas du détecteur STEREO, le neutronphage retenu est le gadolinium, car la combinaison d'un liquide scintillant ainsi que du gadolinium est une technique éprouvée qui n'a pas nécessité de recherche et développement supplémentaire.

L'énergie de l'antineutrino électronique se détermine à partir de l'énergie du positron :

$$E_{\bar{\nu}_e} = E_{e^+} + E_n - E_p \quad (2.14)$$

Nous définissons l'énergie *visible*, correspondant à l'énergie déposée dans le détecteur par le positron plus celle de son annihilation avec un électron :

$$E_{\text{vis}} = E_{e^+} + E_{e^-} \quad (2.15)$$

$$= E_{\bar{\nu}_e} - (m_n - m_p) + m_e \quad (2.16)$$

$$= E_{\bar{\nu}_e} - 0.782 \text{ MeV} \quad (2.17)$$

Cette énergie visible est définie pour les protons cible fixes, leur impulsion est donc nulle  $\vec{p}_p = \mathcal{O}$ . Leur énergie peut s'écrire :  $E_p = m_p = 938.272 \text{ MeV}$ . Si on considère que les positrons émis emportent toute l'énergie cinétique disponible — ce qui revient à négliger les reculs des neutrons  $p_n = \mathcal{O}(\text{MeV})$ , on obtient  $E_n \approx m_n = 939.5654 \text{ MeV}$ , ce qui est vrai au premier ordre :

$$E_n = m_n \sqrt{1 + \frac{p_n^2}{m_n^2}} \approx m_n + \frac{1}{2} \frac{p_n^2}{m_n} \approx m_n + \mathcal{O}\left(\frac{p_n^2}{m_n}\right) \quad (2.18)$$

La mesure des photons de scintillation produits par le positron est réalisée à l'aide de tubes photomultiplicateurs répartis autour du volume de détection. Le signal lumineux converti par le tube en signal électrique est proportionnel à l'énergie déposée dans le liquide scintillant par le positron, et permet donc de remonter à l'énergie de l'antineutrino.

### 2.1.6 Spectre en énergie des antineutrinos détectés

Le spectre observé dans le détecteur va être la convolution du spectre émis par le réacteur avec la section efficace de la réaction  $\beta$ -inverse sur la cible considérée. Dans notre cas, pour un noyau d'hydrogène, la section efficace est donnée par [20] :

$$\sigma = \frac{2\pi^2}{m_e^5 f \tau_n} p_{e^+} E_{e^+} \quad (2.19)$$

Avec  $m_e = 0.511 \text{ MeV}$  la masse de l'électron et  $\tau_n = 880.3 \pm 1.1 \text{ s}$  la durée de vie du neutron [21]. Le facteur d'espace et de phase,  $f = 1.7152$ , inclut les corrections coulombiennes, de magnétisme faible, de recul et radiatives externes [22].

La cinématique de cette réaction à deux corps qui lie l'énergie de l'antineutrino incident et l'énergie du positron produit est donnée au premier ordre par :

$$E_{\bar{\nu}_e} = E_{e^+} + E_n - E_p \quad (2.20)$$

$$\approx E_{e^+} + m_n + \mathcal{O}\left(\frac{p_n^2}{m_n}\right) - m_p \quad (2.21)$$

La conservation de l'impulsion implique que  $\vec{p}_n + \vec{p}_{e^-} = \mathcal{O}$ , on peut donc écrire  $p_n^2 = E_{e^+}^2 - m_e^2$ . Le reste du développement limité peut alors s'écrire comme une fonction de l'énergie du positron, qui est bien inférieure à la masse du neutron :

$$\mathcal{O}\left(\frac{p_n^2}{m_n}\right) = \frac{m_e^2}{m_n} + \mathcal{O}\left(\frac{E_{e^+}^2}{m_n}\right) \approx 0.3\% \quad (E_{e^+} = 3\text{MeV}) \quad (2.22)$$

Etant donnée la résolution physique des détecteurs, il est raisonnable de négliger ce reste, et la cinématique de la réaction s'écrit simplement :

$$E_{\bar{\nu}_e} \approx E_{e^+} + m_n - m_p = E_{e^+} + \Delta \quad (2.23)$$

Avec  $\Delta = m_n - m_p = 1.293$  MeV, l'écart de masse entre le neutron et le proton. L'impulsion du positron en découle naturellement :

$$p_{e^+} = \sqrt{E_{e^+}^2 - m_e^2} \quad (2.24)$$

$$= \sqrt{(E_{\bar{\nu}_e} - \Delta)^2 - m_e^2} \quad (2.25)$$

La section efficace de la réaction  $\beta$ -inverse en fonction de l'énergie de l'antineutrino devient :

$$\sigma_{\text{IBD}}(E_{\bar{\nu}_e}) = \frac{2\pi^2}{m_e^5 f \tau_n} \times (E_{\bar{\nu}_e} - \Delta) \times \sqrt{(E_{\bar{\nu}_e} - \Delta)^2 - m_e^2} \quad (2.26)$$

Le spectre de détection obtenu selon la convolution du spectre émis ainsi que de la section efficace est représenté figure 2.19

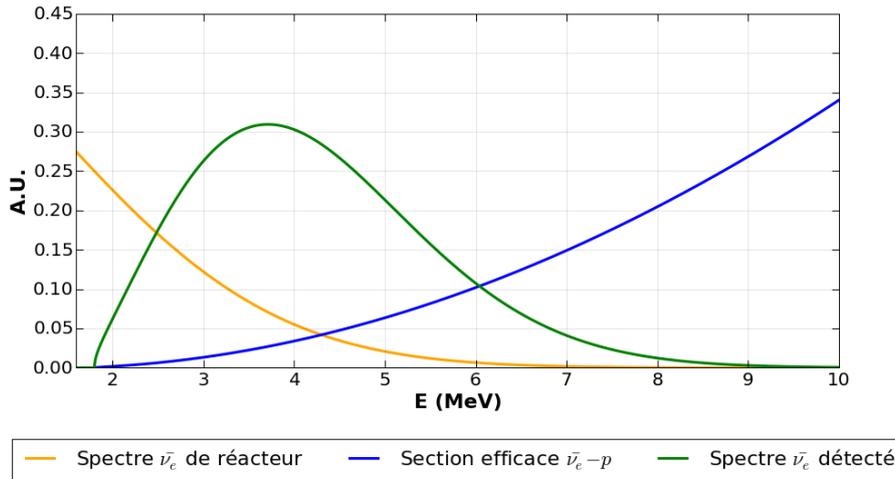


FIGURE 2.19 – Spectre en énergie détecté (en vert) calculé par la convolution du spectre émis par le réacteur (en orange) avec la section efficace (en bleu)

Le spectre démarre à la valeur de l'énergie de seuil de la réaction  $\beta$ -inverse et suit une loi maxwellienne typique avec un maximum entre 3 et 4 MeV. Le flux qui décroît de manière exponentielle bien plus rapidement que la section efficace nous indique qu'il n'y a quasiment aucun neutrino détecté avec une énergie de plus de 10 MeV

### 2.1.7 Bruits de fond

Tout signal capable de reproduire les caractéristiques de la réaction  $\beta$ -inverse, à savoir deux évènements aux énergies attendues et en coïncidence temporelle compatible constitue un bruit de fond. Nous pouvons les classer en deux catégories, à savoir :

- Les bruits de fonds *accidentels*, provenant de la coïncidence fortuite entre deux signaux indépendants.
- Les bruits de fonds *corrélés*, avec deux signaux ayant une origine commune.

Les sources de bruits de fond connus à proximité d'un réacteur nucléaire proviennent essentiellement des rayonnements gammas et des neutrons produits dans le coeur du réacteur ou dans son environnement proche.

Les bruits de fonds accidentels sont composés par exemple de deux rayons gammas traversant le détecteur dans la fenêtre de coïncidence. Ils peuvent provenir de la radioactivité naturelle terrestre ou de l'environnement du réacteur, directement ou lors de la désexcitation d'un noyau aux alentours ayant capturé un neutron thermique par exemple. On peut selon le même principe imaginer un bruit de fond composé de la capture de deux neutrons dans le détecteur, qui produirait le même signal, ou la combinaison d'un signal produit par un rayon gamma ainsi que d'un neutron.

Les bruits de fonds corrélés sont essentiellement dus aux neutrons rapides, qui peuvent être produits par le réacteur ou par spallation des muons d'origine cosmique. En effet, ces neutrons rapides peuvent être diffusés inélastiquement sur un des protons du liquide scintillant. L'énergie transférée au proton va provoquer un recul qui va déposer de l'énergie dans le scintillateur, et potentiellement induire un signal prompt. Le neutron va alors se thermaliser et va émettre un signal retardé lors de sa capture.

Nous verrons dans les sections suivantes que plusieurs stratégies seront mises en oeuvre pour lutter contre ce bruit de fond, en installant le détecteur dans une zone la moins sensible possible et en l'entourant de blindages actifs et passifs. De plus, la sélection des évènements sera faite en prenant en compte des coupures sur l'énergie des signaux, ainsi que grâce à une technique de discrimination en forme des signaux qui permettra de distinguer les

événements de type *electromagnétique* et ceux de type reculs nucléaires. Rajoutons que la grande majorité du bruit de fond corrélés provient du rayonnement cosmique, qui est donc complètement indépendant du réacteur. L'étude de ce bruit de fond peut être réalisée lors des périodes d'arrêts du réacteur, ce qui nous permettra de le soustraire par la suite aux données prises avec le réacteur en marche.

## 2.2 Le détecteur STEREO

Le détecteur consiste en un volume cible de 1.75 tonnes de liquide scintillant dopé au gadolinium segmenté en six cellules de taille identique. Ce volume cible est entouré d'une couronne extérieure de 2 tonnes de liquide scintillant non dopé. Le tout est enfermé dans une double cuve en acier inoxydable insérée dans des blindages en plomb, en polyéthylène et en  $\mu$ -métal et fer doux pour protéger le détecteur respectivement des rayons gammas, des neutrons et du champ magnétique extérieur. Au dessus de STEREO, une cuve en acier inoxydable remplie de 3 tonnes d'eau constitue un détecteur Tcherenkov à eau pour les muons cosmogéniques. Le schéma figure 2.20 représente le détecteur.

### 2.2.1 Volume cible et couronne extérieure

#### 2.2.1.1 Volume cible

Le volume cible de STEREO est constitué d'une cuve en acrylique contenant six cellules de  $370 \times 889 \times 918 \text{ mm}^3$  remplies de liquide scintillant dopé au gadolinium. La lumière de scintillation est recueillie dans chacune des cellules par quatre tubes photomultiplicateurs qui sont séparés des cellules par un volume *tampon* en acrylique, et les tubes photomultiplicateurs sont immergés dans une huile minérale. L'intérêt de ce tampon et de réduire la différence de lumière collectée entre le bas et le haut de la cellule dans le but d'homogénéiser la réponse du détecteur sur les événements détectés. L'huile minérale assure le couplage optique car son indice optique est du même ordre que celui de l'acrylique. Le détecteur sera installé entre 9.4 m et 11.2 m du coeur du réacteur.

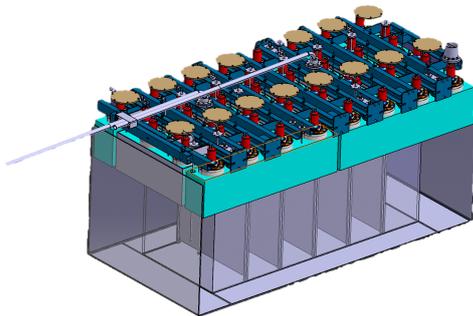


FIGURE 2.20 – Schéma du détecteur STEREO



FIGURE 2.21 – Le détecteur STEREO lors de son intégration dans le hall Ariane du LPSC. Nous pouvons distinguer au centre les cellules séparées par les parois réfléchissantes.

Les cellules sont séparées les unes des autres à l'aide d'une double paroi en acrylique de 4 mm emprisonnant un film réfléchissant de VM200 de  $65 \mu\text{m}$  d'épaisseur et d'un voile garantissant l'emprisonnement d'une fine couche d'air. Ce système permet d'obtenir la réflexion totale de l'ordre de 97%. La photo figure 2.21 montre l'intérieur du détecteur, et nous pouvons constater l'excellente réflectivité des parois inter-cellule.

#### 2.2.1.2 Couronne extérieure ou Gamma-catcher

La couronne extérieure qui entoure les cellules — que nous appellerons par la suite *gamma-catcher* — est divisée optiquement en 4 zones par des parois en PMMA avec un film de VM2000.

L'intérêt de ce volume est multiple. Premièrement, il permet d'augmenter le volume de détection pour les rayonnements gammas, ce qui peut s'avérer très utile lorsqu'un antineutrino interagit avec un proton au bord d'une cellule. Dans ce cas ci par exemple, les rayons gammas émis lors de l'annihilation du positron pourraient s'échapper des cellules ce qui fausseraient la reconstruction en énergie. Mais en prenant en compte l'énergie déposée par ces gammas dans le gamma-catcher nous serons en mesure de ne pas perdre cette information et de reconstruire efficacement l'énergie de l'antineutrino. En un sens, la réponse du détecteur devient plus homogène à l'intérieur de la cellule. Le gamma-catcher ne contient pas de gadolinium, il ne fait donc pas partie du volume fiduciel de détection, même s'il

est probable que dans un second temps que la collaboration STEREO effectue une analyse en prenant en compte les réactions  $\beta$ -inverse sur les hydrogènes du gamma-catcher avec capture du neutron sur l'hydrogène.

D'autre part, le gamma-catcher constitue une protection vis à vis du bruit de fond environnant. En effet, un muon traversant ce volume va produire de la lumière de scintillation signalant sa présence, de même qu'un gamma provenant de l'extérieur. Trente centimètres correspondent à la longueur d'interaction des gammas de quelques MeV, alors qu'un positron effectivement émis par une interaction  $\beta$ -inverse entre un antineutrino et un proton ne parcourt que quelques millimètres.

### 2.2.1.3 Propriétés du liquide scintillant

Le gadolinium est un excellent absorbeur de neutrons, et produit lors de sa désexcitation entre 3 et 4 gammas d'une énergie totale de 8 MeV. Les sections efficaces de capture ainsi que l'énergie de désexcitation tirée de [23] sont représentées dans le tableau 2.3

Isotope	$\sum_i E_{\gamma_i}$	AN <sup>1</sup> %	$\sigma_{\text{thermique}}(n, \gamma)$	Intensité relative
<sup>152</sup> Gd	6.247	0.20	735	$3.0 \cdot 10^{-5}$
<sup>154</sup> Gd	6.438	2.18	85	$3.8 \cdot 10^{-5}$
<sup>155</sup> Gd	8.536	14.80	60900	0.1848
<sup>156</sup> Gd	6.360	20.47	1.50	$6.0 \cdot 10^{-6}$
<sup>157</sup> Gd	7.937	15.65	254000	0.8151
<sup>158</sup> Gd	5.942	24.84	2.20	$1.1 \cdot 10^{-5}$
<sup>160</sup> Gd	5.635	21.86	0.77	$3.0 \cdot 10^{-6}$

TABLE 2.3 – Sections efficaces de capture radiative du neutron sur les différents isotopes de gadolinium et énergie totale des rayonnements  $\gamma$  émis [23]

Le choix d'un bon liquide repose à la fois sur ses propriétés de scintillation ainsi que sur une bonne transparence optique. Il doit être riche en hydrogène dont les noyaux serviront de cible pour les antineutrinos et que le gadolinium doit y être soluble tout en ayant une bonne stabilité chimique au cours du temps. Là encore, l'expertise acquise par le MPIK d'Heidelberg, en particulier pour l'expérience Double CHOOZ a été précieuse pour l'élaboration du mélange du scintillateur de STEREO [23].

La composition retenue porte sur le mélange d'un aromatique, le PXE (pour 1-phényléthyl-xylène) qui sera responsable de la scintillation et un alkyle-benzène linéaire — ou LAB, qui sera la source de protons cibles pour l'interaction. A ce duo s'ajoute un solvant, le DIN (pour Di-isopropyl-naphtalène), qui permet d'améliorer la discrimination entre les particules en observant la forme des signaux produits. A cela s'ajoute du gadolinium encapsulé dans du tétra-hydro-furane (ou THF) qui permet d'améliorer sa solubilité.

Enfin, l'ajout de deux composés organiques permettant d'absorber et de réémettre de la lumière à une longueur d'onde différente — appelé couramment *wavelength shifters* — complète le mélange. Ces deux molécules, le PPO (2,5-diphényloxazole) et le bis-MSB (1,4-di-(2-méthylstyryl)-benzène), permettent de transférer la lumière émise par scintillation vers une longueur d'onde où les tubes photomultiplicateurs sont plus efficaces.

Le tableau 2.4 présente les compositions des scintillateurs de STEREO.

CELLULE		GAMMA-CATCHER	
Composé	Fraction (en volume)	Composé	Fraction (en volume)
LAB	75%	LAB	75%
PXE	20%	PXE	20%
DIN	5%	DIN	25%
Gadolinium	0.2%	Gadolinium	0%
THF	1%	THF	0%
PPO	0.7%	PPO	0.7%
bis-MSB	0.01%	bis-MSB	0.01%

TABLE 2.4 – Composition des liquides scintillants du volume cible et du gamma-catcher de STEREO

Le nombre de noyaux cibles disponibles  $N_p$  sera calculé en utilisant les fractions massiques de l'hydrogène de

chaque composante du mélange :

$$N_p = \mathcal{N}_A \sum_i n_{i,H} = \mathcal{N}_A \sum_i \rho_H n_i \quad (2.27)$$

Avec  $\mathcal{N}_A = 6.02 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$  le nombre d'Avogadro,  $n_i$  le nombre de mole du composé  $i$  du mélange et  $\rho_{i,H}$  la fraction en hydrogène du composé  $i$ . Le calcul est détaillé dans l'annexe F. Pour la masse de liquide scintillant contenu dans une cellule du détecteur, on obtient un total de  $N_p = 1.84 \cdot 10^{28}$  protons. Nous ne considérons que les protons libres c'est-à-dire ceux de l'hydrogène contenu dans le liquide scintillant car la section efficace de la réaction  $\beta$ -inverse sur les noyaux de carbone est plus faible.

La longueur d'onde de la scintillation produite par le mélange présente un maximum à 420 nm représenté sur la figure 2.22. A cette longueur d'onde on peut voir que la transparence optique est excellente, de l'ordre de plusieurs mètres (figure 2.23).

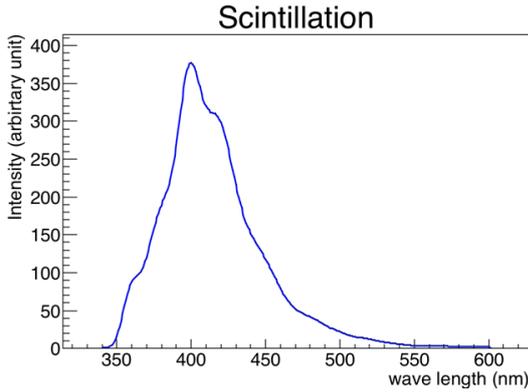


FIGURE 2.22 – Longueur d'onde de la scintillation produite lors de l'excitation du mélange utilisé dans le détecteur interne de STEREO.

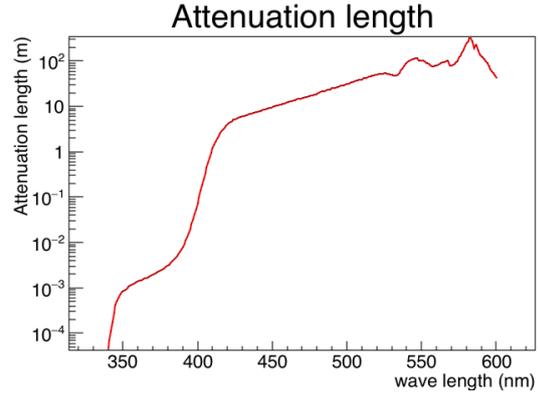


FIGURE 2.23 – Longueurs d'atténuation du liquide scintillant. On rappelle qu'une consigne du cahier des charges, à savoir une bonne transparence optique, signifie une longueur d'atténuation élevée.

#### 2.2.1.4 Discrimination des particules basée sur l'analyse de la forme des signaux

Le liquide scintillant se comporte différemment selon le type de la particule interagissant. Plus la densité d'ionisation est élevée plus les niveaux d'excitation des molécules scintillantes sont hauts. Les électrons à l'intérieur de ces molécules auront besoin de plus de temps pour se désexciter vers leur état fondamental et donc pour émettre de la lumière par fluorescence.

Par exemple, dans le cas d'une diffusion inélastique sur un proton du liquide scintillant, l'énergie de recul du proton est plus localisée que pour un électron et la scintillation sera plus longue dans le temps : du fait de la masse plus élevée du proton par rapport au positron, la densité d'énergie déposée par unité de longueur d'un proton de quelques MeV sera différente de celle du positron. La figure 2.24 schématise un signal produit par un positron ainsi que celui provoqué par un recul nucléaire dans le liquide scintillant.

Dès lors, on peut définir une observable pour comparer les événements en fonction de la queue du signal, en calculant le rapport  $\text{PSD} = Q_{\text{tot}}/Q_{\text{tail}}$  — pour *Pulse-Shape Discriminator*, avec  $Q_{\text{tot}}$  la charge totale du signal et  $Q_{\text{tail}}$  la charge contenue dans la queue du signal, défini à partir d'un temps optimisée pour avoir la meilleure séparation.

En traçant la valeur du PSD en fonction du  $Q_{\text{tot}}$  des signaux, nous obtenons pour les recul des protons des valeurs plus élevées que celui des positrons, étant donné que les queues de leurs signaux sont plus longues. Nous avons tracé cette observable pour le prototype de la cellule du détecteur en figure 2.25.

Nous pouvons définir un facteur de mérite — ou *FOM* — pour le PSD, en mesurant l'écart des moyennes des pics dus aux protons et aux positrons par rapport à leur largeur à mi-hauteur :

$$\text{FOM} = \frac{|\mu_p - \mu_{e^+}|}{2\sqrt{2 \ln 2}(\sigma_p + \sigma_{e^+})} \quad (2.28)$$

Cette observable définit le pouvoir de résolution entre les pics de reculs nucléaire et positrons. Un facteur de mérite de 0 correspond au cas où les deux pics sont superposés, et il n'est pas possible de les distinguer. Nous sommes à la recherche de la plus grande valeur possible pour ce facteur, qui est obtenu en jouant sur la composition du liquide [17] — notamment sa concentration en DIN (voir section 2.2.1.3).

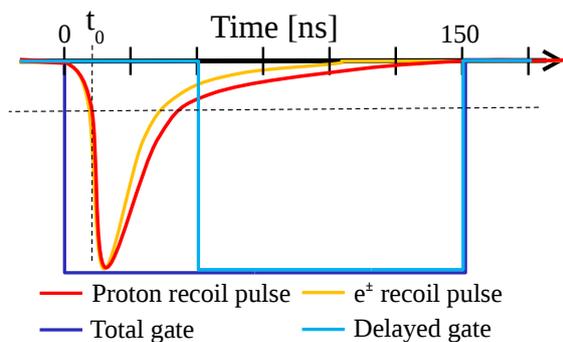


FIGURE 2.24 – Schéma du principe de la discrimination basée sur la forme des signaux

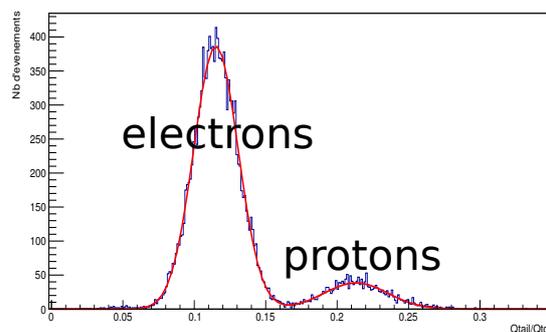


FIGURE 2.25 – Distribution du PSD réalisée avec un échantillon du liquide scintillant dans une petite cellule de 100 cm<sup>3</sup> avec une source de <sup>252</sup>Cf et une coupure à 2MeV et une concentration en DIN de 5% [17].

### 2.2.1.5 Nombre d'antineutrinos attendus

Après avoir déterminé la forme du spectre en énergie attendu en fonction de l'énergie des antineutrinos produits dans le réacteur, voir la section 2.1.6, la normalisation attendue va dépendre du nombre de protons cibles disponibles modulé par la projection du flux sur l'angle solide :

$$N(t, E_{\bar{\nu}_e}, L) = N_p \times \frac{\Phi_{\bar{\nu}_e}(t, E_{\bar{\nu}_e})}{4\pi L} \times \sigma_{\text{IBD}}(E_{\bar{\nu}_e}) \times P_{ee}(E_{\bar{\nu}_e}, L) \quad (2.29)$$

Avec  $N_p$  le nombre de protons cibles disponibles,  $\Phi_{\bar{\nu}_e}(t, E_{\bar{\nu}_e})$  le flux d'antineutrinos d'énergie  $E_{\bar{\nu}_e}$  à l'instant  $t$ ,  $L$  la distance entre le détecteur et la source,  $\sigma_{\text{IBD}}$  la section efficace de la réaction  $\beta$ -inverse et un terme  $P_{ee}(E_{\bar{\nu}_e}, L)$  traduisant la probabilité de survie des antineutrinos électroniques.

Dans le cas du détecteur STEREO, le nombre de protons cibles disponibles est calculé dans l'annexe F et vaut pour l'ensemble des six cellules du détecteur  $N_p = 1.10 \cdot 10^{29}$ .

Le calcul de la projection du flux sur l'angle solide fait intervenir la position de STEREO par rapport au coeur du réacteur. Le détecteur n'est pas aligné selon l'axe du flux des antineutrinos mais il est légèrement tourné de 18.7°. Mais cet effet peut être perçu comme une modification du nombre de protons cibles disponibles pour la détection. En effet, nous pouvons considérer qu'au lieu de projeter le flux sur l'angle solide nous pouvons projeter le nombre de protons sur l'angle solide, et considérer un nombre de protons disponibles *effectifs* pour la détection. Le calcul est effectué dans l'annexe G et introduit une longueur effective  $L^{\text{eff}}$  de cellule, à prendre en compte pour le calcul du nombre de protons cibles effectifs disponibles par cellule :

$$N_{p, \text{cell}_i}^{\text{eff}} = \rho_{p, \text{cell}_i} \times V_{\text{cell}}^{\text{eff}} = \rho_{p, \text{cell}_i} \times S_{\text{cell}} \times L_{\text{cell}}^{\text{eff}} \quad (2.30)$$

Avec  $\rho_{p, \text{cell}_i}$  la densité de proton par cellule, qui est constante (les cellules sont constituées du même liquide) et  $S_{\text{cell}}$  correspond à la surface de la cellule.

A la formule 2.29 s'ajoute la réponse du détecteur, que nous dénommerons  $R(E_{\bar{\nu}_e})$ . Ce terme incorpore l'efficacité de détection et la résolution en énergie du détecteur. Il vaut  $R_n(E_{\bar{\nu}_e}) = 60\%$  pour des neutrons d'énergie entre [5 – 10] MeV (voir section 2.2.3.3), ainsi que le temps mort induit par le veto à muon estimé à  $\tau_\mu = 5\%$  (voir section 2.3.3). Ces paramètres ont été déduits grâce à la simulation du détecteur STEREO. La réponse du détecteur va être alors calculée comme le produit de ces deux contributions :

$$R(E_{\bar{\nu}_e}) = R_n(E_{\bar{\nu}_e}) \times (1 - \tau_\mu) \quad (2.31)$$

Le nombre d'antineutrinos attendus par cellule à la distance moyenne  $L$  pour un temps  $\Delta T$  entre les énergies  $E_i$  et  $E_{i+1}$  est obtenu par intégration de la formule 2.29 :

$$N = \int_0^T \int_{E_i}^{E_{i+1}} \frac{N_p}{4\pi L} \times \Phi_{\bar{\nu}_e}(t, E_{\bar{\nu}_e}) \times \sigma_{\text{IBD}}(E_{\bar{\nu}_e}) \times P_{ee}(E_{\bar{\nu}_e}, L) \times R(E_{\bar{\nu}_e}) \times dE_{\bar{\nu}_e} dt \quad (2.32)$$

En sommant sur tout le détecteur, nous arrivons à un total de 400 antineutrinos détectés par jour.

### 2.2.1.6 Tubes photomultiplicateurs

La détection du signal lumineux produit lors de la scintillation est réalisée à l'aide de tubes photomultiplicateurs. Un photon de scintillation produit dans le détecteur va venir frapper la photocathode du tube porté à une haute tension, de l'ordre du kV. Ce photon va arracher à la photocathode un électron, qui sera amplifié par la suite par un réseau de dynode, pour produire un signal électrique. La figure 2.26 présente une photo des tubes photomultiplicateurs installés dans le tampon au dessus d'une cellule.



FIGURE 2.26 – Photos des tubes photomultiplicateurs dans le volume tampon prêt à être insérer au dessus d'une cellule.

Chaque cellule et segment court du gamma-catcher contient 4 tubes photomultiplicateurs, et les segments transverses du gamma-catcher 8 pour un total de 48 tubes. Les tubes retenus, des Hamamatsu R5912-100 (voir photo 2.27), possèdent une photocathode de 8 pouces en bialkyle dans un verre en borosilicate. L'étage amplificateur du signal est constitué de 10 dynodes en quinconce. L'efficacité quantique donnée par le constructeur peut atteindre 30% à 420 nm (voir figure 2.28). La surface couverte par les photocathodes correspond à 35% du haut d'une cellule.

## 2.2.2 Calibration

La calibration du détecteur doit être réalisée en deux étapes :

1. En lumière, pour convertir les signaux électriques mesurés en un nombre de photoélectrons détectés sur les tubes photomultiplicateurs.
2. En énergie, pour convertir la lumière détectée en une perte d'énergie des particules.

### 2.2.2.1 Calibration en lumière

Le principe de la calibration consiste à injecter de la lumière dans la cellule à l'aide de fibres optiques branchées à une source lumineuse, des diodes électroluminescentes — ou *LED* par la suite — dans une boîte fermée et étanche à la lumière extérieure. La tension qui alimente ces LEDs déclenche en coincidence l'acquisition du signal sur les tubes photomultiplicateurs. Chaque cellule et segment du gamma-catcher sera calibrée en lumière à l'aide de 3 fibres optiques positionnées à différentes hauteurs, comme représenté sur la figure 2.29.

Les boîtes contiennent six LED différentes, chacune avec une tâche spécifique :

- Une LED dans le domaine visible servira à la calibration absolue du photoélectron. Elle produira un signal faiblement lumineux qui éclairera l'intérieur de la cellule pour ne générer qu'un photoélectron principalement sur les tubes photomultiplicateurs. Une fonction de calibration a été développée et permet d'ajuster la position de plusieurs pics photoélectrons, comme nous pouvons le voir sur la figure 2.30. La charge du signal mesurée est proportionnelle à la lumière détectée. Des histogrammes sont ensuite remplis avec ces charges : le premier pic et le plus important correspond au bruit, aux événements sans signaux enregistrés. Ce pic est désigné comme le *pedestal*. Le pic suivant juste après le pedestal correspond au pic photoélectron. Ces pics sont ajustés à l'aide d'une gaussienne modifiée exponentiellement pour le pedestal, puis par une gaussienne pour le photoélectron. Nous rappelons que pour un pic photoélectron à la position  $\mu_{PE}$  et d'une largeur  $\sigma_{PE}$ , le pic produit par  $n$  photoélectrons se trouve en  $n\mu_{PE}$  et de largeur  $\sqrt{n}\sigma_{PE}$ .
- Une LED sera utilisée pour l'étude de la stabilité du liquide scintillant, dans le domaine ultraviolet pour tester les propriétés du wavelength shifter.



FIGURE 2.27 – Tubes photomultiplicateurs Hamamatsu R5912-100.

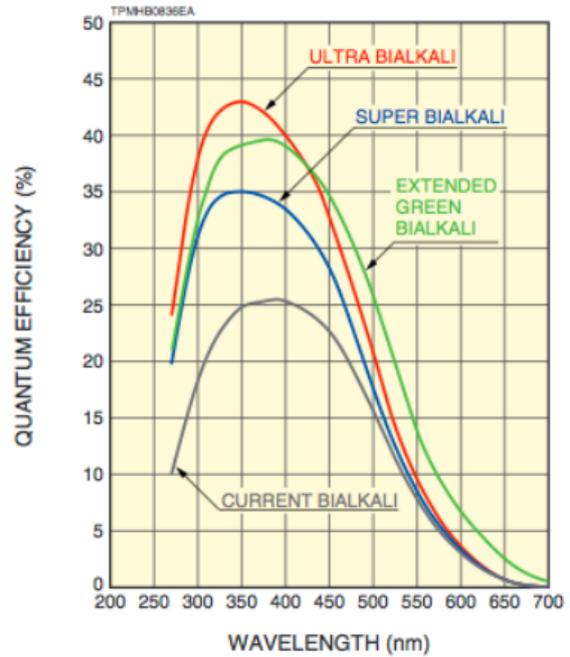


FIGURE 2.28 – Efficacité quantique des tubes photomultiplicateurs en fonction de la longueur d'onde des photoélectrons. Les RS5912-100 correspondent au super bialkali.

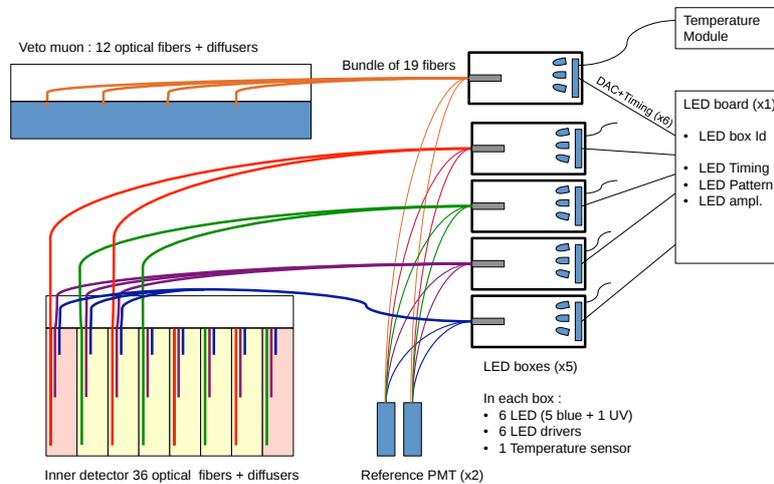


FIGURE 2.29 – Schéma du dispositif d'injection de lumière avec les fibres optiques connectées aux boîtes LED

— Quatre LED dans le domaine visible pour suivre la linéarité de l'électronique des tubes photomultiplicateurs comme présenté dans la figure 2.31. Ces LEDs sont allumées en fonction d'un motif : d'abord individuellement, puis deux par deux, trois par trois, ainsi que les quatre en même temps. L'objectif ici est de contrôler que la somme du signal de plusieurs LEDs correspond à la somme des signaux pris individuellement.

La position du pic du photoélectron  $\mu_{PE}$  est ensuite ajustée en faisant varier la tension du tube photomultiplicateur. Le but étant de le positionner assez loin du pedestal pour qu'il soit bien résolu, mais raisonnablement près aussi pour augmenter le plus possible le nombre des photonélectrons totaux pouvant être détectés dans la gamme du tube et de l'électronique.

Quatre boîtes LED sont installées et sont reliées chacune à un bundle de dix-neuf fibres optiques. Chacune de ses boîtes sera contrôlée au cours du temps par un tube photomultiplicateur de référence, voir section 2.4.6.

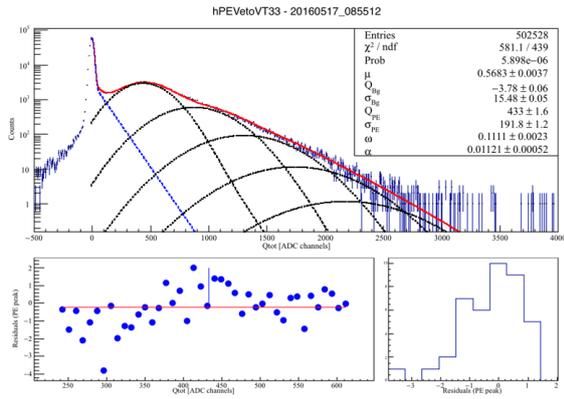


FIGURE 2.30 – Ajustement des pics photoélectrons mesurés lors de la calibration en lumière d'un des tubes photomultiplicateurs du détecteur.

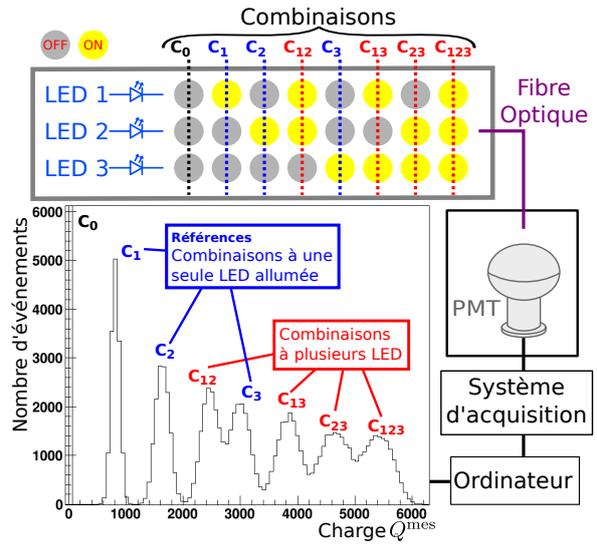


FIGURE 2.31 – Principe de la mesure de la linéarité de l'électronique [24], ici avec trois LEDs. Les LEDs sont allumées les unes après les autres et constituent les signaux de référence. Elles sont ensuite allumées deux par deux puis enfin les trois en même temps, et nous recherchons la déviation du signal de plusieurs LEDs par rapport à la somme des signaux de chaque LEDs pris pour référence.

### 2.2.2.2 Calibration en énergie

La calibration du détecteur s'effectue par l'intermédiaire de sources introduites par le dessus dans trois cellule du volume cible et du gamma-catcher via des cannes. Plusieurs sources sont à notre disposition pour estimer le facteur de calibration qui est une fonction de la hauteur de la source dans la cellule et de son énergie (voir tableau 2.5).

Nous avons utilisé pour cela des émetteurs de rayons gammas à différentes énergies : la fonction reliant le facteur de calibration et l'énergie n'est pas linéaire (voir la figure 2.33), nous avons besoin de plusieurs sources dont les raies d'émission sont entre [1 – 10] MeV, correspondant au domaine d'énergie du spectre d'antineutrinos attendu.

Source	Particule émise	Energie (MeV)
$^{113}\text{Sn}$	$\gamma$	0.392 (65%)
$^{22}\text{Na}$	$\gamma$	$2 \times 0.511$ 1.275 (100%)
$^{137}\text{Cs}$	$\gamma$	0.662 (85%)
	$e^-$	0.514 (94%) 1.176 (6%)
$^{54}\text{Mn}$	$\gamma$	0.835 (100%)
$^{60}\text{Co}$	$e^-$	0.316 (100%)
	$\gamma$	1.173 (100%)
	$\gamma$	1.333 (100%)
$^{241}\text{Am}/\text{Be}$	$n$	$6 \times 4-8$
	$\gamma$	$4 \times 4.43$

TABLE 2.5 – Particule émise et son énergie par les sources radioactives à notre disposition [25]. Entre parenthèse est indiqué le pourcentage de la probabilité d'émettre la particule lors d'une désintégration. Il n'est pas aberrant de sommer les probabilités et de trouver plus de 100%, car certains événements sont produits en cascade. Pour les électrons qui sont produits par désintégration  $\beta$ , la valeur de l'énergie donnée correspond à la valeur maximale pouvant être atteinte.

Comme le tableau 2.5 l'indique nous ne possédons hormis celle d'americium-beryllium que des sources dont l'énergie des rayonnements produits est inférieure à 2 MeV. Pour étendre la gamme d'énergie à notre disposition, nous allons utiliser des sources neutrons comme le californium  $^{252}\text{Cf}$  (neutron de 2.14 MeV) dont le neutron émis peut être capturé par un des noyaux des blindages, qui en se désexcitant va émettre des gammas. Par exemple, la raie de capture du fer  $^{56}\text{Fe}$  (la cuve externe de STEREO est en acier inoxydable) est à 7.6 MeV. Les études en simulation montrent qu'une source de californium placée contre la paroi de la cuve extérieure produit principalement cette raie correspondant au fer et peut être utilisée pour étudier la dépendance du facteur de calibration selon l'énergie [26].

Les sources peuvent être donc insérées dans la cellule par les cannes, ou déplacés le long des parois de la cuve en acier inoxydable à l'intérieur des blindages internes de STEREO, et nous pouvons aussi les faire passer sous chaque cellule du volume cible pour permettre de les calibrer entre elles.

Un système plus sophistiqué a été développé pour automatiser la circulation des sources autour du gamma-catcher, avec la possibilité de faire varier la hauteur. Un schéma de ce système est présenté figure 2.32.

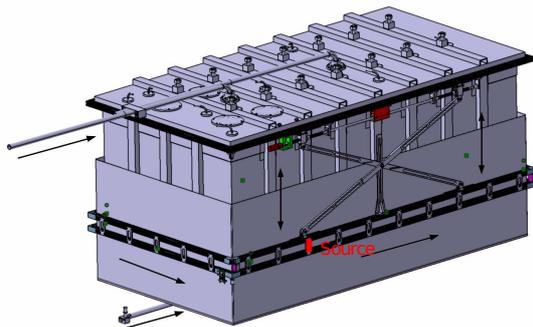


FIGURE 2.32 – Schéma du dispositif permettant la circulation des sources (en rouge) autour du gamma-catcher. La hauteur du chariot est contrôlable.

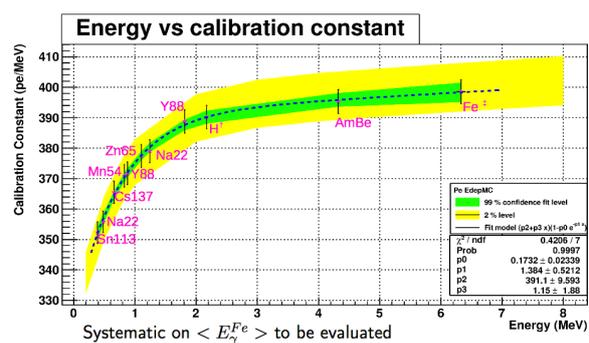


FIGURE 2.33 – Evolution du facteur de calibration en fonction de l'énergie étudiée en simulation.

## 2.2.3 Performance du détecteur

Les performances du détecteur ont été estimées à l'aide d'une simulation complète sous la librairie Geant4. Elles ont permis l'optimisation fine de la conception du détecteur STEREO.

### 2.2.3.1 Collection de lumière

La quantité de photoélectrons collectée par MeV d'énergie déposée est estimée à environ 290 photoélectrons par MeV (PE/MeV) dans la cible et de 490 PE/MeV dans le gamma-catcher [17]. La composition du liquide scintillant diffère entre volume cible et gamma-catcher par l'ajout de gadolinium dans le volume cible : la longueur d'atténuation est plus courte dans la cible que dans le gamma-catcher (7.0 m contre 5.9 m à 430 nm), c'est à dire que le liquide des cellules est plus opaque que celui du gamma-catcher. Nous avons estimé ces constantes de calibration à l'aide de la simulation du détecteur où nous avons généré des électrons de 2 MeV. Nous pouvons aussi estimer la dépendance selon l'axe vertical de la cellule, en générant des électrons à différentes hauteurs. Nous observons un effet de l'ordre de 10% sur la collection de lumière entre les événements générés en haut par rapport à ceux générés en bas de la cellule. L'incertitude évaluée sur la collection de lumière pour des électrons générés au centre de la cellule est de 4.2%, tandis qu'ailleurs dans la cellule elle est de 6%.

L'impact des fuites de lumière entre cellules à lui aussi pu être caractérisé en simulation. Nous avons estimé qu'environ 9% de la lumière provenant de la simulation de positrons de 2 MeV dans une cellule est détectée dans une cellule limitrophe ou dans le gamma-catcher. De plus la répartition n'est pas la même suivant la position de la cellule : 5% de lumière peut fuir dans le gamma-catcher pour une cellule du bord, alors que seulement 1% pour une cellule au centre [17]. La carte représentée à la figure 2.34 illustre la répartition des fuites de lumière mesurée pour une cellule au centre de STEREO. Ces mesures ont été effectuées lors de l'intégration du détecteur sans liquide scintillant au Hall Ariane du LPSC à l'aide du système de LED, et ont permis l'ajustement fin de la simulation.

### 2.2.3.2 Résolution en énergie

La résolution a été estimée par simulation avec des positrons de 2 MeV générés dans différentes cellules 2.35. Après reconstruction de l'énergie en sommant les charges récoltées dans la cellule du vertex et celles adjacentes, en appliquant les corrections des effets des fuites de lumière, l'écart type des distributions est quasiment identique dans chaque cellule et vaut environ 12%. Cette valeur prend en compte la distorsion du spectre due à l'échappement

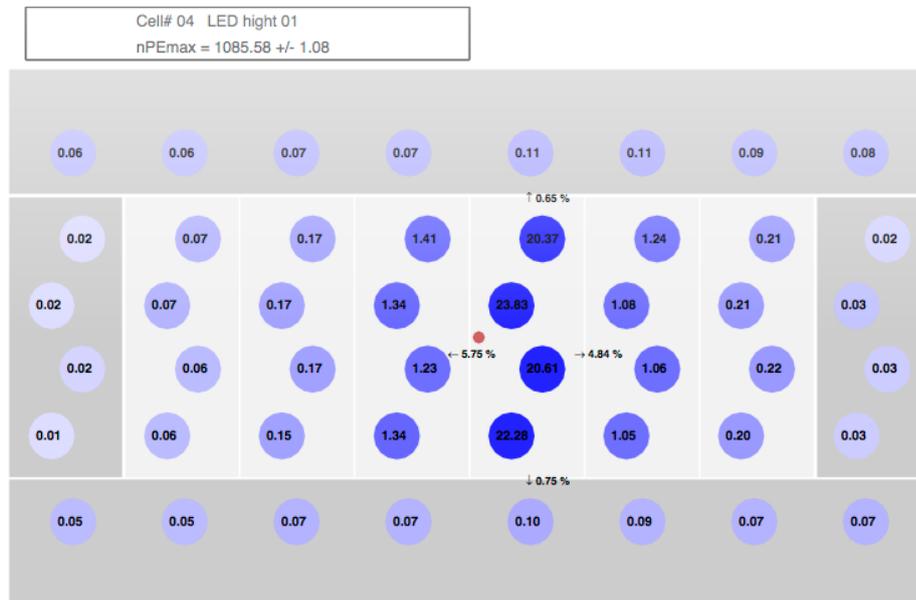


FIGURE 2.34 – Répartition des fuites de lumières lors de l'illumination d'une cellule du centre du détecteur à l'aide du système de LED. Les différentes nuances de bleu représentent le pourcentage de lumière fuyant d'une cellule à l'autre par rapport à la lumière totale détectée dans le détecteur.

d'un des deux gammas de 511 keV produits lors de l'annihilation du positron qui donne l'incertitude dominante sur l'échelle en énergie. Avec des électrons de 2 MeV, l'écart-type n'est plus que de 6.6% dans la même configuration pour la simulation. Cette dernière valeur prend en compte la statistique de 4.2% ainsi que les effets de distorsion haut-bas et de fuites de 5.1% [17].

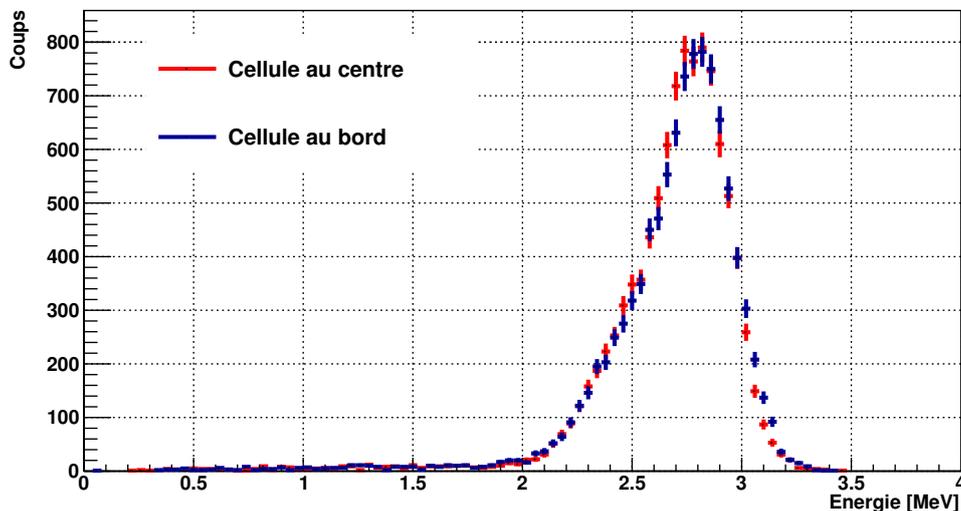


FIGURE 2.35 – Spectres en énergie simulés par Geant4 de positrons de 2 MeV dans deux cellules de la cible, au centre (en rouge) et sur une cellule du bord de la cible (en bleu).

### 2.2.3.3 Efficacité neutron

L'efficacité de détection des neutrons a été estimée par simulation en générant des neutrons de 20 keV dans différentes cellules que nous avons représentée figure 2.36. Cette énergie correspond au pic du spectre en énergie des neutrons émis lors d'une réaction  $\beta$ -inverse. Selon la cellule dans laquelle les neutrons sont produits, la réponse du détecteur n'est pas exactement la même du fait de l'absence de gadolinium dans le gamma-catcher. Ainsi, pour une cellule centrale, l'efficacité pour un seuil inférieur à 5 MeV est de 61.3% alors qu'elle n'est que de 57.2% pour une cellule en bord de cible [17]. Nous choisissons d'appliquer cette coupure en énergie à 5 MeV pour les événements

neutrons car le signal attendu lors d'une capture sur un noyau de gadolinium est d'environ 8 MeV. De plus, cette coupure est au delà du pic attendu pour les positrons produits par réaction  $\beta$ -inverse, où le maximum est attendu aux alentours de 3 MeV.

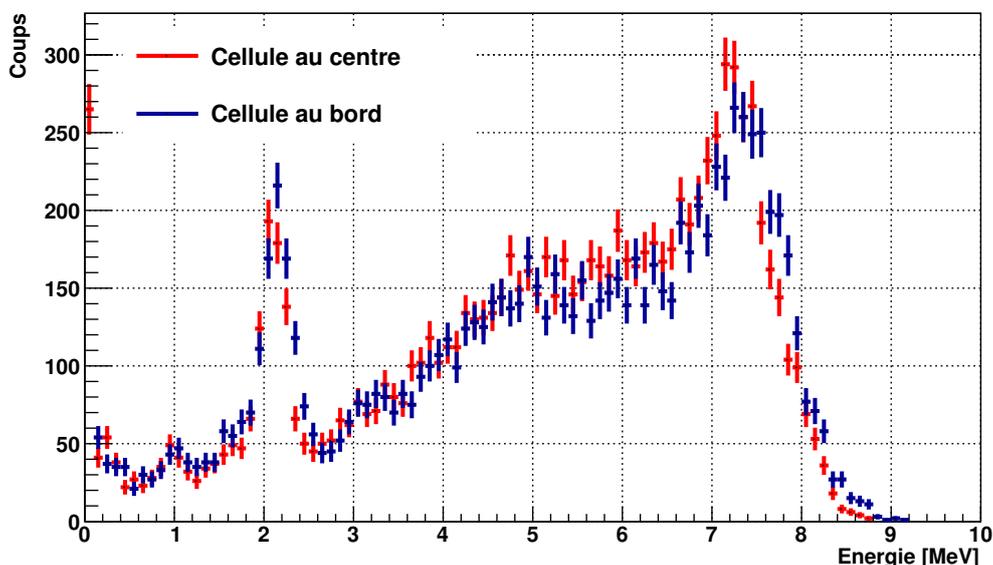


FIGURE 2.36 – Spectres en énergie simulés par Geant4 de neutrons de 20 keV dans deux cellules de la cible, au centre (en rouge) et sur une cellule du bord de la cible (en bleu).

## 2.2.4 Implantation du détecteur à l'ILL

Le site de l'ILL choisi pour l'installation correspond à la casemate PN3 où était installée précédemment l'expérience GAMS5 [27] en face de la ligne de faisceau H7. La figure 2.37 montre une photo du site, et la figure 2.38 la position de STEREO par rapport au coeur du réacteur.

Cet emplacement est assez proche du coeur du réacteur pour étudier une éventuelle oscillation rapide vers un état stérile de masse  $\theta(\text{eV}^2)$  compatible avec l'anomalie réacteur. Cette position possède aussi l'avantage d'être partiellement recouverte par le canal de transfert du combustible, qui est rempli d'environ 6 m d'eau à l'intérieur d'une enceinte de 2 m de béton, et offre naturellement une protection supplémentaire contre les muons cosmogéniques. Ces muons sont des sources de bruit de fond importants, que nous étudierons plus en détail à la section 4.3.5. Nous pouvons voir que le détecteur est légèrement tourné par rapport à l'axe du coeur du réacteur pour être aligné sous le canal de transfert. Le canal recouvre entièrement le détecteur et permet une protection homogène pour chaque cellule. L'angle entre l'axe du coeur du réacteur et le centre de STEREO vaut  $18.7^\circ$  et cela modifie le calcul de l'angle solide du flux d'antineutrinos détectés (voir section 2.2.1.5).

Le bruit de fond environnant a été extensivement étudié au cours de la préparation de l'expérience STEREO, et sera plus longuement discuté dans les sections respectivement consacrées aux rayonnements gammas et neutrons chapitre 3, et aux muons chapitre 4. Les spécifications du cahier des charges ont été établies pour obtenir un rapport signal sur bruit le plus élevé possible. A titre d'exemple, un rapport de l'ordre de 1 correspond à un taux de comptage de bruit de l'ordre du  $\theta(\text{mHz})$ , équivalent à 400 événements par jour.

La ligne de faisceau H7 exploitée par les expériences précédentes de la casemate PN3 a été bouchée dans le courant de l'année 2014. Il est important de noter que ce bouchon doit être changé au cours de l'arrêt de printemps du réacteur en 2017. Le détecteur STEREO a été conçu de sorte à pouvoir être déplacé avec ses blindages pour permettre cette opération de maintenance. Dix coussins d'air sont répartis sous la structure et permettent de soulever jusqu'à 120 tonnes (voir figure 2.40). STEREO avec ses blindages atteindra quant à lui un poids de 96 tonnes.

## 2.2.5 Champ magnétique proche

L'expérience IN20 [28] sur la ligne de faisceau voisine de STEREO utilise un aimant supraconducteur pour mesurer la polarisation des neutrons. Cet aimant peut-être utilisé dans deux configurations : une où le champ magnétique est constant et vaut 6 T (cette configuration sera d'ailleurs celle utilisée la plupart du temps) et une autre où le champ va augmenter linéairement jusqu'à atteindre 15 T (uniquement 2 semaines par an). Le champ de fuite attendu au niveau de STEREO est de l'ordre de quelques centaines de  $\mu\text{T}$ . La position de l'aimant peut être amenée à varier



FIGURE 2.37 – Photo du site de la casemate PN3.

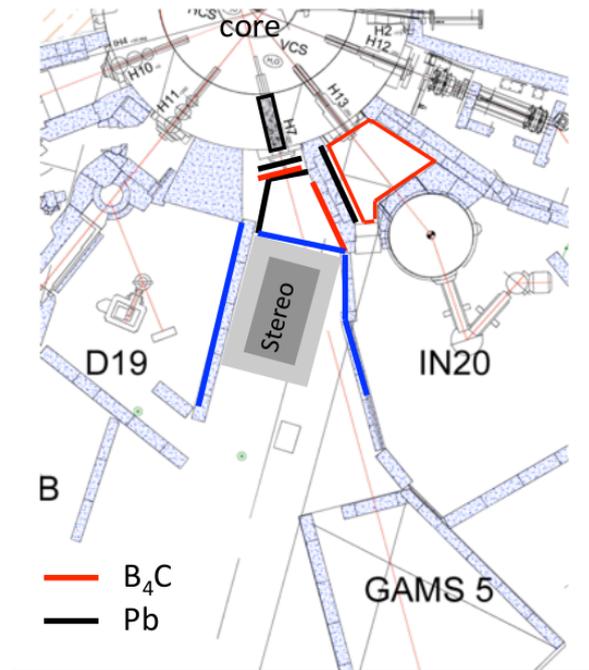


FIGURE 2.38 – Plan de l'ILL avec l'installation de STEREO (en gris) et l'aménagement des principaux blindages de la casemate.

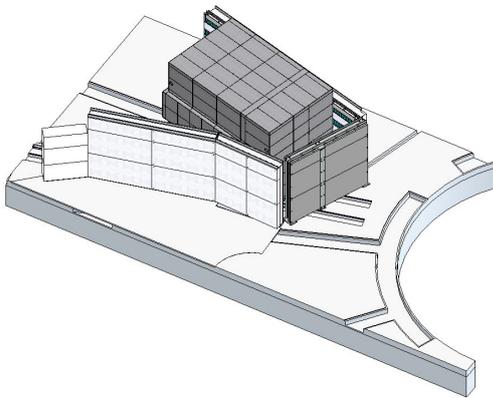


FIGURE 2.39 – Schéma de STEREO entouré de ses blindages et des murs protecteurs.

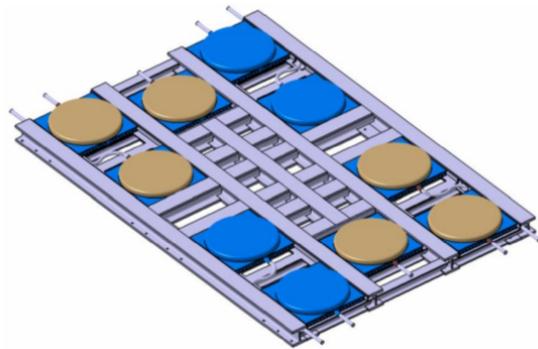


FIGURE 2.40 – Schéma des coussins d'air installés sous le détecteur pour permettre son déplacement.

durant l'utilisation. Ce champ magnétique variable proche de STEREO est une source de problèmes dans les photomultiplicateurs : il est capable d'appliquer une force de Lorentz sur les électrons arrachés de la photocathode et les faire dévier de leur trajectoire. Le signal en sortie du tube peut être augmenté ou réduit en fonction de la précession des électrons.

La figure 2.41 présente le principe du dispositif utilisé au LPSC de Grenoble pour déterminer l'impact du champ magnétique sur les tubes photomultiplicateurs. Les résultats ont montré que l'utilisation de blindages est nécessaire. Un tube photomultiplicateur EMI 9354 FLB placé dans la direction du champ magnétique terrestre verra l'intensité du signal en sortie diminuée de 22%, et si le tube est placé dans la direction transverse au champ la perte d'intensité est de 85%. Un aimant installé à proximité a permis d'appliquer un champ plus important aux tubes photomultiplicateurs, toujours dans la direction du champ magnétique terrestre pour atteindre une valeur totale de 180  $\mu\text{T}$ , et a montré des résultats encore pires, résumés au tableau 2.6. Les tests ont été effectués avec un autre tube de la marque Hamamatsu R5912, proches des modèles qui sont installés sur le détecteur STEREO. L'effet est moins important sur les tubes Hamamatsu, car ils possèdent un léger blindage interne au niveau de la photocathode.

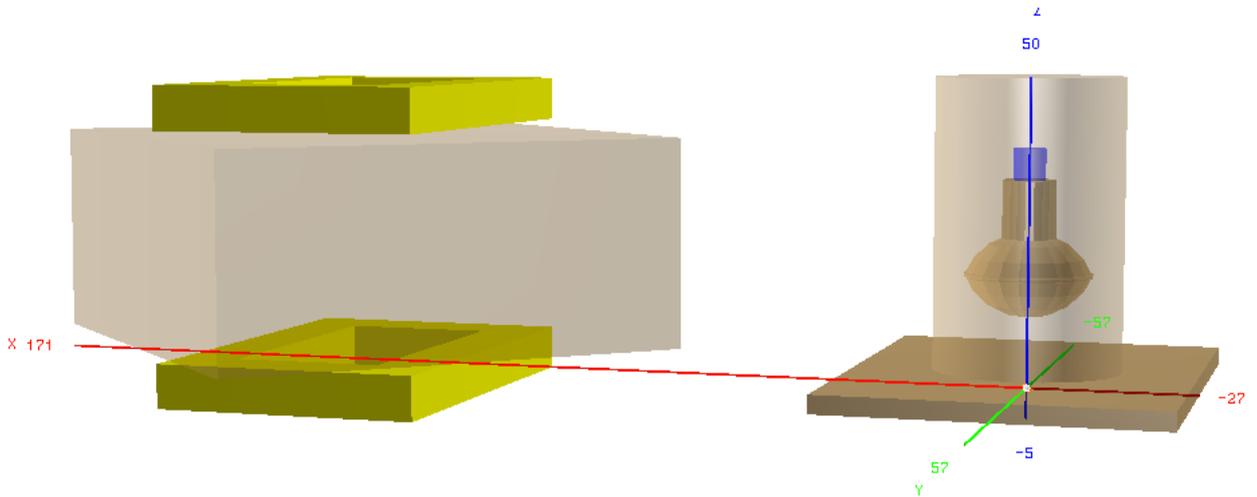


FIGURE 2.41 – Schéma du dispositif utilisé au LPSC pour mesurer l'impact du champ magnétique sur les tubes photomultiplicateurs. A gauche, l'aimant est constitué de deux bobines (en jaune) qui produisent un champ vertical selon l'axe  $\vec{z}$ , qui peut atteindre une intensité de 1.8G. A droite, schéma du tube photomultiplicateur enfermé dans une *boîte noire*. En fonction de la position du tube, on peut tester l'influence d'un champ transverse ou longitudinal par rapport aux dynodes.

	EMI 9354 FLB		Hamamatsu R5912	
Orientation tube VS $B$	$B$ terrestre	$B = 180 \mu\text{T}$	$B$ terrestre	$B = 180 \mu\text{T}$
Longitudinal $\parallel$	-22%	-85%	-2%	-50%
Perpendiculaire $\perp$	-85%	-99%	-1%	-71%

TABLE 2.6 – Impact du champ magnétique terrestre sur le signal des tubes photomultiplicateurs. Les tubes ont été alignés selon la direction longitudinal  $\parallel$  ou perpendiculaire  $\perp$  du champ magnétique, qui est dirigé selon l'axe  $\vec{z}$ . La diminution enregistrée sur l'intensité du signal en sortie est exprimée en pourcents.

Les campagnes de mesures du champ magnétique sur site à l'ILL indiquent que dans la configuration la plus défavorable de l'aimant dans IN20, le champ de fuite peut atteindre jusqu'à  $600 \mu\text{T}$  pour les tubes photomultiplicateurs les plus exposés, 3 fois plus que les champs que nous avons atteints au LPSC. L'installation d'un blindage magnétique est donc essentielle pour la bonne réalisation de l'expérience. Le cahier des charges retenu pour le design des blindages impose un champ résiduel au maximum de  $60 \mu\text{T}$  (c'est à dire, équivalent au champ terrestre) sur les tubes photomultiplicateurs les plus exposés.

## 2.3 Blindages

La charge au sol autorisée sur le site de l'installation du détecteur en PN3 est la plus élevée du bâtiment de l'ILL, de 10 tonnes par  $\text{m}^2$ . Cela permet le déploiement d'importants blindages pour protéger le détecteur de toutes les nuisances extérieures. Les mesures sur site pour la caractérisation du bruit de fond (chapitres 3 et 4) et les études en simulation ont permis le design de blindages extérieurs vis à vis des expériences voisines D19 et IN20 ainsi que pour les muons cosmogéniques. A ces dispositifs s'ajoutent des blindages internes dans la structure contenant le détecteur pour atteindre un rapport signal sur bruit de l'ordre de 1, c'est à dire un taux de comptage de bruit de fond de l'ordre de  $\mathcal{O}(\text{mHz})$ .

### 2.3.1 Blindages internes

L'enceinte en acrylique constituant le volume cible et le gamma-catcher est insérée dans une double cuve en acier inoxydable, pour prévenir d'éventuelles fuites du liquide scintillant. Pour fournir une protection contre le champ magnétique extérieur en déviant les lignes de champ, des plaques de  $\mu$ -metal de 1.5 mm d'épaisseur vont être collées sur des plaques de polyéthylène boré de 20 cm d'épaisseur, qui vont capturer les neutrons thermiques et ralentir les neutrons rapides (voir figure 2.43). Au-dessus, ce blindage en polyéthylène boré est renforcé pour atteindre 30 cm. Une structure en plomb de 10 cm d'épaisseur va être déployée tout autour pour se protéger des rayons gammas, renforcée pour atteindre 20 cm sous le détecteur (voir figure 2.42), car dans le sol de la casemate PN3 circule des

boucles primaires contenant de l'eau saturé en oxygène  $^{16}\text{O}$ , produisant un flux de gamma plus intense que dans les autres directions. Ce blindage en plomb est encore entouré par du fer doux recouvert de feuille de carbure de bore — ou  $\text{B}_4\text{C}$ . Ce fer doux est installé pour dévier les lignes de champ magnétique et permettre d'atteindre une valeur de champ suffisamment faible au niveaux des tubes en  $\mu$ -metal. Les feuilles de  $\text{B}_4\text{C}$  permettent d'éviter que des neutrons thermiques se fasse capturer sur le fer et génère des gammas près du détecteur.

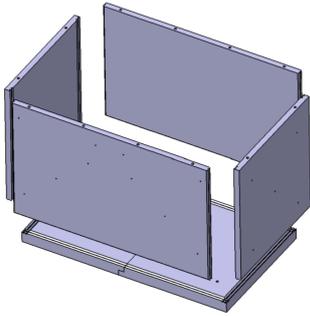


FIGURE 2.42 – Schéma éclaté du blindage en plomb



FIGURE 2.43 – Photo du blindage en polyéthylène inséré et fixé sur les plaques de plomb.



FIGURE 2.44 – Photo des blindages internes avant la mise en place des plaques de fer doux.

### 2.3.2 Blindages externes

Le site de la casemate PN3 sera aussi aménagé en vue de réduire le bruit de fond. Un nouveau mur séparant la casemate PN3 de D19 a été construit, avec 30 cm de béton renforcé par 5 cm de  $\text{B}_4\text{C}$  (pour absorber les neutrons thermiques) et 10 cm de plomb. Un mur frontal a aussi été rajouté devant STEREO pour le protéger des neutrons et des  $\gamma$  produits par le réacteur. Un mur de 10 cm de polyéthylène renforcé par 10 cm de plomb permet d'atténuer ces nuisances provenant du réacteur. Un nouveau mur entre IN20 et PN3 de 15 cm de polyéthylène renforcé par 15 cm de plomb a aussi été construit. La conception de ces blindages sera étudiée dans le chapitre 3. Un ensemble de murs et un dispositif sont aussi nécessaire pour prévenir les conséquences d'un possible incendie.

### 2.3.3 Veto à muons

Les muons cosmogéniques sont à plus d'un titre une source de bruit de fond pour STEREO :

1. En traversant les cellules du détecteur, ils vont perdre en moyenne près de 100 MeV qui vont saturer complètement la collection de lumière par les tubes photomultiplicateurs. Le temps de relaxation du tube après saturation dure quelques  $\mu\text{s}$  et rend impossible une éventuelle mesure précise pendant ce laps de temps.
2. En traversant les blindages, ils peuvent produire par spallation des neutrons rapides qui peuvent induire de faux évènements neutrinos dans le détecteur.

Pour s'en prémunir, nous avons déjà évoqué l'installation du détecteur STEREO sous le canal de transfert du combustible du réacteur : les muons cosmogéniques les moins énergétiques vont perdre toute leur énergie en traversant ce canal et seront complètement absorbés. Et pour signaler la présence des muons cosmogéniques qui ne seront pas stoppés, il a été installé au dessus de STEREO une cuve d'eau de  $4.15 \times 2.6 \times 0.25 \text{ m}^3$  — pour un total d'environ 5 tonnes — recouvert de 20 tubes photomultiplicateurs Hamamatsu R5912 de 8" avec une photocathode en bialkyle, détectant la radiation Tcherenkov émise par les muons en traversant l'eau.

Cette radiation est caractérisée par l'angle Tcherenkov  $\cos \theta = 1/\beta n_{\text{eau}}$  auquel sont émis les photons. Les muons traversant le veto du haut vers le bas, les photons vont donc suivre cette direction et pour améliorer la collection de lumière nous avons installé sur les parois du veto un matériau réfléchissant appelé tyvek.

Les photons Tcherenkov sont principalement produits à de courtes longueurs d'onde, typiquement dans le domaine ultraviolet. L'ajout d'un produit chimique dans l'eau, l'hymecromone — ou 4MU — est un wavelength shifter permettant de réémettre ces photons Tcherenkov par fluorescence à des longueurs d'onde plus grande, ou l'efficacité quantique des tubes photomultiplicateurs est plus importante.

Ce détecteur doit être capable d'identifier efficacement les muons en étant le moins sensible possible aux autres particules. Nous souhaitons aussi une efficacité qui soit la plus stable possible dans le temps.

La photo 2.45 montre le détecteur veto à muon, et la figure 2.46 l'efficacité du dispositif en fonction du seuil.

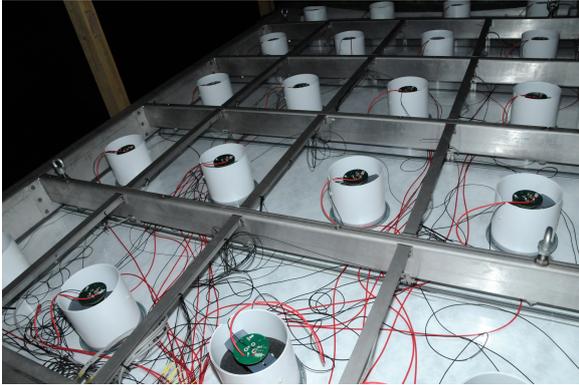


FIGURE 2.45 – Photo du veto à muon

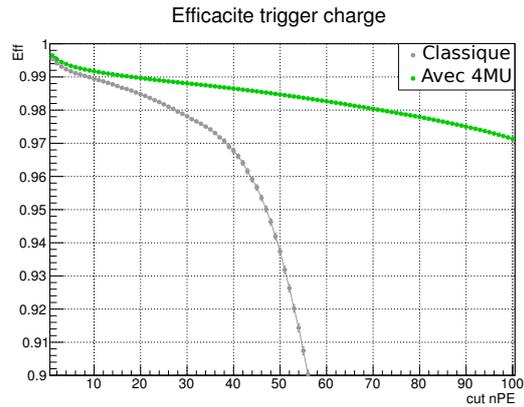


FIGURE 2.46 – Efficacité du veto en fonction du seuil du déclenchement, pour deux configuration avec et sans wavelength shifter 4MU.

Le taux de comptage attendu des muons cosmogéniques dans le veto à l'ILL est de  $\Phi_\mu = 500$  Hz. En prenant arbitrairement un temps de  $t = 100 \mu\text{s}$  entre le passage d'un muon et la création d'un neutron rapide interagissant dans le détecteur plus tard, on peut calculer le *temps mort* de détection  $\tau_\mu = \Phi_\mu \times t = 0.05$ , c'est à dire que pendant 5% du temps nous rejeterons les évènements détectés dans le détecteur STEREO.

## 2.4 Système d'acquisition

Le signal mesuré par STEREO est une lumière produite par la scintillation des particules convertie ensuite par les tubes photomultiplicateurs en un signal électrique. Le détecteur possède 48 tubes photomultiplicateurs répartis entre les cellules et le gamma-catcher, plus les 20 tubes photomultiplicateurs installés sur le veto à muons.

Une électronique dédiée a été conçue et construite par le service électronique du LPSC pour réaliser le déclenchement, le traitement du signal et l'écriture des données ainsi que la calibration du détecteur et des tubes photomultiplicateurs à l'aide de LEDs.

Les tests ont montré que la fréquence de déclenchement de cette électronique peut atteindre 1 kHz sans temps mort [29]. L'électronique doit aussi gérer différents niveaux de déclenchement selon le type de détecteur (cible, gamma-catcher et veto) : par exemple en coïncidence ou en anti-coïncidence, comme lors du déclenchement d'un évènement dans le volume cible avec l'absence de signal dans le veto, etc...

L'électronique est aussi capable de traiter directement les signaux pour calculer directement la charge du signal et celle de la queue du signal, ainsi que le temps du début de l'intégration.

### 2.4.1 Schéma général

L'électronique s'articule autour d'un chassis  $\mu\text{TCA}$ , qui contrôle les cartes chargées de numériser le signal analogique en provenance des tubes photomultiplicateurs et le déclenchement de premier niveau. Les signaux lumineux produits lors de la détection ont une longueur comprise entre 100 et 200 ns environ, et ces cartes sont capables de numériser en continu le signal des tubes photomultiplicateurs à une fréquence de 250 MHz, c'est à dire par échantillon de 4 ns. Ces cartes sont communément désignées par le terme *front-end* du fait qu'elles sont en première ligne de la chaîne d'acquisition. Une autre carte électronique est dédiée au déclenchement — ou *trigger* — de second niveau. Enfin, une dernière carte est conçue pour le pilotage des boîtes de LED d'où partent les fibres optiques en charge de la calibration en lumière du détecteur. Le schéma de la figure 2.47 représente la chaîne de l'électronique.

### 2.4.2 Carte front-end

Une carte front-end est composée de 8 voies d'entrée avec un préamplificateur de gain sélectionnable en 2 positions,  $\times 1$  et  $\times 20$ , ce dernier permettant l'analyse du signal produit par un seul photon sur la photocathode. Ce mode est donc utilisé pour la calibration du détecteur en LED, pour connaître la conversion du signal à un nombre de photoélectrons. Une photo de la carte est présentée sur la figure 2.48.

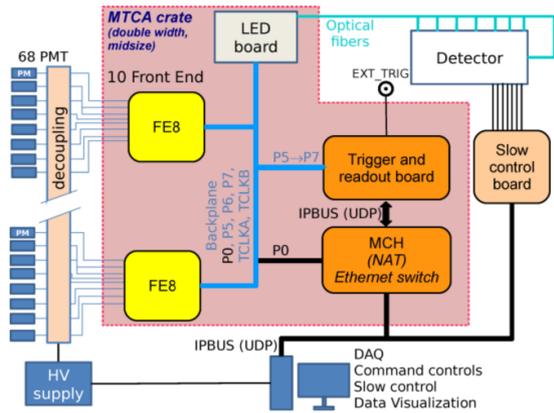


FIGURE 2.47 – Schéma de l'électronique dédiée de STEREO

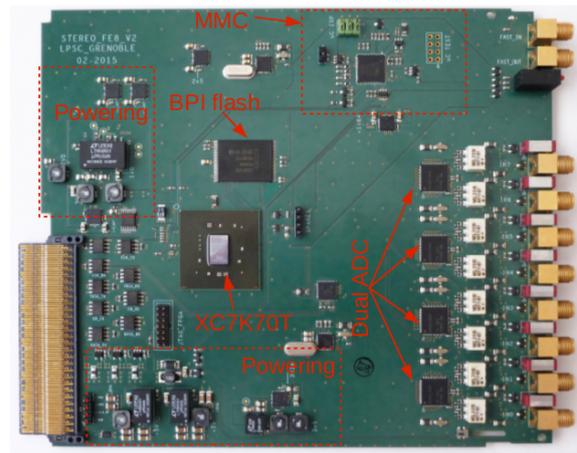


FIGURE 2.48 – Carte front-end, avec les principaux modules représentés en rouge.

Pour les 68 tubes photomultiplicateurs, un total de 10 cartes front-end a été développé. Chaque carte s'articule autour d'un module FPGA XC7K70 qui s'occupe de gérer la logique de la carte et les communications entre cartes. Les convertisseurs analogiques-numériques sont des FLASH-ADC produits par Texas Instrument (ADS42LB49), offrant une numérisation du signal sur 14 bits à 250 MHz.

Un filtre passe-haut a été rajouté pour réduire le bruit d'origine basse fréquence, avec comme objectif de ramener la ligne de base du signal à zéro. Ce filtre du premier ordre est ajustable en fonction d'un paramètre  $\alpha$  :

$$y(t_i) = x(t_i) - x(t_{i-1}) + \alpha y(t_{i-1}) \quad (2.33)$$

Avec  $x_t$  le signal avant filtrage à l'instant  $t$  et  $y_t$  le signal après.

### 2.4.3 Déclenchement

L'utilisateur a la possibilité de régler différents paramètres de l'acquisition grâce à un logiciel développé au LPSC. Il peut choisir combien de cartes seront utilisées et régler les paramètres communs à toutes les cartes, comme la taille de la fenêtre d'acquisition en échantillon,  $N_{\text{samples}}$  et l'utilisation éventuelle d'un déclenchement externe, sur la carte ou sur la carte LED. L'utilisateur peut aussi choisir de travailler avec un déclenchement en coïncidence sur plusieurs voies, quatre ou huit maximum.

La figure 2.49 représente un signal "typique" produit par une particule que l'on veut détecter. Les observables que l'on veut mesurer sont la charge du signal, appelé  $Q_{\text{tot}}$ , et la charge de la queue  $Q_{\text{tail}}$ .

Pour ce calcul, nous pouvons paramétrer un discriminateur à fraction constante — ou *CFD*, pour définir le temps à partir duquel le calcul de la charge commence, nommé  $t_{\text{CFD}}$ . Le principe est de prendre pour référence en temps l'instant où le signal a atteint une certaine fraction de sa hauteur, paramétrable par l'utilisateur. Le module installé sur les cartes front-end permet de régler la fraction avec une très bonne résolution de 4 ns. Il ne reste plus qu'à l'utilisateur de paramétrer un seuil propre au discriminateur pour définir le temps de début de l'intégration du signal.

La durée de l'intégration est paramétrable sous le nom de  $N_{\text{tot}}$ , ainsi que la durée de la queue du signal  $N_{\text{tail}}$ . L'intégration de la queue du signal est défini à partir de  $t_{\text{CFD}} + N_{\text{tot}} - N_{\text{tail}}$

Le signal est numérisé en continu à 250 MHz ainsi que la charge sur une fenêtre glissante de taille paramétrable  $N_{\text{window}}$ . Nous pouvons donc configurer un seuil de déclenchement sur l'amplitude du signal, ou sur la charge de la fenêtre glissante.

Les différents modes de déclenchement disponibles sur les cartes front-end sont le déclenchement par voie, sur la somme des quatre premières voies, les quatre dernières ou la somme des huit voies. De plus, il peut aussi définir le déclenchement sur l'amplitude ou sur la charge du signal.

### 2.4.4 Carte Trigger

La carte trigger permet de gérer des déclenchements de niveau supérieur entre cartes :

1. Il permet le contrôle de l'acquisition par la carte LED, qui définit le début du déclenchement quand un signal LED est émis dans la boîte LED
2. Il permet un déclenchement d'origine *physique* : quand une carte front-end détecte un signal qui a franchi le seuil de déclenchement, elle envoie un *candidate trigger* à la carte trigger. Si la carte est disponible, c'est à dire

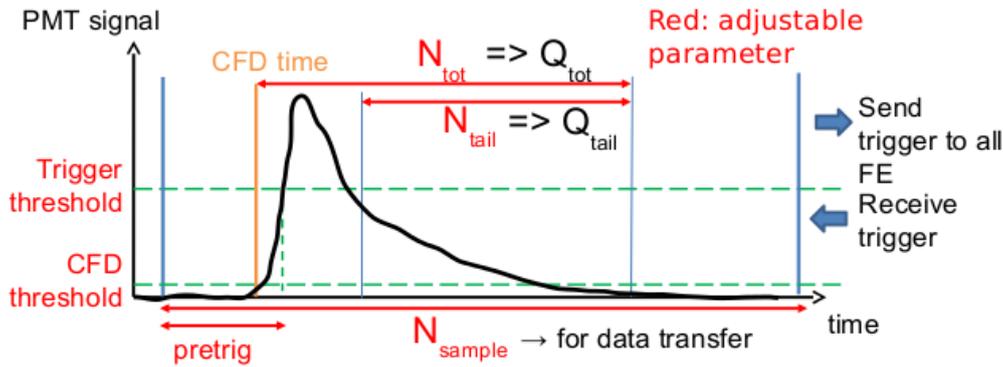


FIGURE 2.49 – Schéma du signal attendu à la sortie du tube photomultiplicateur avec les différents paramètres utiles pour l’acquisition et le calcul de l’intégrale.

qu’elle n’est pas en train de traiter un évènement antérieur, elle envoie l’ordre aux cartes de calculer les  $Q_{tot}$ ,  $Q_{tail}$  et  $t_{CFD}$ . La carte trigger est ainsi capable d’utiliser ces informations pour prendre une décision sur l’acquisition du signal.

La figure 2.50 montre une photo de la carte trigger.

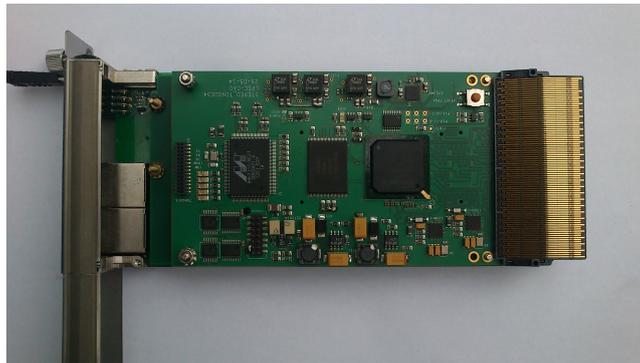


FIGURE 2.50 – Photo de la carte trigger.

## 2.4.5 Format des données

L’acquisition des données est rendue possible grâce à une librairie développée au LPSC permettant la communication avec le châssis  $\mu$ TCA. Le logiciel NoMAD [30] développé par l’ILL est utilisé pour l’acquisition. Il offre une interface graphique facilement paramétrable, et permet la réalisation de script.

Le format de données produit peut-être sous la forme ASCII ou binaire (arbre ROOT). Les cartes front-end peuvent travailler en deux modes :

1. Normal où les informations stockées sont le  $Q_{tot}$ ,  $Q_{tail}$  et  $t_{CFD}$ .
2. *Debug* où en plus des informations du mode normal les échantillons des évènements complets sont enregistrés.

Pendant l’utilisation du détecteur STEREO dans un cycle réacteur, le taux de déclenchement estimé peut atteindre le kHz. Partant de cette estimation, nous pouvons estimer la taille des données enregistrées en mode normal de l’acquisition à 120 Goctets par jour.

## 2.4.6 Monitoring

Plusieurs paramètres internes et de l’environnement de STEREO seront contrôlés durant toute la durée de l’expérience. Des sondes de pression et température seront installées dans les cellules et le gamma-catcher pour contrôler la stabilité du liquide scintillant, qui est capable de s’enflammer à  $110^\circ$  à la pression atmosphérique. La manipulation du liquide qui se déroule sous atmosphère d’azote sera aussi contrôlée à l’aide d’une sonde de pression et de remplissage. Cette atmosphère inerte est utilisée pour empêcher la contamination du liquide en oxygène qui détériore les performances du liquide.

La température de l'eau du veto à muons sera contrôlée elle aussi car elle peut avoir un effet sur le gain des tubes photomultiplicateurs, dont la photocathode est partiellement immergée dans l'eau. Plus généralement, c'est la haute tension de tous les tubes photomultiplicateurs des cellules, gamma-catcher et du veto qui fera l'objet d'un suivi au cours du temps pour s'assurer de la stabilité des gains des tubes.

Le champ magnétique extérieur sera lui aussi mesuré continuellement à l'aide d'une fluxgate, pour permettre la correction sur le gain des tubes photomultiplicateurs. Un détecteur  $\text{BF}_3$  sera installé dans la casemate PN3 pour mesurer le flux de neutrons thermiques ainsi qu'un détecteur NaI pour les rayons gamma. La pression atmosphérique a aussi une influence sur le flux de muons cosmiques (que nous verrons à la section 5.2.8). Elle sera aussi relevée à l'aide de plusieurs stations météo installées aux abords de l'ILL, sur la presque-île de Grenoble (au CEA, au LPSC et sur le toit de l'ILL). La puissance instantanée délivrée par le réacteur de l'ILL au cours d'un cycle est enregistré par l'ILL et nous sera transmise, pour contrôler la stabilité du flux d'antineutrinos délivré (voir section 2.2.1.5).

## 2.5 Sensibilité et potentiel de découverte

En prenant en compte les effets de la détection et de la reconstruction de l'énergie dont nous avons discuté précédemment, nous avons pu tracer les contours de sensibilité du détecteur STEREO.

Nous avons considéré la détection de 400  $\bar{\nu}_e$  par jour durant 300 jours, c'est à dire 2 ans d'utilisation (3 cycle de fonctionnement du RHF de l'ILL de 50 jours). Le rapport signal sur bruit attendu est de 1.5, et les coupures en énergies sur l'évènement prompt (supérieur à 2 MeV) et sur l'évènement retardé (supérieur à 5 MeV) correspondent à une efficacité de détection de l'ordre de 60%. Les erreurs systématiques sur le calcul du flux et de la section efficace de la réaction  $\beta$ -inverse sont aussi prises en compte, et l'erreur sur l'échelle de la calibration est estimé à 2%.

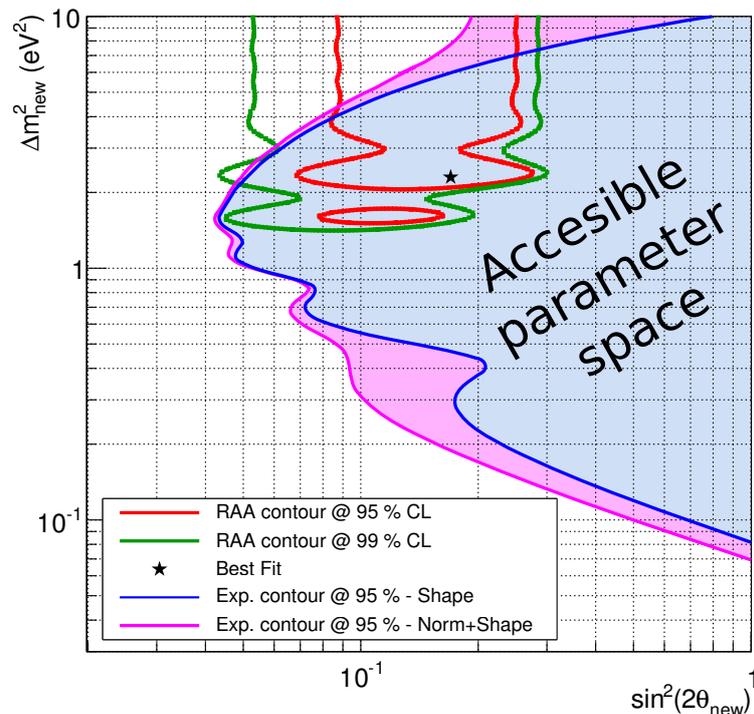


FIGURE 2.51 – Contours de sensibilité de l'expérience à 95% de confiance, dans une stratégie d'analyse basée sur la distorsion relative entre les cellules (en bleu) ainsi qu'en y rajoutant la normalisation sur le flux émis (en magenta). En rouge et vert sont représentés les contours de l'anomalie réacteur, à 95% et à 99% de confiance.

## Bibliographie

- [1] D. Lhuillier and others. Proposal of a search for sterile neutrinos at ill : the stereo experiment. 2012.
- [2] Andi Cucoanes, Pau Novella, Anatael Cabrera, Muriel Fallot, Anthony Onillon, Michel Obolensky, and Frederic Yermia. Reactor Neutrino Flux Uncertainty Suppression on Multiple Detector Experiments. *arXiv preprint arXiv :1501.00356*, 2015. URL <http://arxiv.org/abs/1501.00356>.
- [3] B. E. Watt. Energy Spectrum of Neutrons from Thermal Fission of U-235. *Phys. Rev.*, 87 :1037–1041, 1952. doi : 10.1103/PhysRev.87.1037.
- [4] Fission nucléaire. URL [https://fr.wikipedia.org/wiki/Fission\\_nucl%C3%A9aire](https://fr.wikipedia.org/wiki/Fission_nucl%C3%A9aire).
- [5] Brookhaven National Laboratory. Evaluated nuclear data file. URL <http://www.nndc.bnl.gov/exfor/endl00.jsp>.
- [6] Thomas Mueller. *Expérience Double Chooz : simulation des spectres antineutrinos issus de réacteurs*. PhD thesis, Paris-Sud XI - Orsay, 2010.
- [7] Institut Laue-Langevin. Institut laue-langevin. URL <http://www.ill.eu/fr/>.
- [8] The ill high-flux reactor. URL <https://www.ill.eu/reactor-environment-safety/high-flux-reactor/>.
- [9] X. Ma, W. Zhong, L. Wang, Y. Chen, and J. Cao. Improved calculation of thermal fission energy. *Physics Review C*, 88 :014605, 2013.
- [10] P Huber and T. Schwetz. Precision spectroscopy with reactor anti-neutrinos. *Physics Review D*, 70 :053011, 2004.
- [11] W. Mampe, K. Schreckenbach, P. Jeuch, B.PK Maier, F. Braumandl, J. Larysz, and T. von Egidy. The double focusing iron-core electron-spectrometer bill for high resolution (n,e-) measurements at the high flux reactor in grenoble. *Nuclear Instrument and Methods*, 154 :127–149, 1978. URL [http://dx.doi.org/10.1016/0029-554X\(78\)90671-7](http://dx.doi.org/10.1016/0029-554X(78)90671-7).
- [12] K. Schreckenbach, H.R. Faust, F. von Feilitzsch, A.A. Hahn, K. Hawerkamp, and J.L. Vuilleumier. Absolute measurement of the beta spectrum from  $^{235}\text{U}$  fission as a basis for reactor antineutrino experiments. *Physics Letters B*, 1981.
- [13] K. Schreckenbach, G. Colvin, W. Gelletly, and F. von Feilitzsch. Determination of the antineutrino spectrum from  $^{235}\text{U}$  thermal neutron fission products up to 9.5 MeV. *Physics Letters B*, 1985.
- [14] T. Mueller and others. Improved predictions of reactor antineutrinos spectra. *Physics Review C*, 83, 2011. URL <http://journals.aps.org/prc/abstract/10.1103/PhysRevC.83.054615>.
- [15] Patrick Huber. Determination of antineutrino spectra from nuclear reactors. *Physical Review C*, 84(2) :024617, 2011. URL <http://journals.aps.org/prc/abstract/10.1103/PhysRevC.84.024617>.
- [16] W. Monange. Etude dynamique du réacteur à haut flux de l'institut laue-langevin. *Rapport de stage Grenoble-INP Phelma*.
- [17] Maxime Pequignot. *Les expériences Nucifer et Stéréo : études des antineutrinos de réacteurs à courte distance*. PhD thesis, Paris-Sud XI - Orsay, 2015.
- [18] Jonhathan Pinon. Étude de l'évolution du flux d'anti-neutrinos du réacteur à haut flux de l'institut laue langevin dans le cadre de l'expérience stereo, 2015.
- [19] G.P. Zeller J.A. Formaggio. From ev to eev : Neutrino cross sections across energy scales. *arXiv preprint arXiv :1305.7513*, 2013. URL <http://arxiv.org/abs/1305.7513>.
- [20] Vogel P. and Beacom J.F. Angular distribution of neutron inverse beta decay,  $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$ . *Physics Review D*, 053003, 1999. doi : 10.1103/PhysRevD.60.053003.
- [21] K.A. Olive et al. Review of particle physics. *Chinese Physics C*, 38, 2014.
- [22] D.H. Wilkinson. Phase space for neutron beta-decay : an update. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 404(2-3), 1998. doi : doi:10.1016/S0168-9002(97)01153-4. URL <http://www.sciencedirect.com.gate4.inist.fr/science/article/pii/S0168900297011534>.

- [23] Antoine Collin. *Étude des antineutrinos de réacteurs : mesure de l'angle de mélange leptonique  $\theta_{13}$  et recherche d'éventuels neutrinos stériles*. PhD thesis, Paris-Sud XI - Orsay, 2014.
- [24] T. Salagnac. Non-linéarité de l'électronique. *Note interne STEREO*.
- [25] K. A. Olive and others. Commonly used radioactive sources. URL <http://pdg.lbl.gov/2014/reviews/rpp2014-rev-commonly-used-radioactive-sources.pdf>.
- [26] L. Mansanillas. Calibration du détecteur. *Note interne STEREO*.
- [27] Ch Doll, H. G. Borner, T. Von Egidy, H. Fujimoto, and others. Gams5. *Journal of Research of the National Institute of Standards and Technology*, 105(1) :167, 2000. URL <http://search.proquest.com/openview/e9b5900f8123e98f33c55e4059da386e/1?pq-origsite=gscholar>.
- [28] IN20. Thermal neutron three-axis spectrometer with polarisation analysis. URL <https://www.ill.eu/instruments-support/instruments-groups/instruments/in20/description/layout-of-the-instrument/>.
- [29] O. Bourrion, J. L. Bouly, J. Bouvier, G. Bosson, V. Helaine, J. Lamblin, C. Li, F. Montanet, J. S. Real, T. Salagnac, and others. Trigger and readout electronics for the STEREO experiment. 11(02) :C02078. URL <http://iopscience.iop.org/article/10.1088/1748-0221/11/02/C02078/meta>.
- [30] Institut Laue Langevin. Nomad instrument control software. URL <https://forge.epn-campus.eu/projects/nomad>.

# Chapitre 3

## Estimation des bruits de fond gammas et neutrons

### Sommaire

---

<b>3.1 Introduction</b> . . . . .	<b>83</b>
<b>3.2 Site de STEREO et environnement proche</b> . . . . .	<b>84</b>
<b>3.3 Caractérisation du rayonnement gamma</b> . . . . .	<b>86</b>
3.3.1 Interaction des rayons gammas dans la matière . . . . .	86
3.3.2 Caractérisation du détecteur germanium de haute pureté et iodure de sodium utilisés . . . . .	87
3.3.3 Flux gamma induit par le bouchon H7 . . . . .	88
3.3.4 Flux gamma induit par les expériences voisines . . . . .	89
3.3.5 Influence des captures neutrons dans l'environnement proche du détecteur germanium . . . . .	90
3.3.6 Contribution au bruit de fond de la capture neutron sur l'azote $^{16}\text{N}$ . . . . .	91
3.3.7 Mesures directionnelles . . . . .	93
3.3.8 Impact sur les blindages . . . . .	96
<b>3.4 Caractérisation du bruit de fond neutrons à l'aide d'un détecteur à hélium <math>^3\text{He}</math></b> . . . . .	<b>96</b>
3.4.1 Détecteur de neutrons à hélium $^3\text{He}$ . . . . .	97
3.4.2 Mesure de l'ambiance neutron dans la casemate PN3 . . . . .	98
3.4.3 Neutrons rapides . . . . .	99
3.4.4 Mesures "directionnelles" . . . . .	102
3.4.5 Détermination du spectre en énergie des neutrons . . . . .	103
3.4.6 Impact sur les blindages . . . . .	105

---

### 3.1 Introduction

L'environnement en bruit de fond du détecteur STEREO est constitué principalement de rayonnements gamma et de neutrons produits par l'ILL, ainsi que par les muons cosmogéniques. L'ILL étant un réacteur de recherche, les neutrons produits dans le coeur du réacteur sont guidés jusqu'aux zones d'expériences par des lignes de faisceau, situées principalement au niveau C dans le hall expérimental où se situe également l'expérience STEREO. Pour le détecteur STEREO, cela présente malheureusement des inconvénients.

La détection des antineutrinos est basée sur la recherche en coïncidence temporelle d'un évènement qui a déposé entre [2 – 8] MeV, assimilable à l'annihilation du positron produit par la réaction  $\beta$ -inverse et d'un évènement retardé, qui a déposé entre [5 – 9] MeV, assimilable à l'émission de trois à quatre gammas par la désexcitation du gadolinium après capture du neutron produit par l'antineutrino. Dès lors, tout évènement reproduisant cette coïncidence autre que les antineutrinos est un bruit de fond. Nous pouvons donc recenser :

1. Deux évènements indépendants en coïncidence fortuite. Par exemple, deux rayons gammas entre [2 – 8] MeV et entre [5 – 9] MeV. Ou encore, un gamma entre [2 – 8] MeV qui déposerait son énergie quelque  $\mu\text{s}$  avant qu'un neutron thermique soit capturé par un noyau de gadolinium, imitant quasiment la réaction  $\beta$ -inverse.
2. Un seul et même évènement produisant deux signaux en coïncidence. La principale source pour ces évènements corrélés provient des neutrons rapides. Ces neutrons rapides peuvent provoquer des reculs de protons imitant le signal prompt, et après thermalisation seront capturés par un noyau de gadolinium.

Cette dernière contribution est principalement due par les neutrons rapides d'origine cosmogénique, en particulier par les muons qui interagissent par spallation avec les éléments lourds présents (comme le plomb ou le fer des blindages de STEREO). La production d'une partie de ces neutrons est aussi imputable directement au coeur du réacteur.

Le faible nombre d'évènements antineutrino attendus par jour (de l'ordre de 400) souligne la nécessité de connaître et de maîtriser les bruits de fond alentours afin d'atteindre un rapport signal sur bruit acceptable. C'est cela qui va définir la conception des différents blindages installés autour du détecteur, impactant directement la stratégie d'analyse.

La fréquence du bruit de fond accidentel  $\Phi_{\text{acc}}$  est calculée selon l'équation 3.1 :

$$\Phi_{\text{acc}} \simeq \Phi_{\text{prompt}} \times \Phi_{\text{retardé}} \times \tau \quad (3.1)$$

Avec  $\Phi_{\text{prompt}}$  la fréquence du bruit de fond produisant un signal dans la gamme d'énergie attendue pour le signal prompt (entre [2 – 8] MeV),  $\Phi_{\text{retardé}}$  la fréquence du signal retardé (entre [5 – 9] MeV) et  $\tau$  correspond à la largeur de la porte de coincidence temporelle de la réaction  $\beta$ -inverse recherchée, de l'ordre de  $3 \times 15 \mu\text{s}$ . La largeur de cette porte est définie comme trois fois le temps typique de capture du neutron dans le liquide scintillant, correspondant donc à une probabilité de capture de l'ordre de 99%.

Nous avons estimé pour les spécifications du détecteur STEREO (ainsi que pour le tracé de ses contours de sensibilité) un rapport signal sur bruit de l'ordre de 1.5 (voir figure 2.51) pour l'ensemble des bruits de fond. Nous allons considérer ici des contributions égales pour les deux types de bruits de fond, c'est-à-dire environ 0.5 pour le bruit de fond accidentel et environ 0.5 pour le bruit de fond corrélé. Ces critères permettent de calculer l'ordre de grandeur du produit  $\Phi_{\text{prompt}} \times \Phi_{\text{retardé}}$  :

$$\Phi_{\text{prompt}} \times \Phi_{\text{retardé}} = \frac{\Phi_{\text{acc}}}{\tau} \approx \frac{400 \text{ signaux} \cdot \text{jour}^{-1} \times 0.5}{45 \mu\text{s}} \quad (3.2)$$

$$\approx 5 \text{ Hz}^2 \quad (3.3)$$

$$\approx (2 \text{ Hz})^2 \quad (3.4)$$

Le calcul 3.4 permet d'estimer l'ordre de grandeur du bruit de fond acceptable dans STEREO, afin de permettre de remplir le cahier des charges du détecteur. Ce bruit de fond ne devrait pas dépasser quelques Hz pour des signaux provoquant un bruit de fond accidentel. De toute évidence, nous rechercherons à abaisser ce bruit de fond à son minimum, ce qui permettra d'améliorer la sensibilité de l'expérience STEREO.

Nous allons maintenant étudier l'implantation du détecteur sur site et son environnement proche, que nous avons caractérisé par des mesures de bruit de fond gammas et neutrons et à l'aide de simulations.

## 3.2 Site de STEREO et environnement proche

Le site d'installation de l'expérience STEREO est la casemate PN3 de l'ILL, où était installée l'expérience GAMS5 [1] et qui était alimentée par le tube de faisceau H7, délivrant un flux de neutrons pour exploitation. Pour l'expérience STEREO, cette ligne de faisceau a été bouchée pendant l'été 2014. Nous étudierons l'influence de ce bouchon dans la section 3.3.3.

La casemate PN3 est entourée par deux autres casemates (D19 et IN20) — voir les figures 3.1 et 3.2 pour illustration — où sont installées des expériences qui exploitent les lignes de faisceau de neutrons.

1. Expérience D19 : Il s'agit d'un diffractomètre de neutrons thermiques, qui a pour but d'étudier les structures cristallines [2]. D19 peut fonctionner dans deux configurations : une première, où le faisceau est directement dirigé contre le mur séparant les casemates D19 et PN3 et pointe vers le détecteur STEREO. La seconde configuration correspond au faisceau pointant vers l'arrière de la casemate D19. De plus, pour sélectionner les neutrons, l'expérience D19 utilise des monochromateurs, représentés sur la figure 3.3, qui induisent un flux de gammas produits par la capture des neutrons sur le monochromateur.
2. Expérience IN20 : Il s'agit de mesurer la polarisation des neutrons sur la ligne de faisceau H13 à l'aide d'un aimant supraconducteur, capable de produire un champ au niveau de l'aimant de 15T [3]. Le bruit de fond est là aussi double. En plus de produire des gammas par capture des neutrons sur les éléments du détecteur comme le monochromateur, représenté figure 3.4, le champ magnétique intense produit par leur aimant se fait sentir jusque dans la casemate de STEREO, pouvant atteindre une valeur de plusieurs gauss. Ce champ magnétique est capable de défléchir les électrons collectés dans les tubes photomultiplicateurs et drastiquement diminuer le signal mesuré par photoélectron, comme nous l'avons vu dans la section 2.2.5.

Trois murs protègent le détecteur STEREO des neutrons et des gammas émis : côté gauche entre PN3 et D19, en face entre le réacteur et PN3, et côté droit entre PN3 et IN20. La figure 3.1 représente cette configuration. Les murs

D19 et IN20 sont tous les deux constitués de béton, tandis que le mur frontal côté réacteur est constitué de 10 cm de plomb et de béton lourd. La photo 3.2 montre une vue d'ensemble de la casemate, prise du même angle que le plan de la figure 3.1.

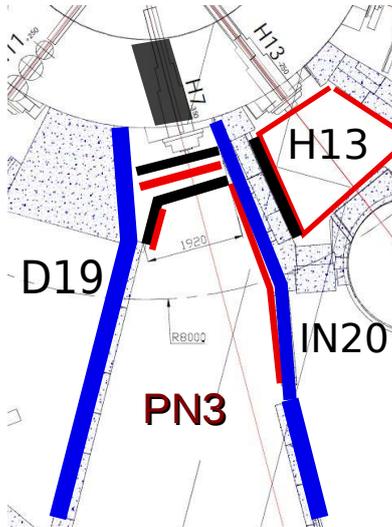


FIGURE 3.1 – Plan du site d’installation de STEREO avec en bleu les murs en béton, en rouge les différentes feuilles de  $B_4C$  qui existent déjà, et en noir les murs en plomb, avant modification des blindages et l’aménagement du site (tiré de [4]).



FIGURE 3.2 – Photo du site d’implantation de STEREO à l’ILL, la casemate PN3. L’expérience IN20 est visible sur le côté droit de la figure, tandis que l’expérience D19 est cachée par le mur entre les deux casemates côté gauche.

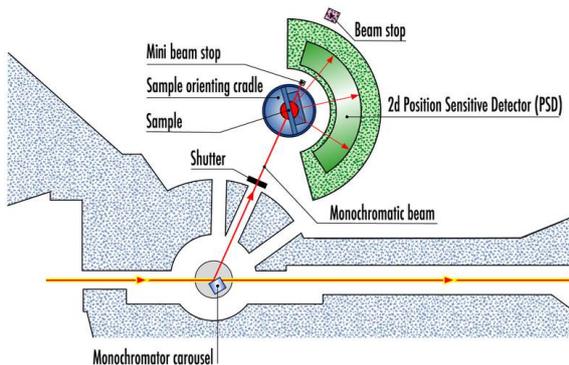


FIGURE 3.3 – Schéma du diffractomètre à neutrons installé dans la casemate D19.

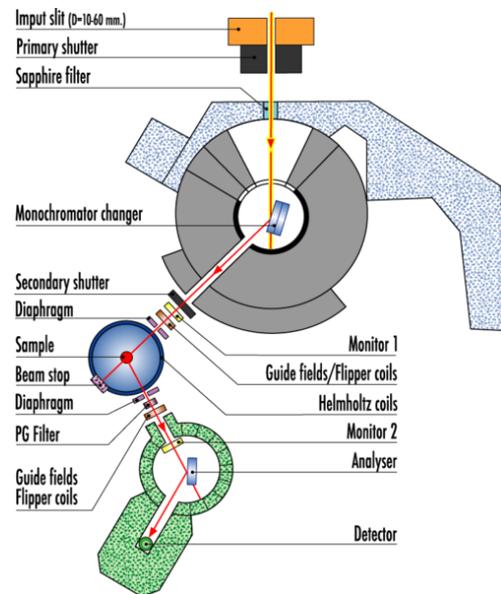


FIGURE 3.4 – Schéma du polariseur à neutrons installé dans la casemate IN20.

Dans les sections suivantes, nous précisons si, lors des mesures de bruit de fond, les expériences avoisinantes exploitent leur ligne de faisceau. Nous utiliserons la même convention que sur la figure 3.1 pour dénommer les murs de la casemate, à savoir le mur *réacteur* entre STEREO et le coeur du réacteur, et de même entre STEREO et les casemates D19 ou IN20. Dans ce dernier cas, nous distinguerons deux zones, à savoir le mur *H13*, entre PN3 et l’entrée de la ligne de faisceau H13 dans l’expérience IN20, et le mur *IN20* à proprement parler, qui sépare les deux expériences.

### 3.3 Caractérisation du rayonnement gamma

Les rayons gammas peuvent provoquer un bruit de fond accidentel dans le détecteur, en étant à l'origine d'une coïncidence fortuite entre deux signaux indépendants. Nous avons caractérisé le flux de gammas à l'ILL dans les fenêtres en énergie correspondant au signal prompt de [2 – 8] MeV et retardé de [5 – 9] MeV.

Nous avons utilisé dans ce but deux détecteurs différents. L'un est basé sur un cristal de germanium refroidi à très basse température, le rendant semiconducteur et offrant une excellente résolution permettant l'identification précise des raies d'émission.

L'autre détecteur est basé sur un cristal scintillant d'iodure de sodium — ou  $NaI$ , offrant une résolution moindre mais une bien meilleure efficacité.

L'utilisation de ce détecteur est complémentaire avec celui au germanium : étant plus efficace, il permet de faire des acquisitions plus rapides. Certaines mesures faites avec le détecteur germanium ont duré plusieurs jours, alors que l'environnement gamma du site de STEREO est variable du fait de l'activité des expériences voisines. Pour être en mesure d'identifier leurs contributions sur l'ambiance gamma, l'utilisation du détecteur  $NaI$  permet d'effectuer plus de mesures dans un laps de temps plus court, où la configuration des expériences voisines est moins susceptible de changer. Il faut ensuite pouvoir normaliser les spectres des deux détecteurs entre eux — nous reviendrons sur ce point à la section 3.4.4.

#### 3.3.1 Interaction des rayons gammas dans la matière

Le principe de la détection des rayons gammas dans la matière est basé sur l'ionisation, c'est-à-dire le transfert total ou partiel de son énergie aux électrons. Trois types d'interaction peuvent se produire, en fonction de l'énergie [5] :

1. L'effet photoélectrique, qui domine à basse énergie : un électron est arraché du noyau par un gamma d'énergie  $E_\gamma = h\nu$  et repart avec l'énergie  $E_{e^-} = E_\gamma - E_l$  avec  $E_l$  l'énergie de liaison de l'électron arraché, qui est donc quantifié.
2. La diffusion Compton, qui domine jusqu'à  $\mathcal{O}(\text{MeV})$  : un gamma diffuse inélastiquement sur les électrons du matériau, l'énergie de l'électron diffusée est fonction du gamma incident et produit un *front Compton* sur les spectres.
3. La création de paires, qui domine au delà. C'est bien évidemment une réaction à seuil de  $2m_e = 1.022 \text{ MeV}$ .

Ces électrons produits peuvent être collectés directement (à l'aide d'un détecteur à semi-conducteur par exemple) ou indirectement (détecteur à scintillation), pour détecter la présence d'un gamma et mesurer son énergie.

Mais cette énergie déposée — hormis par effet photoélectrique où le gamma est complètement absorbé, n'est pas toujours égale à l'énergie du rayon incident, mais va constituer un spectre en énergie *continu* en plus du front Compton. La figure 3.5 montre comment les rayons gamma, après diffusion Compton, peuvent s'échapper du matériau de détection, ou après création d'une paire et échange d'énergie. La taille du détecteur va donc jouer un rôle important, si la cascade électromagnétique induite par le gamma est contenue ou non en son sein. La forme du spectre typique va aussi dépendre de l'énergie des rayons incidents.

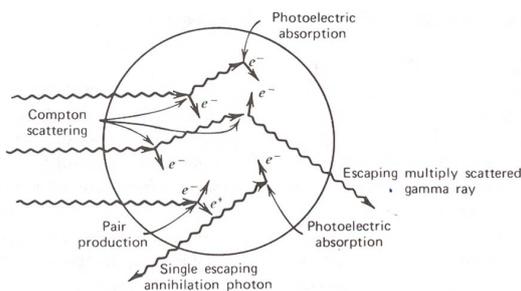


FIGURE 3.5 – Schéma des trois types d'interaction à l'intérieur du détecteur [5].

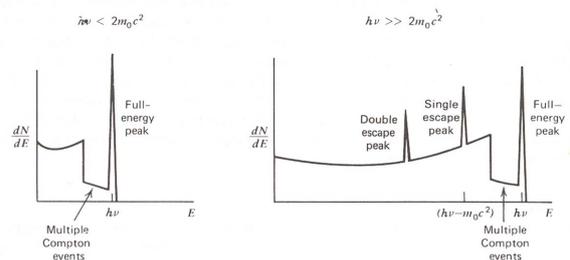


FIGURE 3.6 – Schéma du spectre en énergie attendu en fonction de l'énergie incidente du gamma [5].

La figure 3.6 représente la forme du spectre gamma attendu, pour un gamma incident d'énergie inférieure à 1.022 MeV (énergie seuil de la création de paire) et d'énergie supérieure. Outre le pic produit par l'absorption totale situé à droite de chacun des spectres, il est précédé par le front Compton représentant la perte d'énergie continue lors de la diffusion du photon dans le détecteur. Dans le cas de la création de paire (spectre de droite), le positron émis va très vite s'annihiler avec un électron du cristal pour former deux photons de 0.511 MeV, et on peut imaginer que l'un ou les deux photons nouvellement créés peuvent s'échapper du détecteur sans interagir à l'intérieur. Ce sont ces pics que l'on peut repérer à 0.511 MeV et 1.022 MeV, très utiles pour repérer le pic de la perte d'énergie totale du gamma incident.

### 3.3.2 Caractérisation du détecteur germanium de haute pureté et iodure de sodium utilisés

Les mesures de bruits de fond gamma réalisées à l'ILL ont été effectuées à l'aide de deux détecteurs germanium à haute pureté des marques Canberra (modèle 7229N) [6] et Ortec [7]. Ce sont des détecteurs coaxiaux fonctionnant à une température de 77K, portant l'énergie du gap entre bande de valence et de conduction du cristal de germanium à  $E_g = 0.7$  eV, le rendant semiconducteur. Les électrons peuvent franchir le gap énergétique entre la bande de valence et la bande de conduction du cristal semiconducteur, et vont être accélérés par une haute tension pour produire un courant électrique. La charge du signal mesurée est proportionnelle à l'énergie de ces électrons, et donc à l'énergie d'interaction des rayonnements gammas. De plus, cette basse température est nécessaire afin de ramener la production thermique de porteurs de charge (par conséquent le courant de fuite inverse) de ces détecteurs à un niveau acceptable. Dans le cas contraire, le bruit produit par le courant de fuite détruit la résolution énergétique du détecteur germanium [8].

Ces détecteurs s'articulent autour d'un cristal de germanium d'une forme cylindrique avec un trou en son centre. Cette géométrie particulière va provoquer une asymétrie sur l'efficacité de détection sur le cristal. Cet effet a été évalué au sein de la collaboration [4] par simulation à l'aide du logiciel MCNPX [9] et est représenté à la figure 3.8.

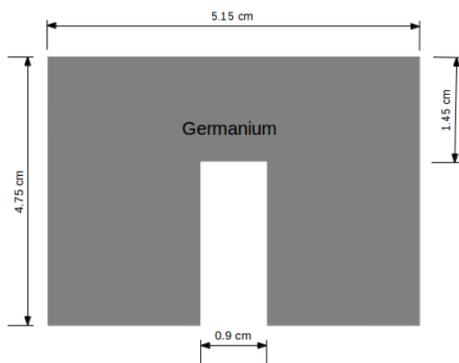


FIGURE 3.7 – Géométrie du cristal de germanium implémentée dans la simulation MCNPX.

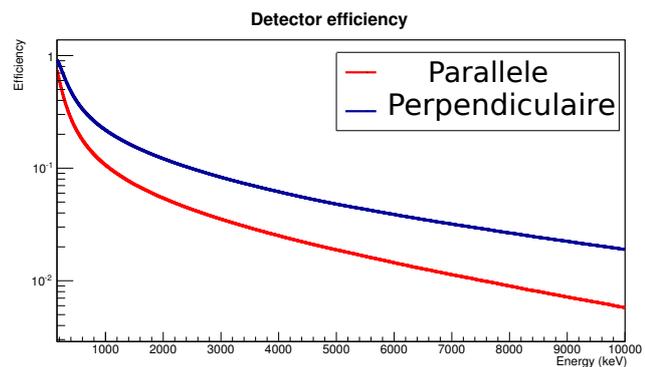


FIGURE 3.8 – Efficacité de détection du cristal pour des rayons gamma incident parallèlement à l'axe du cylindre (en rouge) et perpendiculairement (en bleu), pour un pic de pleine énergie.

La calibration a été effectuée avec une source d'euporium  $^{152}\text{Eu}$  placée juste devant le détecteur à germanium. Les différentes raies gamma émises par la source sont décrites dans le tableau 3.9.

Energy (keV)	Intensité relative (%)
121.78	28.37
244.70	7.53
344.28	26.57
778.90	12.97
964.10	14.63
1085.84	10.13
1112.07	13.54
1408.01	20.85

FIGURE 3.9 – Raies gamma de référence de la source d'euporium  $^{152}\text{Eu}$ .

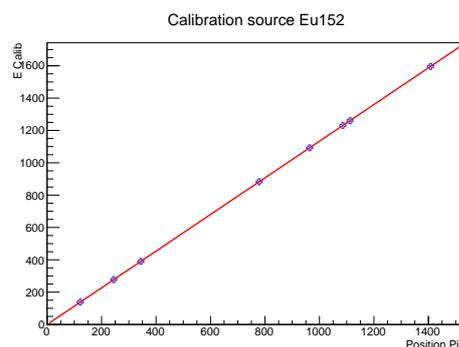


FIGURE 3.10 – Ajustement des raies de l'euporium à l'aide d'une loi linéaire.

Après identification des pics, leurs positions ont été ensuite ajustées à l'aide d'une loi linéaire,  $E_{\text{calib}} = \alpha_0 + \alpha_1 \times E$ , ce que nous avons représentée sur la figure 3.10. Nous disposons à présent d'une calibration en énergie, et un spectre typique mesuré avec la source d'euporium est représenté sur la figure 3.11.

Ce spectre calibré permet ensuite d'estimer le flux de rayons gammas à la surface du germanium. Il faut pour cela déconvoluer les pics de pleine énergie en utilisant la valeur de l'efficacité que nous avons simulée précédemment. Les fronts Compton que nous pouvons voir sur les spectres mesurés proviennent de l'interaction des gammas dans le cristal de germanium, et ne correspondent pas aux spectres émis par les sources de gamma autour du site de STEREO.

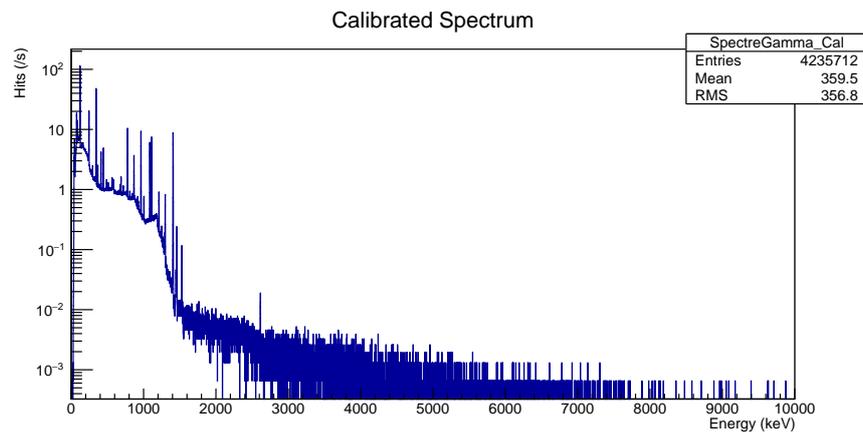


FIGURE 3.11 – Spectre calibrée de la source d’euporium.

Nous pouvons ensuite construire un spectre correspondant au flux de gammas incident *vrai* sur le cristal, en identifiant les pics des raies d’emissions des éléments connus, déconvolués de l’efficacité du cristal, et en supprimant les fronts Compton entre les pics. Ces spectres déconvolués nous seront utiles pour générer dans la simulation du détecteur STEREO les gammas et évaluer leur impact sur le bruit de fond pour les fenêtres d’énergie correspondant au signal *prompt* ([2 – 8] MeV) et *retardé* ([5 – 9] MeV). Nous utiliserons ces simulations dans le but d’estimer la taille des blindages nécessaires pour atténuer ce bruit de fond, de manière à respecter le cahier des charges de l’expérience, où le rapport signal sur bruit a été fixé à 1.5.

Le cristal de germanium des détecteurs est porté à la haute tension de 2.1 kV fournie par un module CAEN. Un préamplificateur de charges convertit la décharge électrique produite par les électrons passant à la bande de conduction, pour obtenir un signal électrique. Le signal est ensuite enregistré par un analyseur multi-canal chargé de la numérisation ; le résultat est ensuite lu par l’ordinateur.

Le détecteur à iodure de sodium NaI est calibré à l’aide de la même source d’euporium selon le même principe que précédemment. Les spectres réalisés à l’aide du détecteur NaI possèdent une moins bonne résolution, comme nous pouvons le voir sur la figure 3.12. Ils ne nous serviront pas à identifier les raies d’emissions des éléments environnant le site de STEREO, mais seront utilisés pour faire des mesures rapides, qui seront ensuite renormalisées par rapport à un spectre de référence germanium. La procédure consiste à réaliser deux spectres dans les mêmes configurations et positions avec les deux détecteurs germanium et NaI, qui serviront de normalisation. Ainsi, nous utiliserons le spectre germanium pour identifier précisément les raies d’emissions, tandis qu’avec le détecteur NaI nous pourrions déduire le taux de comptage de ces raies. Tous les spectres NaI mesurés ensuite seront renormalisés par rapport à ce spectre de référence, et nous en déduirons là aussi les taux de comptages associés à chaque raie pour ces spectres.

### 3.3.3 Flux gamma induit par le bouchon H7

Pour l’expérience STEREO, cette ligne de faisceau a été obstruée durant l’été 2014. Ce bouchon est constitué de boral, de plomb et de béton lourd dans cet ordre respectif. Ainsi, les neutrons thermiques sont capturés par le bore, évitant qu’un trop grand nombre de neutrons soient arrêtés ensuite par le plomb et le béton, qui émettent des rayonnements gammas lors de leur désexcitation. Le rôle de ces deux dernières couches est justement d’absorber les rayonnements gammas produits par la capture des neutrons sur le bore, et non d’en induire des nouvelles. Derrière suit à nouveau du boral pour capturer les neutrons qui ont survécu à ces premières couches, puis du plomb pour absorber les gammas résiduels.

L’étude du bouchon pour sa conception a été réalisée en simulation [4] et le flux de neutrons d’énergie inférieure à 1 eV en sortie de la ligne H7 est estimé à  $5 \cdot 10^6 \text{ n} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$  à présent, tandis que le flux de gamma est de l’ordre de  $1.6 \cdot 10^7 \text{ } \gamma \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ . La photo sur la figure 3.13 montre le bouchon utilisé dans la ligne de faisceau H7.

Nous avons pu valider l’efficacité du bouchon lors d’une mesure du spectre gamma avec le réacteur en fonctionnement tandis que D19 et IN20 étaient toutes deux à l’arrêt. Nous pouvons calculer que la contribution résiduelle à l’ambiance générale gamma n’est que de l’ordre de 1.5% dans le domaine [2 – 8] MeV et de 1.2% dans le domaine [5 – 9] MeV [4].

### 3.3.4 Flux gamma induit par les expériences voisines

L’environnement général des rayons gammas dans la casemate PN3 a été mesuré intensivement   différents endroits pour identifier l’effet des expériences alentours. Une position de référence a été définie à l’avant de la

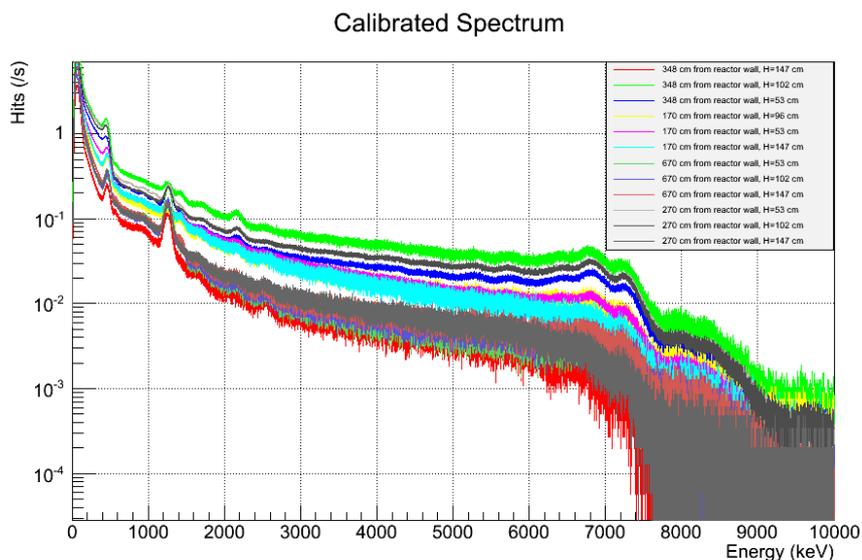


FIGURE 3.12 – Exemple de spectres réalisés avec le détecteur NaI. Les pics sont beaucoup moins résolus qu’avec le détecteur germanium, mais ce détecteur permet de réaliser des mesures plus rapides.



FIGURE 3.13 – Photo du bouchon utilisé dans la ligne de faisceau H7

casemate — juste devant le détecteur STEREO. Nous avons mesuré le flux gamma dans différentes configurations des expériences voisines.

La figure 3.14 montre la position du détecteur dans la casemate. Le cristal de germanium pointe dans la direction de IN20. Les spectres représentés sur la figure 3.15 ont été effectués quand l’expérience D19 était en fonctionnement, tandis que l’expérience IN20 a été alternativement en marche et à l’arrêt, respectivement en rouge et en bleu sur la figure.

Ces deux mesures mettent en lumière la corrélation entre l’activité de l’expérience IN20 et le bruit de fond gamma. Les raies identifiées proviennent de la capture des neutrons sur les matériaux ferreux ou contenant de l’aluminium aux alentours de la casemate. Le tableau 3.1 montre les principales raies de haute énergie caractéristiques du spectre, dans la fenêtre d’énergie du signal retardé attendu.

Nous observons aussi la raie de capture neutron sur le germanium du détecteur à 596 keV. Une autre raie est observée à 6128 keV qui provient de la capture neutron sur de l’azote 16. Cet élément est très présent dans les circuits de désactivation des réacteurs nucléaires : nous chercherons à détecter les sources de ces émetteurs dans la partie suivante sur les mesures directionnelles 3.4.4.



FIGURE 3.14 – Position de référence définie pour la mesure de l'ambiance gamma dans la casemate.

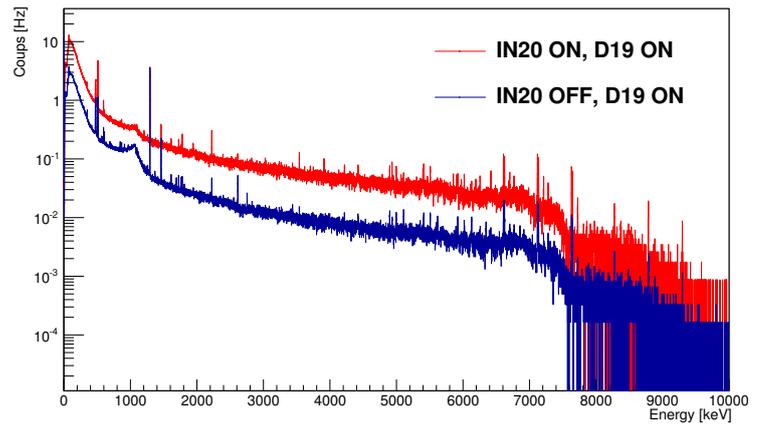


FIGURE 3.15 – Spectre réalisé au cours de l'été 2014 pendant un cycle réacteur et les expériences D19 et IN20 actives (en rouge), et uniquement avec D19 (en bleu)

Isotope	Energie (keV)
$^{16}\text{N}$	6128
$^{27}\text{Al}$	7724
$^{56}\text{Fe}$	7631 et 7645
$^{63}\text{Cu}$	7916
$^{73}\text{Ge}$	596

TABLE 3.1 – Raies principales et caractéristiques des éléments identifiés dans le spectre 3.15.

Configuration		Taux	
D19	IN20	[2-8] MeV	[5-9] MeV
✓	✓	202.9 Hz	33.0 Hz
✓	x	30.4 Hz	6.1 Hz
x	x	3.1 Hz	0.4 Hz

TABLE 3.2 – Taux bruts mesurés avec le détecteur germanium à la position de la figure 3.14 et en fonction de l'activité des expériences D19 et IN20.

Le tableau 3.2 résume les taux bruts mesurés avec le détecteur germanium à la position de référence représentée sur la figure 3.14. Le rapport entre les taux de comptage quand l'expérience IN20 est en fonctionnement (ou non) est de l'ordre de 85% pour des rayons gamma entre [2 – 8] MeV et de 82% entre [5 – 9] MeV. L'expérience IN20 a donc été identifiée comme la source majeure du bruit de fond gamma. Alors qu'un renfort de blindage en plomb de 10 cm existe déjà contre le mur H13, l'atténuation qu'il fournit est encore trop faible. Des mesures au cours de l'été 2013 avaient été effectuées à la même position, mais en l'absence de ce mur de plomb [4]. Elles avaient révélé que le taux de comptage n'a été diminué que d'un facteur 1.3 avec ce mur. Nous expliquons cette faible atténuation par le flux toujours important des neutrons thermiques qui arrivent à l'arrière de la casemate PN3.

### 3.3.5 Influence des captures neutrons dans l'environnement proche du détecteur germanium

Nous avons identifié précédemment sur le spectre de la figure 3.15 les raies de captures du fer et de l'aluminium produit par les matériaux environnant la casemate. Dans le but de confirmer l'origine de ces captures, nous avons placé le détecteur germanium dans une boîte en bois recouvert de feuille de carbure de bore  $\text{B}_4\text{C}$ , qui est un excellent absorbeur de neutrons thermiques. Les feuilles de  $\text{B}_4\text{C}$  vont donc absorber les neutrons produits à l'extérieur de la boîte et empêcher les captures neutrons dans l'environnement proche du détecteur, en particulier sur le cristal de germanium et sur l'aluminium contenu dans le deware de refroidissement.

Les mesures ont été effectuées alors que les expériences IN20 et D19 étaient en fonctionnement. Le détecteur a été cette fois-ci placé à 4 m du mur frontal, soit au milieu de la position de STEREO (voir figure 3.16).

Nous avons comparé pour les raies du germanium, du fer, de l'aluminium et de l'azote  $^{16}\text{N}$  la contribution avec et sans la boîte de  $\text{B}_4\text{C}$ . Les résultats sont résumés dans le tableau 3.3 [4].

L'efficacité de la boîte de  $\text{B}_4\text{C}$  est clairement visible sur la raie de capture du germanium : le taux de comptage passe de 1769 mHz à moins de 2 mHz, ce qui valide l'utilisation de la boîte et sa capacité à discriminer les captures produites à l'intérieur de celles produites à l'extérieur. De même, les raies produites par les captures sur l'aluminium sont sensiblement réduites de -35%, prouvant qu'une partie du spectre venait des captures sur le réservoir du deware du détecteur.

En revanche, nous constatons que les raies dues aux captures sur le fer et l'azote ne sont pas affectées par la



FIGURE 3.16 – Détecteur germanium recouvert par la boîte en feuille de B<sub>4</sub>C.

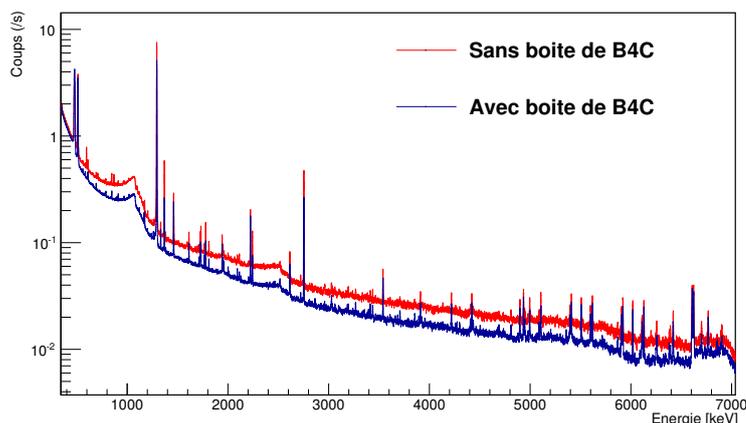


FIGURE 3.17 – Spectre réalisé avec la boîte de B<sub>4</sub>C et sans.

Isotope	Sans B <sub>4</sub> C	Avec B <sub>4</sub> C
<sup>73</sup> Ge	1769 mHz	< 2 mHz
<sup>56</sup> Fe	177 mHz	174 mHz
<sup>27</sup> Al	34 mHz	26 mHz
<sup>16</sup> N	117.3 mHz	112.5 mHz

TABLE 3.3 – Comparaison entre les flux mesurés pour des raies à hautes énergies avec et sans la boîte et B<sub>4</sub>C.

présence de la boîte, ce qui indique qu'elles sont produites dans les environs de la casemate PN3, et nous soupçonnons qu'elles proviennent du mur réacteur renforcé en béton lourd.

### 3.3.6 Contribution au bruit de fond de la capture neutron sur l'azote <sup>16</sup>N

Dans le spectre gamma mesuré, nous avons identifié la raie correspondant à la capture neutron sur de l'azote <sup>16</sup>N. Or, une expérience récente de mesure du flux d'antineutrinos auprès du réacteur Osiris de l'IRFU du CEA-Saclay a montré que la contribution était associée aux circuits primaires de désactivation du réacteur sur la production des gammas à 6128 keV dues aux captures sur l'azote <sup>16</sup>N [10]. En effet, l'eau du circuit primaire est chargée en azote <sup>16</sup>N produit par capture neutronique sur l'oxygène. Cette contribution s'avère particulièrement critique pour leur bruit de fond et a été sous-estimée pendant l'élaboration de leurs blindages.

La casemate PN3 est malheureusement située juste au dessus de deux boucles de refroidissement du circuit primaire de l'ILL, comme le montre la figure 3.18.

Nous avons déplacé le détecteur germanium sur le sol de la casemate PN3 à la recherche d'un éventuel "point chaud" vis-à-vis de la raie de l'azote <sup>16</sup>N :

1. Trois mesures au niveau de la boucle B44 (voir figure 3.18), à 63, 133 et 153 cm du mur frontal de la casemate et à 10 cm du mur entre H13 et PN3.
2. Une mesure à 232 cm du mur frontal, où nous supposons que nous ne nous trouvons plus au dessus de la boucle du circuit de désactivation, mais au dessus d'un mur du niveau inférieur, où la raie devrait disparaître.
3. Une mesure au niveau du détecteur STEREO où nous supposons trouver la raie, car la seconde boucle se situerait juste en dessous
4. Une position loin des boucles du côté du mur D19, où nous escomptons ne pas voir la raie de l'azote.

Les taux de comptage obtenus pour la raie de l'azote sont présentés dans le tableau 3.3.6. Les mesures ont été effectuées avec les expériences avoisinantes IN20 à l'arrêt et D19 en fonctionnement. Nous obtenons les taux de comptages de l'azote 16 plus importants le long du mur H13 au dessus de la première boucle de refroidissement, pour un taux brut de l'ordre de 100 mHz. Au dessus de la boucle numéro deux qui se situe sous le détecteur STEREO nous mesurons un taux inférieur de l'ordre de 60 mHz.

Nous avons ensuite réalisé des mesures avec le détecteur germanium blindé sur le dessous avec des briques de plomb de 10 cm d'épaisseur. La figure 3.22 montre l'atténuation attendue par-rapport à l'énergie du gamma incident, en fonction de l'épaisseur de plomb à traverser. Nous nous attendons à une réduction d'un facteur 100 grâce à cette configuration. La figure 3.21 montre les spectres mesurés dans plusieurs configurations : nous comparons le spectre

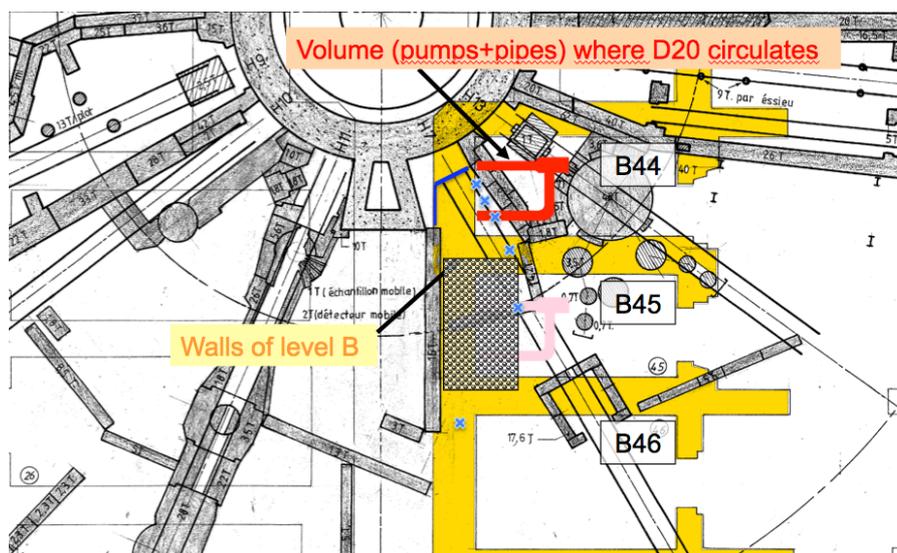


FIGURE 3.18 – Position des boucles du circuit primaire de désactivation du réacteur (en rouge et rose) par rapport à la casemate PN3. Le détecteur STEREO est représenté (rectangle hachuré) et les positions des mesures avec le détecteur germanium (croix bleues).

Position	Comptages $^{16}\text{N}$ (en Hz)
Boucle 1 63 cm du mur frontal	0.103
Boucle 1 133 cm du mur frontal	0.091
Boucle 1 153 cm du mur frontal	0.088
Mur niveau B 232 cm du mur frontal	0.059
Boucle 2	0.046
Loin a cote du mur D19	$< 10^{-3}$

FIGURE 3.19 – Taux de comptages de la raie de l'azote 16 à différentes positions par rapport aux boucles de refroidissement.

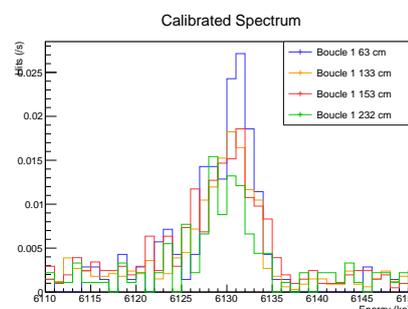


FIGURE 3.20 – Zoom sur la raie de l'azote 16 pour les mesures aux quatre positions au dessus de la boucle de désactivation 1.

sans blindage en bleu avec celui mesuré quand nous enfermons le cristal dans un blindage de plomb de 20 cm couvert isotropiquement (en rouge). La figure 3.23 montre une photo du blindage isotropique.

Tous ces spectres ont été obtenus au dessus de la boucle de désactivation numéro B45 (voir schéma figure 3.18). Nous mesurons une réduction plus faible que celle attendue, qui s'explique par le fait que les gammas provenant de la boucle B45 sont émis selon un angle solide qui n'est pas couvert par le blindage plomb quand il est positionné uniquement sous le cristal. En blindant de tous les côtés, on obtient bien l'atténuation attendue, ce qui confirme l'origine de ces rayons gammas.

Nous pouvons dès à présent déterminer le taux de comptage attendu dans STEREO par les gammas produits par capture de neutrons sur l'azote 16 dans les boucles du circuit de refroidissement. L'efficacité du détecteur germanium pour cette énergie (6128 keV) est de 1.4%, le taux de rayons gammas incidents sur le cristal de germanium vaut  $0.057/0.014 = 4.3 \gamma \text{ s}^{-1}$ . Nous pouvons rapporter ce taux à la surface au sol de STEREO, qui est de  $2.7 \text{ m}^2$ . Pour le cristal de germanium d'une surface de  $80 \text{ cm}^2$ , nous obtenons un taux de comptage à la surface de STEREO de 1.4 kHz.

L'atténuation fournie par le blindage de STEREO a été évaluée en simulation en générant des rayons gammas monoénergétique de 6128 keV perpendiculairement à la surface du blindage en face du détecteur, grâce à la librairie Geant4. La probabilité d'être acceptée dans la fenêtre de l'évènement retardé, c'est-à-dire de déposer dans le détecteur une énergie comprise entre  $[5 - 9] \text{ MeV}$  est de  $2 \cdot 10^{-5}$  avec un blindage de 20 cm d'épaisseur. Cette valeur est calculée en prenant l'intégrale dans la fenêtre en énergie du nombre d'évènements qui ont effectivement déposé leur énergie par rapport au nombre total d'évènements simulés. Cette probabilité est constante entre 6 et 8 MeV. Avec un taux attendu de 1.4 kHz à la surface de STEREO, le taux de gammas émis par l'azote  $^{16}\text{N}$  détecté dans la fenêtre retardée par STEREO serait alors de l'ordre  $\Phi_{^{16}\text{N}} = 1400 \times 2 \cdot 10^{-5} = 28 \text{ mHz}$ . Cette valeur est conforme à la marge requise pour le rapport signal sur bruit que nous attendons — voir l'introduction de ce chapitre à la section 5.1.

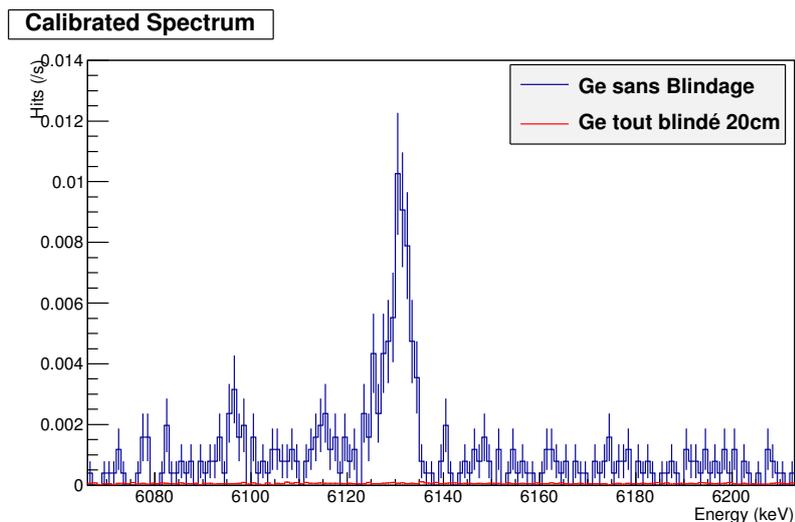


FIGURE 3.21 – Spectre gamma mesuré au dessus de la boucle de désactivation B45, dans différentes configuration de blindages en plomb autour. Le spectre bleu correspond à une configuration sans blindage, tandis qu'en rouge 20 cm de plomb sont installés sous le cristal de germanium.

### 3.3.7 Mesures directionnelles

Les détecteurs germanium et à l'iodure de sodium dont nous disposons ne permettent pas à eux seuls de déterminer la position des sources des rayonnements gammas. Pour réaliser des mesures *directionnelles*, nous avons blindé avec du plomb le détecteur germanium en laissant seulement une ouverture à l'avant.

À partir de la longueur d'interaction du plomb, nous pouvons déterminer le facteur d'atténuation attendu en fonction de l'épaisseur de plomb traversé et de l'énergie du gamma incident. Nous avons représenté ce facteur dans la figure 3.22.

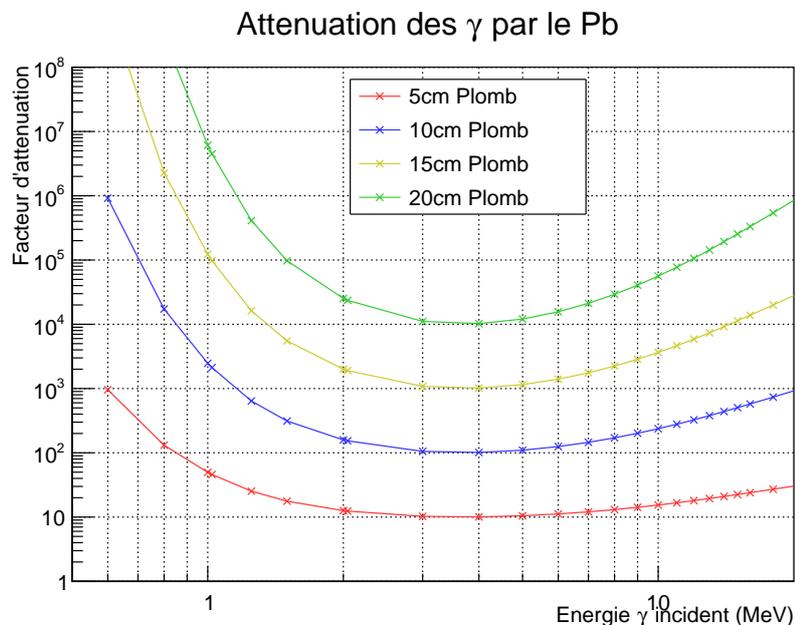


FIGURE 3.22 – Atténuation attendue des rayonnements gamma en fonction de l'énergie, pour différentes épaisseurs de plomb

Le blindage en plomb est constitué de 20 cm de plomb sur les côtés et de 15 cm de plomb au dessus et en dessous. Il recouvre tout le cristal du détecteur de germanium. À l'arrière du détecteur, nous avons rajouté 10 cm de plomb pour compléter le blindage. Il n'existe une ouverture dans le plomb qu'au bout du détecteur ; ainsi, on peut *pointer* le

crystal dans une direction particulière pour mesurer le taux de comptage de rayons gamma. Les photos 3.23 et 3.24 montrent le détecteur germanium enfermé dans son blindage qui pointe vers les expériences avoisinantes D19 et IN20.



FIGURE 3.23 – Détecteur germanium pointant vers l'expérience D19



FIGURE 3.24 – Détecteur germanium pointant vers l'expérience IN20

Nous avons réalisé un blindage similaire avec le détecteur à l'iodure de sodium avec 10 cm de plomb dans toutes les directions exceptés donc dans celle du mur où l'on pointe le détecteur.

### 3.3.7.1 Scan du mur D19

Nous avons effectué deux scans du mur D19 pour mesurer l'effet de la configuration de cette expérience sur le flux de gamma. En effet, l'expérience D19 peut se dérouler selon deux dispositions, la première où leur faisceau de neutrons est pointé directement contre le mur et donc vers le détecteur STEREO, et une autre où il est parallèle au mur D19 et il est dirigé alors vers l'arrière de la casemate.

Lors du premier scan, D19 était dans la configuration où le faisceau de neutron était dirigé vers STEREO. Lors du deuxième, la ligne de faisceau était dirigée vers l'arrière. Dans les deux configurations, les détecteurs étaient blindés isotropiquement sauf dans la direction du mur D19, pour n'être sensible qu'aux gammas provenant du mur.

Les figures 3.25 et 3.26 présentent des cartes du taux de comptage au delà de 5 MeV mesurés en fonction de la zone où pointe le cristal d'iodure de sodium. Elles sont représentées directement sur le mur D19, avec en  $\vec{x}$  la position par rapport au mur réacteur et en  $\vec{y}$  par rapport au sol.

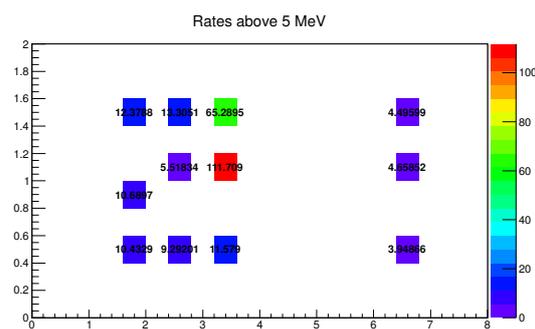


FIGURE 3.25 – Carte des taux de comptage au delà de 5 MeV mesurés grâce au détecteur à iodure de sodium pointant vers le mur D19. L'expérience D19 est active et sa ligne de faisceau pointe vers STEREO

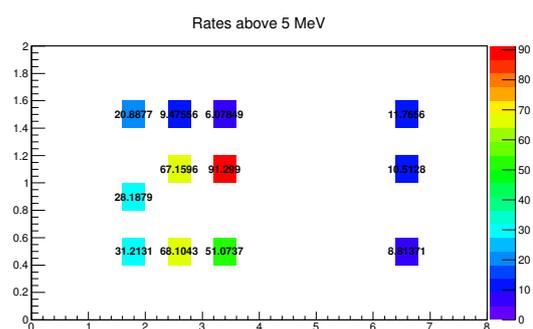


FIGURE 3.26 – Carte des taux de comptage au delà de 5 MeV mesurés grâce au détecteur à iodure de sodium pointant vers le mur D19. L'expérience D19 est active et sa ligne de faisceau pointe vers l'arrière de la casemate

Les contributions les plus intéressantes à identifier sont celles des raies du fer et de l'aluminium, qui sont des matériaux prépondérants dans notre environnement proche et émettant des gammas d'une énergie d'environ 7500 keV.

Au niveau de la position du détecteur STEREO, le flux mesuré des raies de l'aluminium et du fer combinés sur le détecteur germanium dans le cas où le faisceau de neutron de D19 est pointé contre le mur correspond à 0.14 Hz. Rapporté à la surface de STEREO, nous obtenons un flux de de rayons gammas de l'ordre de 140 Hz.

Les mêmes mesures ont été effectuées lorsque le faisceau de neutrons de D19 pointe vers l'arrière de la casemate, où le flux sur le détecteur germanium vaut 2.88 Hz. Rapporté à la surface de STEREO, nous obtenons cette fois ci un flux de 2800 Hz, bien plus important que dans la première situation où le faisceau s'arrête contre le mur où se situe STEREO.

La contribution de l'expérience D19 a aussi été reproduite en simulation pour déterminer l'atténuation procurée par le blindage interne de STEREO de 10 cm de plomb sur les raies de l'aluminium et du fer, qui est de l'ordre de  $3 \cdot 10^{-3}$ . Le taux d'évènement retardé résultant est calculé pour les deux configurations de D19 en fonction de l'alignement de leur faisceau de neutrons :

- Pour la ligne de faisceau frappant le mur D19 :  $\Phi_{\text{retardé}} = 140 \times 3 \cdot 10^{-3} = 420$  mHz. Comparé aux limites du cahier des charges, c'est à dire que nous souhaitons limiter le bruit de fond à l'ordre du Hz, ce taux de comptages estimé pourrait être suffisant. Néanmoins, en raison de l'inhomogénéité du flux sortant, nous estimons par précaution que l'ajout d'un blindage additionnel paraît nécessaire.
- Pour la ligne de faisceau parallèle au mur D19 :  $\Phi_{\text{retardé}} = 2800 \times 3 \cdot 10^{-3} = 8.4$  Hz. Ce taux est supérieur aux spécifications de STEREO. L'ajout d'un apport supplémentaire en blindage est à présent obligatoire. Le mur entre D19 va être reconstruit avec 10 cm d'épaisseur de plomb à l'intérieur, permettant une atténuation supplémentaire d'un facteur 100. Le taux d'évènement retardé dans cette configuration la plus défavorable retombe à 80 mHz, ce qui est acceptable pour le détecteur STEREO.

### 3.3.7.2 Scan du mur IN20

De la même manière, nous avons effectué avec les mêmes blindages un scan du mur IN20. La figure 3.27 présente les taux de comptage mesurés au delà de 5 MeV à l'aide du détecteur à iodure de sodium.

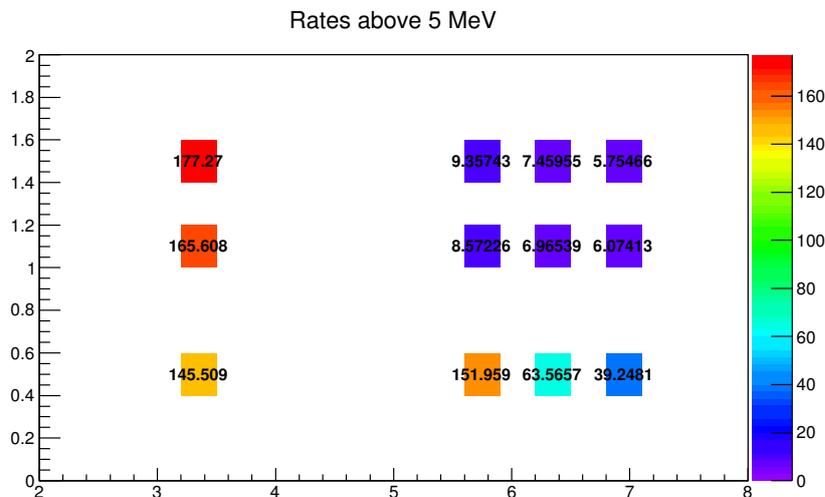


FIGURE 3.27 – Carte des taux de comptage au delà de 5MeV mesuré grâce au détecteur à iodure de sodium pointant vers le mur IN20. L'expérience IN20 est active.

Le scan à différentes orientations sur le mur IN20 montre d'importantes inhomogénéités sur les raies de capture de l'aluminium, du cuivre et du nickel principalement. Le flux mesuré qui nous intéresse particulièrement correspond à la somme des raies du Fer (7631 keV et 7645 keV), de l'aluminium (7724 keV), du cuivre (7402 et 7913 keV) et du nickel (8533 et 8997 keV) est de l'ordre de 10.7 Hz sur le cristal de germanium. Rapporté à la surface de STEREO, nous obtenons un flux atteignant la surface du détecteur de 10.4 kHz.

La contribution de l'expérience IN20 a aussi été reproduite en simulation et l'atténuation procurée par les blindages internes de STEREO de 10 cm de plomb est donc du même ordre que du côté de l'expérience D19 de  $3 \cdot 10^{-3}$ . Le taux d'évènement dans la fenêtre en énergie retardée est :  $\Phi_{\text{retardé}} = 10400 \times 3 \cdot 10^{-3} = 31$  Hz. Là encore le flux est bien supérieur aux spécifications de STEREO, et l'ajout d'un blindage d'au moins 15 cm de plomb est nécessaire pour atténuer d'un facteur 1000 le flux et atteindre la valeur de 30 mHz et respecter les contraintes sur le rapport signal sur bruit requis.

### 3.3.7.3 Scan du mur réacteur

Suite à l'aménagement du bouchon de la ligne de faisceau H7 qui alimentait précédemment en neutrons la casemate PN3, nous avons voulu tester les fuites de rayons gammas qui peuvent provenir de cette direction. Le taux de rayons gamma produits par les captures sur l'aluminium et le fer mesuré est de l'ordre de 83 mHz sur le détecteur germanium, et nous observons aussi la raie d'émission de l'azote  $^{16}\text{N}$  de l'ordre de 6 mHz.

Cette contribution a été reproduite en simulation et là encore l'atténuation à l'avant du détecteur STEREO est de l'ordre de  $3 \cdot 10^{-3}$ . Le calcul permet d'évaluer que le taux d'évènement dans la fenêtre en énergie retardée est de 10.1 Hz. De nouveau le flux est bien supérieur aux spécifications de STEREO, et l'ajout d'un blindage d'au moins 10 cm de plomb permettrait d'atténuer d'un facteur 100 le flux, pour atteindre un taux de comptages de l'ordre de la centaine de mHz.

### 3.3.8 Impact sur les blindages

Les blindages internes dédiés à la protection au rayonnement gamma du détecteur STEREO ont été établis au début du projet et sont composés de plaques de plomb de 10 cm d'épaisseur uniformément réparties de chaque côté du détecteur [11].

Pour conclure nous avons complété les blindages internes du détecteur en rajoutant jusqu'à 20 cm d'épaisseur de plomb sous le détecteur pour le protéger des rayons gammas provenant de l'azote 16 dans le circuit des boucles de désactivations. Nous avons gardé les blindages sur les surfaces latérales à 10 cm alors que nous avons renforcé les murs des casemates avoisinantes par 10 cm de plomb du côté de D19 et de 15 cm du côté de IN20. La nouvelle configuration des blindages interne du détecteur est représenté à la figure 3.28, ainsi que l'aménagement de la casemate sur la figure 3.29.



FIGURE 3.28 – Photo des blindages internes en plomb.



FIGURE 3.29 – Photo de l'aménagement en plomb de la casemate.

## 3.4 Caractérisation du bruit de fond neutrons à l'aide d'un détecteur à hélium $^3\text{He}$

Précédemment, nous avons estimé les taux de comptages de bruit de fond attendu dus aux gammas, qui sont essentiellement produits par les captures de neutrons thermiques sur les matériaux environnant le site du détecteur STEREO. Mais ces neutrons sont aussi à eux seuls une source de nuisance et vont provoquer des événements dans le détecteur. Le signal antineutrino recherché est basé sur la coïncidence entre la perte d'énergie d'un positron suivie d'une capture d'un neutron sur un noyau de gadolinium. Tout neutron pénétrant dans le détecteur STEREO pourrait être capturé en corrélation temporelle avec un autre événement imitant le signal du positron passera les critères de sélection d'un candidat antineutrino et donc constitue un bruit de fond pour l'expérience. De plus, les neutrons rapides sont une source de signal corrélé, car ils peuvent induire un signal lors d'une collision inélastique avec un des protons du détecteur, pour ensuite se thermaliser et être capturé par un des noyaux de gadolinium. Nous étudierons dans cette section les flux de neutrons thermiques et rapides, ainsi que leur impact sur la conception des blindages de l'expérience.

### 3.4.1 Détecteur de neutrons à hélium $^3\text{He}$

Plusieurs campagnes de mesures du flux de neutrons ont été effectuées sur site à l'ILL. La détection des neutrons se fait avec un compteur à  $^3\text{He}$ . La dimension du tube que nous avons utilisé est de 36 cm de long et de 2.5 cm de diamètre à la pression de 10 bars. La réaction de détection est la suivante :



Ce processus exothermique émet un proton et un triton qui vont ioniser le gaz et signer la détection du neutron. Ces deux noyaux peuvent être détectés ou seulement l'un d'entre eux, dans le cas où la capture s'effectue aux abords du tube. Le spectre représenté figure 3.30 représente le signal typique que nous mesurons. Le pic représente l'énergie totale détectée. La queue du signal à plus faible énergie est due aux effets de bord. La section efficace de la réaction 3.5 en fonction de l'énergie cinétique du neutron est représentée sur la figure 3.31.

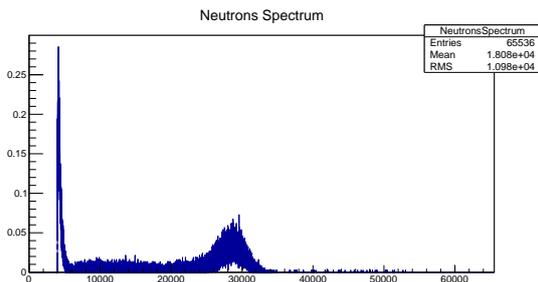


FIGURE 3.30 – Spectre typique obtenu lors d'une mesure du flux de neutrons thermiques.

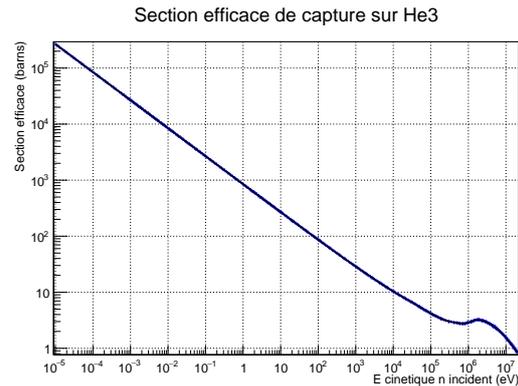


FIGURE 3.31 – Section efficace de capture des neutrons sur l'hélium 3 en fonction de l'énergie incidente.

Ce détecteur à hélium 3 n'est sensible qu'aux neutrons thermiques. La probabilité de capture d'un neutron sur un atome d'hélium est donnée par la formule 3.6 :

$$P(E_{\text{kin}}) = 1 - e^{-C \times \sigma(E_{\text{kin}})} \quad (3.6)$$

Avec  $\sigma(E_{\text{kin}})$  la section efficace en fonction de l'énergie cinétique (figure 3.31). La probabilité de capture décroît quand l'énergie cinétique de la particule augmente. Pour être sensible aux neutrons de plus hautes énergies, nous devons utiliser un modérateur à neutrons en polyéthylène fabriqué par le LPSC, qui reproduit à l'échelle les blindages internes de 30 cm du détecteur STEREO. Celui-ci se décompose en deux parties :

1. Une petite boîte à base carrée de 23 cm de côté et d'une longueur de 48 cm en polyéthylène extrudée en son centre pour insérer le tube à hélium 3. Le tube voit autour de lui un blindage en polyéthylène constant de 10 cm. Cette boîte est recouverte de 5 mm de feuilles de carbure de bore —  $\text{B}_4\text{C}$  — uniformément réparties. Nous l'appellerons par la suite la *boîte  $\text{B}_4\text{C}$* .
2. Une boîte à base carrée de 70 cm de côté et de 1 m de haut en polyéthylène extrudée en son centre pour insérer la petite boîte  $\text{B}_4\text{C}$ . La boîte  $\text{B}_4\text{C}$  une fois insérée au centre voit 20 cm de polyéthylène supplémentaire autour d'elle. Nous avons la possibilité de faire varier l'épaisseur de polyéthylène entre 5 et 20 cm maximum, en élevant des plaques de polyéthylène de ce blindage. Nous l'appellerons par la suite la *boîte PE* — pour polyéthylène. Les dimensions de ce blindage ont été choisies pour reproduire celui conçu pour STEREO.

La figure 3.32 montre le tube à hélium 3 utilisé, et les figures 3.33 et 3.34 les blindages utilisés.

Cette technique de détection basée sur le tube à hélium 3 ne permet d'obtenir qu'un taux de comptage de neutrons, sans information sur leur énergie ou leur direction incidente.

Le tube à hélium 3 est porté à la tension de 2 kV et l'acquisition est réalisée par un analyseur multicanal branché sur un ordinateur, avec un logiciel spécifique développé par le service électronique du LPSC. Pour la mesure du taux de comptage brut, c'est à dire sans la correction de l'efficacité du détecteur, l'analyse s'effectue uniquement dans la région du pic produit par l'ionisation du tritium et du proton, c'est-à-dire où la perte totale d'énergie est maximum. Nous définissons cette région d'intérêt par rapport au reste du spectre du fait de notre ignorance sur les différentes contributions à basse énergie. Malgré le fait que l'ionisation du tube à hélium 3 soit très peu sensible aux rayonnements gamma [5], nous estimons que la partie de la queue du spectre se trouvant avant le pic de l'énergie déposé par les deux particules  $^3\text{H}$  et  $^1\text{H}$  est très sensible au bruit électronique, dû au préamplificateur par exemple. C'est pour cette raison que nous retirerons cette partie du spectre pour l'analyse.



FIGURE 3.32 – Tube à hélium 3 utilisé



FIGURE 3.33 – Petite boîte de polyéthylène recouverte de  $B_4C$  — boîte  $B_4C$



FIGURE 3.34 – Boîte en polyéthylène — boîte PE

### 3.4.2 Mesure de l'ambiance neutron dans la casemate PN3

Les premières mesures que nous avons menées ont pour objectif de décrire le bruit de fond neutron ambiant dans la casemate, ainsi que l'influence de l'activité du réacteur et des expériences D19 et IN20 sur les taux mesurés. Ainsi, même si nous ne pouvons détecter l'origine des sources de neutron directement, nous pouvons au moins identifier quelle zone de notre environnement les produit.

Une première campagne de mesure a été réalisée, en plaçant le tube à 50 cm du sol et en le reculant par rapport au mur frontal, par pas de 1 m. Pendant ces mesures les expériences D19 et IN20 étaient en fonctionnement. La figure 3.35 présente les taux de comptage en fonction de la position du tube dans la casemate. Nous pouvons constater que le flux de neutrons est plus important au milieu de la casemate, avant de diminuer progressivement à l'arrière de la casemate. Ce maximum apparaît à l'endroit où la protection fournie par le mur H13 n'est plus effective. Le mur IN20, qui est moins haut, laisse passer des neutrons qui se diffusent dans la casemate PN3. Nous avons pu confirmer que cette contribution est bien due à l'expérience IN20 par des mesures effectuées pendant ses périodes d'inactivité. Le taux mesuré quand l'expérience IN20 était à l'arrêt tandis que D19 était toujours en fonctionnement chute brutalement à 60 Hz, et ce taux est relativement homogène jusque dans le fond de la casemate. La figure 3.36 montre le taux de comptage mesuré au milieu de la casemate PN3 en fonction de l'activité de l'expérience IN20.

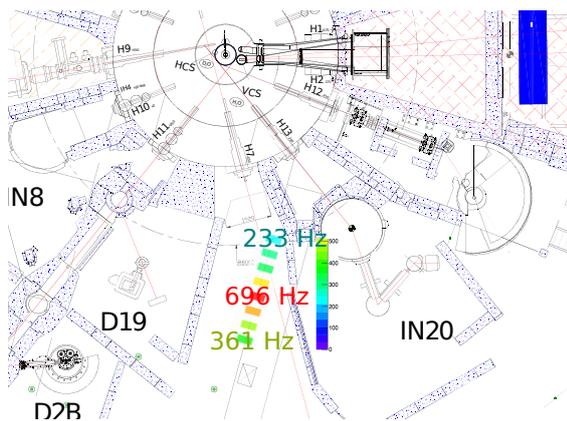


FIGURE 3.35 – Ambiance neutron représenté sur le plan de la casemate PN3 mesuré en fonction de la distance par rapport au mur frontal.

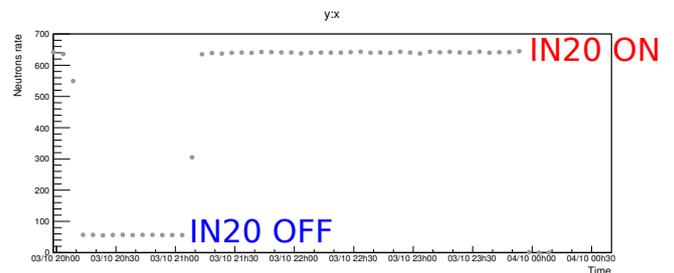


FIGURE 3.36 – Taux de comptage neutrons au milieu de la casemate en fonction de l'activité de IN20. Quand IN20 est inactive, le taux de comptage est divisé par 10.

Ensuite, nous avons cherché à identifier les différents *points chauds* de neutrons, c'est à dire les zones de la casemate PN3 où des neutrons peuvent fuir, en provenance du réacteur ou des expériences IN20 et D19. Nous avons mesuré le taux de neutrons à différentes positions du mur H13, où nous avons identifié des points chauds au niveau du coin avec le mur réacteur. Tout porte à croire que des neutrons fuient de la ligne de faisceau H13 par cette zone

vers la casemate de STEREO. Deux zones plus *chaudes* en haut du mur sont aussi présentes, confirmant que nous détectons des neutrons provenant d'IN20 qui fuient vers PN3. La figure 3.37 montre le taux de comptage mesuré sur le mur H13, en fonction de la position du tube à hélium 3. Nous avons représenté directement les taux bruts extraits de l'analyse des spectres ainsi qu'un code couleur pour indiquer les zones où nous détectons le plus de neutrons.

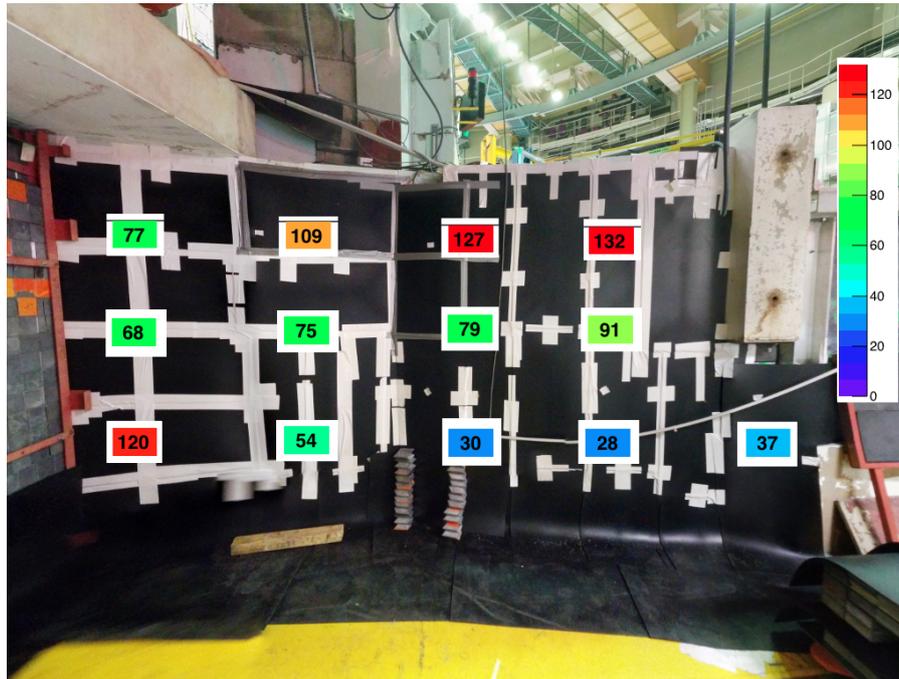


FIGURE 3.37 – Carte des taux de comptage neutrons en fonction de la position du tube à hélium 3 sur le mur H13.

Les blindages en polyéthylène de STEREO sont de 30 cm dans toutes les directions, et ils produisent un facteur d'atténuation pour STEREO de l'ordre de  $10^6$ . Ils permettent une excellente protection contre les neutrons thermiques, la grande majorité d'entre eux seront thermalisés dans les blindages. Le principal bruit de fond produit par ces neutrons thermiques provient de leur capture sur des matériaux environnant le détecteur STEREO et en particulier sur la structure contenant le détecteur et ses blindages, car cette structure est en acier. Si des neutrons thermiques sont capturés par le fer ou l'aluminium contenu dans la structure, ces noyaux vont émettre des gammas lors de leur désexcitation comme nous l'avons vu à la partie précédente. C'est pourquoi la structure de STEREO est recouverte de feuilles de carbure de bore  $B_4C$  qui absorberont ces neutrons résiduels.

Par la suite, nous nous sommes intéressé aux points chauds qui peuvent exister côté réacteur. En effet, il existe deux ouvertures sous le mur réacteur ou deux rails ressortent. Ils constituent une arrivée pour des neutrons qui fuient vers la casemate PN3. Le taux de comptage mesuré après l'ajout de plaque de carbure de bore  $B_4C$  au niveau de ces ouvertures est de 60 Hz sur le rail côté IN20 et 5 Hz sur le rail côté D19. Cette différence pointe encore vers l'existence du point chaud du côté d'IN20.

Grâce à ces mesures, nous avons validé que la contribution principale des neutrons thermiques provient de l'activité d'IN20, en particulier par le point chaud entre les murs réacteurs et H13, ainsi par les neutrons passant au dessus du mur H13. Lors de l'arrêt d'IN20, nous avons pu calculer que cette expérience est responsable de 90% du flux de neutrons thermiques.

### 3.4.3 Neutrons rapides

Différentes campagnes de mesures à l'aide des deux blindages en polyéthylène présentés à la section 3.4.1, la boîte  $B_4C$  et PE, ont été réalisées dès l'année 2012 pour identifier les principales sources de neutrons rapides, à savoir les lignes de faisceau H7 et H13 (reliant la casemate PN3 et IN20 respectivement).

Des études en simulation [4] ont déterminé la forme du spectre attendu à la sortie du bouchon de H7 et à la sortie du guide H13. Les spectres qui en ont été déduits sont représentés à la figure 3.38 pour celui attendu à la sortie du guide H7, et 3.39 à la sortie de H13. Une information importante est la coupure assez nette après 6 MeV sur les deux spectres.

Nous avons effectué plusieurs acquisitions dans le cas où les expériences IN20 et D19 sont en fonctionnement, puis quand IN20 est à l'arrêt tandis que D19 est toujours en fonctionnement. Dans ces deux situations, le tube à hélium 3 est inséré dans le blindage complet constitué des deux boîtes, pour thermaliser les neutrons rapides qui peuvent être détectés par le tube. Dans les deux configurations, le détecteur à hélium 3 est à une position fixe, à environ 2 m du mur réacteur au milieu de la casemate. Nous avons réalisé une première mesure où nous avons pu

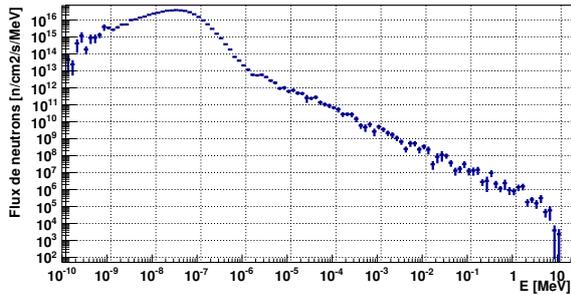


FIGURE 3.38 – Spectre simulé à la sortie de la ligne de faisceau H7 obstruée par un bouchon [4].

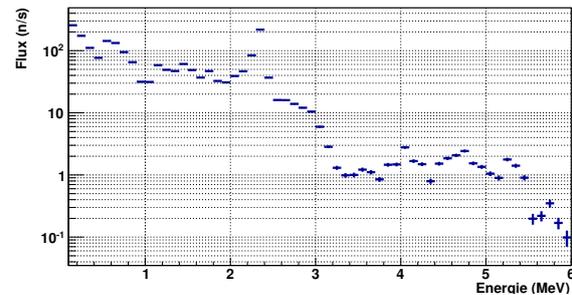


FIGURE 3.39 – Spectre simulé à la sortie de la ligne de faisceau H13 [4]. Le pic dû à l’oxygène est visible aux alentours de 2 MeV

confirmer que les sources de neutrons rapides proviennent exclusivement du côté réacteur et H13, en effectuant un spectre d’acquisition dans le blindage complet constitué des deux boîtes. Le flux mesuré est constant, comme résumé dans le tableau 3.4.

Configuration		Taux de comptage
IN20	D19	
ON	ON	$25.2 \pm 5.5$ mHz
ON	OFF	$27.6 \pm 3.8$ mHz

TABLE 3.4 – Taux de comptage de neutrons à l’intérieur du blindage complet en polyéthylène (boîte B<sub>4</sub>C + boîte PE) en fonction de l’activité des expériences IN20 et D19.

Ces taux mesurés sont difficile à interpréter dans l’état, car nous ne connaissons pas la source de ces neutrons et nous n’avons pas d’informations sur sa position exacte et son spectre d’émission en énergie. De plus, nous ne connaissons pas l’atténuation produite par le polyéthylène sur les neutrons rapides.

C’est dans cette optique que nous avons réalisé des nouvelles mesures de taux de neutrons à l’aide du tube à hélium 3 mais en faisant varier l’épaisseur du blindage. Nous avons enfermé le tube dans la boîte B<sub>4</sub>C que nous avons placé à l’intérieur de la boîte PE. Nous pouvons ajuster l’épaisseur du blindage de la boîte PE en enlevant les couches de polyéthylène qui la compose. Nous avons effectué trois mesures, l’un avec la boîte PE au complet (20 cm de polyethylen), puis en enlevant deux couches de polyethylen (l’épaisseur n’est plus que de 10 cm), et en retirant encore une couche supplémentaire (plus que 5 cm). Durant toute la durée de ses acquisitions, la configuration des expériences avoisinantes était constante où D19 et IN20 était toutes les deux en fonctionnement. L’intérêt de cette mesure est double : vérifier la stabilité dans le temps du flux de neutrons et mesurer l’atténuation successives des couches de polyethylen. Les résultats sont présentés à la figure 3.40

L’atténuation du blindage a été simulée avec Geant4 pour une source de neutron de 1 MeV perpendiculaire à la surface du blindage. La figure 3.41 montre la représentation du blindage en simulation, et la figure 3.42 l’énergie cinétique à l’entrée de chacune des couches de polyethylen, du côté où nous avons généré les neutrons.

Le spectre en rouge sur la figure 3.42 correspond à celui généré et incident sur la première couche de polyethylen. Lors des atténuations successives, nous voyons l’apparition du pic thermique sur la partie gauche du spectre à 30 meV correspondant à l’énergie minimum des neutrons dans le polyethylen. De plus, les neutrons peuvent aussi être absorbés par les blindages ou rebondir et ressortir, ce qui provoque une diminution du taux de comptage neutrons.

L’intégrale de ses spectres est normalisée par rapport au nombre de neutrons mesurés sur la figure 3.40 et montre l’accord relatif entre le principe de notre simulation avec l’atténuation attendue. Nous avons représentés ces résultats dans le tableau 3.5.

Configuration	Mesures	Rapport du flux / blindage complet 20 cm PE	Simulation	Rapport du flux / blindage complet 20 cm PE
20cm	3.0 mHz	1	3.0 mHz	1
10cm	25 mHz	8.3	65 mHz	21.5
5cm	150 mHz	50	160 mHz	53.5

TABLE 3.5 – Comparaison entre l’atténuation mesuré et reproduit en simulation.

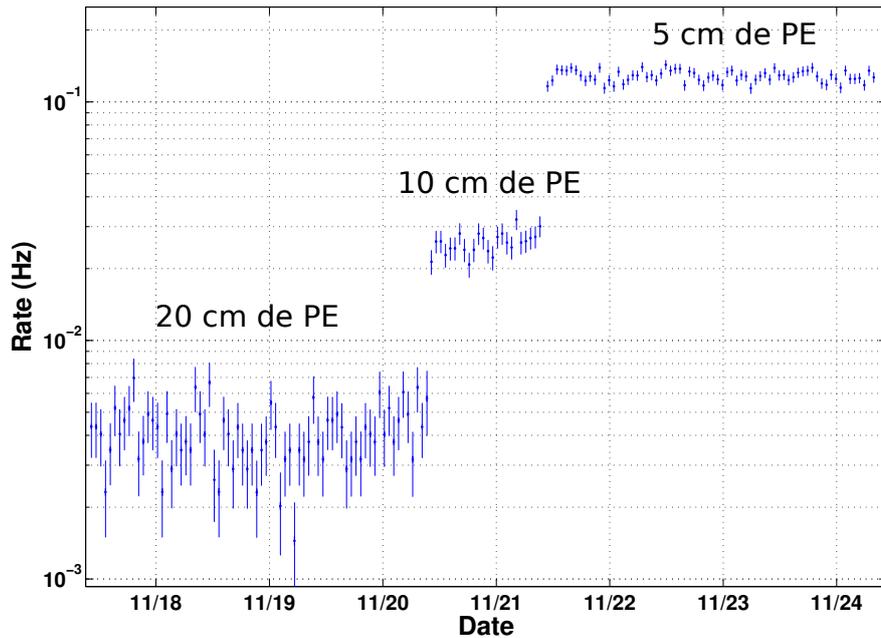


FIGURE 3.40 – Taux de comptage neutrons en fonction du temps et de l'épaisseur de polyéthylène de la boîte PE.

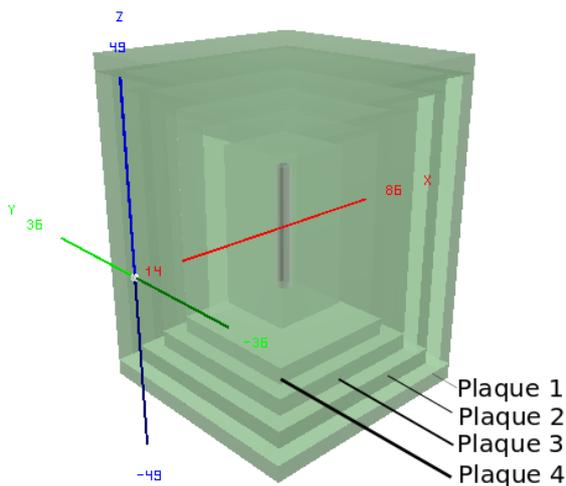


FIGURE 3.41 – Schéma du blindage complet implémenté dans la simulation.

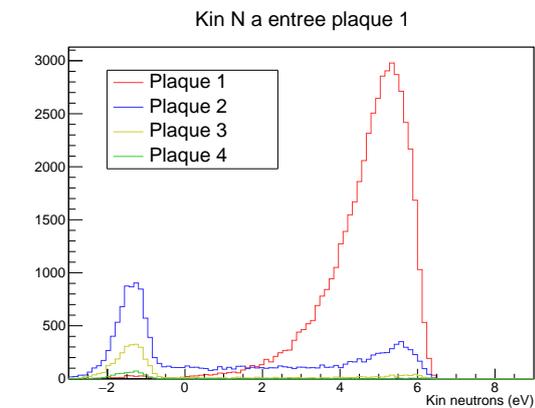


FIGURE 3.42 – Spectre simulé à l'entrée de chaque couche du blindage. En rouge au niveau de la première couche, en bleu au niveau de la deuxième, en jaune la troisième et en vert la quatrième. L'échelle de l'axe des ordonnées est logarithmique.

La simulation permet de valider le principe de l'atténuation des blindages. Cette mesure est importante car elle va nous permettre de développer une technique de localisation approximative de la direction des sources de neutrons rapides, que nous verrons à la partie 3.4.4.

L'expérience IN20 est constituée d'un obturateur primaire suivie par des diaphragmes supplémentaires, et peut fonctionner selon deux modes, l'obturateur est ouvert et les diaphragmes peuvent être ouverts ou fermés. Nous avons pu caractériser l'effet de ces diaphragmes sur le taux de comptage de neutrons et nous avons observé un impact plutôt faible sur la production de neutrons rapides. Ces mesures ont été effectuées avec le tube hélium 3 dans la boîte B<sub>4</sub>C placé à l'angle entre le mur réacteur et H13. La figure 3.4.3 montre l'évolution du taux de comptage en fonction de l'activité de IN20.

L'ouverture du diaphragme est représentée par les lignes rouges et la fermeture par les lignes vertes. Après ajuste-

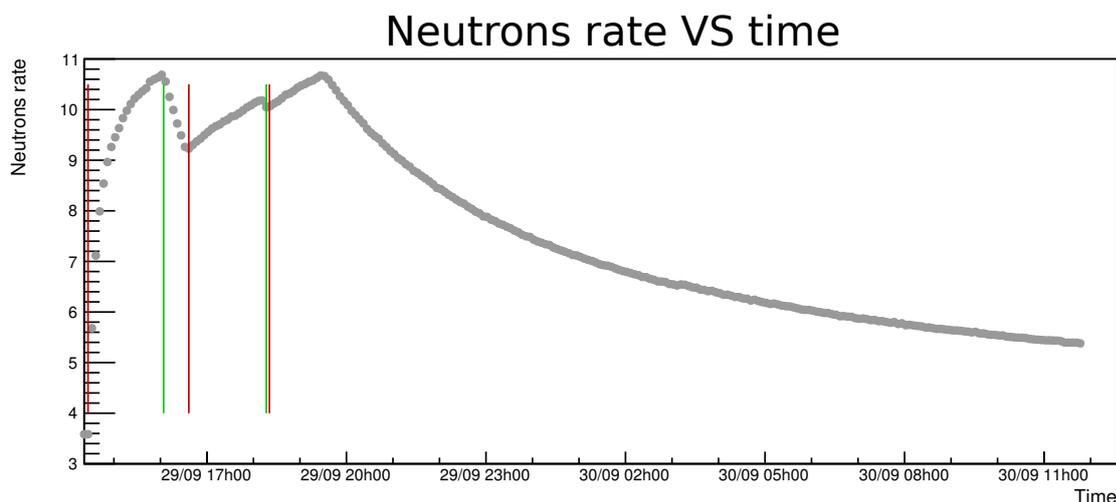


FIGURE 3.43 – Taux de comptage neutron en fonction du temps. L'expérience IN20 est en fonctionnement, l'ouverture des diaphragmes est représenté en rouge et leurs fermeture en vert.

ment, il s'avère que le taux de comptage neutrons suit une loi exponentielle, avec une constante de temps de l'ordre d'une heure lors de l'ouverture du diaphragme et de trois heures lors de la fermeture.

Une des composantes du flux de neutrons rapides est aussi produite par les réactions de spallation induites par les muons dans les matériaux environnant la casemate. Cette contribution et ses conséquences seront plus longuement étudiées dans la partie 4.4 sur le bruit de fond induit par les muons cosmogéniques. Ces neutrons induits peuvent être très énergétiques (supérieur à 10 MeV), nécessitant donc l'emploi des blindages de polyéthylène au complet pour effectuer une mesure du taux de comptage. Nous avons lancé l'acquisition d'un spectre lors d'un arrêt du réacteur et nous avons mesuré un taux de comptage de  $3.2 \pm 0.2$  mHz. Ce taux est à comparer à celui mesuré avec le réacteur en fonctionnement et sans les expérience IN20 et D19, qui est de l'ordre de  $4.1 \pm 0.3$  mHz. Ces résultats valident aussi l'efficacité du bouchon installé dans la ligne de faisceau H7.

### 3.4.4 Mesures "directionnelles"

#### 3.4.4.1 Variation de taux de comptage en fonction des blindages

Pour déterminer la position des sources de ces neutrons rapides et évaluer la contribution de l'expérience IN20, nous avons réalisé une campagne de mesure où nous avons utilisé une configuration asymétrique des blindages en polyéthylène : l'idée est de réduire significativement le blindage dans une direction sans modifier les autres parois. Le tube à hélium 3 était inséré dans la petite boîte B<sub>4</sub>C, elle même insérée dans la boîte PE où nous avons retiré 15 cm d'épaisseur de polyéthylène dans une direction. Nous avons effectué quatre mesures en tournant la boîte de 90° à chaque fois. Les taux de comptage mesurés sont représentés sur la figure 3.44.

Le flux le plus important est mesuré quand la face la moins épaisse en polyéthylène pointe vers le côté du mur réacteur, ce qui semble indiquer que les neutrons rapides proviennent principalement de ce côté. Il est intéressant de noter qu'avec "l'ouverture" du polyéthylène pointant à l'arrière de la casemate STEREO, nous mesurons un taux de comptage de 20 mHz, compatible avec les mesures effectuées avec le blindage complet (voir tableau 3.4). Nous avons simulé ce dispositif avec Geant4 en générant un flux de neutrons rapides de 1 MeV (généralisé selon une gaussienne) frappant le blindage de polyéthylène perpendiculairement à la face la moins épaisse en polyéthylène, puis frappant une autre face qui possède le blindage complet.

Les résultats sont représentés dans le tableau 3.4.4.1. Nous avons cette fois-ci renormalisé les résultats de la simulation par rapport à la mesure faites avec le blindage diminué côté réacteur.

Malheureusement, il existe un désaccord avec la simulation, qu'on ne peut expliquer sans davantage d'informations sur le spectre de la source. Toutefois, on peut constater une variation du taux de comptage significative avec la direction vers laquelle pointe ce blindage, ce qui indique que le flux de ces neutrons rapides provient de l'avant de la casemate PN3.

#### 3.4.4.2 Effet de l'angle solide

Nous avons aussi pu caractériser la position de la source de neutrons rapides à l'avant de la casemate à l'aide d'une mesure du taux de comptage neutrons en fonction de la distance du tube à hélium 3 par rapport au mur frontal. L'objectif est de mesurer l'effet de l'angle solide sur le taux de comptage : en effet, dans le cas d'une source

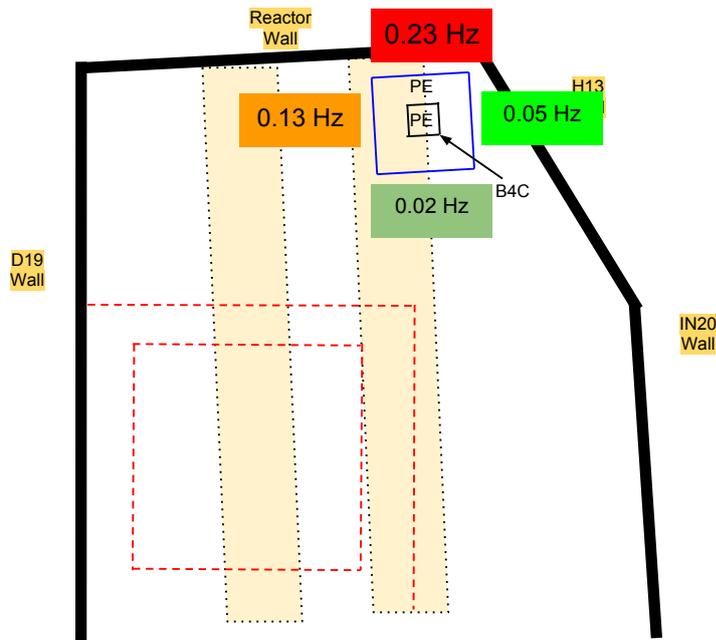


FIGURE 3.44 – Taux de comptage en fonction de la direction où pointe la face du blindage la moins épaisse en polyéthylène.

Configuration	Mesures	Rapport du flux / blindage ouvert côté réacteur	Simulation	Rapport du flux / blindage ouvert côté réacteur
Côté Réacteur	230 mHz	1	230 mHz	1
Côté IN20	50 mHz	4.6	25 mHz	9.2
Côté arrière PN3	20 mHz	11.5	3 mHz	76.6

TABLE 3.6 – Comparaison entre l’atténuation mesurée entre les différentes configurations et reproduites en simulation.

ponctuelle et isotrope, le taux de comptage dans l’axe du flux doit décroître selon une loi en  $1/x^2$ , avec  $x$  la distance par rapport à la source.

Les mesures ont été effectuées durant deux campagnes de mesures différentes et sont en accord entre elles. Le tube à hélium 3 a été inséré dans la boîte en  $B_4C$  et nous avons mesuré le taux de comptage en fonction de la distance par rapport au mur frontal par pas de 1m. L’ajustement de ces valeurs est fait selon une loi :

$$n_{\text{flux}}(x) = \frac{n_0}{(x + d)^2} \quad (3.7)$$

Le paramètre  $d$  extrait correspond à la position initiale de la source par rapport à nos mesures. L’ajustement donne  $d = 1.8$  m, qui est représenté dans la zone rouge sur la figure 3.45.

La figure 3.46 représente les différentes configurations où les mesures ont été effectués. Les courbes rouges et noires représentent les mesures effectuées alors que l’expérience IN20 est en fonctionnement, et en bleu quand elle est complètement à l’arrêt, c’est à dire où même l’obturateur de la ligne de faisceau H13 est fermé. La contribution de IN20 est évidente par rapport au cas où elle est inactive et l’ajustement est bien compatible avec l’effet de l’angle solide lors du déplacement de la source. La zone extrapolée à partir de l’ajustement des données correspond au guide de faisceau H13, comme suspecté.

### 3.4.5 Détermination du spectre en énergie des neutrons

Nous avons ensuite tenté de déterminer le spectre en énergie de cette source à l’aide du principe des sphères de Bonner [12]. L’idée consiste à mesurer le taux de comptage de neutrons à l’aide d’un détecteur de type compteur proportionnel à gaz (comme le tube à hélium 3) sensible aux neutrons thermiques en faisant varier l’épaisseur des blindages autour. L’objectif est de thermaliser à l’aide du blindage seulement une partie du spectre de la source qui sera détectée par le tube, et remonter au flux en fonction de l’énergie de la source si l’on connaît l’atténuation produite

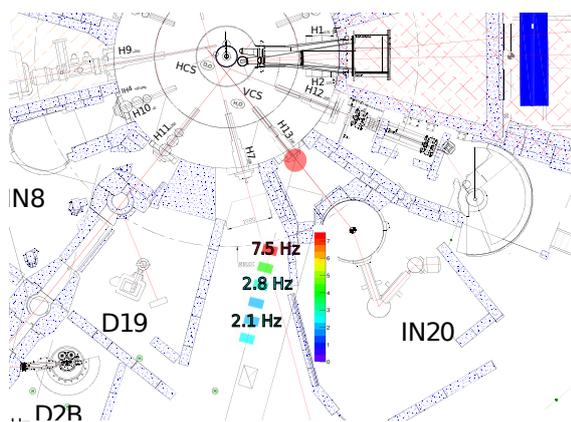


FIGURE 3.45 – Taux de comptage en fonction de la distance par rapport au mur frontal. La zone du rond rouge donne la position de la source par ajustement de l'effet de l'angle solide sur les taux de comptage.

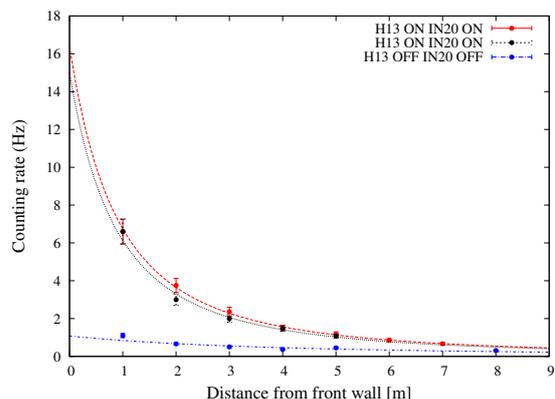


FIGURE 3.46 – Taux de comptage en fonction de la distance par rapport au mur frontal.

par le blindage. Ainsi, nous pouvons définir des classes contenant une certaine gamme en énergie en comparant le flux entre deux configurations du blindage.

Le concept original développé par T. BONNER *et al* [12] utilise des sphères de polyéthylène d'épaisseur variant entre 2 et 12 pouces. Nous avons tenté d'utiliser la même technique avec notre blindage de polyéthylène, dont nous pouvons faire varier l'épaisseur entre 5 et 20 cm de polyéthylène par pas de 5 cm. De plus, nous pouvons aussi réalisé une mesure avec la boîte de B<sub>4</sub>C à l'intérieur du polyéthylène, pour acquérir une mesure supplémentaire avec 30 cm de blindage en polyéthylène.

Nous avons réalisé des simulations pour obtenir le spectre déconvolué de ces cinq mesures pour retrouver la forme du spectre incident. Nous avons généré des neutrons à 2 m du blindage en polyéthylène avec une distribution uniforme entre 1 et 20 MeV. La figure 3.47 nous donne le taux de comptage renormalisé par rapport à l'énergie incidente du neutron. Nous avons défini un *pouvoir de résolution*, qui n'est autre que l'intégrale des taux de comptage en fonction de l'énergie incidente des neutrons. Pour être en mesure d'identifier les différentes contributions du spectre de la source neutron inconnu, nous aimerions avoir des courbes qui soient les plus possibles éloignées les unes des autres. Ainsi, chaque configuration du blindage de polyéthylène serait sensible qu'à une classe en énergie de la source. Malheureusement, le pouvoir de résolution qui est représenté sur la figure 3.47 est trop faible pour en tirer des conclusions sur le spectre de la source de neutrons. Les spectres avec le blindage complet (en bleu) et avec le blindage minimum (en jaune) se recouvrent trop et ne permettent pas de séparer des contributions spécifiques en énergie de la source de neutrons.

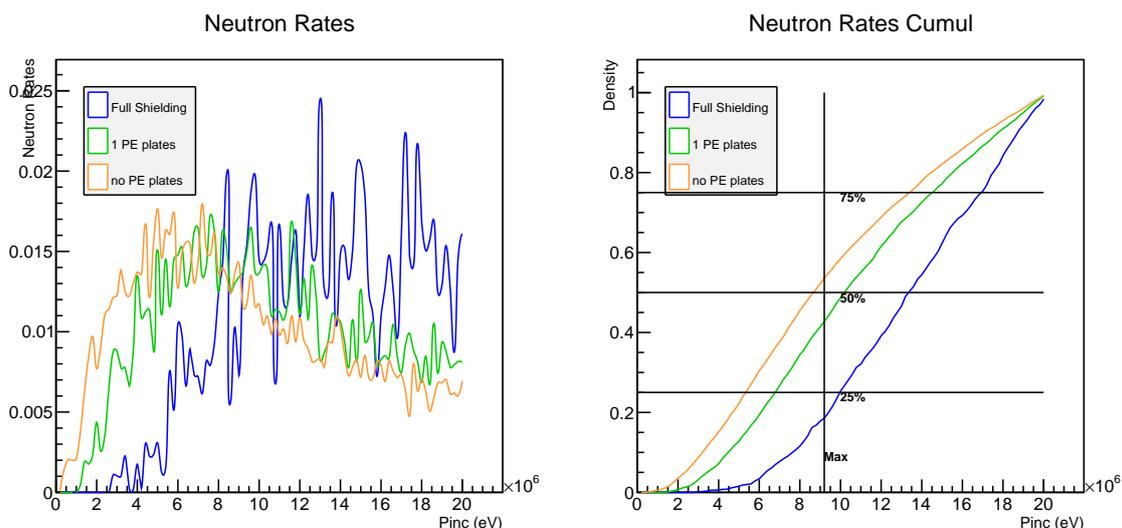


FIGURE 3.47 – Spectre renormalisé des taux de comptage en fonction de l'énergie incidente du neutron (à gauche). Le pouvoir de résolution est trop faible (représenté à droite) pour permettre une discrimination entre les neutrons de la source.

### 3.4.6 Impact sur les blindages

Les différentes campagnes de mesures ont indiqué la nécessité de renforcer les blindages en polyéthylène du détecteur STEREO et l'aménagement de la casemate. Le détecteur STEREO qui est recouvert de feuilles de carbure de bore  $B_4C$  est renforcé de 15 cm d'épaisseur de polyéthylène sur les faces latérales, de 20 cm en dessous et de 30 cm au dessus, renfort pour se prémunir des neutrons produits par les muons cosmogéniques dans les blindages, que nous verrons au chapitre suivant. Pour les neutrons provenant d'IN20, un blindage supplémentaire a été installé du côté du mur IN20 lors de sa reconstruction avec 10 cm de plomb (à cause des rayonnements gamma) et 15 cm de polyéthylène.

Les neutrons fuyant IN20 et le réacteur par les points chauds à l'angle entre le mur réacteur et H13, et ceux par les rails provenant du mur réacteur sont aussi une menace car ils peuvent être capturés par les matériaux environnant et provoquer des rayonnements gamma dans la gamme d'énergie retardé attendu par STEREO. C'est pourquoi le nouveau blindage du mur réacteur est lui aussi renforcé de 10 cm de polyéthylène.

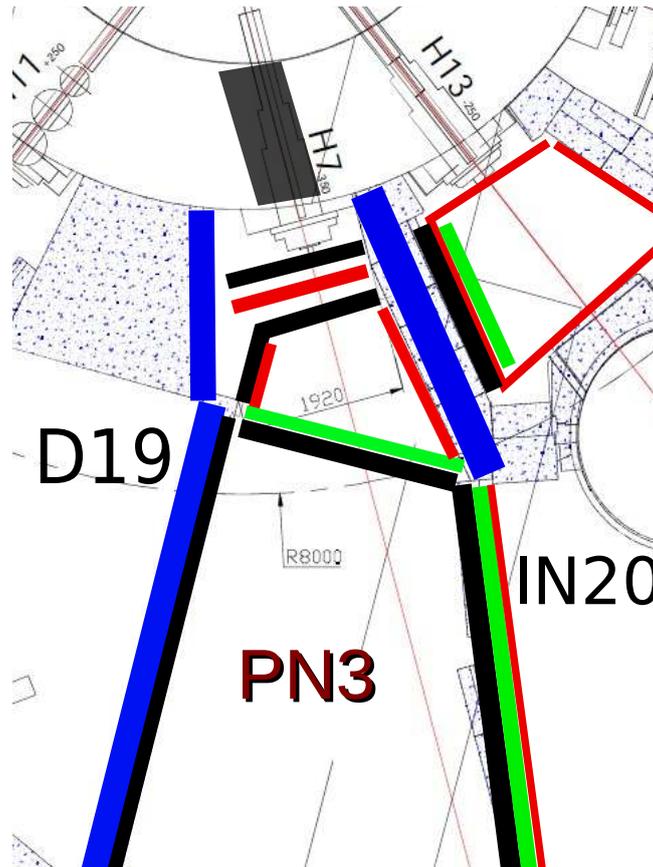


FIGURE 3.48 – Plan de la casemate PN3 avec l'aménagement des blindages complets. En bleu les murs en béton lourd, en rouge les feuilles de carbure de bore  $B_4C$ , en noir le plomb et en vert le polyéthylène [4].

## Bibliographie

- [1] Ch Doll, H. G. Borner, T. Von Egidy, H. Fujimoto, and others. Gams5. *Journal of Research of the National Institute of Standards and Technology*, 105(1) :167, 2000. URL <http://search.proquest.com/openview/e9b5900f8123e98f33c55e4059da386e/1?pq-origsite=gscholar>.
- [2] D19. Thermal neutron single crystal diffractometer. URL <https://www.ill.eu/instruments-support/instruments-groups/instruments/d19/description/instrument-layout/>.
- [3] IN20. Thermal neutron three-axis spectrometer with polarisation analysis. URL <https://www.ill.eu/instruments-support/instruments-groups/instruments/in20/description/layout-of-the-instrument/>.
- [4] Maxime Pequignot. *Les expériences Nucifer et Stéréo : études des antineutrinos de réacteurs à courte distance*. PhD thesis, Paris-Sud XI - Orsay, 2015.
- [5] G. Knoll. *Radiation Detection and Measurement*. Wiley edition, 2010.
- [6] Canberra. Germanium Detectors, . URL <http://www.canberra.com/products/detectors/germanium-detectors.asp>.
- [7] Ortec. High purity germanium hpge and silicon lithium sili radiation detectors. URL <http://www.ortec-online.com/Products-Solutions/RadiationDetectors/Type.aspx>.
- [8] Canberra. Gamma and X-Ray Detection, .
- [9] Los Alamos National Laboratory. Monte carlo n-particle extended. URL <https://mcnpx.lanl.gov/>.
- [10] J. Gaffiot. Online monitoring of the osiris reactor with the nucifer neutrino detector.
- [11] D. Lhuillier and others. Proposal of a search for sterile neutrinos at ill : the stereo experiment. 2012.
- [12] Richard L. Bramblett, Ronald I. Ewing, and T.W. Bonner. A new type of neutron spectrometer. *Nuclear Instruments and Methods*, 9(1) :1–12, October 1960. ISSN 0029554X. doi : 10.1016/0029-554X(60)90043-4. URL <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/0029554X60900434>.

# Chapitre 4

## Estimation des bruits de fond cosmogéniques

### Sommaire

---

<b>4.1 Introduction</b> . . . . .	<b>108</b>
4.1.1 Les rayons cosmiques . . . . .	108
4.1.2 Composition . . . . .	108
<b>4.2 Muons Cosmogéniques</b> . . . . .	<b>109</b>
4.2.1 Production . . . . .	109
4.2.2 Distributions en énergie et angulaire . . . . .	110
4.2.3 Impact sur le bruit de fond corrélé du détecteur STEREO . . . . .	111
4.2.4 Étude en simulation des muons cosmogéniques . . . . .	112
4.2.5 Simulation des muons cosmogéniques avec la librairie CRY . . . . .	114
<b>4.3 Mesure du flux de muons sur site à l'aide d'un télescope à muon</b> . . . . .	<b>115</b>
4.3.1 Présentation . . . . .	115
4.3.2 Calibration des tubes photomultiplicateurs . . . . .	116
4.3.3 Calibration des ADC . . . . .	117
4.3.4 Sélections des muons cosmogéniques . . . . .	117
4.3.5 Résultats et comparaison avec la simulation . . . . .	121
<b>4.4 Etude du bruit de fond induit par les muons cosmogéniques</b> . . . . .	<b>123</b>
4.4.1 Principe . . . . .	124
4.4.2 Production de neutrons rapides . . . . .	125
4.4.3 Simulation des neutrons rapides dans STEREO . . . . .	127

---

En guise de préambule, rappelons qu'à eux seuls, les muons cosmogéniques constituent une source de nuisance pour STEREO et que cela nécessite de mettre en oeuvre une stratégie dédiée. Lors de leur passage dans le détecteur, ils vont déposer environ 2 MeV par centimètre parcouru dans le liquide scintillant. Pour des muons verticaux qui vont traverser les cellules dans leur hauteur de 90 cm, la perte d'énergie devrait être donc de 180 MeV, ce qui est bien au delà de la réponse linéaire du liquide scintillant et de l'électronique de STEREO. La figure 4.1 illustre la perte d'énergie par les muons cosmogéniques dans les cellules du détecteur. Après leur passage, il est nécessaire d'attendre un certain temps pour que la ligne de base de l'électronique des tubes photomultiplicateurs revienne à zéro, ce qui est essentiel pour espérer reconstruire l'énergie des antineutrinos que STEREO recherche.

Après avoir détaillé la production de muons par les rayons cosmiques, nous étudierons la simulation que nous avons développée pour estimer le flux de muons attendus sur le site de l'expérience STEREO. Nous verrons comment l'utilisation d'un dispositif compact et portable, le *télescope à muon*, a permis de mesurer le flux de muons sur site et de normaliser nos simulations.

Le second problème généré dans STEREO vient du fait que ces muons vont produire des neutrons rapides par spallation avec la matière, et en particulier sur les éléments lourds comme le plomb constituant les blindages du détecteur STEREO. Ces neutrons rapides sont responsables du bruit de fond corrélé, et nous avons mis au point une simulation pour estimer le nombre de faux évènements induits dans STEREO, qui sera expliqué dans la dernière partie de ce chapitre.

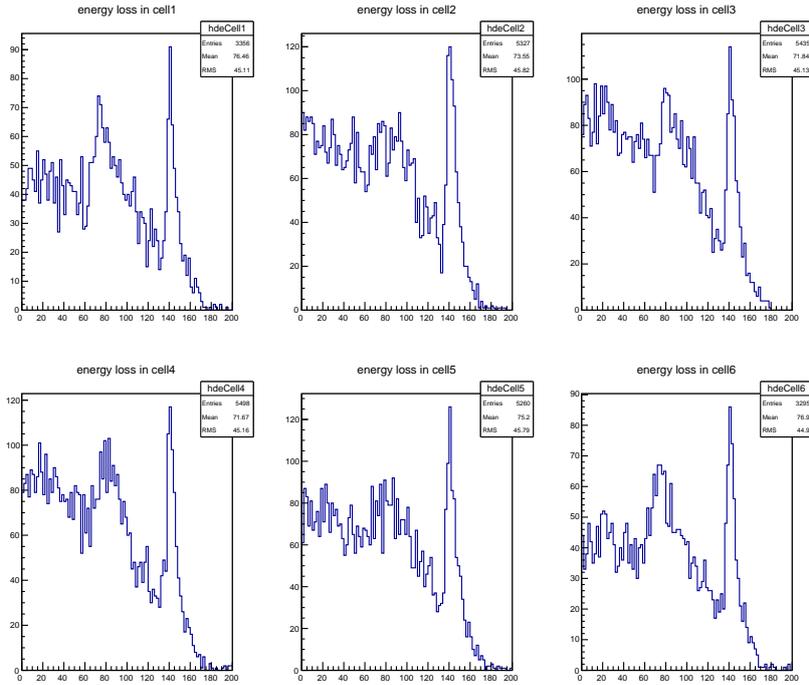


FIGURE 4.1 – Simulation de la perte d’énergie des muons ayant été signalés par le veto, lors de la traversée du liquide scintillant dans les six cellules de STEREO. Le pic à droite correspond au minimum d’ionisation produit par les muons verticaux traversant la cellule aux alentours de 180 MeV. Le plateau avant est plus contrasté du fait de la distribution des longueurs parcourues par les muons dans la cellule et du dépôt partiel sur plusieurs cellules.

## 4.1 Introduction

### 4.1.1 Les rayons cosmiques

Les *rayons cosmiques* sont des noyaux et des particules relativistes en provenance du milieu interstellaire qui bombardent constamment la Terre. Ils furent découverts en 1912 par V. HESS [1]. Aujourd’hui, nous savons qu’une partie du flux de ces particules provient de notre système solaire — ou de notre galaxie de manière générale — et certaines particules peuvent atteindre des énergies jusqu’à  $10^{20}$  eV [2] [3]. Leur spectre en énergie suit une loi de puissance donnée par l’équation :

$$\frac{dN}{dE} \propto E^{-(\gamma+1)} \quad (4.1)$$

Il couvre environ 12 ordres de grandeur en énergie pour près de 28 ordres de magnitudes en flux. Nous distinguons trois zones où la pente du spectre change :

- Entre  $10^9$  et  $10^{15}$  eV :  $\gamma = 1.7$
- Entre  $10^{15}$  et  $10^{19}$  eV :  $\gamma = 2.0$
- Entre  $10^{19}$  et  $10^{21}$  eV :  $\gamma = 2.3$

Les ruptures de pentes sont communément appelées le *genou* à  $10^{15}$  eV et la *cheville* à  $10^{19}$  eV.

La partie du spectre qui nous intéresse dans ce chapitre est la plus abondante surlignée par la zone jaune sur la figure 4.2. Au delà, le flux est bien trop faible. Ces particules de l’ordre du GeV sont affectées par les modulations solaires et leur flux est indirectement anticorrélé aux cycles solaires de 11 ans [5].

### 4.1.2 Composition

Nous distinguons les deux composantes de ce rayonnement, l’une neutre principalement constituée de photons et de neutrinos, et l’autre de particules chargées.

La grande majorité des rayons cosmiques chargés qui frappent l’atmosphère sont des protons (90%) et des noyaux d’Hélium (9%) [2]. Le 1% restant est partagé par des électrons et quelques noyaux atomiques, du lithium au nickel [6].

A la surface de la Terre, ces particules ne sont pas directement détectées. En effet, ces rayons cosmiques dits *primaires* interagissent avec des molécules de l’atmosphère, principalement le dioxygène et le diazote. Ces interac-

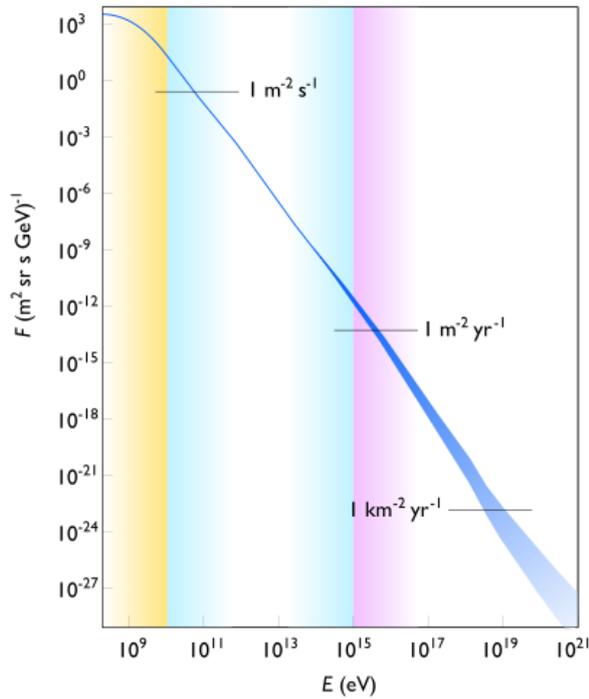


FIGURE 4.2 – Spectre du flux de particules cosmiques détectées à la surface de la Terre en fonction de leur énergie [4]. La zone colorée en jaune désigne la partie du spectre dont l'origine des rayons cosmiques est le soleil, en bleu la Voie Lactée, et en mauve le milieu intersidéral.

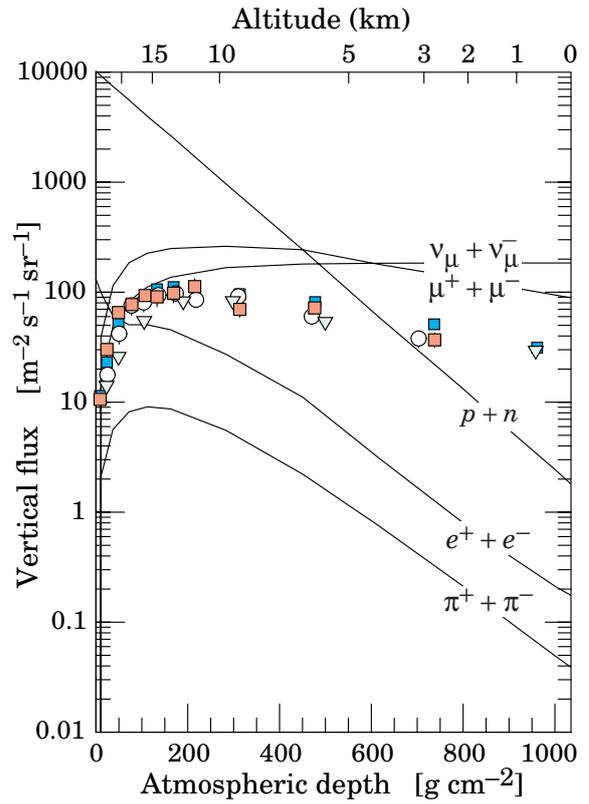


FIGURE 4.3 – Flux verticaux de rayons cosmiques en fonction du grammage d'atmosphère pour  $E > 1$  GeV estimés par rapport au flux de nucléons cosmiques [5]

tions produisent des particules que nous appellerons *secondaires*. Au niveau du sol (c'est à dire pour un grammage d'atmosphère de  $1000 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-2}$ ), les muons sont les particules secondaires les plus abondantes.

La figure 4.3 montre les flux verticaux estimés pour les rayons cosmiques en fonction de l'épaisseur d'atmosphère traversée. Hormis les protons et les électrons dans la partie haute de l'atmosphère (à gauche de la figure 4.3), toutes les autres particules sont des particules secondaires produites par l'interaction des rayons cosmiques primaires.

Les muons et les neutrinos sont les produits de désintégration de mésons chargés — eux-même formés par interactions des rayons cosmiques primaires — et les électrons et photons par des mesons neutres.

## 4.2 Muons Cosmogéniques

### 4.2.1 Production

Les muons sont des particules instables se désintégrant en  $2.2 \mu\text{s}$  au repos mais qui sont très pénétrants dans l'atmosphère et dans la Terre, à cause de leurs vitesses relativistes au moment de la production et leur section efficace d'interaction plutôt faible. Ils sont produits par la désintégration des pions et des kaons, créés dans la haute atmosphère par les rayons cosmiques primaires :



Les rapports d'embranchement de chaque réaction sont indiqués entre parenthèses. Les kaons possèdent aussi des canaux de désintégrations hadroniques et semileptoniques qu'il faut considérer pour les calculs des spectres en énergie, car il peuvent produire des pions chargés qui vont se désintégrer en muons :

$$K^\pm \rightarrow \pi^\pm + \pi^0 \quad (20.6\%) \quad (4.4)$$

$$K^\pm \rightarrow \pi^\pm + \pi^\pm + \pi^\mp \quad (5.6\%) \quad (4.5)$$

$$K^\pm \rightarrow \pi^\pm + \pi^0 + \pi^0 \quad (1.8\%) \quad (4.6)$$

$$K^\pm \rightarrow \pi^0 + \mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) \quad (3.3\%) \quad (4.7)$$

A basse énergie, il ne faut pas négliger la désintégration du muon, donnée par la formule suivante :

$$\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \nu_e(\bar{\nu}_e) + \bar{\nu}_\mu(\nu_\mu) \quad (4.8)$$

La plupart des muons sont formés dans la haute atmosphère, à environ 15 km d'altitude. Ils perdent environ 2 GeV pendant leur traversée de l'atmosphère. D'après la figure 4.3, nous attendons un flux de muons au niveau de la mer de  $\Phi_\mu = 100 \mu \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1}$  [7] [8] (ou un autre nombre que les physiciens expérimentateurs connaissent bien,  $\Phi_\mu \approx 1 \mu \cdot \text{min}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1}$ ).

## 4.2.2 Distributions en énergie et angulaire

La distribution en énergie des muons cosmogéniques provient de la convolution de leur production dans l'atmosphère (équations 4.2 à 4.7), avec leur propagation en un point, jusqu'à leur désintégration (équation 4.8).

Une paramétrisation du spectre en énergie, valide pour  $1 \text{ GeV} < E_\mu < 100 / \cos \theta \text{ GeV}$  (en négligeant la désintégration du muon) et pour des angles d'incidence au zénith  $\theta < 70^\circ$  est donnée par [2] :

$$\frac{dN_\mu}{dE_\mu d\Omega} \approx 0.14 \cdot E_\mu^{-2.7} \times \left( \frac{1}{1 + \frac{1.1 \cdot E_\mu \cos \theta}{\epsilon_\pi}} + \frac{0.054}{1 + \frac{1.1 \cdot E_\mu \cos \theta}{\epsilon_K}} \right) \quad (4.9)$$

L'énergie moyenne des muons au niveau de la mer est environ 3 GeV [5]. La figure 4.4 représente les différentes mesures de taux de comptage de muons à la surface de la Terre pour un angle au zénith de  $\theta = 0^\circ$  et  $\theta = 75^\circ$

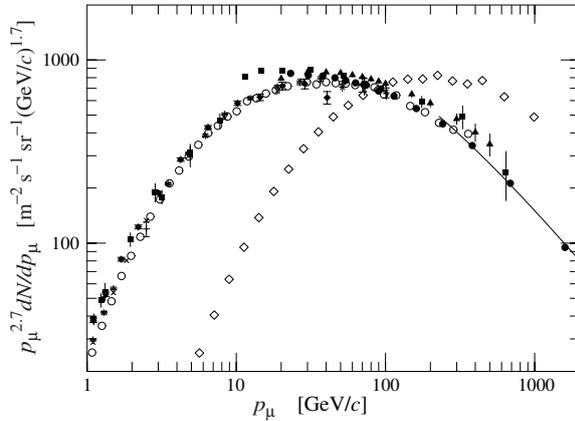


FIGURE 4.4 – Spectre de muons détectés à la surface de la Terre à un angle de  $0^\circ$  (points ronds) et à  $75^\circ$  (points carrés transparents) au zénith [5], multiplié par  $p_\mu^{2.7}$  pour rendre les différences entre les spectres plus apparentes.

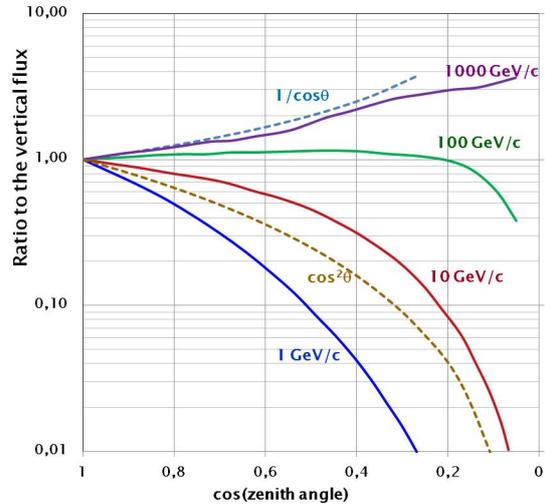


FIGURE 4.5 – Distribution angulaire des muons au sol pour différentes énergies. Le spectre total des muons suit une loi en  $\cos^2 \theta$ , correspondant à une moyenne de 3 GeV [9]

Les muons les plus énergétiques de ce spectre nous arrivent très proches de l'horizon, avec des angles d'incidence par rapport au zénith supérieur à  $75^\circ$ , comme on peut le voir sur la figure 4.4. Cela s'explique par le fait que les muons sont produits en haut de l'atmosphère et qu'ils doivent parcourir une plus grande distance quand ils sont inclinés par rapport à l'horizon ; dès lors, les muons les moins énergétiques vont se désintégrer avant d'atteindre la surface de la Terre [5].

La distribution angulaire des muons suit une loi en  $\cos^n \theta$ , qui dépend de l'énergie des muons incidents [9]. À basse énergie, la distribution angulaire devient plus pentue, alors que pour des énergies supérieures à 100 GeV, la distribution s'aplatit, avec  $n \rightarrow -1$ . Ces distributions sont représentées à la figure 4.5

La distribution angulaire totale des muons mesurée au niveau de la mer est proportionnelle à une loi en  $\cos^2 \theta$ .

### 4.2.3 Impact sur le bruit de fond corrélé du détecteur STEREO

Les muons sont des particules très pénétrantes à la surface de la Terre et leurs énergies leur permettent de créer des particules secondaires par interaction avec des noyaux. Ils peuvent échanger un photon virtuel ou un boson Z pour arracher par spallation des nucléons aux noyaux.

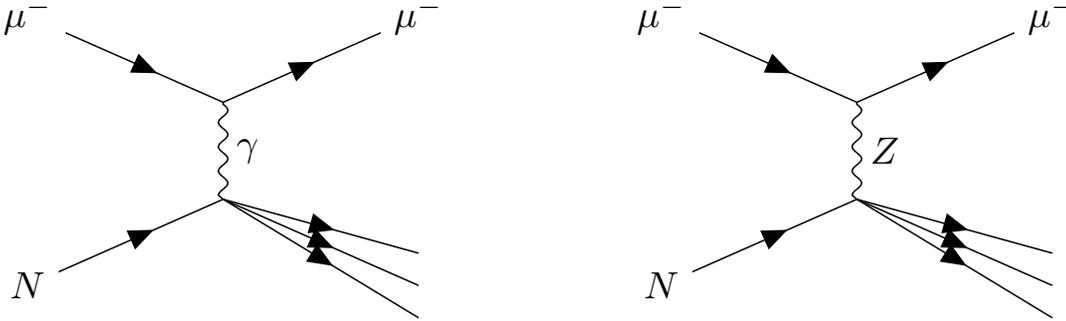


FIGURE 4.6 – Digrammes de Feynman d'une interaction lepton-noyau par courant électromagnétique et neutre.

Cette interaction est représentée par les diagrammes de Feynman figure 4.6.  $P_\mu$  et  $P'_\mu$  sont les quadrivecteurs du muon avant et après l'interaction respectivement;  $q = P_\mu - P'_\mu$  est le quadrivecteur transféré au noyau par le boson échangé.  $P$  est le quadrivecteur du noyau avant interaction, et  $W$  le quadrivecteur de l'état final du "système hadronique" après interaction.

La section efficace différentielle en fonction de quelques nombres de masse  $A$  (le carbone, le cuivre et le plomb), ainsi que la probabilité de l'angle de diffusion en fonction de l'énergie du muon sont représentées dans les figures 4.7 et 4.8 [10].

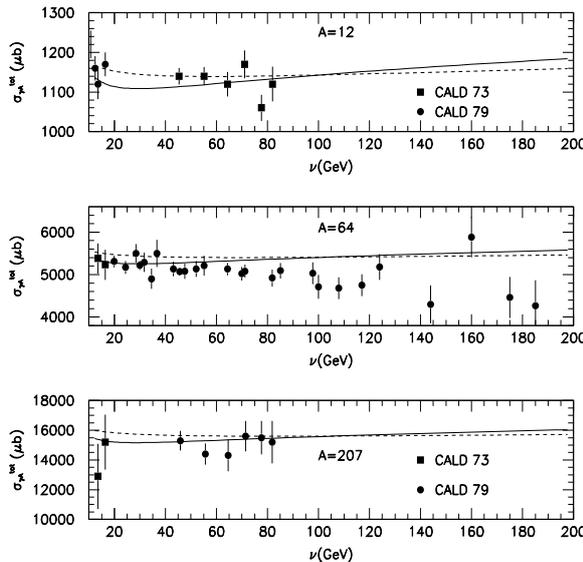


FIGURE 4.7 – Section efficace différentielle  $\sigma_{\gamma N}$  en fonction du nombre de masse  $A$  du matériau [10].

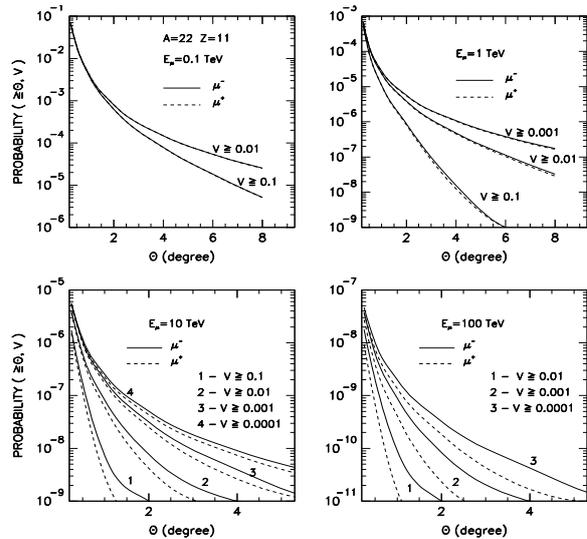


FIGURE 4.8 – Probabilité de l'angle de diffusion du muon en fonction de son énergie initiale [10].

Nous pouvons constater que la section efficace dépend du nombre de masse et donc du matériau que l'on considère. Ainsi, plus nous avons affaire à un élément lourd, plus la section efficace est grande. Les blindages de STEREO en plomb seront donc une source importante de production de neutrons rapides, et dans une moindre mesure les blindages en fer doux puis les blindages de polyéthylène (contenant du carbone).

La probabilité de l'angle de diffusion du muon nous montre que le neutron rapide produit est fortement collimaté dans la direction du muon. La plupart des neutrons rapides qui provoqueront un signal dans le détecteur seront donc associés à un muon qui sera passé dans la même direction. Grâce au veto muon et au gamma-catcher, STEREO possède une couverture à quasiment  $2\pi$  par rapport aux muons et donc nous permettra de signaler les neutrons rapides probables qui risquent d'interagir.

Pour atténuer ce flux de muons et de neutrons induits, le détecteur STEREO est installé sous le canal de transfert du réacteur de l'ILL. Cette structure de béton contient environ 6 m d'eau, et procure une atténuation d'un facteur 2.7 sur le flux de muons incident — nous reviendrons sur ces mesures à la section 4.3.5.2.

Nous allons étudier en particulier les muons qui ne laisseront pas assez de signal dans le veto et/ou le gamma catcher — et qui in fine ne seront pas détectés, ainsi que les neutrons qu'ils risquent de créer. Ce point sera étudié en simulation à la section 4.4.

## 4.2.4 Étude en simulation des muons cosmogéniques

### 4.2.4.1 Présentation

Dans le but d'étudier le flux de muons sur site et l'interaction dans la matière autour du détecteur, un générateur de muons cosmogéniques a été développé. Nous avons intérêt à développer un tel générateur dédié qui soit à la fois robuste et rapide car nous avons besoin de produire énormément de muons dans le but d'étudier les quelques neutrons secondaires qui vont créer un faux signal dans le détecteur STEREO.

L'idée est de ne générer que des muons "intéressants", c'est à dire dont la trajectoire va effectivement traverser le détecteur. L'algorithme de la génération d'un muon se fait en 4 étapes :

1. Une impulsion  $|\vec{p}_{\text{inc}}|$  et un angle d'incidence  $\theta_{\text{inc}}$  sont tirés selon les distributions des muons par [3]. Ces valeurs sont ensuite affectées au muon sans autre pondération.
2. Une position  $x_{\text{tir}}$  est tirée aléatoirement au dessus du détecteur, sur une surface horizontale qui couvre l'angle solide. Cette surface se trouve à 1 cm au-dessus du détecteur. Ainsi si nous choisissons de tourner le détecteur par rapport à l'axe zénithal  $\vec{z}$ , nous définissons toujours cette surface de manière horizontale, qui est la projection de l'angle solide vu par le détecteur dans le plan  $\vec{x}0\vec{y}$
3. La position initiale où sera générée le muon  $x_{\text{inc}}$  est extrapolée à partir de la position tirée  $x_{\text{tir}}$  dans la direction de l'impulsion  $\vec{p}_{\text{inc}}$ . Ainsi, le muon qui sera généré à la position  $x_{\text{inc}}$  pointera directement dans la direction du détecteur. L'utilisateur a la possibilité de paramétrer l'altitude où le muon sera généré, ce qui est pratique si on décide de rajouter à la simulation la géométrie de l'ILL par exemple.
4. Nous utilisons la librairie Geant4 pour simuler le passage du muon dans la matière, avec les listes de processus physiques enregistrées correspondantes.

La figure 4.9 montre comment est définie la surface de tirage par rapport à l'angle solide vu par un détecteur constitué de deux plastiques scintillants capables de tourner par rapport à l'angle zénithal. Ce dispositif sera décrit en détail à la section 4.3. C'est ce détecteur qui va nous permettre de valider le principe de notre générateur et d'effectuer la normalisation, voir section suivante 4.2.4.2.

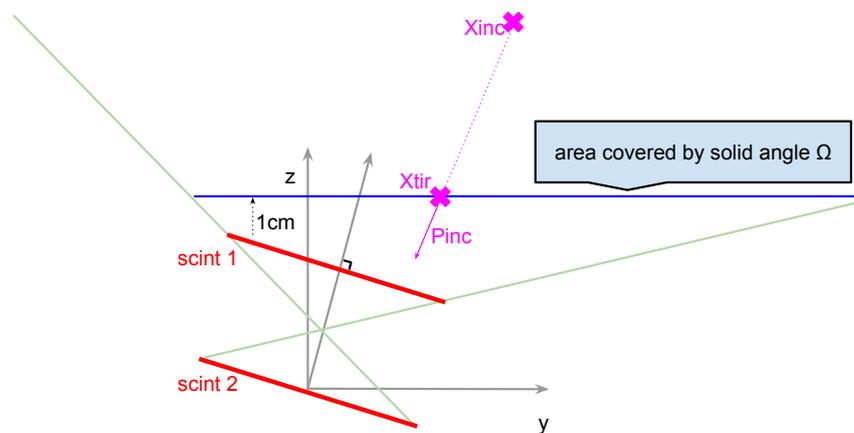


FIGURE 4.9 – Schéma de la surface de tirage (en bleu) définie au dessus des scintillateurs (en rouge). Les lignes vertes représentent l'angle d'ouverture du télescope à muon par rapport au ciel, et nous voyons que la surface de tirage recouvre bien tout l'angle solide tout en restant horizontale.

La simulation produit un fichier avec les différentes observables qui nous intéressent pour vérifier le bon déroulement du générateur Monte-Carlo (la position de tirage et incidente, l'impulsion du muon, l'angle d'incidence) et la physique dans les volumes sensibles que nous avons définis (énergie déposée par exemple).

### 4.2.4.2 Normalisation

La normalisation de la simulation va s'effectuer en comparant les résultats obtenus par rapport à un dispositif expérimental similaire. Dans notre cas — nous étudierons les mesures expérimentales à la section 4.3, nous allons

simuler les deux plastiques scintillant sans rotation par rapport à l'axe zénithal  $\vec{z}$ , c'est à dire perpendiculaire par rapport à la verticale. L'objectif ici est de définir une simulation de référence et la normaliser par rapport à une mesure de référence.

La sélection des muons s'effectue en appliquant une coupure sur l'énergie déposée dans les deux scintillateurs. Les muons vont perdre une énergie de l'ordre de leur minimum d'ionisation comme le montre la figure 4.10, nous allons appliquer la coupure dans le plateau localisé avant le minimum d'ionisation — ou *MIP*. Nous utilisons une sélection en coïncidence, c'est à dire pour un dépôt d'énergie sur les deux scintillateurs au delà de la coupure. Le nombre de muons détectés estimé par la simulation va englober les information géométrique de l'angle solide de notre générateur.

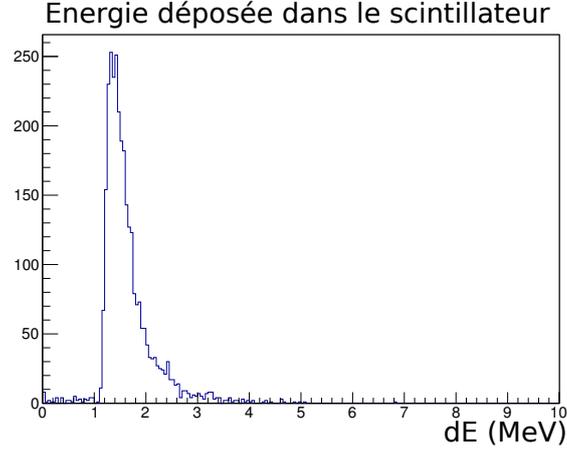


FIGURE 4.10 – Perte d'énergie dans les scintillateurs en simulation. Le pic dû au minimum d'ionisation (MIP) est bien visible à 1.8 MeV, la sélection en énergie s'effectuera à l'aide d'une coupure dans le plateau situé à gauche du MIP.

Nous obtenons un nombre correspondant au nombre de muons qui ont passé la sélection  $\mu_{\text{det}}$ , que l'on normalise par rapport au nombre d'évènements générés pendant la simulation par unité de surface de tirage,  $\mu_{\text{norm}} = \mu_{\text{gen}}/S_{\text{tir}}$ . Ainsi, nous pouvons effectuer plusieurs simulations où le nombre de muons générés ou la surface de tirage varient mais que nous pouvons toujours comparer entre elles. Ce rapport  $\phi_{\text{simu}} = \mu_{\text{det}}/\mu_{\text{norm}}$  doit être ensuite relié à une valeur de référence pour obtenir un taux de comptage de muons *réel*.

Nous détaillons l'expression de la normalisation :

$$\Phi_{\text{simu}} = \frac{\phi_{\text{simu}}}{\mu_{\text{norm}}} = \frac{\mu_{\text{det}} \times S_{\text{tir}}}{\mu_{\text{gen}}} \quad (4.10)$$

Nous allons définir une simulation de référence pour la configuration que nous avons détaillée précédemment, c'est à dire où les scintillateurs sont perpendiculaires par rapport à l'axe  $\vec{z}$ , dénommé  $\Phi_{\text{simu}_0}$ . Par la suite, nous re-normaliserons toutes nos simulations par rapport à ce  $\Phi_{\text{simu}_0}$  et c'est cette référence qui sera reliée à la mesure expérimentale. Le facteur de normalisation va alors être déduit par une relation linéaire reliant la simulation de référence à la mesure de référence :

$$\Phi_{\text{mes}_0} \equiv \alpha_0(\mu_{\text{gen}}, S_{\text{tir}}) \times \Phi_{\text{simu}_0} \quad (4.11)$$

Aucune contrainte ne s'impose sur le facteur  $\alpha_0$ , il est fonction des paramètres de la simulation, c'est à dire du nombre de muons générés et de la surface de tirage.

Explicitement, le facteur de normalisation vaut :

$$\alpha_0(\mu_{\text{gen}}, S_{\text{tir}}) = \frac{\Phi_{\text{mes}_0}}{\Phi_{\text{simu}_0}} = \Phi_{\text{mes}_0} \times \frac{\mu_{\text{gen}_0}}{\mu_{\text{det}_0} \times S_{\text{tir}_0}} \quad (4.12)$$

Il nous permet de décrire des paramètres *physiques* pour notre simulation, comme par exemple le *temps*  $t_{\text{simu}}$ , qui nous permettra d'exprimer l'erreur sur notre simulation normalisée :

$$t_{\text{simu}} = \frac{\mu_{\text{gen}}}{\alpha_0 \times S_{\text{tir}}} \quad (4.13)$$

Grâce à ce paramètre, notre taux de comptage et l'erreur associé sont calculés via :

$$\Phi_{\text{simu}} = \frac{\mu_{\text{det}}}{t_{\text{simu}}} \quad (4.14)$$

$$\Delta^2 \Phi_{\text{simu}} = \frac{1}{t_{\text{simu}}} \Delta^2 \mu_{\text{det}} + \frac{\mu_{\text{det}}}{t_{\text{simu}}^2} \Delta^2 t_{\text{simu}} \quad (4.15)$$

#### 4.2.4.3 Dépendance du facteur de normalisation $\alpha_0$

Avec la définition de notre surface de tirage recouvrant intégralement l'angle solide du détecteur, nous devons nous assurer que si nous augmentons la taille de cette surface nous n'affecterons pas le nombre de muons détectés, car ces nouveaux muons générés ne devraient pas traverser le dispositif. De même, faire varier le nombre de muons générés ne devrait pas influencer sur le taux de comptage si on effectue le tirage de manière uniforme sur la distribution en angle des muons.

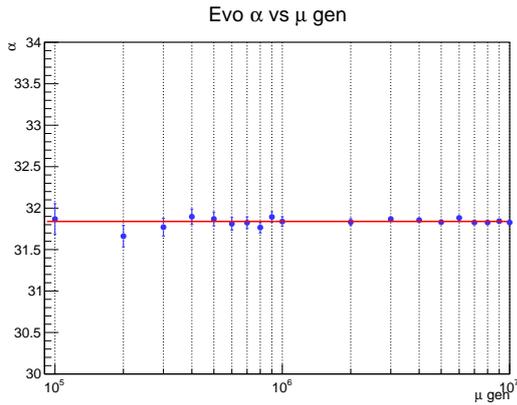


FIGURE 4.11 – Evolution du paramètre de normalisation  $\alpha_0$  en fonction du nombre de muons générés pour une surface de tirage couvrant l'angle solide fixe à  $1 \text{ m}^2$ . Plus l'on augmente le nombre de muons générés, plus l'erreur diminue, comme nous l'attendons d'après l'équation 4.15.

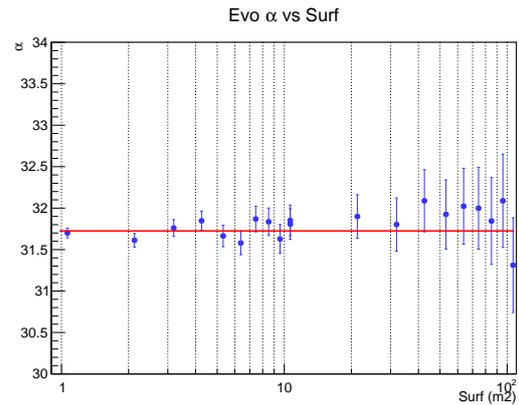


FIGURE 4.12 – Evolution du paramètre de normalisation  $\alpha_0$  en fonction de la surface de tirage couvrant l'angle solide pour un nombre de muon généré fixe à  $10^5$ . Plus la surface augmente, plus l'erreur augmente si l'on garde fixe le nombre de muon générés, d'après l'équation 4.15.

Les figures 4.11 et 4.12 illustrent la dépendance de  $\alpha_0$  avec les des paramètres d'entrée de la simulation, respectivement le nombre de muons générés et la taille de la surface de tirage. Les ajustements tirés de ces figures sont compatibles avec une constante et donc  $\alpha_0$  ne varie pas en fonction des paramètres d'entrée. Le principe de la normalisation est ainsi validé.

Mais nous nous sommes aperçus qu'en rajoutant la géométrie de l'ILL — c'est à dire le réacteur, le canal de transfert et le lieu d'implantation — le facteur de normalisation devient dépendant de la surface de tirage. En effet, ce facteur peut augmenter jusqu'à 10% quand nous agrandissons la surface de tirage, car à présent, les muons vont traverser les murs de l'ILL avant d'atteindre le détecteur, ce qui peut provoquer des collisions et ainsi changer la direction de leur impulsion. Dans cette configuration, où l'on peut imaginer qu'un muon ne pointant pas originalement vers le détecteur — et donc ne peut être généré avec notre algorithme — possède une probabilité non nulle de changer de trajectoire lors de ses multiples diffusion avec la matière et atteindre le détecteur, tandis que l'inverse est aussi possible.

La figure 4.13 montre l'évolution du facteur de normalisation en fonction de la taille de la surface de tirage. A présent, pour être sûr de ne perdre aucun muon, nous définissons une surface de tirage plus grande que celle qui initialement couvrirait l'angle solide.

Pour que notre générateur soit robuste, nous choisissons de tirer sur une surface d'au moins  $200 \text{ m}^2$  et de générer au moins 10 millions de muons.

## 4.2.5 Simulation des muons cosmogéniques avec la librairie CRY

Notre algorithme de génération de muons sur mesure a été comparé à la librairie CRY [11] disponible pour la librairie Geant4. C'est un code développé par le Lawrence Livermore National Laboratory — ou LLNL — qui génère les protons d'origines cosmiques au sommet de l'atmosphère avec une énergie comprise entre  $1 \text{ GeV}$  et  $100 \text{ TeV}$ . Ce générateur permet de suivre à chaque étape du Monte-Carlo les particules secondaires, comme les neutrons, muons, gammas, électrons et pions. Les flux et les spectres en énergie peuvent être ajustés en fonction de l'altitude

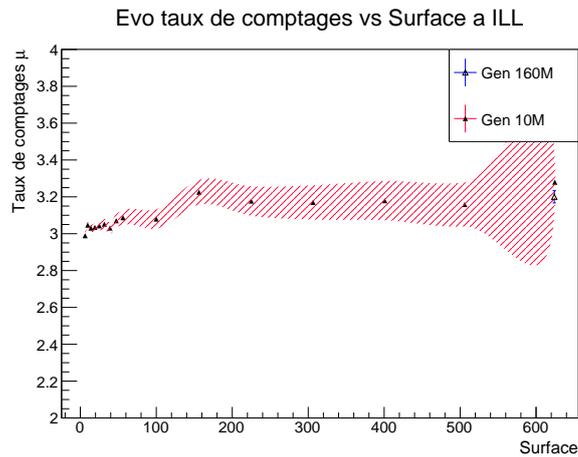


FIGURE 4.13 – Evolution du paramètre de normalisation  $\alpha_0$  en fonction de la surface de tirage recouvrant l'angle solide. La zone hachurée en rouge représente les mesures avec 10 millions de muons générés, et les points bleus avec 160 millions de muons générés, permettant de réduire l'incertitude sur notre simulation. Nous voyons qu'avec une surface de 200 m<sup>2</sup>, nous récupérons tous les muons qui sont diffusés par la matière autour du détecteur à l'ILL.

où se trouve notre détecteur, et ce générateur prend aussi en compte les corrélations avec l'activité solaire dont nous avons précédemment décrit l'impact sur les rayons cosmiques à la section 4.1.1. C'est ensuite Geant4 qui se charge de générer la propagation de ces particules dans un modèle d'atmosphère composé de couches de diazote et de dioxygène principalement, de densité tabulée par rapport aux données relevées.

L'intérêt principal de cette librairie réside dans le fait que le générateur CRY produit en entrée de la simulation toute la cascade électromagnétique générée par les rayons cosmiques, et non seulement les muons comme dans notre précédent cas. Nous allons par la suite comparer les deux différents générateurs pour tester la robustesse de notre générateur simplifié par rapport à ce modèle plus complet, ainsi que d'en déduire la contribution des muons par rapport aux autres particules secondaires corrélées de la cascade.

Avec ce générateur, nous utiliserons les mêmes valeurs de surface de tirage et de muons générés, c'est à dire une surface de tirage de 200 m<sup>2</sup> et  $\mu_{\text{gen}} = 10^7$ . La normalisation s'effectuera de la même manière que précédemment, en associant à une simulation de référence la même mesure de référence que pour le premier générateur que nous avons décrit au paragraphe 4.2.4.2.

## 4.3 Mesure du flux de muons sur site à l'aide d'un télescope à muon

Pour connaître l'atténuation produite par le canal de transfert au dessus de STEREO et normaliser les simulations, nous avons développé un détecteur simple et facilement transportable que nous allons décrire dans cette partie. Nous désignerons ce détecteur sous l'appellation de *télescope à muon*, et qui permet de mesurer le flux de muons en fonction de l'angle au zénith.

### 4.3.1 Présentation

Ce dispositif se présente sous la forme de 2 palettes de scintillateurs plastiques reliés à chacune de leurs extrémités à des tubes photomultiplicateurs XP2262 de 8 pouces (de la marque Photonis). Les scintillateurs mesurent 52 cm de long pour 12 cm de large et 0.8 cm d'épaisseur. Le plastique utilisé est un composé de polyvinyletoluène dopé avec de l'anthracène à 1.023 g · cm<sup>-3</sup>. L'anthracène est le scintillant dans ce composé : la radiation émise est proportionnelle à l'énergie déposée.

Les deux palettes sont placées l'une au dessus et de l'autre et sont séparées de 20 cm. La figure 4.14 montre une photo du télescope à muon.

Ces tubes sont reliés à une carte front-end de l'électronique STEREO décrit au paragraphe 2.4.2 nous permettant de paramétrer le déclenchement et l'acquisition du signal.

Un muon qui va traverser les palettes de scintillateur va produire des photons de scintillation qui seront collectés par les tubes photomultiplicateurs aux extrémités. Nous allons utiliser un déclenchement en coïncidence dans le but de réduire la contribution du bruit de fond gamma ambiant à l'ILL. L'acquisition du signal peut être déclenchée lorsqu'un signal est détecté en coïncidence temporelle sur deux tubes ou sur quatre tubes photomultiplicateurs. Ce seuil est fixé très bas dans le bruit du photomultiplicateur.

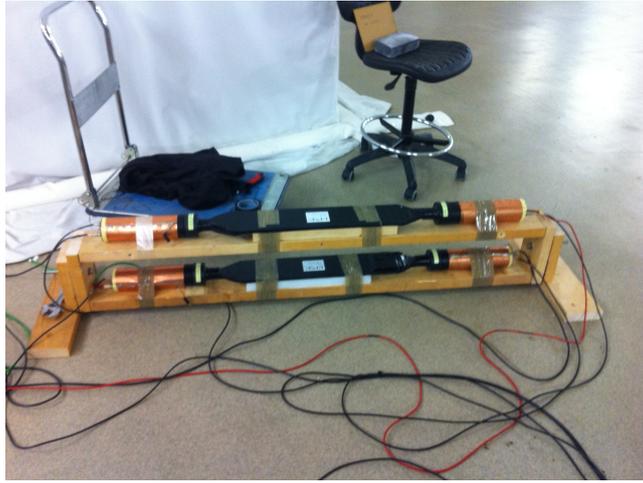


FIGURE 4.14 – Photo du télescope à muon.

Le flux de muon a été donné dans la section 4.2.2 et vaut  $\Phi_\mu = 100 \mu \cdot s^{-1} \cdot m^{-2} \cdot sr^{-1}$ . L'angle solide du télescope à muon est de 0.6 sr, sa surface est de 0.0624 m<sup>2</sup>. Le taux de comptage attendu est de l'ordre de  $3.75 \mu \cdot s^{-1}$ .

Le taux de coïncidence fortuite peut-être estimé simplement sous la forme :

$$\Phi_{\text{fortuit}} = \Phi_\mu \times \tau_{\text{integration}} \times \Phi_\mu \quad (4.16)$$

Avec  $\Phi_\mu$  la fréquence du bruit de fond et  $\tau_{\text{integration}}$  la fenêtre d'intégration. Nous pouvons par exemple déterminer quel est le taux de coïncidences fortuites attendu entre deux muons dans le télescope à muon. La fenêtre de coïncidence des cartes front-end est égale à la largeur de la fenêtre d'acquisition  $N_{\text{sample}}$  (voir la section 2.4.2). Si l'on choisit de travailler avec  $N_{\text{sample}} = 64$  échantillons de 4 ns, la fenêtre d'intégration vaut alors  $\tau_{\text{integration}} = 256$  ns. Le taux de coïncidences fortuites est estimé à  $3.59 \cdot 10^{-6} s^{-1}$ . Le rapport taux de coïncidences fortuites sur celui des vraies est de l'ordre de  $\Phi_{\text{fortuit}}/\Phi_\mu \approx 10^{-6}$ , ce qui est très faible. Donc si nous mesurons le flux à l'extérieur et nous observons un flux significativement plus important par rapport à cette estimation, nous pouvons estimer raisonnablement que cette déviation n'est pas due aux muons et qu'une autre contribution est à l'oeuvre, comme des électrons ou des gammas.

Ce dispositif est capable de tourner autour de son axe longitudinal, ce qui nous permet de viser une partie du ciel et de mesurer un taux de comptage de muons en fonction de l'angle par rapport au zénith. Dans les prochaines parties de cette section, l'angle au zénith vertical, c'est à dire quand les plaques de scintillateur sont à l'horizontale, correspond à une valeur de 0°.

### 4.3.2 Calibration des tubes photomultiplicateurs

Une source de strontium <sup>90</sup>Sr radioactive  $\beta^-$  a été utilisée pour la calibration des tubes. La chaîne de désintégration du strontium est présentée figure 4.15 :

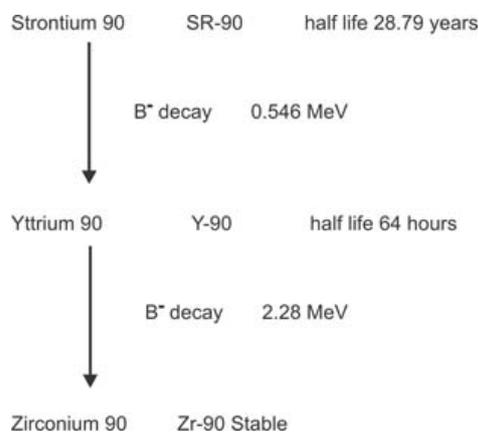


FIGURE 4.15 – Chaîne de désintégration du <sup>90</sup>Sr [12].

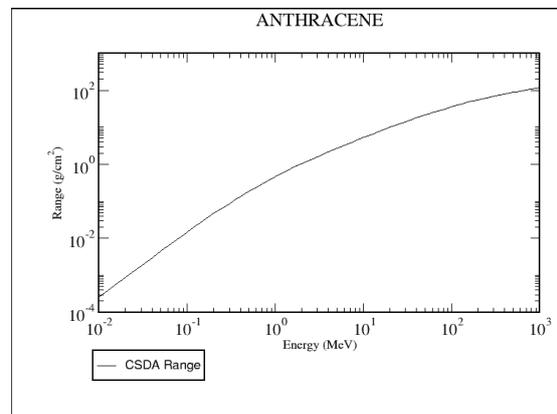


FIGURE 4.16 – Distance d'arrêt pour les électrons dans l'anthracène en fonction de leur énergie [13].

Les électrons émis par la source, d'une énergie cinétique maximum de  $T = 0.546$  MeV pour la première désintégration et  $T = 2.28$  MeV pour la deuxième vont déposer leur énergie dans le scintillateur.

Les plastiques scintillants du télescope à muon mesurent 8 mm d'épaisseur, nous pouvons calculer les pouvoirs d'arrêt du scintillateur pour ces deux électrons, grâce à la base de données NIST [13]. Dans l'approximation de la perte d'énergie continue de la particule — ou CSDA, pour *continuous-slowing-down approximation* — représentée figure 4.16, nous trouvons :

$$0.546 \text{ MeV} \rightarrow 0.180 \text{ cm} \quad (4.17)$$

$$2.28 \text{ MeV} \rightarrow 1.00 \text{ cm} \quad (4.18)$$

Nous allons considérer que les électrons vont être totalement absorbés par le plastique scintillant et déposer toute leurs énergie.

La source de strontium est placée directement sur les palettes de scintillateur. La haute tension des tubes photomultiplicateurs est ajustée de telle sorte que le signal soit le même sur les deux tubes photomultiplicateurs d'une même palette.

La position du pic d'absorption est choisie comme un compromis entre la gamme d'énergie à laquelle nous voulons accéder — que nous souhaitons la plus grande possible — et l'efficacité de détection — qui ne doit pas être sensible à la position du passage de la particule dans le scintillateur.

La calibration se déroule en 2 étapes pour chaque tube photomultiplicateur :

1. L'acquisition est déclenchée sur un tube avec la source posée sur le scintillateur à une distance proche du tube. La position du pic d'absorption est réglée à la valeur de 3000 canaux ADC en ajustant la tension aux bornes du tube photomultiplicateur.
2. La source est déplacée à l'autre extrémité du scintillateur et nous vérifions que le pic est toujours au dessus du seuil, sinon la tension est ajustée en conséquence.

De plus, nous observons que le signal détecté génère un pic dont la position sur le spectre ne dépend pas de la position de la source sur le scintillateur. Nous en déduisons que les effets géométriques lors de la collection de lumière par les tubes photomultiplicateurs n'ont pas d'effet sur la position du pic mesuré, et que nous pouvons associer le signal à l'énergie déposée par la source dans le scintillateur.

### 4.3.3 Calibration des ADC

Une calibration des convertisseurs analogiques numériques (ADC) a été effectuée sur les quatre voies à l'aide d'un module électronique appliquant une tension de 100 mV par voie. Ce module est capable par la suite d'appliquer des tensions proportionnelles à un nombre entier de fois sa valeur initiale de 100 mV. La figure 4.17 représente le signal appliqué successivement par le module électronique, où nous pouvons distinguer les échelons de tension de 100 mV jusqu'à 400 mV, sur quatre voies de la carte front-end. La figure 4.18 montre la loi de calibration linéaire reliant le nombre de canaux ADC à la tension en mV.

La figure 4.18 montre la linéarité de chaque ADC sur les voies que nous utiliserons avec le télescope à muon et à la vue des différences infimes entre ces quatre voies, nous considérons la même loi pour toutes.

### 4.3.4 Sélections des muons cosmogéniques

L'enregistrement d'un évènement mesuré avec le télescope à muon est conditionné par la mesure d'un signal en coïncidence sur deux ou quatre tubes photomultiplicateurs. Les paramètres de l'acquisition — présentés à la section 2.4.2 — sont définis pour le télescope à muon dans le tableau 4.1.

Les paramètres CFD permettent de définir le temps du début de l'intégration du signal. L'acquisition est déclenchée lorsqu'une voie détecte un signal franchissant le seuil. Ensuite, la carte calcule pour toutes les voies un temps CFD. Si ce temps CFD est valide, c'est à dire supérieur à zéro, la carte se charge de comparer la valeur du signal au temps CFD par rapport à un seuil CFD. S'il est supérieur, le signal est considéré comme un *candidat trigger*. Si deux ou quatre voies passe le seuil CFD, l'électronique enregistre l'évènement et la coïncidence — à deux ou quatre voies — est validée. L'intégrale, appelé  $Q_{\text{tot}}$ , sera calculée à partir du temps CFD  $t_{\text{CFD}}$  sur  $N_{\text{tot}} = 12$  canaux ADC, c'est à dire 48 ns.

La télescope à muon a été placée à l'extérieur du LPSC en position horizontale correspondant à un angle par rapport au zénith de  $0^\circ$ . Les figures 4.19 et 4.21 présentent les histogrammes obtenus pour les charges  $Q_{\text{tot}}$  et les temps CFD  $t_{\text{CFD}}$  enregistrés lors de l'acquisition. Les voies 0 et 1 correspondent respectivement aux tubes reliés sur le côté gauche et droit du scintillateur du haut du télescope, et de la même manière les voies 2 et 3 correspondent aux tubes reliés sur le scintillateur du bas. Les figures 4.20 et 4.22 zooment sur les spectres de la voie 0.

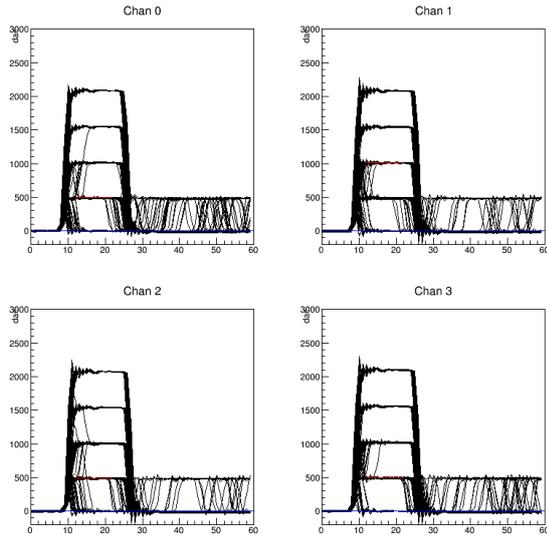


FIGURE 4.17 – Signal enregistré par la carte front-end sur quatre voies pour les différents signaux appliqués par le module à 100, 200, 300 et 400 mV.

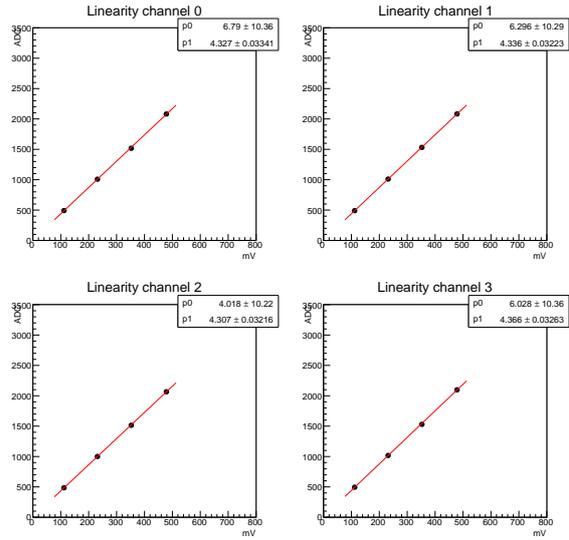


FIGURE 4.18 – Calibration entre les voies ADC et la tension appliquée.

Paramètres	Voie 1	Voie 2	Voie 3	Voie 4
Gain X10	ON	ON	ON	ON
Seuil (Canaux ADC)	50	50	50	50
Seuil CFD (Canaux ADC)	50	50	50	50
Retard CFD	2			
Fraction CFD	13107			
$N_{\text{samples}}$	60			
$N_{\text{tot}}$	12			
$N_{\text{tail}}$	2			
Pretrig	10			

TABLE 4.1 – Paramètres utilisés pour l’acquisition des muons cosmogéniques

La figure 4.20 fait apparaître deux pics, l’un situé à 1000 canaux ADC (repéré par la ligne en vert) et un autre aux environs de 30000 canaux ADC (ligne rouge). Les histogrammes en temps CFD possèdent un pic centré à 10 échantillons, ce qui correspond à la valeur choisie pour le pretrigger (voir tableau 4.1 des paramètres d’acquisition).

Nous pouvons comparer les temps d’arrivée des photons de scintillation entre les parties droites et gauches des scintillateurs, que nous avons représentés sur la figure 4.23. Nous allons définir une coupure sur cette différence de temps, qui doit être inférieure à une valeur  $\tau_{\text{coinc}}$ . Le but étant de limiter des coincidences fortuites en limitant la contribution due aux bruits des tubes photomultiplicateurs.

L’intégrale du signal  $Q_{\text{tot}}$  est proportionnelle à la lumière collectée par les tubes photomultiplicateurs, et donc à la perte d’énergie dans les scintillateurs. La collection de la lumière de scintillation produite à l’intérieur du scintillateur est répartie sur les deux tubes photomultiplicateurs. A l’aide de la calibration précédemment effectuée, nous pouvons retrouver l’énergie totale déposée dans le scintillateur en sommant la charge collectée dans le tube photomultiplicateur de gauche avec celui de droite pour chaque évènement, ce qui est représenté sur la figure 4.24. La coupure sur le temps CFD entre les scintillateurs est aussi prise en compte pour la réalisation de ces spectres.

Nous allons aussi définir une coupure sur l’énergie déposée par les particules dans le scintillateur, en utilisant une coupure sur la charge du signal. Pour mieux comprendre les spectres mesurés nous avons réalisé une simulation de la perte d’énergie du télescope à muon à l’aide de la librairie Geant4. Les muons sont créés à l’aide de notre générateur dédié défini à la section 4.2.4.1 Les résultats sont représentés sur la figure 4.25.

La simulation montre que les muons perdent principalement de l’énergie au minimum d’ionisation de 2 MeV. Sur les spectres mesurés de la figure 4.24, ce pic dû aux évènements au minimum d’ionisation est celui à 30000 canaux ADC. Nous allons donc effectuer une coupure sur les évènements à basse charge présents dans ces spectres, car nous suspectons que cette contribution est due aux gerbes induites par les particules cosmiques. Nous en discuterons

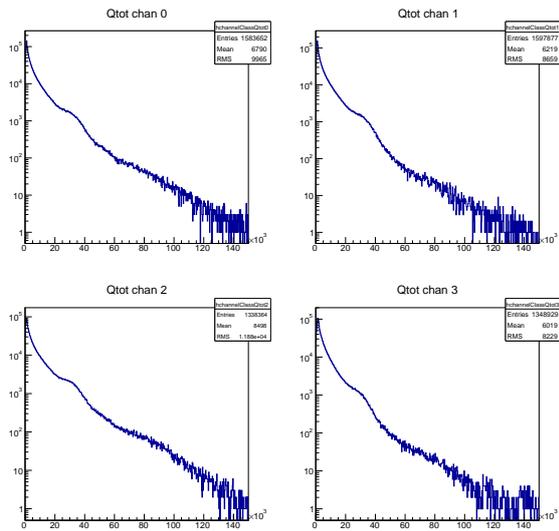


FIGURE 4.19 – Histogrammes de l’intégrale des signaux  $Q_{tot}$  mesurées pour chacun des tubes

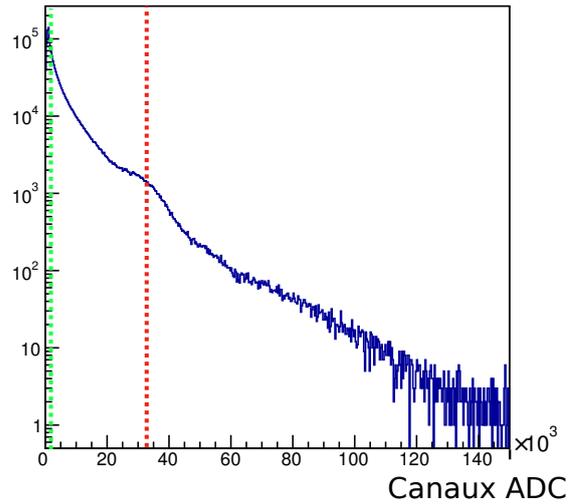


FIGURE 4.20 – Zoom sur l’histogramme des  $Q_{tot}$  mesurés de la voie 0

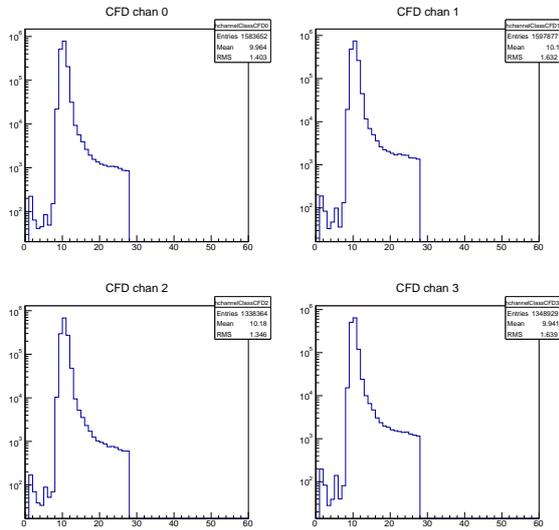


FIGURE 4.21 – Histogrammes des temps CFD mesurées pour chacun des tubes photomultiplicateurs.

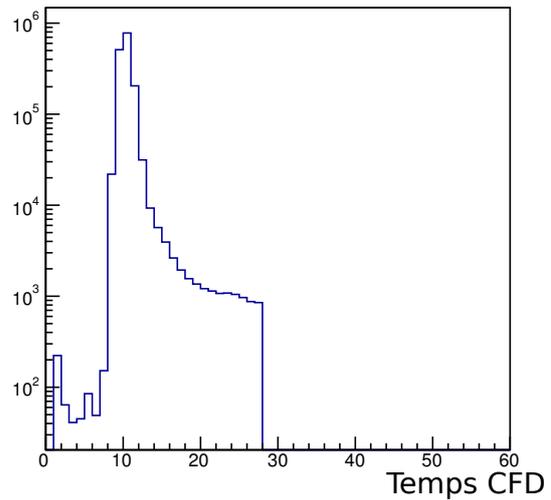


FIGURE 4.22 – Zoom sur l’histogramme des temps CFD mesurés de la voie 0

plus en détail à la section suivante 4.3.5 lorsque nous comparerons nos résultats à ceux de la simulation, en fonction du générateur utilisé pour les muons.

La figure 4.26 montre la variation du taux de déclenchement du télescope à muon en fonction de la valeur de  $\tau_{coinc}$ . Cette courbe peut être ajustée par une exponentielle, avec comme paramètre  $\tau_{coinc}$ . L’ajustement permet d’extraire  $\tau_{coinc} = 16$  ns, pour ne pas être trop restrictif.

La coupure en charge est définie entre les deux pics visibles sur les spectres, à  $Q_{cut} = 10000$  canaux ADC. La figure 4.27 permet d’évaluer l’impact sur le taux de comptage des muons en fonction de la valeur de  $Q_{cut}$ . Nous pouvons voir la contribution des deux pics, et la coupure dans la vallée entre les deux rejette environ 10% d’évènements en coïncidence temporelle entre les deux scintillateurs.

En regardant les histogrammes à deux dimensions de la charge du signal dans le tube 1 (pour le scintillateur haut) ainsi que la charge du signal dans le tube 2 en fonction du tube 3 (scintillateur bas), nous pouvons voir la contribution des deux types de particules détectées, à basses et hautes énergies. Les figures 4.28 et 4.29 montrent ces histogrammes respectivement avant et après la coupure en énergie et en temps. Nous pouvons constater que la coupure est efficace pour minimiser les contributions de ces particules à basse énergie.

La forme caractéristique rappelant une *banane* sur les figures 4.28 et 4.29 est typique de la distribution angulaire des muons par rapport à l’angle solide d’ouverture du télescope à muon. Au premier ordre, ces spectres permettent de retrouver la position du point de passage du muon le long de l’axe de la palette du scintillateur. Par exemple, un

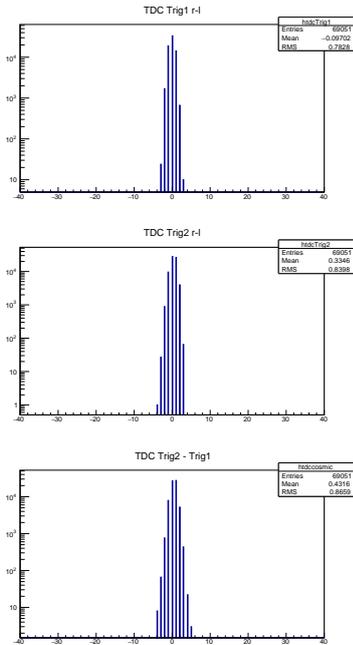


FIGURE 4.23 – Histogrammes de la différence de temps CFD entre les tubes 0 et 1 (figure en haut), entre les tubes 2 et 3 (milieu). Nous définissons sur la figure du bas la différence entre scintillateurs haut et bas,  $|(t_0 + t_1)/2 - (t_2 + t_3)/2|$

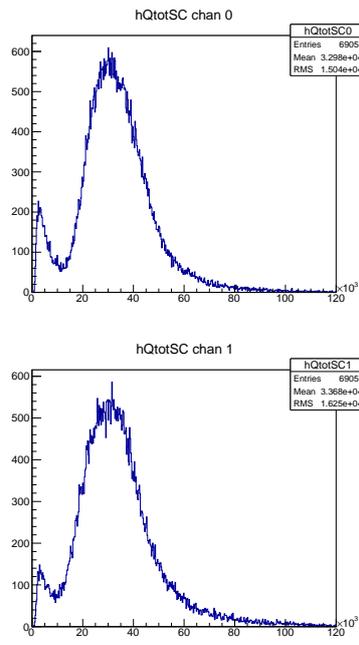


FIGURE 4.24 – Histogrammes de la somme des  $Q_{tot}$  entre les tubes 0 et 1 (figure du haut) et 2 et 3 (figure du bas)

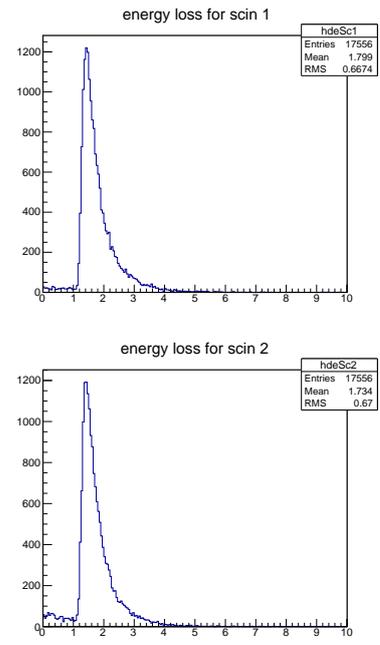


FIGURE 4.25 – Simulation de la perte d'énergie attendue dans le scintillateur avec notre générateur de muons cosmogéniques et la librairie Geant4.

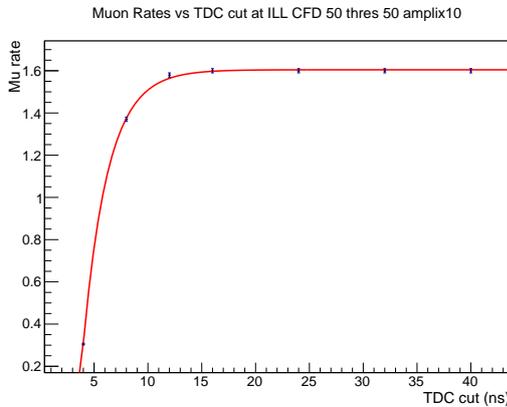


FIGURE 4.26 – Evolution du taux de déclenchement du télescope à muon en fonction de la valeur de la coupure en temps entre les temps d'arrivée sur les scintillateurs haut et bas. On peut ajuster les résultats par une exponentielle, de paramètre  $\tau_{coinc}$ .

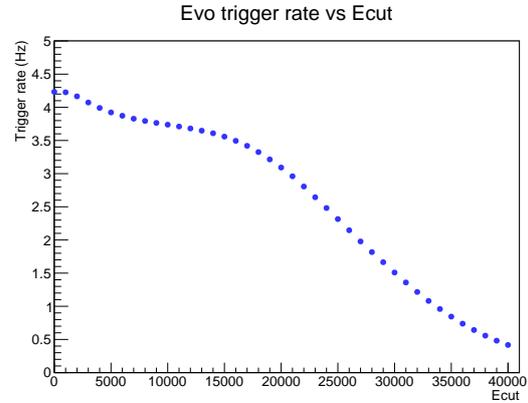


FIGURE 4.27 – Evolution du taux de déclenchement du télescope à muon en fonction de la coupure sur la charge du signal. Les variations de pente sont dues aux différentes particules qui composent les spectres en charge des particules cosmiques. A basse énergie, des électrons ou des gammas sont sûrement responsable du taux de comptage, et la courbe se comporte différemment ensuite à plus haute énergie où nous coupons sur les muons.

muon passant sur le côté gauche d'un scintillateur va créer un signal plus important sur le tube photomultiplicateur gauche que droit, et vice versa. Nous pouvons constater la symétrie de la figure rappelant que les muons possède une distribution isotropique par rapport à l'azimut, mais une distribution en  $\cos^2$  par rapport au zénith, impliquant la bosse au centre de la banane puis une diminution du nombre d'évènement détecté par rapport aux bords.

Mais les dimensions des scintillateurs du télescope à muon ne permettent pas de caractériser plus en détail la distribution des muons. Pour effectuer des mesures de temps de propagation de photons de scintillations précises

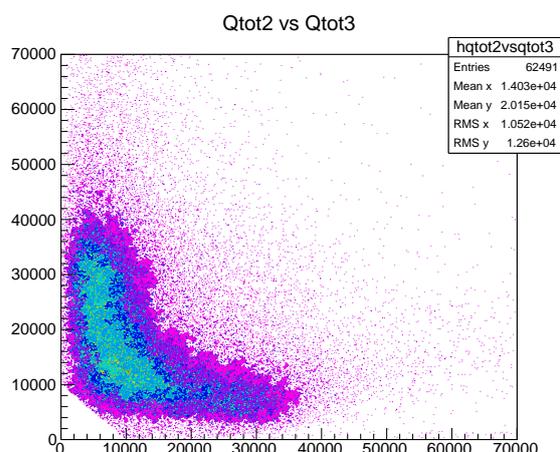
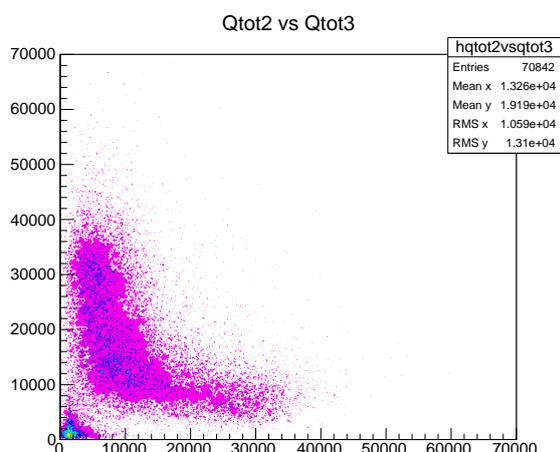
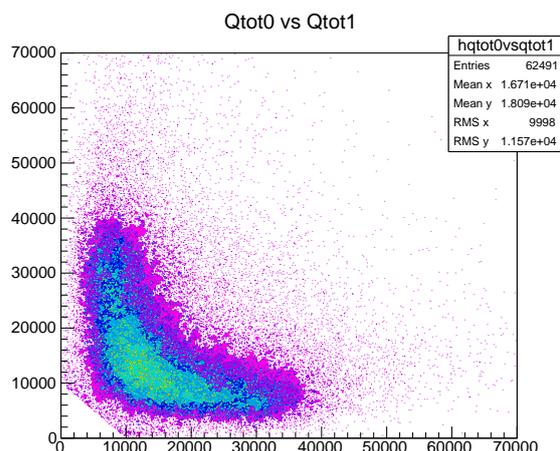
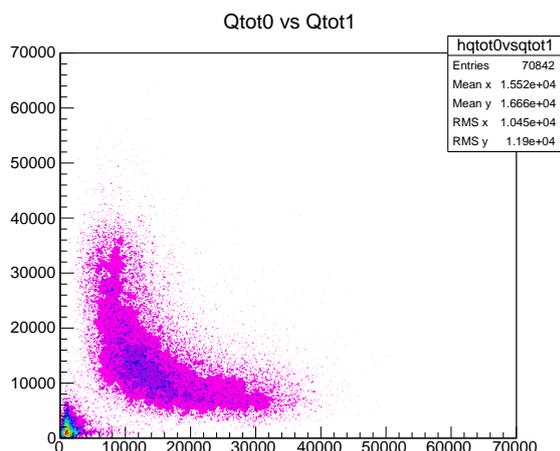


FIGURE 4.28 – Histogrammes de la charge du signal dans le tube 1 (gauche) en fonction du tube 2 (droit) du scintillateur du haut, et celui du tube 2 (gauche) en fonction du tube 3 (droit) du scintillateur du bas sans coupures appliquées.

FIGURE 4.29 – Histogrammes de la charge du signal dans le tube 1 (gauche) en fonction du tube 2 (droit) du scintillateur du haut, et celui du tube 2 (gauche) en fonction du tube 3 (droit) du scintillateur du bas avec coupures appliquées. La contribution des particules de basse énergie disparaît, et la coupure en temps réduit l'éventuelle contribution des coïncidences fortuites.

entre les tubes photomultiplicateurs gauche et droit lors du passage d'un muon, il faudrait des scintillateurs de l'ordre du mètre ainsi qu'une électronique plus rapide pouvant échantillonner le signal à l'ordre de la ns, étant donné que pendant cette durée la lumière parcourt environ 5 cm dans le plastique.

### 4.3.5 Résultats et comparaison avec la simulation

#### 4.3.5.1 Campagnes de Mesures

Les mesures ont été effectuées au LPSC et sur le site de STEREO à l'ILL en fonction de l'orientation du télescope par rapport à l'angle au zénith. Les résultats sont présentés dans la figure 4.31.

Les trois positions où ont eu lieu les mesures sur le site de STEREO sont représentées sur la figure 4.30. Les deux autres campagnes de mesures ont été effectuées au LPSC à l'intérieur d'un hangar — le *hall Ariane* — et à l'extérieur des bâtiments.

Nous observons l'accord entre la distribution du taux de comptage à l'intérieur du hall Ariane avec celle attendue des muons suivant une loi en  $\cos^2$  à la surface de la Terre. Par contre, le taux de comptage mesuré à l'intérieur du hall Ariane à la verticale du zénith n'est que de  $\Phi_0 = 3.21 \pm 0.01 \mu \cdot s^{-1}$ , inférieur au taux de  $3.75 \mu \cdot s^{-1}$  que nous avons estimé précédemment à la section 4.2.4.1. En faisant des mesures à l'extérieur des bâtiments nous avons confirmé que cette atténuation provient bien du toit du hall Ariane. Nous mesurons à l'extérieur et à la verticale du zénith  $3.74 \pm 0.01 \mu \cdot s^{-1}$ , en excellent accord avec nos estimations. Le toit du hall Ariane, une structure de 20 cm de béton,

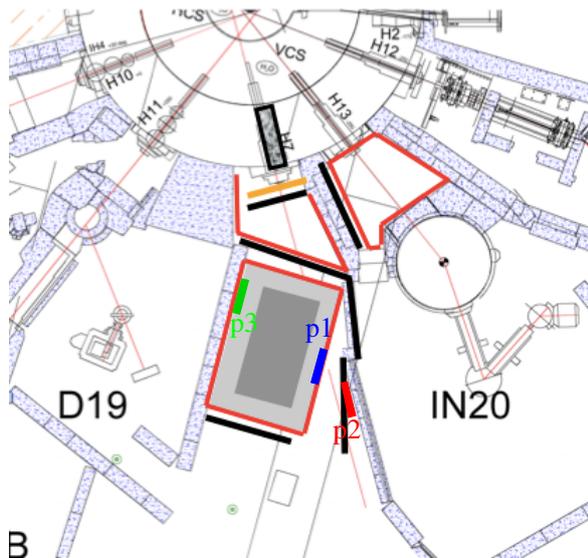


FIGURE 4.30 – Positions des mesures effectuées sur site à l'ILL. La position de STEREO est représentée (rectangle gris foncé) avec ses blindages internes (rectangle gris clair) et les différents blindages extérieurs aménagés autour (ligne noire et rouge)

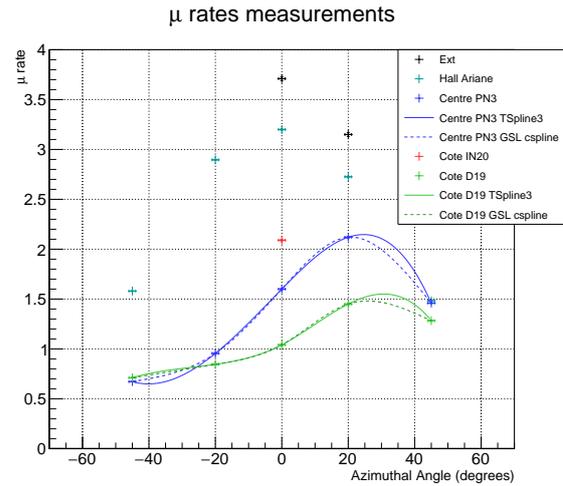


FIGURE 4.31 – Les points représentent les taux de comptage de muons mesurés au LPSC (au Hall Ariane en cyan et à l'extérieur en noir) et sur site à l'ILL aux trois positions représentés sur la figure 4.30. Les courbes représentent deux type d'interpolations à l'aide de la librairie C++ ROOT (lignes pleines) et GSL (pointillées).

est bien plus grand que l'angle solide vu par le télescope à muon. La différence de matière vue à chaque angle de mesure du télescope à muon est homogène et la distribution est toujours conforme à une loi en  $\cos^2$ .

Sur le site à l'ILL, la répartition de la matière est bien plus complexe et inhomogène. Les taux de comptage mesurés ne sont plus distribués selon une loi en  $\cos^2$ . Au centre, le réacteur est surplombé par une piscine d'eau lourde contenue dans un cylindre en béton. Au dessus du détecteur STEREO se trouve le canal de transfert du réacteur, qui va aussi atténuer le flux de muons. Ce canal se trouve juste au dessus de STEREO et ne recouvre pas toute la casemate.

La position 1 représentée sur la figure correspond à la limite du recouvrement par le canal de transfert. Quand le télescope est tourné du côté gauche, c'est à dire vers la casemate voisine D19 (pour des angles au zénith *negatifs* sur les résultats), nous mesurons un taux de comptage plus faible par rapport à l'autre direction vers IN20 (angles *positifs*), car dans le premier cas le télescope pointe vers le canal de transfert tandis que vers IN20 il s'en échappe. C'est d'ailleurs à cette position limite que l'atténuation est la plus forte. A la position 3, l'angle solide du télescope est quasiment entièrement recouvert par le canal de transfert. Il faut pointer le télescope vers des angles très rasant côté IN20 pour échapper au canal. La position 2 contre le mur IN20 possède l'angle solide de détection le moins recouvert par le canal de transfert. Cette mesure nous sert de normalisation car la cause principale d'atténuation doit provenir du toit de l'ILL, ou en tout cas d'une distribution plus homogène qu'aux positions 1 et 3.

#### 4.3.5.2 Simulation

Les figures 4.32 et 4.33 représentent respectivement les taux de comptage simulés à l'aide du générateur que nous avons réalisé et ceux obtenus à l'aide de la librairie CRY. Les points sur la figure permettent de comparer les simulations aux mesures.

Nous voyons que notre générateur dédié a du mal à reproduire les résultats attendus dans l'enceinte de l'ILL, tandis qu'avec le générateur CRY nous obtenons un bien meilleur accord.

Premièrement, nous pouvons constater que l'asymétrie entre les valeurs positives et négatives de l'angle au zénith, traduisant l'effet du canal de transfert au dessus de la casemate PN3, est prédit par les deux simulations. Les valeurs négatives correspondent au télescope à muon pointant vers le mur D19 complètement recouvert par le canal de transfert, et les valeurs positives vers IN20 qui est à découvert.

Deuxièmement, les différences que nous pouvons observer sont directement imputables à la géométrie de l'ILL représentée dans la simulation. En effet, nous avons à notre disposition les plans de la structure du bâtiment, à savoir le toit et les murs extérieurs, le coeur du réacteur et la piscine qui le surplombe, et pour finir le plafond au-dessus de l'étage où se trouve la casemate ainsi que le canal de transfert du combustible.

Nous n'avons pas plus d'informations à notre disposition sur la géométrie et la répartition de la matière dans les niveaux supérieur de l'ILL, et nous pensons que cette matière additionnelle est responsable des divergences entre

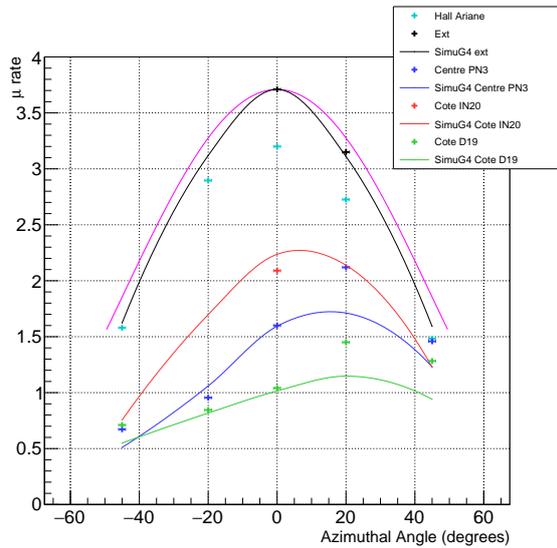


FIGURE 4.32 – Comparaison entre taux de comptage mesurés à l’ILL avec le télescope à muon et la simulation avec le générateur sur mesure que nous avons développé (courbes pleines).

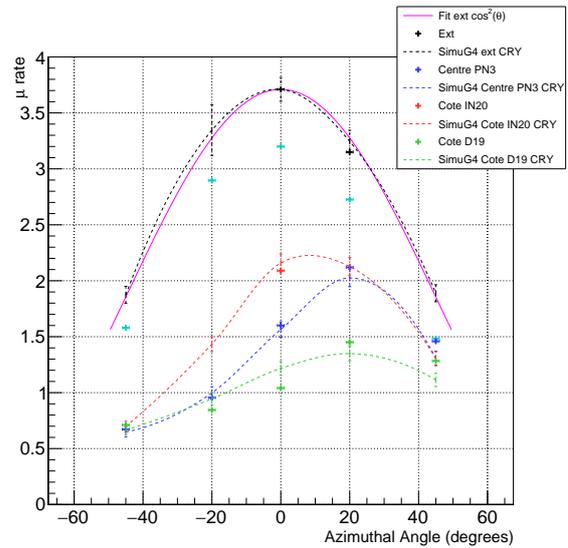


FIGURE 4.33 – Comparaison entre taux de comptage mesurés à l’ILL avec le télescope à muon et la simulation avec le générateur de la librairie CRY (courbes pointillées).

simulations et mesures à  $0^\circ$ .

En effet, si le canal de transfert est le principal responsable de l’asymétrie entre valeurs de l’angle au zénith positives et négatives, il doit exister une géométrie plus complexe au centre de l’ILL — probablement au niveau du coeur du réacteur — qui absorbe plus de muons que nous ne pouvons le représenter en simulation.

Toutefois, nous obtenons un accord plus qu’acceptable entre les données expérimentales et la simulation à l’aide du générateur CRY, nous permettant de l’utiliser pour étudier la production de bruits de fond par les muons sur STEREO. La raison principale de la divergence entre les deux simulations provient du fait que nous ne simulons que les muons cosmogéniques à l’aide de notre générateur sur mesure, tandis que CRY génère toute la gerbe électromagnétique produite par les rayons cosmiques lors de leur interaction dans l’atmosphère terrestre. Nous l’avons vu lors de la sélection des muons pour les mesures à la section 4.3.4, les coupures en coïncidence permettaient de faire apparaître deux contributions, une à basse énergie et une au niveau du minimum d’ionisation des muons.

La télescope à muon ne permet pas de différencier les particules au niveau du minimum d’ionisation. En comparant nos simulations avec les deux générateurs, nous estimons qu’une partie du taux de comptage n’est pas due aux muons mais à des électrons et des gammas produisant des coïncidences. En effet, dans un cas nous avons un générateur qui ne simule que des muons et qui présente un désaccord avec les résultats, tandis que le générateur CRY reproduit plutôt bien les taux de comptage mesurés.

## 4.4 Etude du bruit de fond induit par les muons cosmogéniques

Le bon accord obtenu grâce entre le générateur CRY et les mesures sur site à l’ILL nous permet d’estimer quel est le taux de muons attendu dans les différentes parties du détecteur. Nous avons développé une nouvelle simulation où nous avons rajouté à la géométrie de l’ILL le détecteur STEREO, dans le but d’étudier la perte d’énergie des muons générés avec CRY dans les différents segments du détecteur. Nous préférons utiliser cette simulation plutôt que celle du détecteur STEREO contenant la réponse précise du détecteur, car les muons produisent énormément de photons de scintillation dans le liquide scintillant et de photons Tcherenkov dans l’eau qui vont considérablement ralentir la simulation.

En s’intéressant ainsi uniquement au dépôt d’énergie nous pouvons estimer quels sont les différents taux de muons attendus dans le veto, le gamma catcher et les cellules de STEREO. La présence d’un muon dans le veto est signalée par une perte d’énergie non nulle, de l’ordre de quelques MeV. A raison de 2 MeV déposés par cm parcouru, les muons perdent en moyenne 50 MeV lors de la traversée du veto. Une coupure de l’ordre de 10 MeV pour un muon dans le veto correspond à des événements ayant traversé quelques cm d’eau, suffisant pour produire assez de photons Tcherenkov. Le taux obtenu est ensuite corrigé de l’efficacité du veto que nous avons mesurée et qui sera présentée dans le chapitre suivant 5.

Pour les taux de muons dans le gamma-catcher et les cellules, nous avons appliqué une coupure sur la perte d’énergie dans les cellules ou dans le gamma-catcher de 10 MeV. Nous commenterons cette valeur dans la section suivante 4.4.3.

Le tableau 4.2 récapitule les taux de comptage de muons dans chacun des volumes sensibles, avec de possibles redondances entre volumes.

TAUX MUONS : $704 \pm 8$ Hz	
Taux muons veto	$498 \pm 6$ Hz
Taux muons gamma-catcher	$308 \pm 4$ Hz
Taux muons cellules	$193 \pm 3$ Hz

TABLE 4.2 – Taux de muons attendu dans les différentes parties du détecteur.

La valeur de  $704 \pm 8$  Hz estimée est compatible avec les spécificités de l'électronique, qui limite le taux de déclenchement à l'ordre du kHz.

Nous allons nous intéresser à la production de neutrons rapides par les muons dans l'environnement proche de STEREO. Ces neutrons rapides sont la principale source de bruit de fond corrélé irréductible dans le détecteur STEREO, et les muons peuvent produire des neutrons avec une énergie largement supérieure à 10 MeV, bien plus que ceux produits par le réacteur (voir chapitre précédent section 3.4.3).

#### 4.4.1 Principe

Pour cette étude, nous allons couper le problème en deux et utiliser deux simulations différentes :

1. Nous réutilisons la simulation contenant la géométrie de l'ILL ainsi que le détecteur STEREO et nous allons générer des muons cosmogéniques à l'aide de la librairie CRY, pour étudier la création de neutrons par spallation autour du détecteur. Le but ici est de produire un fichier contenant toutes les informations des vertex muon-neutron, à savoir les informations sur la particule initiale comme sa position, son impulsion, et l'énergie déposée dans les différents volumes du détecteur, puis celles des neutrons créés et relever la position du vertex et de leur impulsion. Le générateur CRY fournit les corrélations entre les particules secondaires produites de la gerbe mais pas celles entre les neutrons produits par les muons dans la matière. Quand nous relèverons les informations des vertex muon-neutron nous n'aurons pas le temps des événements entre eux et nous n'étudierons pas dans la suite des faux événements dus à plusieurs neutrons corrélés entre eux.
2. Ensuite, nous allons utiliser la simulation Geant4 complète développée par la collaboration STEREO pour générer ces neutrons produits et étudier la réponse du détecteur. Cette simulation suit les neutrons générés individuellement et les particules secondaires produites tout au long de leur parcours, de leur interactions jusqu'à la collection des photons de scintillation par les tubes photomultiplicateurs. Nous détaillons plus en détail la simulation dans la section 6.3. Le but ici est de remonter au taux de faux événement neutrinos produits par les neutrons rapides à l'aide de la normalisation du générateur CRY. Après simulation, nous rechercherons dans le fichier produit les coïncidences respectant les coupures en temps  $\tau_{\text{corr}} = [1 - 45] \mu\text{s}$  et en énergie,  $E_{\text{prompt}} = [2 - 8] \text{ MeV}$ ,  $E_{\text{retardé}} = [5 - 8] \text{ MeV}$ .

Pour notre étude, nous allons travailler en utilisant directement les dépôts d'énergie dans les volumes sensibles. Il n'est pas aisé de produire un fichier de neutrons rapides car même si nous verrons à la section 4.4.2 suivante que les muons produisent énormément de neutrons rapides, il n'y a que très peu d'entre eux qui vont traverser les cellules. Nous verrons ensuite dans la section 4.4.3 que seulement 10% d'entre en moyenne créent un faux signal antineutrino dans le détecteur.

Si nous considérons que nous attendons 400 antineutrinos par jour et pour un signal sur bruit de l'ordre de 1, dont 50% pour le bruit de fond corrélé, nous obtenons environ 200 faux événements par les neutrons rapides par jour. A raison d'environ 700 Hz de muons sur site, il faut donc simuler une quantité phénoménale de muons pour avoir assez de statistique pour l'étude de ces neutrons.

Il faut aussi noter que le liquide scintillant risque d'avoir une réponse non-linéaire lors de l'interaction entre un neutron rapide et un proton, impliquant une diminution du rendement lumineux du liquide scintillant — on parle de *quenching*. Lorsque deux molécules voisines du liquide scintillant sont excitées, elles peuvent interagir entre elles et l'une d'elles (ou les deux) peut se retrouver à son état fondamental sans émettre de radiation visible [14]. Cet effet est directement fonction de la densité d'ionisation, et plus cette densité sera élevée plus l'émission de lumière par scintillation sera faible : les protons sont donc plus affectés que les électrons par ce phénomène

Travailler en énergie déposée nous permet d'établir une limite haute sur le nombre de faux événements antineutrinos dus aux neutrons rapides, et l'étude en prenant en compte les effets de quenching est toujours en cours.

#### 4.4.2 Production de neutrons rapides

Pour connaître le nombre de faux événements antineutrino, nous nous intéressons aux muons qui ne perdent pas d'énergie dans les volumes sensibles de STEREO — à savoir dans les cellules, le gamma-catcher et le veto — mais qui vont produire des neutrons rapides, dont la trajectoire va croiser les cellules. Ainsi, ces neutrons rapides risquent de produire un faux signal antineutrino lors de leur traversée du détecteur, alors que le muon qui a créé le neutron ne sera pas détecté.

Pour commencer, nous allons vérifier si la production de neutrons rapides correspond bien à nos attentes, et confirmer que les interactions de spallation des muons dépendent du Z du matériau. Nous allons nous appuyer sur l'étude de [15], où le flux de particules secondaires produites par les rayons cosmiques sur les matériaux utilisés couramment pour blinder les expériences ont été mesurés.

Le tableau 4.34 et la figure 4.35 résument leurs résultats pour différentes épaisseurs de matériaux et différents domaines d'énergies.

Matériau	Epaisseur matériau		
	20 cm ( $m^{-2}s^{-1}$ )	50 cm ( $m^{-2}s^{-1}$ )	100 cm ( $m^{-2}s^{-1}$ )
Fer	3.67	8.91	10.63
Plomb	3.284	8.81	10.12
Béton	0.33	0.73	0.64
Eau	0.045	0.04	0.02
PE	0.00	0.02	0.01
BPE	0.00	0.00	0.00

FIGURE 4.34 – Flux de neutrons rapides sortant d'un matériau exposé aux rayons cosmiques pour des énergies de 1 à 20 MeV

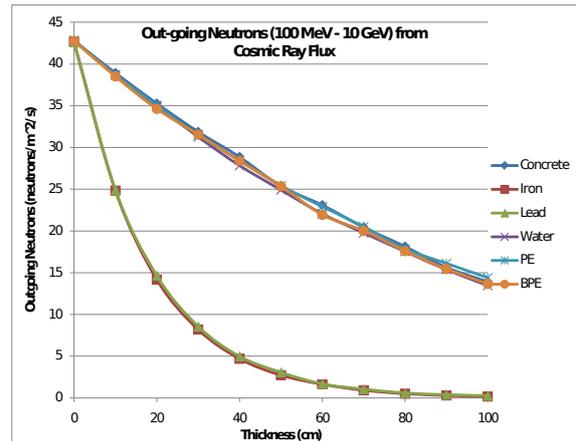


FIGURE 4.35 – Simulation du flux de neutrons rapides sortant d'un matériau exposé aux rayons cosmiques au niveau de la mer pour des énergies de  $10^2$  à  $10^4$  MeV

La composante la plus faible énergétiquement du rayon cosmique produit peu de neutrons secondaires. Par contre nous nous attendons à ce que la composante *dure* — les muons essentiellement — produisent des neutrons rapides dans tous les blindages de STEREO, la cuve extérieure du détecteur en acier inoxydable (qui contient du fer) et dans les murs de la casemate PN3, contenant du béton renforcé avec du plomb.

Nous avons commencé par vérifier si nous retrouvons en simulation les productions de neutrons attendu. Pour cela nous avons simulé des muons dans les blindages et nous avons sauvegardé les distances parcourues par ces muons dans tous les matériaux contenant du plomb ou du fer, ainsi que le nombre de neutrons qui ont été produits. Nous pouvons comparer la production de neutrons prédite par la simulation avec les valeurs mesurées dans la figure 4.35. Nos simulations s'accordent avec ces mesures et nous calculons que les muons produisent environ 350 Hz de neutrons dans la casemate PN3 (voir tableau 4.3), avec une impulsion pouvant aller jusqu'au GeV comme illustré par la figure 4.36. La figure 4.37 montre les positions du vertex muon-neutron, mais uniquement pour des neutrons produits qui vont par la suite traverser l'une des cellules du détecteur STEREO.

Les différentes zones de couleur sur la figure 4.37 représentent les différentes parties de STEREO, à savoir les blindages de plomb en rouge, de polyéthylène en vert, l'enceinte du détecteur en acier inoxydable en bleu, et la cuve du détecteur en acrylique en cyan.

La figure 4.37 représente la position des vertex muons-neutrons uniquement pour les neutrons qui vont ensuite traverser une cellule de STEREO alors que le muon incident n'a pas été détecté dans une partie du détecteur. Ce sont ces neutrons qui vont nous intéresser pour la simulation dans le détecteur, car ils seront responsables de faux événements neutrino que nous ne pourrions pas discriminer à l'aide d'une coupure sur le dernier événement muon détecté dans STEREO. Nous pouvons constater que la plupart de ces neutrons sont produits sur la double cuve en acier inoxydable qui contient le détecteur STEREO. Les neutrons produits loin du détecteur n'ont qu'une faible probabilité de traverser les cellules et donc de produire un faux signal antineutrino. Les graphiques situés en bas à gauche de la figure 4.37 montrent la trajectoire de ses muons en projection dans le plan  $x-z$  et  $y-z$ . Ce sont des événements rasants qui évitent la couverture procurée par le canal de transfert, et passent entre le veto et le gamma-catcher pour produire principalement les neutrons dans les blindages en plomb et en polyéthylène, ainsi que sur les parois de la cuve extérieure du détecteur en acier inoxydable.

Les différents taux de comptage neutrons que nous attendons dans la casemate PN3 ont été résumés dans le

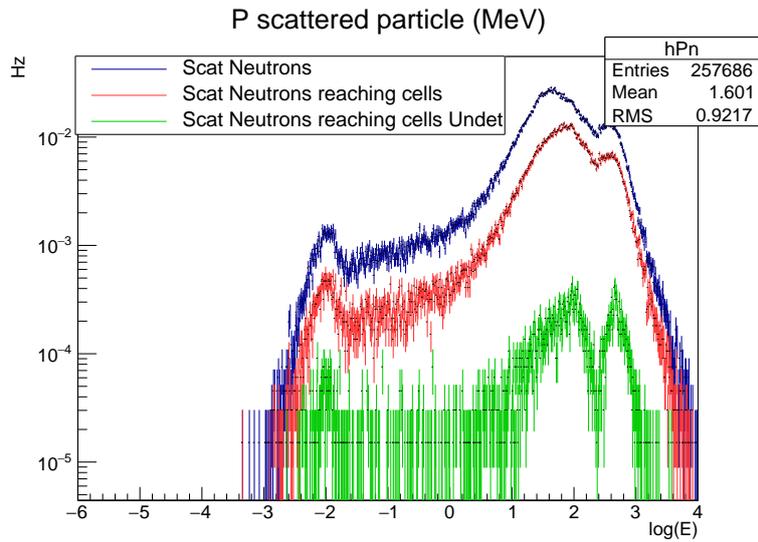


FIGURE 4.36 – Impulsion de tous les neutrons produits par spallation (en bleu), puis de ceux qui vont traverser une des cellules de STEREO (en rouge), et enfin de ceux dont le muon n’a pas été détecté (en vert). Le pic à gauche de la figure correspond aux neutrons thermiques produits dans tous les matériaux. Le pic autour de 50 MeV ( $\log(E) = 1.8$ ) est attribué aux neutrons produits dans le plomb et le pic autour de 500 MeV ( $\log(E) = 2.6$ ) dans le fer.

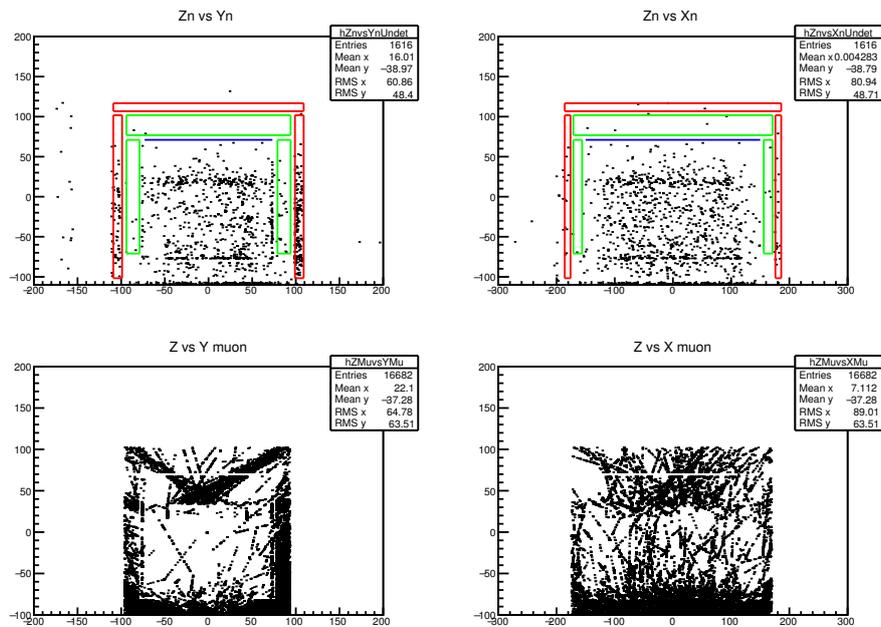


FIGURE 4.37 – Positions des vertex muon-neutron dans les plan  $x-z$  (en haut à gauche) et  $y-z$  (en haut à droite). Pour plus de visibilité, nous avons sélectionné sur cette figure uniquement des neutrons qui traverseront une des cellules de STEREO. La trajectoire du muon incident est visible sur la partie basse de la figure dans les mêmes projections.

<b>TAUX NEUTRONS : <math>355 \pm 13</math> Hz</b>	
Marqué par le veto	$177 \pm 9$ Hz
Marqué par le gamma-catcher	$55 \pm 5$ Hz
Marqué par les cellules	$18 \pm 3$ Hz
<b>NON-MARQUÉ</b>	$150 \pm 10$ Hz

TABLE 4.3 – Taux de neutrons produits dont le muon est détecté dans au moins une partie de STEREO

tableau 4.3. Ils représentent le taux de production total de neutrons dans la casemate PN3, ainsi que le taux de détection du muon incident qui les a produit, en fonction de son énergie déposée dans STEREO, à savoir le veto, le gamma-catcher ou les cellules. Nous dirons ainsi qu'un neutron est *marqué* lorsque nous avons détecté le muon incident dans l'un d'un segment du détecteur STEREO. Les coupures sur les évènements muons ont été décrites en introduction dans la section 4.2.4. Le tableau 4.4 montre les taux de neutrons produits qui vont ensuite traverser les cellules du détecteur.

TAUX NEUTRONS CELLULES : $1.716 \pm 0.005$ Hz	
Marqué par le veto	$0.853 \pm 0.005$ Hz
Marqué par le veto + GC	$1.565 \pm 0.005$ Hz
Marqué par les veto + GC + cellules	$1.683 \pm 0.005$ Hz
<b>NON-MARQUÉ</b>	$0.033 \pm 0.001$ Hz

TABLE 4.4 – Taux de comptage de neutrons produits dont le muon incident à été marqué dans les différentes parties de STEREO

Ces neutrons produits par un muon qui n'aura pas été détecté par STEREO vont être ensuite générés dans la simulation de STEREO pour déterminer combien d'entre eux vont provoquer un faux signal antineutrino. La figure 4.38 représente la position initiale du muon qui n'a pas été détecté par STEREO mais qui a produit un neutron traversant ensuite les cellules.

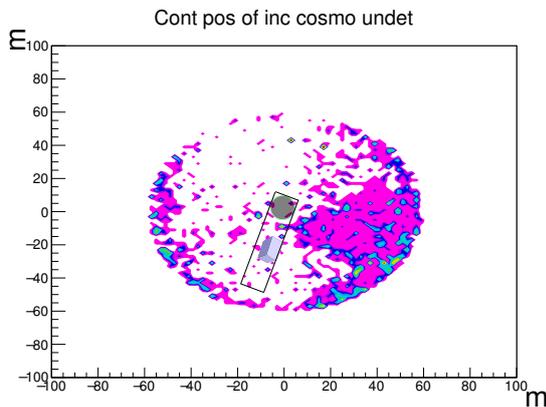


FIGURE 4.38 – Position initiale d'un muon non-détecté par STEREO et produisant un neutron rapide qui va traverser le détecteur. Nous avons schématisé la position du coeur du réacteur (qui est l'origine (0,0) du référentiel) par le cercle gris et le canal de transfert par le rectangle noir. Le détecteur STEREO est représenté par la boîte en 3D. Nous avons exagéré les distances pour rendre la figure plus lisible et ces trois éléments ne sont pas à l'échelle.

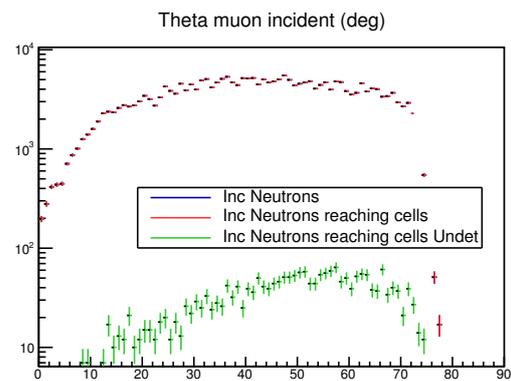


FIGURE 4.39 – Angle incident des muons générés produisant des neutrons (en rouge) et produisant des neutrons qui traverseront les cellules (en vert).

La couverture procurée par le canal de transfert est bien visible sur la partie gauche de la figure, la plupart des muons provoquant un bruit de fond proviennent du côté IN20 de la casemate.

Nous pouvons observer sur la figure 4.39 le rapport entre l'angle d'incidence des muons ayant produit un neutron traversant les cellules avec ceux ayant produit un neutron traversant les cellules mais où le muon n'as pas été détecté par STEREO. Cette figure indique que ce sont les muons avec les angles d'incidences les plus rasants qui vont produire des neutrons rapides non-marqués, en accord avec la carte de la figure 4.38 ainsi que sur la figure 4.39, nous voyons la contribution des muons les plus rasants.

#### 4.4.3 Simulation des neutrons rapides dans STEREO

Ces neutrons sont ensuite injectés dans la simulation du détecteur STEREO grâce à un générateur spécifique prenant une liste contenant uniquement les neutrons susceptibles de traverser une cellule. Ils sont sélectionnés grâce à la première simulation : si un neutron produit par un muon traverse une des cellules, nous rentrons les informations sur son impulsion dans cette liste. Nous avons étudié dans un premier temps tous les neutrons produits, puis dans

un deuxième temps uniquement ceux dont le muon original n'est pas détecté dans le veto ainsi que dans le gamma-catcher ou les cellules. Dans ce dernier cas nous avons considéré les muons déposant moins de 10 MeV dans le gamma-catcher ou les cellules, cette valeur correspondant à la coupure haute sur l'énergie de l'évènement retardé. Un évènement inférieur à 10 MeV peut être produit par un positron ou par la capture d'un neutron sur le gadolinium. Au dessus de cette valeur, il s'agit d'un dépôt d'énergie très important qui ne peut être dû qu'à du bruit de fond fortuit ou bien par le passage d'un muon. La figure 4.40 présente la variation du nombre de ces neutrons qui produiront un signal dans le détecteur en fonction de la coupure sur l'énergie déposée par le muon dans les cellules ou le gamma-catcher. Nous avons renormalisé la figure par rapport à la coupure à 10 MeV, et nous pouvons voir que plus la coupure sur l'énergie déposée par le muon est haute, plus on augmente le nombre d'évènements non marqués. Par exemple si nous choisissons de couper à une énergie de 20 MeV nous augmenterons le nombre de faux évènements de 50%.

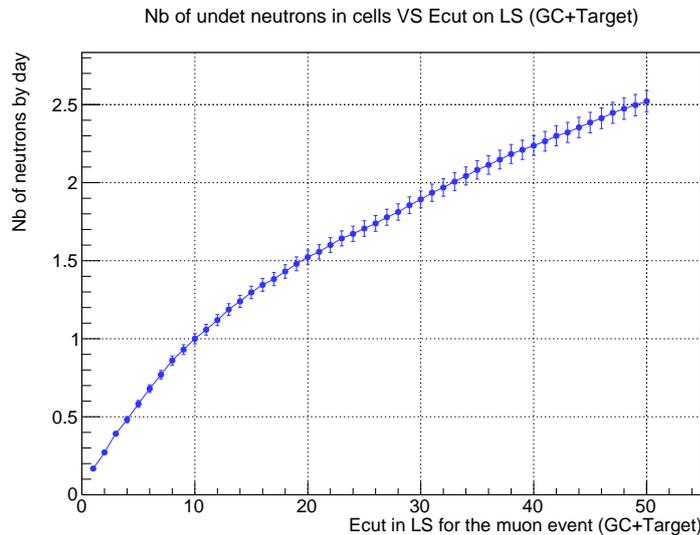


FIGURE 4.40 – Variation du nombre de paires corrélées dans le détecteur par rapport à la coupure sur l'énergie déposée par le muon dans les cellules ou le gamma-catcher. La courbe est renormalisée à 1 pour la coupure à 10 MeV

La reconstruction en énergie de l'évènement prompt se fait en sommant les dépôts d'énergie dans la cellule du vertex avec les cellules et les segments du gamma-catcher adjacents. La cellule contenant le maximum de dépôt d'énergie est assimilée à la position du vertex. Nous justifierons cette approche dans la stratégie d'analyse à la section 6.4.1. En temps normal, pour réduire les contributions du bruit de fond nous imposons que les dépôts d'énergie dans les autres segments du détecteurs soit inférieur à 1 MeV. Dans notre simulation nous avons simulé uniquement les neutrons rapides, non-corrélés entre eux et nous nous intéressons uniquement aux faux évènements induits par un seul neutron à la fois. Nous n'avons pas d'autres particules pouvant être source de bruit de fond.

La reconstruction des évènements retardés se base sur l'émission de 3 à 4 gammas lors de la capture du neutron sur un noyau de gadolinium. Dans ce cas-ci nous sommes les dépôts d'énergies de tous les segments du détecteur.

Les spectres de la figure 4.41 représentent les neutrons qui seront confondus avec les évènements positrons vrais, c'est à dire qui franchissent les coupures sur l'énergie prompt, et qui provoque un évènement retardé par une capture sur le gadolinium corrélé en temps. Nous rappelons que les coupures en énergie sont pour les évènements prompts de [2 – 8] MeV, pour les évènements retardés de [5 – 10] MeV, et pour le temps entre les deux évènements de [1 – 45]  $\mu$ s

Nous avons ajusté ces spectres par une exponentielle pour évaluer s'il existe une asymétrie entre les cellules. Ces valeurs représentées dans le tableau 4.42 sont compatibles entre elles, et indiquent que la production de neutrons rapides est isotrope.

La figure 4.43 montre la corrélation en temps entre les évènements prompts et retardés associés aux neutrons rapides. La forme de ce spectre est évidemment la même que celle entre les évènements positrons et neutrons produits par un antineutrino du réacteur car elle est due au même phénomène physique, à savoir la thermalisation du neutron dans le liquide scintillant. Nous ne pouvons donc pas réaliser une coupure efficace en se servant du temps entre les évènements pour rejeter le bruit de fond.

Une coupure possible pour diminuer la contribution du bruit de fond porte sur l'énergie de l'évènement prompt. Nous avons étudié cette coupure à la section 6.5.2.

La figure 4.44 montre le rapport (en gris) entre le nombre de neutrons provoquant un faux signal antineutrino dans chacune des cellules (en rouge) sur le nombre de neutrons détectés par cellule, assimilé à un évènement prompt ou non (en bleu). Ce rapport permet là aussi de vérifier la contribution isotrope des neutrons rapides induits par les muons sur le faux signal antineutrino. En moyenne, entre 10% et 15% des neutrons traversant les cellules vont produire une paire corrélée qui satisfait les coupures sur le signal antineutrino.

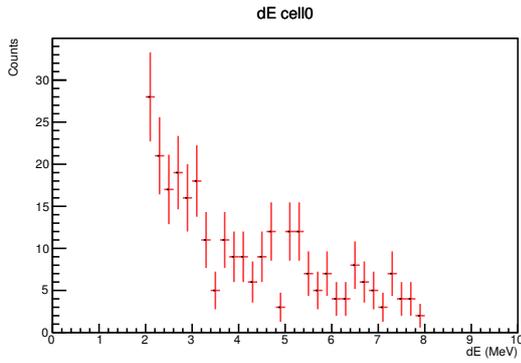


FIGURE 4.41 – Spectre des neutrons incidents associés à un évènement prompt ayant provoqué une coïncidence qui passe toutes les coupures pour la cellule du bord du détecteur, que nous avons choisi à titre d'exemple uniquement pour illustration de la forme du spectre.

Num Cellule	Constante	Pente
Bord 1	$3.64 \pm 0.21$	$-0.34 \pm 0.049 \text{ MeV}^{-1}$
Centre 2	$3.27 \pm 0.17$	$-0.220 \pm 0.038 \text{ MeV}^{-1}$
Centre 3	$3.98 \pm 0.20$	$-0.430 \pm 0.049 \text{ MeV}^{-1}$
Centre 4	$3.81 \pm 0.17$	$-0.394 \pm 0.039 \text{ MeV}^{-1}$
Centre 5	$3.67 \pm 0.18$	$-0.300 \pm 0.040 \text{ MeV}^{-1}$
Bord 6	$3.43 \pm 0.19$	$-0.298 \pm 0.043 \text{ MeV}^{-1}$

FIGURE 4.42 – Ajustement des paramètres de l'exponentielle des évènements prompts associés aux neutrons rapides.

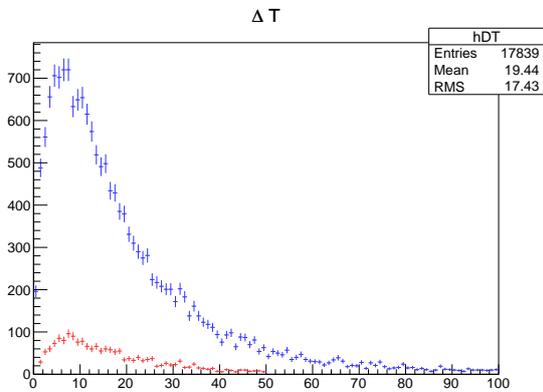


FIGURE 4.43 – Écart du temps entre les évènements prompts et retardé produit par les neutrons rapides (en bleu) et pour ceux qui ont passé les coupures (en rouge).

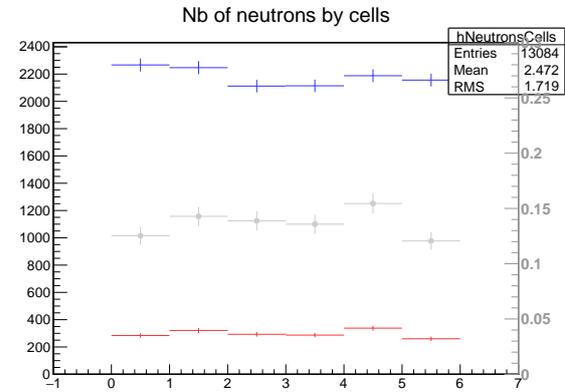


FIGURE 4.44 – Nombre de neutrons détectés dans les cellules (en bleu), ayant provoqué une coïncidence (en rouge) et rapport entre nombre de neutrons détectés et ayant produit une coïncidence par cellule (en gris — échelle de droite).

De plus, nous pouvons nous servir de ce rapport pour déterminer le nombre de faux évènements attendus par jour dans le détecteur STEREO. Grâce à notre première simulation, nous avons pu remonter à un taux de neutrons par cellule. En multipliant ce taux par le ratio du nombre de neutron provoquant un faux signal sur le nombre de neutrons générés par cellule, nous pouvons déterminer le nombre de faux évènements par jour dans chaque cellule.

Si par exemple, nous travaillons uniquement avec des neutrons issus de muons non-marqué par les cellules ou le gamma-catcher — nous ne considérons pas le veto à muon dans cet exemple. En sommant la contribution de chaque cellule, nous pouvons nous attendre à :

$$\text{Faux évènements} = 7885 \pm 198 \text{ jour}^{-1} \quad (4.19)$$

Grâce au veto à muon que nous avons développé pour l'expérience STEREO, nous allons être en mesure de réduire cette contribution en signant le passage d'un muon dans les données. En plus des informations sur le signal nous permettant de reconstruire l'énergie déposée dans les cellules et le temps pour établir les coïncidences, nous allons avoir à notre disposition le temps du dernier évènement qui a franchi un seuil dans le veto à muon. Ainsi, en utilisant l'efficacité du veto à muon que nous avons définie et mesurée (voir le chapitre 5 suivant), nous pouvons retirer de nos données tous les évènements qui ont été produits après le passage d'un muon dans le veto. En utilisant cette information supplémentaire, nous pouvons réduire le nombre de faux évènements détectés à :

$$\text{Faux évènements avec Veto} = 28 \pm 5 \text{ jour}^{-1} \quad (4.20)$$

Ce nombre de faux évènements attendu avec l'application du veto à muon est très faible comparé à nos estimations, de l'ordre de 200 faux évènements par jour. L'expérience de mesure du flux de neutrino du réacteur de l'ILL dans

les années 1980 a déterminé un bruit de fond lors des périodes d'arrêts du réacteur environ 10 fois supérieur [16]. Nous continuons à investiguer ce désaccord. Nous n'avons ainsi pas pris en compte d'autres sources possibles de neutrons rapides, à savoir les *multineutrons*, ou encore la composante des neutrons cosmogéniques. Dans le premier cas, les muons traversant la matière peuvent produire plusieurs neutrons lors de l'interaction avec le même noyau. Ces neutrons sont corrélés entre eux et possèdent une impulsion dans la même direction. Nous pouvons imaginer des cas où plusieurs de ces neutrons peuvent provoquer un faux signal antineutrino lors d'une coïncidence entre un recul de proton suivie d'une capture d'un autre neutron sur gadolinium. Par contre, nous n'avons pas appliqué à ces neutrons encore l'efficacité de notre technique de discrimination de forme du signal dont nous avons parlé à la section 2.2.1.4, basée sur le rapport entre la charge du signal totale et la charge de la queue du signal, qui tenderait à diminuer encore plus cette estimation.

## Bibliographie

- [1] Victor Hess and Carl Anderson. Nobel prize award ceremony speech, 1936. URL [http://www.nobelprize.org/nobel\\_prizes/physics/laureates/1936/press.html](http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/1936/press.html).
- [2] Thomas K. Gaisser. *Cosmic Rays and Particle Physics*. Cambridge University Press, 1990.
- [3] Peter K. F. Grieder. *Cosmic Rays at Earth*. Elsevier, 2001.
- [4] Wikipedia : Rayon cosmique. URL [https://fr.wikipedia.org/wiki/Rayon\\_cosmique](https://fr.wikipedia.org/wiki/Rayon_cosmique).
- [5] K. A. Olive and others. Particle data group 28.1. Primary spectra. URL <http://pdg.lbl.gov/2014/reviews/rpp2014-rev-cosmic-rays.pdf>.
- [6] Thomas H. Johnson. The azimuthal asymmetry of the cosmic radiation. *Physical Review*, 43(10) :834, 1933. URL <http://journals.aps.org/pr/abstract/10.1103/PhysRev.43.834>.
- [7] S. Cecchini and M. Sioli. Cosmic ray muon physics. *arXiv preprint hep-ex/0002052*, 2000. URL <http://arxiv.org/abs/hep-ex/0002052>.
- [8] Edgar V. Bugaev, A. Misaki, Vadim A. Naumov, T. S. Sinegovskaya, S. I. Sinegovsky, and N. Takahashi. Atmospheric muon flux at sea level, underground, and underwater. *Physical Review D*, 58(5) :054001, 1998. URL <http://journals.aps.org/prd/abstract/10.1103/PhysRevD.58.054001>.
- [9] S. Cecchini and M. Spurio. Atmospheric muons : experimental aspects. *arXiv preprint astro-ph/12081171*, 2012. URL <http://arxiv.org/abs/astro-ph/12081171>.
- [10] A. V. Butkevich and S. P. Mikheyev. The cross-section of muon-nuclear inelastic interaction. *arXiv preprint hep-ex/0109060*, 2001. URL <http://arxiv.org/abs/hep-ph/0109060>.
- [11] Chris Haggmann, David Lange, and Doug Wright. Monte Carlo simulation of proton-induced cosmic-ray cascades in the atmosphere. URL [https://nuclear.llnl.gov/simulation/doc\\_cry\\_v1.7/cry\\_physics.pdf](https://nuclear.llnl.gov/simulation/doc_cry_v1.7/cry_physics.pdf).
- [12] Imagesco. Energy spectrum of strontium 90 beta radiation source, 2012. URL [http://www.imagesco.com/geiger/nuclear\\_experiments/experiment1.html](http://www.imagesco.com/geiger/nuclear_experiments/experiment1.html).
- [13] Nuclear Institute of Standard and Technology. Estar. URL <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/method.html>.
- [14] Maxime Pequignot. *Les expériences Nucifer et Stéréo : études des antineutrinos de réacteurs à courte distance*. PhD thesis, Paris-Sud XI - Orsay, 2015.
- [15] E. Aguayo, R. T. Kouzes, A. S. Ankney, J. L. Orrell, T. J. Berguson, and M. D. Troy. Cosmic ray interactions in shielding materials. *Pacific Northwest National Laboratory Report No. PNNL-20693*, 2011. URL [http://www.researchgate.net/profile/Richard\\_Kouzes/publication/255246478\\_Cosmic\\_Ray\\_Interactions\\_in\\_Shielding\\_Materials/links/55076d4a0cf27e990e073702.pdf](http://www.researchgate.net/profile/Richard_Kouzes/publication/255246478_Cosmic_Ray_Interactions_in_Shielding_Materials/links/55076d4a0cf27e990e073702.pdf).
- [16] H. Kwon, F. Boehm, A. A. Hahn, H. E. Henrikson, J. L. Vuilleumier, J. F. Cavaignac, D. H. Koang, B. Vignon, F. v. Feilitzsch, and R. L. Mössbauer. Search for neutrino oscillations at a fission reactor. *Physical Review D*, 24(5) : 1097–1111, September 1981. ISSN 0556-2821. doi : 10.1103/PhysRevD.24.1097. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.24.1097>.



# Chapitre 5

## Détecteur veto à muon pour l'expérience STEREO

### Sommaire

---

<b>5.1 Introduction</b>	<b>133</b>
5.1.1 Détection des muons par émission de la radiation Tcherenkov dans l'eau	134
5.1.2 Prototypage du veto à muon et installation au LPSC	136
5.1.3 Calibration	137
5.1.4 Position des tubes photomultiplicateurs sur le veto	137
<b>5.2 Etude de la méthode de déclenchement</b>	<b>138</b>
5.2.1 Présentation	138
5.2.2 Étude du déclenchement à l'aide d'un seuil en amplitude sur un seul tube	140
5.2.3 Interaction des gammas dans le veto	141
5.2.4 Déclenchement basé sur la somme des signaux de quatre tubes photomultiplicateurs	141
5.2.5 Effet du wavelength shifter 4MU	144
5.2.6 Effet du découpage du veto sur les événements gammas	145
5.2.7 Résumé et conclusion	147
5.2.8 Anticorrélation entre taux de comptage de muons et pression atmosphérique	147
<b>5.3 Veto final</b>	<b>148</b>
5.3.1 Calibration des tubes photomultiplicateurs	148
5.3.2 Méthode de déclenchement et découpage en blocs	150
5.3.3 Efficacité et stabilité dans le temps	150
5.3.4 Sensibilité aux rayons gammas	152
5.3.5 Efficacité aux bords	154
<b>5.4 Conclusion</b>	<b>156</b>

---

### 5.1 Introduction

La protection fournie par le canal de transfert contre les muons pour le détecteur STEREO est efficace mais n'est en aucun cas suffisante pour s'en prémunir complètement. Les muons sont à l'origine de plusieurs sources de nuisances pour le détecteur. L'objectif de ce veto à muon est de définir un temps mort nous permettant de rejeter dans l'analyse les événements survenant juste après le passage d'un muon, car les muons vont produire des neutrons rapides par spallation lors de leur traversée des blindages de STEREO qui peuvent ensuite interagir dans le détecteur STEREO. Ces neutrons rapides peuvent produire un faux signal antineutrino qui ne peut être discriminé qu'en utilisant une technique d'identification des particules sur le signal candidat prompt. Définir un temps mort permet de rejeter la aussi des événements survenant juste après le passage d'un muon, pouvant être induits par des neutrons rapides.

Nous avons développé un détecteur à muons, en respectant les contraintes du cahier des charges pour l'installation sur site : nous devons limiter au maximum la capacité calorifique de l'expérience à proximité du réacteur pour des raisons de sécurité. Nous devons réaliser un détecteur le plus efficace possible, tout en étant le moins sensible possible au bruit de fond gamma sur site. Le choix s'est tourné sur un détecteur Tcherenkov à eau qui sera placé au dessus de STEREO.

### 5.1.1 Détection des muons par émission de la radiation Tcherenkov dans l'eau

Au dessus du détecteur STEREO sera installée une cuve d'eau de  $4.14 \times 3.80 \times 0.26 \text{ m}^3$  (pour un total d'environ 2.5 tonnes d'eau) recouvert de 20 tubes photomultiplicateurs Hamamatsu R5912 de 8 pouces avec une photocathode en bialkyle, pour détecter les muons cosmiques par effet Tcherenkov. La condition requise pour que les muons produisent cette radiation dans l'eau est :

$$\frac{v_{\text{eau}}}{c} > \frac{1}{n_{\text{eau}}} \quad (5.1)$$

Avec  $v_{\text{eau}}$  la vitesse des muons dans l'eau,  $c$  la vitesse de la lumière dans le vide et  $n_{\text{eau}}$  l'indice de réfraction de l'eau. L'équation 5.1 stipule qu'un muon va émettre de la lumière en traversant l'eau quand sa vitesse est supérieure à celle des photons dans l'eau.

La valeur moyenne de la distribution des muons atmosphériques au niveau de la mer vaut 3 GeV [1]. Commençons d'abord par calculer la vitesse des muons d'une impulsion de 3 GeV dans le vide :

$$E = \gamma m = \frac{m}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \Rightarrow \frac{v_{\mu}}{c} = \sqrt{1 - \frac{m_{\mu}^2}{E_{\mu}^2}} \quad (5.2)$$

Avec  $E^2 = p^2 + m^2$ , et la masse du muon qui vaut  $m_{\mu} = 105 \text{ MeV}$ , nous trouvons :

$$\frac{v_{\mu}}{c} = \sqrt{\frac{p_{\mu}^2}{p_{\mu}^2 + m_{\mu}^2}} = 0.995 \quad (5.3)$$

Les muons du fait de leur faible interaction dans la matière vont perdre très peu d'énergie dans l'eau — environ  $2 \text{ MeV} \cdot \text{cm}^{-1}$  pour des muons de l'ordre du GeV [1]. Nous pouvons donc estimer que la vitesse des muons lors de la traversée d'une vingtaine de cm d'eau dans le veto ne va être que très peu affectée, et qu'elle restera de l'ordre de  $0.99c$ .

Avec un indice optique de l'eau à  $20^{\circ}\text{C}$  environ égal à 1.33 dans le domaine des longueurs d'onde [100 – 1000] nm, la condition de l'équation 5.1 est bien validée  $n_{\text{eau}} \times v_{\mu}/c = 1.33 \times 0.99 > 1$ . Les muons vont donc lors de la traversée de la cuve d'eau émettre une radiation Tcherenkov.

Le calcul du nombre de photons Tcherenkov produits en fonction de la longueur d'onde émise fait intervenir le modèle de Frank et Tamm, qui dérive de l'électromagnétisme classique [2] :

$$\frac{d^2 N_{\gamma}}{dx d\lambda} = 2\pi\alpha Z^2 \frac{\sin^2 \theta}{\lambda^2} \quad (5.4)$$

Avec l'angle Tcherenkov  $\cos \theta = 1/\beta n$ ,  $\lambda$  la longueur d'onde,  $dx$  l'élément de longueur parcourue,  $\alpha$  la constante de structure fine et  $Z$  le nombre de charge de la particule. Intégrons cette équation pour connaître le nombre de photons Tcherenkov produits en fonction de la longueur d'onde dans la cuve d'eau de longueur  $L$  :

$$N_{\gamma} = \int_0^L \int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} \frac{d^2 N_{\gamma}}{dx d\lambda} dx d\lambda \quad (5.5)$$

$$= \left[ -2\pi\alpha Z^2 \frac{\sin^2 \theta}{\lambda^2} L \right]_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} \quad (5.6)$$

$$= 2\pi\alpha Z^2 L \sin^2 \theta \left( \frac{1}{\lambda_{\min}} - \frac{1}{\lambda_{\max}} \right) \quad (5.7)$$

La formule 5.7 fait intervenir l'inverse de la longueur d'onde, ce qui traduit le fait que la plupart des photons Tcherenkov sont produits dans le domaine de l'UV par rapport au visible. Le tableau 5.1 compare le nombre de photons Tcherenkov par intervalle de 100 nm.

N <sub>γ</sub> TCHERENKOV VS λ TCHERENKOV							
λ (en nm)	100-200	200-300	300-400	400-500	500-600	600-700	700-800
N <sub>γ</sub>	19674	6558	3279	1967	1312	937	703

TABLE 5.1 – Nombre de photons produits par radiation Tcherenkov par les muons de 2 GeV lors de la traversée de 25 cm d'eau.

La formule 5.7 et le tableau 5.1 nous apprennent deux principes très importants pour la conception de notre détecteur Tcherenkov :

1. Le nombre de photons Tcherenkov produit est une fonction linéaire croissante de la quantité de matière traversée  $L$ .
2. La plupart des photons Tcherenkov produits le sont dans le domaine ultraviolet.

Nous avons développé une simulation permettant d'estimer au mieux ces paramètres, à savoir les dimensions du veto pour optimiser la quantité de photons Tcherenkov produit ainsi que la collection de lumière sur les tubes photomultiplicateurs. C'est une simulation complète sous la librairie Geant4 où la production de photons Tcherenkov et les propriétés optiques des matériaux du veto sont comprises.

Pour améliorer la collection de lumière, un matériel réflecteur nommé tyvek a été installé contre les parois de la cuve. Ce tyvek se présente sous la forme d'un tissu maintenu plaqué contre les parois du veto à l'aide de plaques de PMMA transparentes, permettant d'atteindre une réflexion diffusivo totale. La radiation Tcherenkov émise par les photons se propage selon la direction de l'impulsion du muon. Etant donné que les muons verticaux sont plus abondants que ceux possédant un angle d'incidence plus proche de l'horizon, il est essentiel de pouvoir réfléchir les photons Tcherenkov vers les tubes photomultiplicateurs situés au dessus.

La figure 5.1 présente la réponse du réflecteur par rapport à la longueur d'onde des photons. De quasiment transparente pour les courtes longueurs d'onde, la réponse devient ensuite quasi-uniforme dans le domaine du visible supérieur à 400 nm.

Nous pouvons constater que sur tous les photons Tcherenkov produits par les muons dans la cuve d'eau, 82.5% sont compris dans le domaine UV et seulement 17.5% dans le domaine visible, où le tyvek est le plus réfléchissant. De plus, il est intéressant de regarder la réponse des tubes photomultiplicateurs par rapport à la longueur d'onde du photon incident. Le constructeur indique pour le modèle Hamamatsu R5912 une efficacité quantique pouvant aller jusqu'à 30% à 420 nm.

Pour augmenter le nombre de photons Tcherenkov détectés, un composé chimique additionnel est ajouté dans l'eau de la cuve, pour absorber les photons Tcherenkov émis et de les réémettre à une longueur d'onde différente. De plus, les photons sont réémis dans tout l'espace, il n'y a pas de direction privilégiée, ce qui permet une isotropisation de la lumière émise. Le composé choisi est le 4-Methylumbellifénone — ou 4MU par la suite — de formule  $C_{10}H_8O_4$ . Ce composé s'articulant autour de deux cycles benzenoïques a été étudié en détail dans [3], et son spectre d'absorption et d'émission est représenté dans la figure 5.2. Il se présente sous la forme d'une poudre que nous dissolvons dans l'eau du veto à muon. Nous pouvons constater que les zones d'absorption et d'émission du 4MU ne se recouvrent pas, et le pic d'émission se situe presque au niveau du minimum d'absorption de l'eau, ce qui entraîne une émission maximale de la lumière autour de 450 nm. Le seul inconvénient du 4MU est la dépendance de ses paramètres optiques en fonction du pH de l'eau [3]. Nous allons donc aussi étudier la stabilité du dispositif en fonction de la dégradation de la qualité de l'eau au cours du temps.

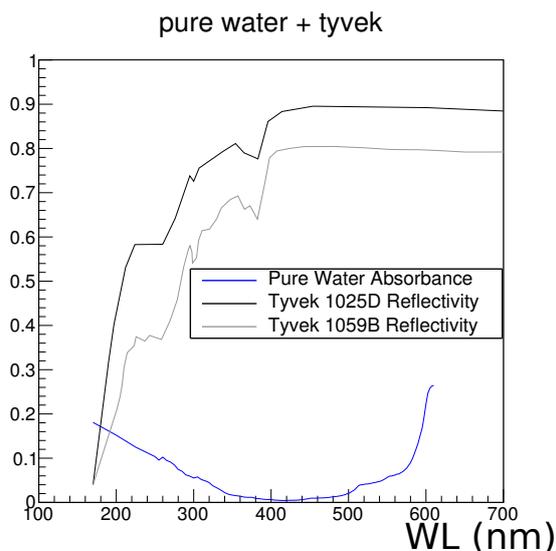


FIGURE 5.1 – Réflectivité du tyvek pour deux modèles similaires (en noir et gris) en fonction de la longueur d'onde du photon incident, comparé à l'absorption de l'eau (en bleu) [4].

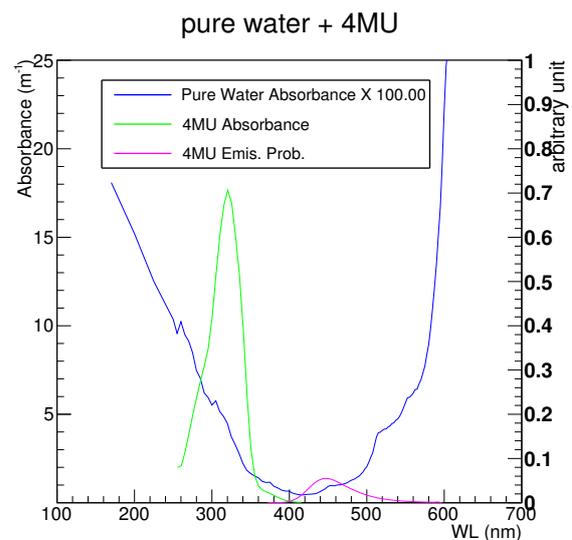


FIGURE 5.2 – Spectres d'absorption du 4MU (en vert) et d'émission (en magenta) en fonction de la longueur d'onde des photons, comparé à l'absorption de l'eau (en bleu)

## 5.1.2 Prototype du veto à muon et installation au LPSC

Pour tester et valider le principe de détection des muons par radiation Tcherenkov dans l'eau, un prototype a été développé au LPSC durant l'été 2013.

Il s'agit d'une cuve en acrylique de  $1.97 \times 2.97 \times 0.25 \text{ m}^3$  remplie d'eau, où les tubes photomultiplicateurs détectant la lumière Tcherenkov produite sont localisés sur le dessus avec la photocathode partiellement immergée dans l'eau vers le bas. Les tubes utilisés sur ce prototype sont des EMI 9354 FLB de 8 pouces hémisphériques. A l'origine, les premiers tests ont été effectués avec les tubes placés sur le côté tout autour de la cuve en acrylique à cause de l'espace restreint disponible sous le canal de transfert. Mais durant le design de STEREO, la position du détecteur à l'ILL a été modifiée et il a été décidé de placer le détecteur contre le mur D19, empêchant un positionnement des tubes de ce côté. Les dimensions verticales ont été réévaluées plus précisément et ont montré qu'il était possible de les repositionner verticalement en libérant de l'espace par rapport au canal de transfert.

Nous souhaitons répartir les tubes photomultiplicateurs sur le veto le plus uniformément possible, pour homogénéiser la collection de lumière lors de la traversée des muons et de l'émission de la radiation Tcherenkov. Nous avons dès lors décidé de ne plus placer les tubes autour mais au-dessus du détecteur, où la place était encore disponible.

Pour améliorer la collection de lumière, nous avons installé sur les parois intérieures un réflecteur Tyvek 1025D, et nous avons aussi étudié pendant nos tests différentes concentrations de wavelength shifter 4MU (voir détail dans la section précédente 5.1.1).

Le prototype est testé à l'intérieur d'une tente de tissu hermétique à la lumière qui constitue une boîte noire. La photo 5.3 représente le prototype dans la tente, avec les tubes photomultiplicateurs en place. Les tubes sont recouverts d'un cylindre en  $\mu$ -metal qui repose directement sur une plaque de PMMA trouée formant le "couvercle" du détecteur, pour les protéger du champ magnétique terrestre. Ce matériau est capable de capter les lignes de champ magnétique en son sein rendant le champ nul à l'intérieur du cylindre.

Les tubes photomultiplicateurs sont connectés aux cartes front-end et à la tension d'alimentation à l'aide d'une base électronique. Ces cartes sont en charge de l'acquisition et du déclenchement du signal.

Au dessus de la tente et sous le veto sont installés 8+8 raquettes de scintillateurs plastiques vues à chaque bout par des tubes photomultiplicateurs XP2262 de 8 pouces de la marque Photonis. Ces raquettes vont nous permettre de calculer l'efficacité du veto en étudiant si les événements qui déclenchent en coincidence un des scintillateurs situé au dessus avec l'un en dessous produit aussi une radiation Tcherenkov en traversant l'eau. La photo 5.4 montre les raquettes installées sur la tente.

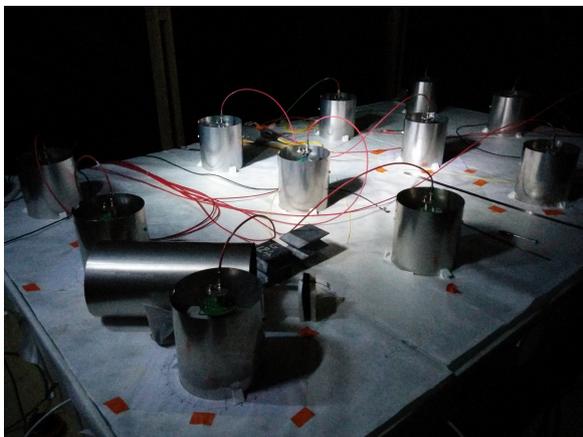


FIGURE 5.3 – Photo du prototype de veto muon installé au Hall Ariane du LPSC, à l'intérieur d'une tente qui l'isole de la lumière extérieure. Douze tubes photomultiplicateurs sont utilisés sur cette version, et sont protégés du champ magnétique terrestre par des cylindres en  $\mu$ -metal.



FIGURE 5.4 – Photo de la tente recouvrant le veto à muon ainsi que des palettes de scintillateurs installés sur le toit pour l'analyse de l'efficacité du système. Un autre jeu de 8 raquettes de scintillateurs est installé sous le veto à muon et permet d'étudier les événements en coincidence sur un scintillateur du haut et du bas créant aussi un signal dans le veto.

Un système d'injection de lumière a été réalisé à l'aide de LED éclairant des fibres optiques qui sont implantés directement dans le veto. Il est possible de rajouter des filtres devant la LED pour atténuer et contrôler la quantité de lumière injectée dans le veto.

Les raquettes de scintillateur sont reliées à un discriminateur à fraction constante, qui permet le déclenchement du signal. Ensuite, un module ADC permet l'acquisition du signal sur un logiciel.

### 5.1.3 Calibration

Le système d'injection de lumière du veto permet de calibrer la position du pic photoélectron pour chaque tube photomultiplicateur. Cette position est choisie de manière arbitraire : nous souhaitons placer ce pic assez loin du pédestal pour faire une coupure efficace, mais assez proche pour améliorer la dynamique de la gamme d'acquisition.

La position du pic est réglée en ajustant la tension du tube photomultiplicateur, comme nous l'avons fait dans la partie 4.3.2. La largeur du pic dépend aussi de la tension et va donc jouer sur la gamme d'acquisition. Les résultats pour le prototype ainsi que l'ajustement gaussien au niveau du photoélectron sont présentés figure 5.5.

Cet ajustement très grossier est suffisant pour obtenir la position du pic photoélectron pour les tests sur le prototype et pour le régler rapidement, mais une fonction plus complète prenant en compte le bruit électronique du tube ainsi que plusieurs photoélectrons a été développée pour le veto final et sera abordée dans la section 5.3.1.

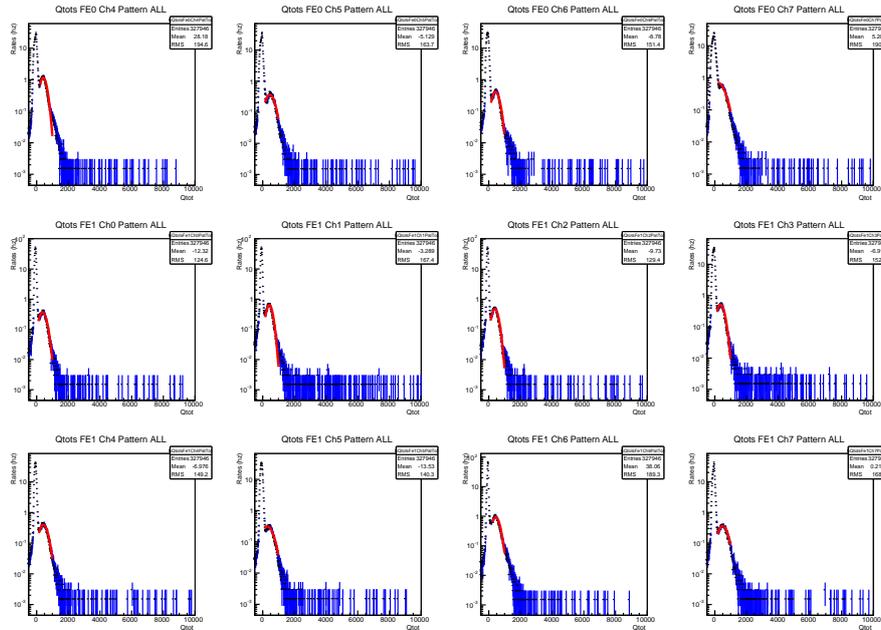


FIGURE 5.5 – Ajustement des pics du photoélectron lors de la calibration avec la LED sur les différents tubes photomultiplicateurs du veto. Les tensions ont déjà été ajustées pour obtenir la valeur moyenne de  $Q_{PE} = 500 \pm 50$  canaux ADC

Nous avons choisi de placer le photoélectron à  $Q_{PE} = 500$ , qui se situe à  $3\sigma$  du pédestal et nous permet d'atteindre des signaux en amplitude sur les 14 bits de l'ADC jusqu'à 120 photoélectrons.

### 5.1.4 Position des tubes photomultiplicateurs sur le veto

L'efficacité de la détection des tubes photomultiplicateurs de 8 pouces par rapport à la distance entre un muon et la photocathode a été étudiée en simulation pour déterminer le meilleur positionnement des tubes sur le veto. Nous souhaitons évaluer le nombre de photons Tcherenkov détectés en fonction de la distance de la photocathode du tube par rapport au passage du muon dans le veto.

La simulation a été effectuée avec la géométrie du veto final, c'est à dire avec une hauteur d'eau de 26.2 cm. La concentration choisie en wavelength shifter est de 6 ppm — cette valeur est discutée plus en détail dans la section 5.2.5. Le réflecteur tyvek recouvrant les parois du veto à lui aussi été inclus. Le cylindre de  $\mu$ -metal qui recouvre le tube photomultiplicateur a lui aussi été rajouté dans la simulation et il est implémenté avec 3 configurations optiques différentes : l'une où il est considéré comme étant totalement absorbant, l'une où il est recouvert de tyvek et une dernière où il est nu et considéré comme étant un miroir de mauvaise qualité, c'est à dire avec une réflectivité de l'ordre de 80%. La simulation se déroule avec un seul tube photomultiplicateur et les résultats sont présentés dans la figure 5.6.

La distance optimale entre un muon et la photocathode pour laquelle le nombre de photons détectés est la plus importante est de 10.3 cm. Au delà de 22.5 cm le nombre de photons Tcherenkov détectés est divisé par deux par rapport à ce maximum.

Nous avons choisi arbitrairement la valeur de 100 photons détectés pour le seuil, ce qui conduit à espacer les tubes d'une distance maximum de 60 cm. Nous allons donc chercher à placer les tubes photomultiplicateurs de telle manière que chaque zone du veto soit au moins à 60 cm d'un point de passage du muon dans le veto. Nous avons

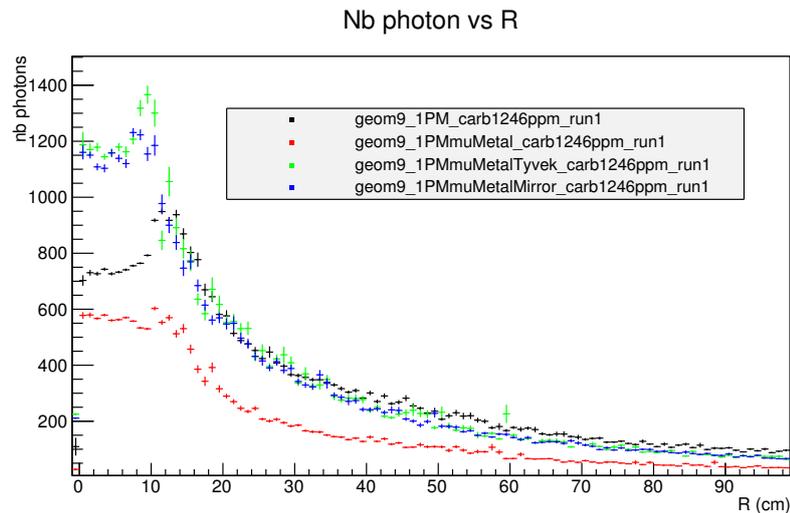


FIGURE 5.6 – Nombre de photoélectrons détectés en fonction de la distance entre le muon et la photocathode. En noir la courbe sans  $\mu$ -metal, en rouge avec un  $\mu$ -metal totalement absorbant optiquement, en vert avec un  $\mu$ -metal recouvert de tyvek et en bleu avec un  $\mu$ -metal considéré comme un miroir à 80% de réflectivité.

choisi une configuration symétrique où les tubes sont alignés par rapport aux axes de la cuve, c'est à dire sur des lignes parallèles dans la direction de sa longueur et sa largeur. Dans cette configuration, nous pouvons calculer simplement qu'un tube photomultiplicateur placé dans un coin à une distance de 60 cm selon la diagonale du veto se situe à  $60/\sqrt{2}$  des bords du veto. La figure 5.7 montre le placement du tube par rapport au coin du veto.

Le veto muon final de STEREO mesurera 415 cm  $\times$  260 cm. Avec un espacement de  $60/\sqrt{2}$ , un minimum de 12 tubes photomultiplicateurs est requis. Nous avons à notre disposition 26 tubes photomultiplicateurs EMI 9354 FLB de 8 pouces et nous n'avons pas de contraintes sur le nombre de voies électroniques disponibles pour l'alimentation avec la haute tension, et trois cartes front-end seront dédiées au veto arrivant au total d'un maximum de 24 voies électroniques disponibles pour le veto.

Nous avons refait des simulations à l'aide de muons localisés sur des zones carrées de 10 cm à plusieurs endroits de la cuve pour différents recouvrements du veto, pour mesurer comment la réponse des tubes varie. Pour un recouvrement à 16 tubes, le nombre total de photoelectrons détectés est compris entre 700 et 900, mais ceux ci ne sont pas collectés sur le même nombre de tubes. Dans les coins par exemple, seul un tube est principalement touché. Dans les cas d'un recouvrement à 20 tubes, on peut réduire l'espacement entre les tubes et obtenir une réponse des tubes plus uniforme pour ces événements en coin. Nous n'observons pas d'amélioration particulière en passant à 24 tubes.

Nous avons choisi d'installer 20 tubes photomultiplicateurs sur le veto final. Cela correspond à 12 tubes photomultiplicateurs sur le prototype en respectant la même densité. La figure 5.8 montre un schéma du veto avec la couverture de chaque photocathode.

Pour obtenir des mesures relatives avec le prototype par rapport au veto final, nous avons réduit la taille de la cuve en largeur de 197 cm à 180 cm. Cela permet d'avoir le même espacement et la même densité de tube photomultiplicateurs par rapport à la version définitive.

## 5.2 Etude de la méthode de déclenchement

### 5.2.1 Présentation

Le déclenchement de l'acquisition peut se faire de plusieurs manières. Nous pouvons régler un déclenchement en appliquant un seuil sur l'amplitude ou sur la charge du signal calculée à l'aide d'une fenêtre glissante. De plus, nous pouvons déclencher l'acquisition quand le signal d'un seul tube photomultiplicateur franchit le seuil ou en utilisant la somme des signaux sur quatre ou huit tubes. Enfin, nous avons aussi la possibilité de déclencher l'acquisition quand plusieurs signaux franchissent le seuil en coincidence sur plusieurs tubes.

Dans cette section, nous nous intéresserons à la meilleure configuration pour paramétrer le déclenchement de l'acquisition, dans le but de concevoir une méthode qui soit uniquement sensible aux muons. Les gammas par exemple sont capables de produire une paire électron-positron dans le veto qui peut émettre un rayonnement Tcherenkov, ou encore, par diffusion compton d'éjecter des électrons dans l'eau qui vont émettre ensuite un rayonnement Tcherenkov sur une courte distance.

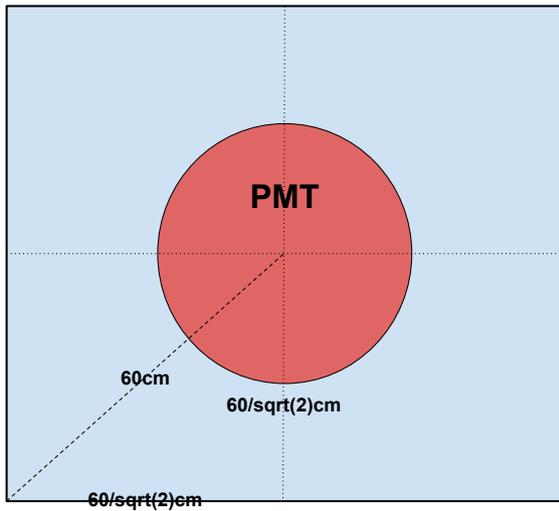


FIGURE 5.7 – Schéma des distances du tube photomultiplicateur situé dans le coin du veto par rapport aux bords de la cuve.

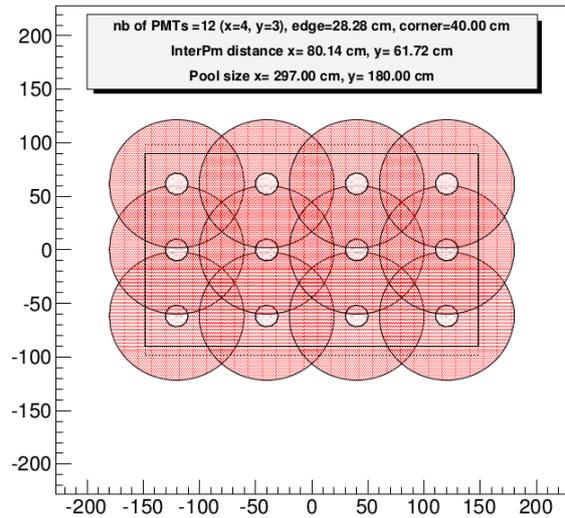


FIGURE 5.8 – Schéma de la position des 12 tubes photomultiplicateurs sur le prototype du veto muon (en blanc avec le rayon de  $60/\sqrt{2}$  en rouge), équivalent à la position que prendront les 20 tubes sur le veto final.

Mais encore, nous souhaitons obtenir un taux de déclenchement qui soit le plus efficace possible vis à vis des fluctuations dans le temps. Nous avons schématisé ces problématiques par les figures 5.9 et 5.10.

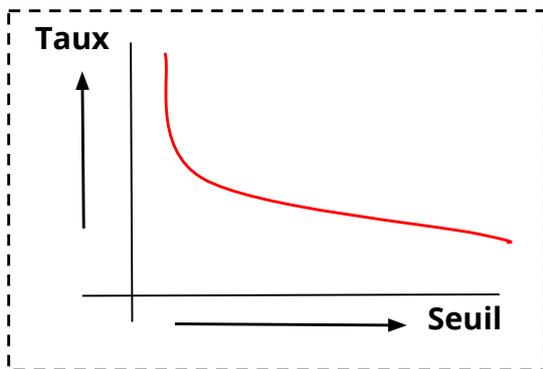


FIGURE 5.9 – Schéma de l'évolution du taux de déclenchement du veto en fonction du seuil.

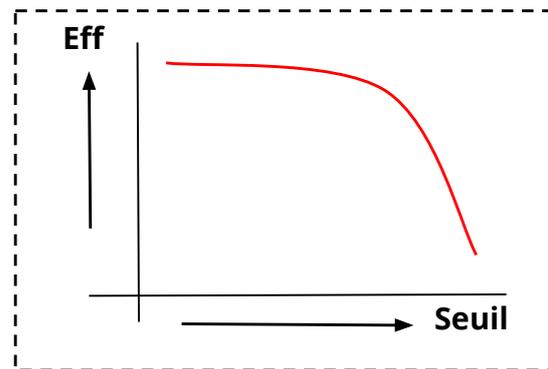


FIGURE 5.10 – Schéma de l'évolution de l'efficacité du veto en fonction du seuil.

Nous pouvons constater qu'à bas seuil, nous sommes très efficace alors que le taux de déclenchement est très élevé, révélant la contamination par les autres particules. A l'inverse, en augmentant la valeur du seuil nous pouvons diminuer la contribution des autres particules sur le taux de déclenchement mais au détriment aussi des muons, en faisant baisser l'efficacité.

L'efficacité de la méthode de déclenchement sera étudiée grâce au système de raquettes de scintillateur installées sur le toit de la boîte noire et sous le veto. L'électronique de STEREO peut être contrôlée par un déclenchement externe, reposant sur la coïncidence en temps entre un signal passant successivement un seuil en amplitude d'une palette du haut avec une du bas. Lorsqu'une coïncidence est déclenchée sur un scintillateur du haut et du bas, l'électronique déclenche l'acquisition sur toutes les voies du veto à muon. Nous pouvons alors recalculer l'observable qui nous servira de déclenchement sur le veto, comme l'amplitude maximum ou la charge des signaux. En comparant si cette observable est supérieure au seuil de déclenchement que nous voulons, nous pouvons déterminer si le veto aurait déclenché l'acquisition ou non. Nous pouvons ainsi remonter à l'efficacité du signal, qui plus est nous pouvons faire varier le seuil lors de l'analyse pour tracer la fonction reliant l'efficacité au seuil de déclenchement.

La sensibilité au bruit de fond du veto, en particulier aux gammas a été étudiée à l'aide d'une source d'américium-béryllium — AmBe par la suite — qui émet un neutron puis un gamma de 4.43 MeV. Cette source possède une activité de 4.8 kHz sur  $4\pi$  sr, et émet 4  $\gamma$  pour 6 neutrons. L'activité gamma de cette source est estimée à  $4.8 \times 4/6 = 3.2$  kHz. Dans la section 5.3.4, nous étudierons en simulation l'interaction de ces gammas dans le veto pour

quantifier plus précisément la sensibilité de la méthode de déclenchement par rapport aux rayons gammas. Pour le prototype, nous nous sommes simplement servi de l'activité calculée ci-dessus pour évaluer rapidement les méthodes de déclenchement.

## 5.2.2 Étude du déclenchement à l'aide d'un seuil en amplitude sur un seul tube

### 5.2.2.1 Introduction

La méthode de déclenchement la plus simple est basée sur un seuil en amplitude par tube photomultiplicateur. Quand le signal franchit ce seuil, l'acquisition de toutes les voies est déclenchée et enregistrée. Nous pouvons aussi exiger une coïncidence temporelle sur plusieurs tubes, et ainsi déclencher l'acquisition quand plusieurs tubes franchissent le seuil en même temps. Pour cette étude, nous nous limiterons à étudier les cas sans coïncidence et pour une coïncidence jusqu'à quatre tubes.

Cette méthode est très efficace quand le seuil en amplitude est faible, mais à ce niveau le taux de déclenchement est très élevé, montrant notre sensibilité aux bruits de fond alentours. Nous devons augmenter le seuil dans une région où nous sommes moins efficaces aux muons pour ne plus être sensibles à ce bruit de fond. Les figures 5.11 et 5.12 montrent l'évolution du taux de comptage et de l'efficacité en fonction du seuil appliqué.

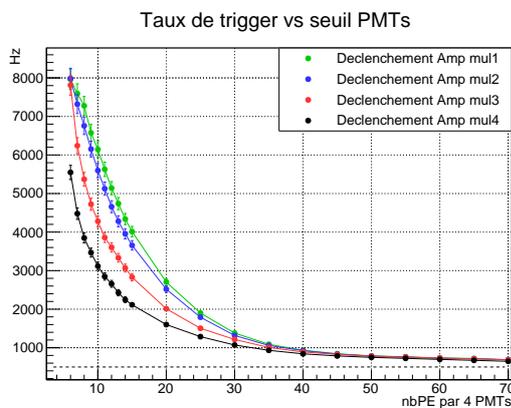


FIGURE 5.11 – Taux de comptage en fonction du seuil pour un déclenchement basé sur le signal en amplitude d'une seule voie qui franchit le seuil (en vert), ou de deux (bleu), trois (rouge) et quatre (noir) voies en coïncidence temporelle.

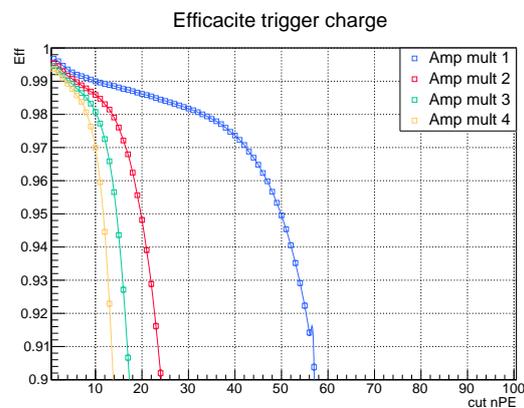


FIGURE 5.12 – Efficacité en fonction du seuil pour un déclenchement basé sur le signal en amplitude d'une seule voie qui franchit le seuil (en bleu), ou de deux (rouge), trois (vert) et quatre (jaune) voies en coïncidence temporelle.

Nous pouvons voir sur la figure 5.12 que l'efficacité de cette méthode de déclenchement diminue en fonction de la coïncidence requise sur le nombre de tubes photomultiplicateurs. Les muons cosmiques très énergétiques produisent beaucoup de photons Tcherenkov lors de leur passage dans le veto à un angle Tcherenkov d'environ  $45^\circ$ . La lumière qu'ils vont produire va toucher la plupart du temps plusieurs tubes photomultiplicateurs, et ne va pas se concentrer sur un seul tube — hormis pour les événements aux bords du veto, que nous étudierons dans la partie 5.3.5. Le taux de déclenchement va donc diminuer quand on augmente la multiplicité requise.

### 5.2.2.2 Sensibilité aux gammas pour un déclenchement en amplitude sur un seul tube

La sensibilité de cette méthode de déclenchement aux gammas a été étudiée à l'aide de la source d'AmBe. Cette source a été placée au milieu de 4 tubes photomultiplicateurs, posée sur le dessus du veto. L'angle solide couvert par le veto n'est théoriquement que de  $2\pi$ , le taux de  $\gamma$  attendu dans le veto est donc  $3.2 \times 2\pi/4\pi = 1.6$  kHz.

La figure 5.13 montre l'évolution du taux de comptage en fonction du seuil de déclenchement, pour différents niveaux de coïncidence en temps entre 1, 2, 3 et 4 tubes photomultiplicateurs avec et sans la source d'AmBe posée sur le dessus du veto. La figure 5.14 représente la différence de taux de comptage entre les runs avec et sans source pour chaque multiplicité requise sur le déclenchement, renormalisée par rapport à l'activité de la source. Nous pouvons constater qu'avec cette méthode de déclenchement, il faut placer un seuil à au moins 30-40 photoélectrons pour ne plus être sensible aux gammas. Hors, en comparant par rapport dans la figure 5.12, nous pouvons constater que l'efficacité est déjà inférieure à 90% si l'on choisit un déclenchement avec une coïncidence supérieure à deux, ce qui nous permet de les éliminer d'emblée. En effet, lors de la conception de l'expérience STEREO, la limite du rapport signal sur bruit de l'ordre de 1 a été estimée avec un veto efficace à 95%, nous souhaitons donc configurer le veto à une valeur au moins supérieure ou au pire égale.

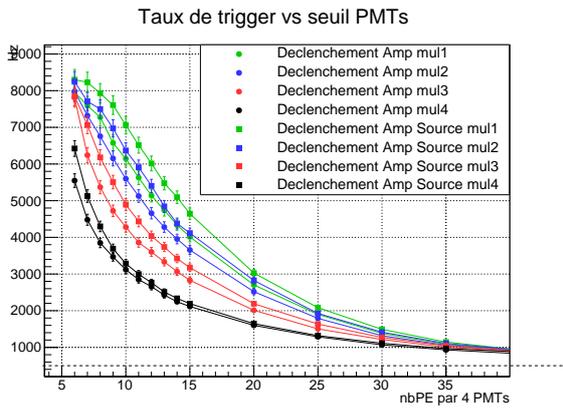


FIGURE 5.13 – Taux de comptage en fonction du seuil de déclenchement basé sur le signal en amplitude d’une seule voie qui franchit le seuil (en vert), ou de deux (bleu), trois (rouge) et quatre (noir) voies en coincidence temporelle. Les points rond représentent les runs sans la source d’AmBe et les carrés avec.

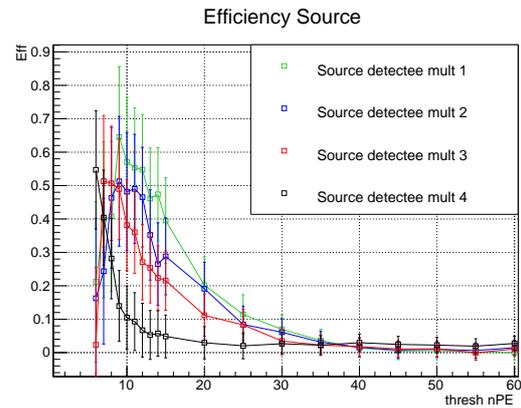


FIGURE 5.14 – Différence de taux de comptage entre les runs avec et sans la source, renormalisé par rapport au taux de gamma attendu. Les couleurs représentent la même multiplicité que dans la figure 5.13.

### 5.2.2.3 Conclusion

La meilleure configuration pour cette méthode de déclenchement est finalement la plus simple, sans coincidence qui n’est plus sensible aux rayonnements gamma à partir d’un seuil à 40 photoélectrons, et qui correspond à une efficacité de 97%. Pour ce seuil, le taux de comptage est d’environ 1000 Hz. Nous avons effectué des simulations pour estimer le taux de comptage produit par les muons dans le veto avec le générateur CRY, et la géométrie du prototype. Nous trouvons environ 800 Hz. Il existe donc au moins 20% d’évènements qui ne sont pas des muons cosmogéniques et qui produisent un signal au delà du seuil à 40 photoélectrons sur au moins un tube, ce qui déclenche l’acquisition du signal. Augmenter le seuil permet de réduire cette contribution du bruit de fond (on voit sur la figure 5.11 que le taux de comptage semble tendre vers une valeur plus proche de celle attendue de 800 Hz) mais au détriment de l’efficacité.

Nous ne nous satisfaisons pas de cette méthode qui malgré son efficacité acceptable est trop sensible aux rayons gammas, qui sont une des principales sources de bruits de fond à l’ILL. Nous allons commencer par étudier l’interaction des gammas dans le veto dans le but de minimiser la sensibilité à ces gammas au mieux.

### 5.2.3 Interaction des gammas dans le veto

Pour cette étude, nous avons réutilisé la simulation du veto final, et nous avons cette fois-ci généré des gammas dans une configuration similaire à la source d’AmBe dont nous disposons. La position initiale se trouve entre quatre tubes photomultiplicateurs sur le dessus du veto, et leur impulsion est dirigée dans un angle solide de  $2\pi$  orienté vers le veto.

Ces gammas de 4.4 MeV sont beaucoup moins énergétiques que les muons cosmogéniques, et nous pouvons estimer que le parcours moyen de ces gammas dans l’eau sera plus faible que les muons. L’énergie que les gammas vont transmettre aux électrons vont les accélérer et leur permettre de produire de la lumière Tcherenkov, qui va être concentrée dans une zone plus restreinte. La figure 5.15 montre la multiplicité des tubes photomultiplicateurs touchés par les photons Tcherenkov produits par les rayons gammas.

Les résultats montrent que dans la plupart des cas, la lumière produite par les gammas est concentrée sur un seul tube photomultiplicateur — la moyenne de cette distribution est de  $\mu = 1.5 \pm 1.0$  tubes photomultiplicateurs déclenchés. Pour minimiser la contribution des gammas, notre idée consiste à développer une méthode de déclenchement sur plusieurs tubes photomultiplicateurs, en requérant un seuil minimum sur l’intégrale du nombre de photoélectrons collectés sur un *groupe* de tubes. L’avantage par rapport à une coincidence entre plusieurs tubes que nous avons étudiée précédemment est de pouvoir définir les groupes de tubes nous même, tandis qu’en travaillant en coincidence nous ne choisissons pas quel tube sera déclenché, seulement leur multiplicité.

### 5.2.4 Déclenchement basé sur la somme des signaux de quatre tubes photomultiplicateurs

Cette nouvelle méthode de déclenchement est à présent basée sur la somme des signaux des tubes photomultiplicateurs. Le firmware des cartes front-end de STEREO a été adapté et il est à présent possible d’effectuer un déclenchement sur la somme des quatre premières voies de la carte, ou des quatre dernières, ou finalement sur les huit voies.

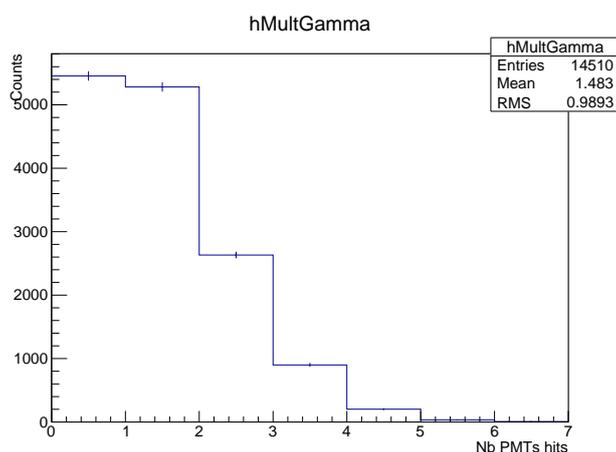


FIGURE 5.15 – Histogramme de la multiplicité de tubes photomultiplicateurs touchés par les rayons gammas

Nous avons aussi à présent la possibilité de baser le déclenchement non plus sur l’amplitude du signal mais aussi sur la charge. En effet, cette nouvelle méthode est basée sur une fenêtre glissante de taille paramétrable qui déclenche l’acquisition quand la somme des échantillons sur la fenêtre glissante franchit le seuil. L’intérêt de travailler avec la charge du signal provient du fait que la fenêtre glissante incorpore la coïncidence temporelle (elle est synchronisée sur chaque voie) et tient compte de la forme du signal que nous recherchons.

Nous avons découpé le veto en trois blocs de 4 tubes photomultiplicateurs que nous avons branché sur deux cartes front-end. L’idée est d’utiliser par la suite le déclenchement basée sur la somme en charge des 4 premières ou 4 dernières voies. Nous avons représenté le découpage dans la figure 5.16.

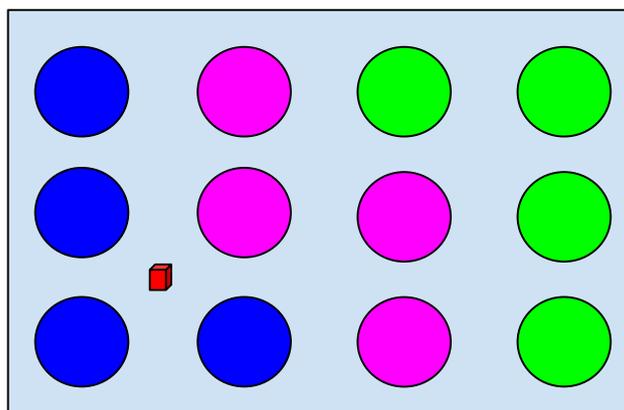


FIGURE 5.16 – Plan du découpage du veto STEREO. Les différentes couleurs correspondent aux blocs branchés sur les cartes, sur lesquelles auront lieu les déclenchements. Les quatre tubes représentés en bleu seront branchés sur les quatre dernières voies de la première carte front-end, les quatre tubes en mauve sur les quatre premières voies de la deuxième carte, et les tubes en vert sur les quatre dernières de la deuxième carte. On peut apercevoir en rouge la position de la source AmBe utilisée pour certains tests.

Avant de commencer notre étude sur l’efficacité de la méthode et l’évolution du taux de comptage en fonction du seuil, nous allons étudier comment régler au mieux la largeur de la fenêtre glissante, que nous appellerons  $N_{\text{sum}}$ .

Pour cela nous avons travaillé avec quatre tubes photomultiplicateurs côte à côte, et nous avons commencé par regarder l’évolution du taux de déclenchement en fonction du seuil pour différentes valeurs de fenêtre glissante, à savoir  $N_{\text{sum}} = 5, 10, 15$  ou  $20$  échantillons. Nous rappelons qu’un échantillon correspond à  $4$  ns. Les résultats sont présentés dans la figure 5.17.

En utilisant une taille de fenêtre glissante de  $10$  échantillons ou plus, les taux de déclenchement mesurés ne diffèrent plus, ce que nous avons représenté dans la figure 5.17. De même la courbe de l’efficacité ne change pas, la pente est quasiment la même. La variation de l’efficacité en fonction du seuil de déclenchement est illustrée sur la figure 5.18 tandis que la dérivée de cette fonction, autrement dit la pente de la courbe, est représentée sur la figure 5.19.

Nous avons aussi mesuré que la durée moyenne d’un signal muon dans le veto est de l’ordre de la dizaine d’échantillons. C’est pourquoi nous avons décidé d’effectuer nos tests avec une taille de fenêtre  $N_{\text{sum}} = 10$  échantillons, et

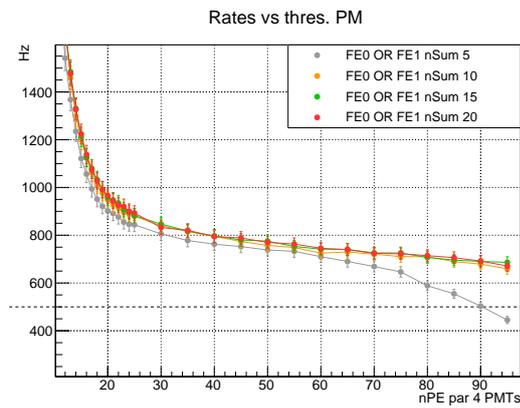


FIGURE 5.17 – Taux de déclenchement en fonction de la coupure sur la somme en charge des 4 tubes, pour différentes tailles de fenêtre glissante  $N_{\text{sum}}$ .

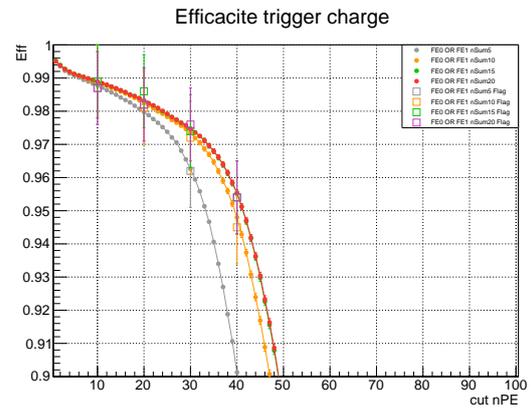


FIGURE 5.18 – Efficacité en fonction de la coupure sur la somme en charge des 4 tubes, pour différentes tailles de fenêtre glissante  $N_{\text{sum}}$ .

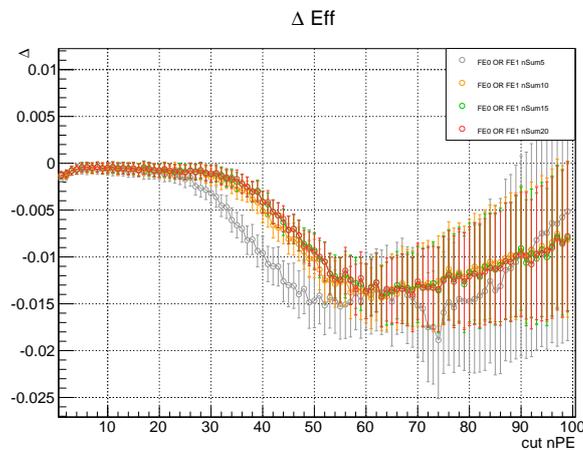


FIGURE 5.19 – Pente de l'efficacité en fonction de la coupure sur la somme en charge des 4 tubes, pour différentes tailles de fenêtre glissante  $N_{\text{sum}}$ .

que nous n'avons pas besoin de choisir une valeur plus grande pour la fenêtre glissante.

Ensuite, nous nous sommes intéressés à l'effet de la source d'AmBe sur le taux de déclenchement. Nous l'avons placée au même endroit que pour les tests précédents et nous avons observé qu'il n'y avait pas de différences perceptibles sur les taux de déclenchement sans source, illustrés sur la figure 5.20. Les variations que nous pouvons observer sont comprises dans les erreurs statistiques.

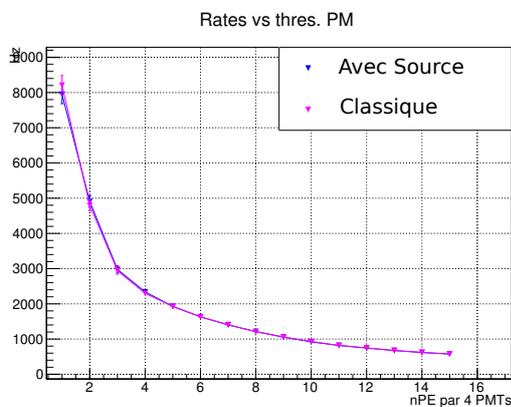


FIGURE 5.20 – Taux de déclenchement en fonction du seuil sur la somme en charge des quatre tubes, pour un run avec et sans la source.

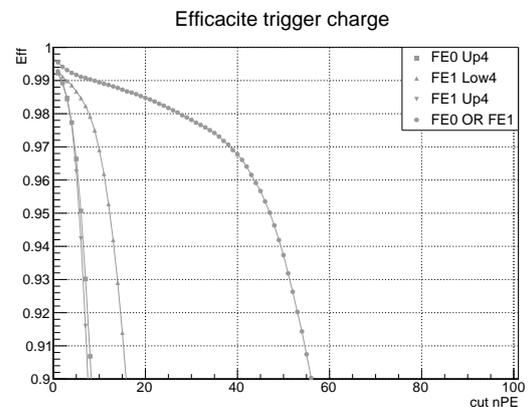


FIGURE 5.21 – Efficacité en fonction du seuil sur la somme en charge des tubes, pour chaque blocs et sur le OU logique des trois blocs.

Cette méthode est donc très efficace pour minimiser l'effet des rayons gammas. De plus, nous pouvons constater à l'aide de la figure 5.17 que le taux de déclenchement du veto se rapproche des 800 Hz estimés en simulation bien plus rapidement qu'avec la méthode de déclenchement précédente basée sur un seul tube. Néanmoins, la valeur de l'efficacité pour cette nouvelle méthode de déclenchement est à seuil égal inférieure à la précédente. Nous rejetons bien les gammas mais aussi les quelques muons créant des signaux faibles dans le veto. C'est pour cela que nous allons étudier l'effet de l'ajout de wavelength shifter dans le veto, pour augmenter la collection de lumière vers les tubes photomultiplicateurs et leur impact sur ces événements et ceux associés aux gammas.

### 5.2.5 Effet du wavelength shifter 4MU

La méthode de déclenchement basée sur la somme des signaux de quatre tubes photomultiplicateurs pourrait être améliorée en augmentant le nombre de photoélectrons collectés sur les tubes photomultiplicateurs. En effet, si nous choisissons un seuil de déclenchement à 40 photoélectrons — qui était la limite à laquelle la contribution des gammas disparaissait avec la première méthode basée sur l'amplitude — nous n'avons par exemple pour le moment que  $13.6 \pm 2$  photoélectrons par tube photomultiplicateur. Nous espérons en rajoutant le 4MU augmenter ce nombre de photoélectrons car ce wavelength shifter absorbe puis réémet des photons à des longueurs d'ondes plus proches de celles où l'efficacité quantique des tubes est maximum (voir section 5.1.1).

Nous avons commencé les tests avec la toute première version du veto, celle où les tubes photomultiplicateurs étaient sur le côté de la cuve, pour quantifier l'évolution du nombre de photoélectrons par tube en fonction de la concentration en wavelength shifter.

La figure 5.22 montre le nombre de photoélectrons par tube pour différentes concentrations de 4MU, ainsi que la stabilité au cours du temps sur la figure 5.23

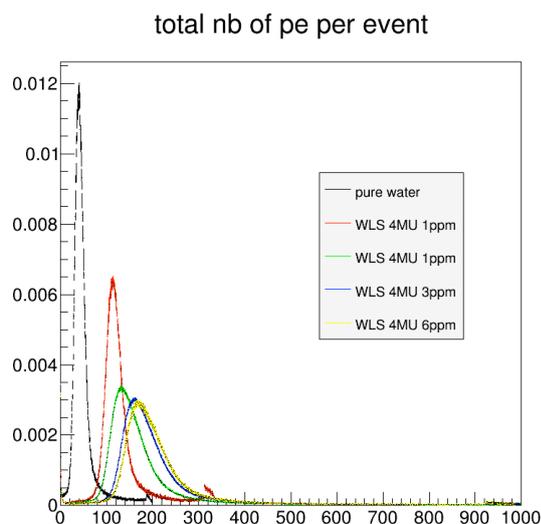


FIGURE 5.22 – Nombre moyen de photoélectrons par tube pour différentes concentration en 4MU. En noir pour de l'eau pure, en rouge pour 1 ppm de 4MU quelques heures après l'ajout, en vert pour 1 ppm quelques jours après l'ajout, en bleu pour 3 ppm et en jaune pour 6 ppm.

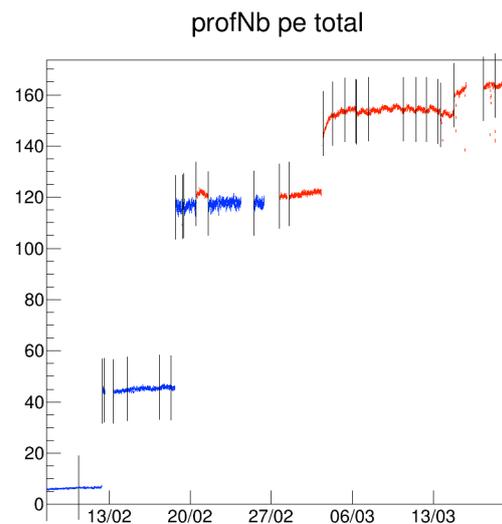


FIGURE 5.23 – Evolution au cours du temps du nombre moyen de photoélectrons en fonction de la concentration en 4MU. Ce nombre est déterminé en prenant la moyenne du spectre du nombre de photoélectrons détectés par événement représenté sur la figure 5.22.

Nous voyons que l'effet devient de moins en moins important au fur et à mesure que la concentration augmente. À la lumière de ces résultats, nous avons choisi de garder une concentration de 6 ppm pour le veto, et nous avons refait les mesures de taux de déclenchement en fonction du seuil avec et sans source. Les résultats sont présentés figure 5.24 pour la variation du taux de comptage en fonction du seuil et figure 5.25 pour l'efficacité.

Nous pouvons constater qu'à présent nous sommes sensibles à la contamination par les gammas. Le wavelength shifter permet de diffuser la radiation Tcherenkov, elle est donc moins localisée et touche plus de tubes photomultiplicateurs. En ce qui concerne l'efficacité, nous avons par rapport à la coupure de 40 photoélectrons gagné 1.8%, ainsi passant à 98.6%. Le nombre des photoélectrons par tube photomultiplicateur est passée à  $29.2 \pm 6$ , soit un facteur deux comparé au veto sans 4MU.

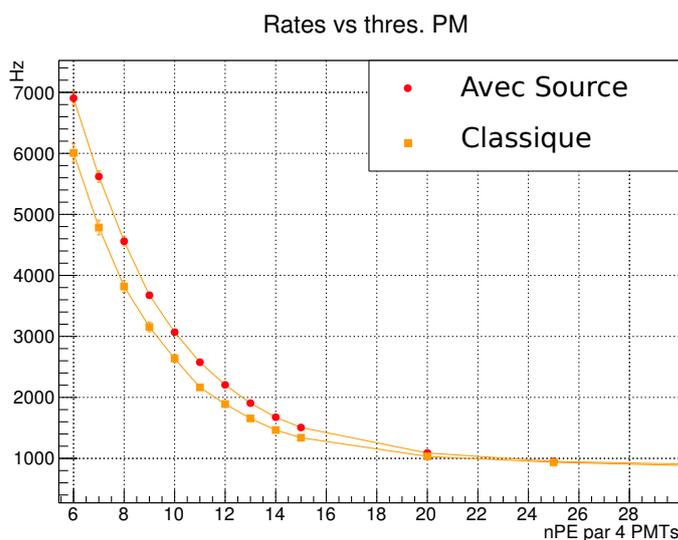


FIGURE 5.24 – Taux de déclenchement en fonction du seuil sur la somme en charge des quatre tubes, pour des mesures avec et sans la source.

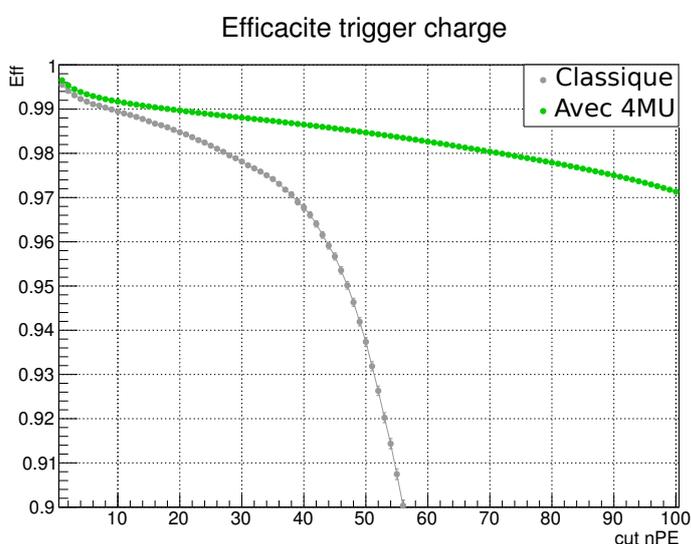


FIGURE 5.25 – Efficacité en fonction du seuil sur la somme en charge des tubes, avec et sans 4MU.

## 5.2.6 Effet du découpage du veto sur les évènements gammas

Nous avons étudié en simulation comment la gerbe électromagnétique associée à un gamma traversant l'eau produit une lumière sur une zone beaucoup plus localisée que lors du passage d'un muon. L'idée est alors de rendre le déclenchement sensible à cet effet, en réalisant un déclenchement toujours basé sur la somme de plusieurs signaux, mais où nous allons augmenter l'aire entre les tubes photomultiplicateurs. Le nouveau découpage en bloc du veto proposé est présenté dans la figure 5.26.

Nous avons estimé que ce découpage est celui permettant de maximiser l'aire entre les tubes photomultiplicateurs sans trop isoler les coins du veto, où la lumière produite par les muons se diffuse moins bien à cause des effets de bords géométriques lors de la réflexion.

Nous avons ensuite effectué à nouveaux des mesures avec la source d'AmBe à la position en rouge indiquée sur la figure 5.26. Les résultats sont présentés dans la figure 5.27 et dans la figure 5.28, montrant respectivement le taux de comptage en fonction du seuil pour des mesures avec et sans la source, ainsi que pour les deux configurations de découpage des blocs que nous avons étudiées.

La figure 5.28 montre la différence entre les mesures avec et sans source renormalisée par rapport à l'activité pour les deux découpage en blocs différents. Nous pouvons voir que pour les taux de déclenchements à bas seuils inférieurs à 20 photoélectrons, le nouveau découpage a permis de réduire la contamination des gammas de 10% en moyenne.

De plus, l'effet sur l'efficacité de ce nouveau découpage est très faible, il est pour un seuil inférieur à 60 photoélec-

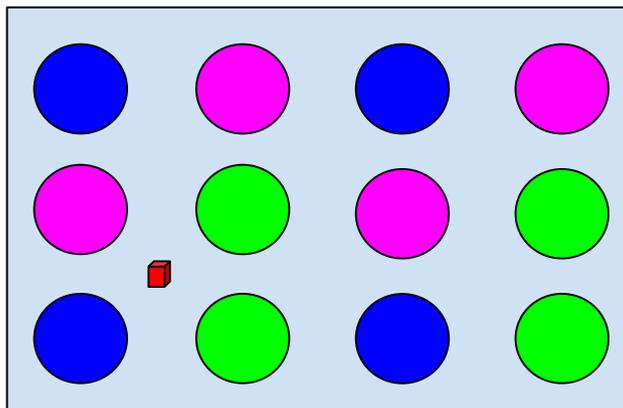


FIGURE 5.26 – Nouveau découpage des blocs pour les tubes photomultiplicateurs du veto

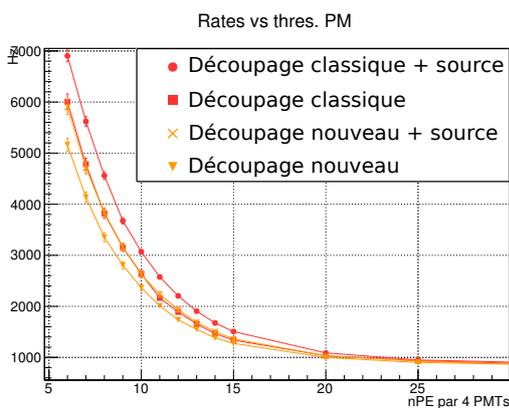


FIGURE 5.27 – Taux de déclenchement en fonction du seuil sur la charge des blocs, avec et sans source, pour un run avec 4MU et l'ancien mapping (en rouge) comparé au nouveau (en orange)

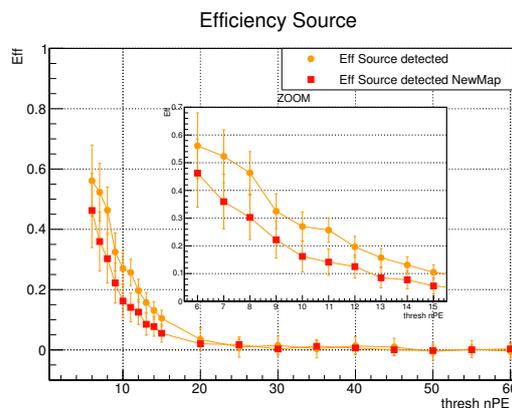


FIGURE 5.28 – Efficacité de détection de la source pour les deux découpages différents.

trons de l'ordre de 1‰ jusqu'à ensuite atteindre un maximum de 5‰ à 100 photoélectrons, comme nous pouvons le voir sur la figure 5.29. Ce découpage modifié permet très simplement de réduire la contribution des gammas à bas seuil avec un effet très limité sur l'efficacité.

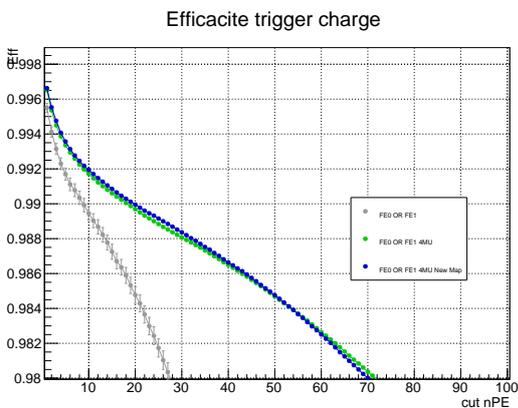


FIGURE 5.29 – Efficacité en fonction du seuil pour la méthode de déclenchement basée sur la somme en charge des quatre tubes, pour le mapping original en gris et en vert avec du 4MU, puis en bleu pour le mapping modifié avec 4MU

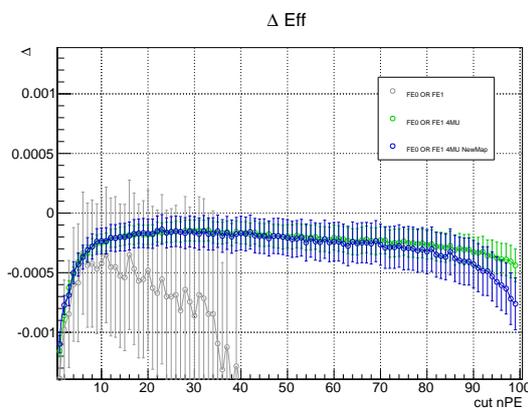


FIGURE 5.30 – Pente de l'efficacité correspondant aux couleurs de la figure 5.29

## 5.2.7 Résumé et conclusion

La nouvelle méthode de déclenchement basée sur la somme en charge des signaux s'est révélée la plus efficace et la moins sensible à la contamination des rayons gammas. Le seuil choisi pour l'instant correspondrait à 40 photoélectrons avec une concentration de 6 ppm de 4MU dans le veto. Le découpage en blocs est choisi de manière à maximiser l'aire entre les tubes.

Dans ces conditions, nous obtenons un taux de déclenchement de l'ordre de 800 Hz pour une efficacité de 98.6%. Ces valeurs s'accordent bien avec les simulations normalisées par rapport aux mesures.

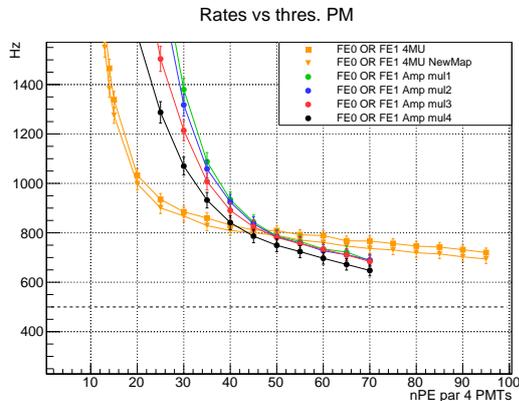


FIGURE 5.31 – Comparaison général de l'évolution du taux de déclenchement en fonction du seuil appliqué.

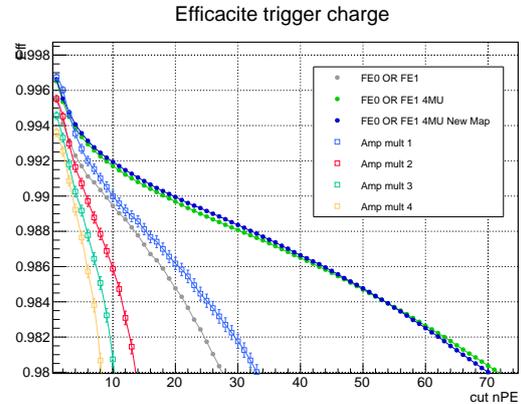


FIGURE 5.32 – Comparaison général de l'évolution de l'efficacité en fonction du seuil appliqué.

## 5.2.8 Anticorrélation entre taux de comptage de muons et pression atmosphérique

Des effets atmosphériques peuvent être responsables d'une variation du taux de comptage de muons mesurés à la surface de la Terre. Les principales causes de ces variations sont la pression atmosphérique, la température et l'hygrométrie. Des périodes de mesure de plusieurs semaines ont été effectuées durant l'été 2015 où nous avons en parallèle récupéré les relevés de pression atmosphérique de la station météo de l'aéroport de Saint-Etienne de Saint-Geoirs sur le site meteociel [5], puis sur une station météo installée au LPSC et une autre à l'ILL. Ces relevés sont corrélés et nous avons pu tracer le taux de comptage en fonction de la pression atmosphérique.

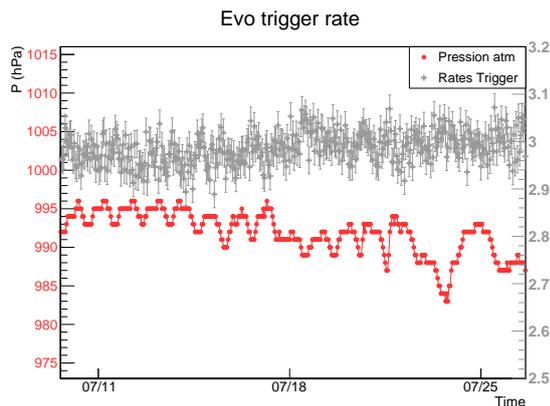


FIGURE 5.33 – Evolution du taux de comptage sur les palettes de scintillateur (en gris) et variation de la pression atmosphérique (en rouge) en fonction du temps

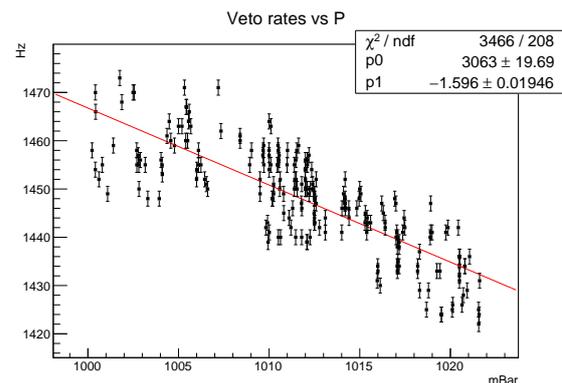


FIGURE 5.34 – Corrélation entre les taux de comptage sur le veto et la pression atmosphérique mesurée.

L'ajustement linéaire réalisé est en bon accord avec les mesures, et nous obtenons une variation relative atteignant  $-0.11 \pm 0.002 \text{ \% Hz} \cdot \text{hPa}^{-1}$ . Nous pouvons nous attendre à des variations de pression atmosphérique au cours de l'année de l'ordre de [980 – 1030] hPa, correspondant à 5% sur le taux de comptage de muons. Ainsi, nous devrions pouvoir mesurer la corrélation entre le nombre de faux événements neutrino induit par les muons et la pression atmosphérique lors de l'analyse des données.

### 5.3 Veto final

La version finale du veto à muon a été délivrée fin décembre 2015 au LPSC pour un assemblage réalisé en janvier 2016, pour une installation planifiée à l'ILL au courant du mois de juillet 2016. La cuve consiste cette fois-ci en une structure en acier inoxydable de  $4.14 \times 3.80 \times 0.26 \text{ m}^3$ , pesant 1.7 tonnes à vide et jusqu'à 4 tonnes une fois remplie. Elle est représentée sur la photo 5.35.

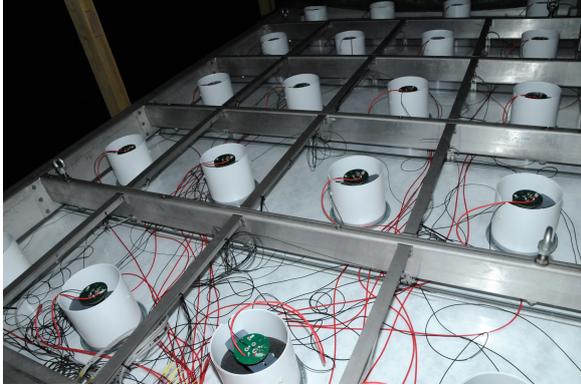


FIGURE 5.35 – Photo du veto à muon encore ouvert et installé dans la boîte noire au Hall Ariane du LPSC

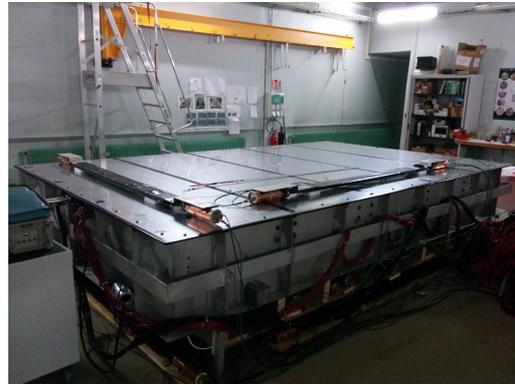


FIGURE 5.36 – Photo du veto muon fermé au Hall Ariane du LPSC

20 tubes photomultiplicateurs sont installés sur le dessus, et sont espacés de 80 cm dans la direction la plus longue du veto et de 62 cm dans l'autre. Tout comme pour le prototype, ils sont recouverts par un cylindre en  $\mu$ -metal pour les protéger des champs magnétiques extérieurs.

Un réseau de fibres optiques est installé et plonge dans la cuve entre chaque tube photomultiplicateur, pour réaliser la calibration en lumière.

L'étanchéité du veto à la lumière est réalisée à l'aide de grandes plaques en acier inoxydable qui sont vissées sur le dessus. Du scotch noir est ensuite collé sur toutes les jonctions entre les plaques et le veto pour empêcher les photons de passer entre les plaques.

Lors de la mise en place finale à l'ILL, le veto sera en premier lieu installé sur le détecteur, et sera ensuite rempli d'eau à l'aveugle. Des sondes de niveaux ont été installées aux niveaux des tubes photomultiplicateurs, pour arrêter le remplissage dès que ces sondes seront en contact avec l'eau.

#### 5.3.1 Calibration des tubes photomultiplicateurs

Un système de LED éclaire les fibres optiques qui trempent directement dans l'eau du veto pour permettre de réaliser la calibration en lumière. Nous pouvons ajuster la tension de la LED ainsi que sa fréquence d'allumage. Nous avons choisi une configuration avec peu de lumière, pour bien identifier les différentes contributions sur le spectre que nous allons détailler ci-dessous, à une fréquence de 1 kHz.

Nous avons développé une fonction d'ajustement basée sur une description réaliste des tubes photomultiplicateurs [6]. La fonction décrite provient de la convolution d'une distribution de Poisson représentant la quantité de photons convertis en électrons par la photocathode du tube avec une gaussienne représentant les étages amplificateurs du tube. Cette fonction est donnée à l'équation 5.8.

$$S_{\text{ideal}}(x) = P(n, \mu) \otimes G_n(x) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\mu^n e^{-\mu}}{n!} \frac{1}{\sigma_1 \sqrt{2\pi n}} \exp\left(-\frac{(x - nQ_1)^2}{2n\sigma_1^2}\right) \quad (5.8)$$

La réponse est paramétrée par la quantité de lumière reçue sur la photocathode  $\mu$  et la loi poissonnienne décrit la probabilité d'observer un pic à  $n$  photoélectrons à partir de cette lumière reçue. Pour le signal du photoélectron, la gaussienne approxime convenablement la multiplication produit par le gain  $G_n$  du tube, où à chaque étage le nombre d'électrons est multiplié environ par quatre. Ce procédé d'amplification par étage produit fondamentalement une distribution poissonnienne, mais le théorème limite centrale nous informe que la distribution de Poisson tend vers une gaussienne quand elle est distribuée autour d'une grande moyenne. De plus, la paramétrisation est pratique, à savoir que nous avons besoin que de la charge du premier photoélectron  $Q_1$  ainsi que sa largeur  $\sigma_1$  pour déduire celle du  $n$ -ième photoélectron.

La fonction 5.8 ne permet que de décrire un modèle de tube photomultiplicateur idéal. Pour obtenir un ajustement plus *réel*, nous avons ajouté un bruit dû à l'agitation thermique des dynodes du tube, qui portées à de hautes tensions peuvent émettre des électrons spontanément et créer un signal. Ce bruit prendra la forme classique d'une exponentielle décroissante. A cela s'ajoute tous les bruits à l'extérieur du tube pouvant créer un signal en l'absence

de lumière. Le pic créé, que l'on nomme *pédestal*, est principalement dû à la forme de la ligne de base du signal en sortie de l'électronique en absence de photoélectrons. Le filtre de l'électronique dont nous avons parlé au chapitre 2 section 2.4.2 induit un décalage d'environ -0.5 canaux ADC par échantillon lors de l'intégration. Si par exemple, nous réalisons la calibration en intégrant sur 10 échantillons à partir du temps CFD, en l'absence de signal nous allons sommer les 10 premiers canaux ADC de la fenêtre d'acquisition, produisant un pic à -5 canaux ADC. Il faudra prendre en compte ce décalage pour la position du pic photoélectron. Une autre contribution sur la ligne de base provient d'évènements créant des signaux très importants en amplitude et en largeur qui sature le tube et provoquent des fluctuations de la ligne de base, qui a besoin de plusieurs centaines de  $\mu\text{s}$  pour revenir à une valeur nulle. Ces évènements sont principalement produits par les muons qui peuvent passer très près des tubes et produisent beaucoup de lumière localisée. Pour réduire la contribution de ces évènements, nous avons ajouté une sélection lors de la construction des spectres où nous rejetons les évènements si un muon est passé dans le veto à moins de 100  $\mu\text{s}$  du temps de l'allumage de la LED.

Finalement, nous avons obtenu une réponse assez précise des spectres mesurés mais qui ne convergiaient pas pour certains tubes photomultiplicateurs. Nous avons donc préféré ajuster la fonction de réponse pour libérer les contraintes sur les paramètres d'ajustement, nous assurant une convergence qui n'a pas encore été mise en défaut sur les tubes photomultiplicateurs. L'ajustement est réalisé avec une simple somme de gaussienne, où les paramètres de l'amplitude du signal sont dorénavant libres, mais contraints par la distribution poissonnienne, ce qui facilite la convergence. La fonction s'écrit alors :

$$S_{\text{reel}}(x) = A_0 \exp\left(-\frac{(x - Q_0)^2}{2\sigma_0^2}\right) + \sum_{n=1}^{\infty} A_n \exp\left(-\frac{[x - (nQ_1 - Q_0)]^2}{2n\sigma_1^2}\right) + \theta(x)B_0 \exp(-B_1 x) \quad (5.9)$$

Nous comptons donc :

- 3 paramètres pour le pédestal : amplitude  $A_0$ , charge  $Q_0$  et largeur du pic  $\sigma_0$
- 3 paramètres pour le premier photoélectron : amplitude  $A_1$ , charge  $Q_1$  et largeur du pic  $\sigma_1$
- 2 paramètres de l'exponentielle décrivant le bruit  $B_0$  et  $B_1$ , avec  $\theta(x)$  la fonction de Heaviside

A ces huit paramètres libres s'ajoutent ensuite les contributions des différents pics photoélectrons, où seule l'amplitude est laissée libre mais contrainte par une limite supérieure calculée grâce à la distribution de Poisson. Nous pouvons estimer le paramètre  $\mu$  en faisant le rapport entre l'amplitude du pic pédestal et photoélectron qui contraint l'amplitude des pics photoélectrons supérieurs. La position du pic et la largeur des photoélectrons suivants sont toujours déterminées à partir de la distance entre le pédestal et le photoélectron, et de la largeur du photoélectron. La figure 5.37 représente un ajustement typique effectué avec cette méthode.

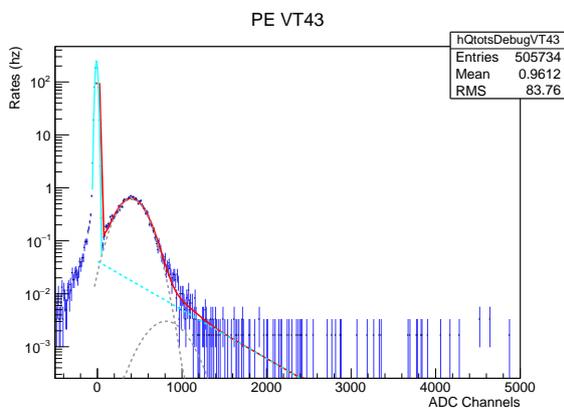


FIGURE 5.37 – Ajustement d'un tube photomultiplicateur réalisé à l'aide de la fonction de l'équation 5.9, représenté sur le spectre en rouge. La contribution du pédestal et de chaque photoélectron est représentée en pointillé, ainsi que celle du bruit exponentiel. Les évènements à  $Q_{\text{tot}}$  négatif créant une sorte de queue sont ceux dus aux grand signaux perturbant la ligne de base.

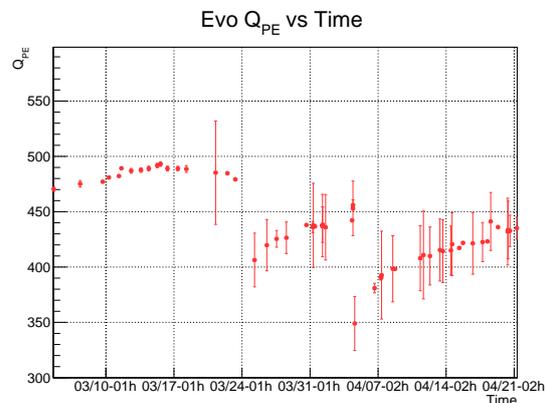


FIGURE 5.38 – Stabilité des ajustements de la position des photoélectrons. Les variations observables au cours du temps sont dues à des pannes modifiant le gain des tubes photomultiplicateurs.

Associé à cette méthode d'ajustement, nous avons aussi développé un algorithme de recherche des paramètres permettant de faciliter la convergence. La stabilité de l'ajustement est représentée sur la figure 5.38. Les différentes variations que l'on peut observer sont principalement dues à des pannes : des problèmes de courant que nous avons pu subir sur les bases, où à des changements de gains du tube produits par des fluctuations de l'alimentation.

La calibration va s'effectuer à l'aide du mode gain x20 des cartes front-end (qui amplifie le signal enregistré 20 fois), pour des valeurs de tensions de LED assez faible, facilitant la recherche des paramètres à ajuster par notre

algorithme, et permettant d'identifier correctement les différentes contributions sur le spectre. A l'instar du prototype veto, nous avons encore choisi de placer la position du pic photoélectron à 500 canaux ADC en gain 20, nous offrant en gain normal une gamme de signaux très étendu, de l'ordre du millier de photoélectrons par tube.

### 5.3.2 Méthode de déclenchement et découpage en blocs

A l'aide de notre étude sur le prototype, nous allons continuer à travailler avec la méthode de déclenchement basée sur la somme en charge de quatre tubes photomultiplicateurs. Nous travaillons à présent avec 20 tubes, ce qui implique que nous avons 5 blocs à définir. La configuration de base que nous avons choisie est symétrique et consiste à partager les blocs autour d'une ligne centrale qui possèdera la même aire mais pas la même forme. Ce découpage est représenté figure 5.39.

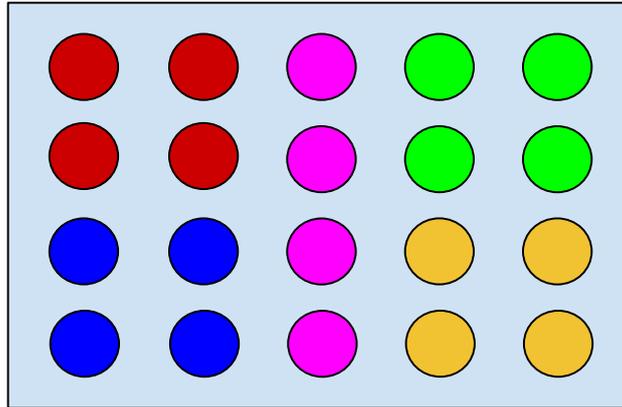


FIGURE 5.39 – Découpage en blocs du veto final.

Nous allons procéder aux mêmes études que précédemment sur le prototype en quantifiant l'effet de la source sur le taux de déclenchement du veto, en fonction de différentes concentrations en wavelength shifter 4MU.

### 5.3.3 Efficacité et stabilité dans le temps

La stabilité dans le temps du veto à muon a été étudiée à l'aide des raquettes de scintillateurs installées au dessous et au dessus de la cuve. Les mesures ont été effectuées pendant les mois de mars et d'avril 2016 dans le Hall Ariane du LPSC, procurant une très faible couverture massique par rapport aux muons. Dans un premier temps, les scintillateurs étaient positionnés au dessus et en dessous du veto, en vis-à-vis les uns par rapport aux autres, c'est à dire que chaque scintillateur du haut était aligné verticalement avec un scintillateur du bas. Des paires de scintillateurs ont ainsi pu être définies dans la direction verticale, où chaque paire définit un angle solide qui est recouvert par le veto.

Le déclenchement s'effectue quand un scintillateur du haut détecte un signal avec le scintillateur du bas qui lui est "associé", c'est à dire dans la direction verticale. Chaque scintillateur est couplé à deux tubes photomultiplicateurs, nous recherchons donc toutes les coïncidences à quatre tubes. La coïncidence déclenche l'acquisition du signal dans les tubes du veto, et nous remontons à l'efficacité en fonction du seuil du veto en recalculant pour chaque bloc la somme de la charge. Nous la comparons ensuite au seuil que nous aurions appliqué.

Dans un premier temps, nous avons donc utilisé la configuration avec les huit paires de scintillateurs verticaux pour tracer les figures 5.40 et 5.41.

Comme pour les mesures sur le prototype veto, nous comparons les variations du taux de déclenchement en fonction du seuil par rapport à l'efficacité mesurée. La figure 5.40 montre la variation du taux de déclenchement du veto en fonction de la quantité de 4MU introduite. Lors de nos mesures, nous avons régulièrement ajouté 2 ppm de 4MU dans le veto à intervalles de temps réguliers, pour observer la variation du nombre de photoélectrons par événements muons et la stabilité de l'efficacité, voir figure 5.42 et 5.43. Nous pouvons observer l'augmentation du taux de déclenchement dès que nous avons ajouté pour la première fois du 4MU dans l'eau. A la valeur seuil de 40 photoélectrons, nous obtenons globalement pour le veto avec du 4MU dans l'eau un taux de 1400 Hz, qui correspond aux résultats retrouvés en simulation à l'aide du générateur CRY et de la géométrie du veto.

La figure 5.41 représente l'efficacité du veto en fonction du seuil appliqué sur le déclenchement, pour les différentes concentrations de wavelength shifter 4MU. Nous pouvons constater que dès l'ajout de 2 ppm de wavelength shifter dans le veto, l'efficacité augmente avant de plafonner par la suite lorsque nous augmentons la concentration. Les petites variations que nous pourrions distinguer sont comprises dans les barres d'erreurs — calculées avec la méthode binomiale selon [7]. Il est intéressant de noter que même si la densité des tubes photomultiplicateurs sur le veto final est la même qu'avec le prototype, nous observons à configuration égale en seuil et en concentration de

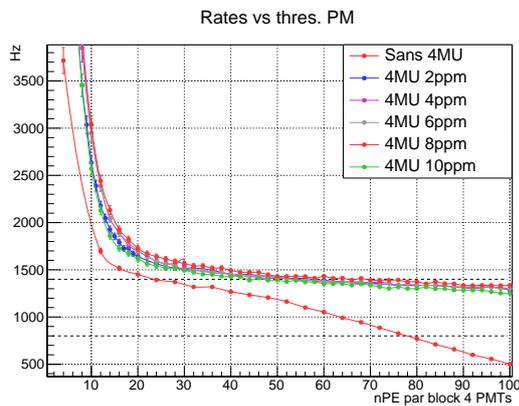


FIGURE 5.40 – Taux de déclenchement du veto en fonction du seuil appliqué, pour différentes concentrations en 4MU dans le veto. La ligne en pointillés représentent le taux de déclenchement attendu à l'aide de la simulation du veto normalisée par rapport aux mesures avec le télescope à muon, à 1400 Hz

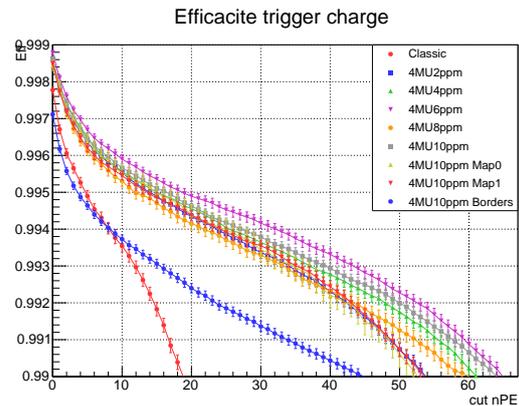


FIGURE 5.41 – Comparaison des efficacités reconstruites en fonction du seuil appliqués, pour les différentes concentrations de wavelength shifter. En carré bleu, nous représentons l'efficacité au bord, lorsque nous avons replacé les raquettes de scintillateurs sur le côté du veto.

4MU que l'efficacité est quelque peu meilleure. Nous interprétons cela par le fait que la hauteur d'eau est légèrement plus importante dans le veto final (les muons vont donc créer plus de lumière). De plus, nous pouvons observer sur la figure 5.43 l'excellente stabilité de l'efficacité en fonction du temps. Ces mesures ont eu lieu entre mars et avril 2016 sur pratiquement 7 semaines. Les variations que nous pouvons constater se sont produites :

1. Aux alentours du 10 mars, quand nous avons pour la première fois rajouté 2 ppm de 4MU dans l'eau. Ensuite, lors de l'ajout successif de 4MU, nous n'avons plus observé de variations spécifiques sur l'efficacité.
2. Aux alentours du 18 avril, où nous avons bougé les raquettes de scintillateurs pour étudier l'efficacité aux bords, qui est plus faible qu'au centre du veto. Nous reviendrons sur ce point dans la partie 5.3.5.

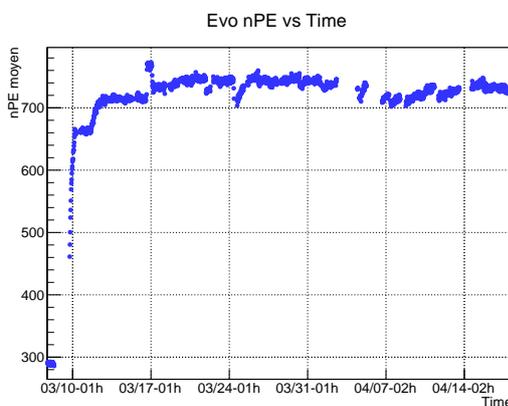


FIGURE 5.42 – Evolution de la quantité de lumière produit par les évènements muons dans le veto au cours du temps. Les variations observées sont dues à l'ajout successif de 4MU, à la fluctuation du gain des tubes photomultiplicateurs et à la température de l'eau

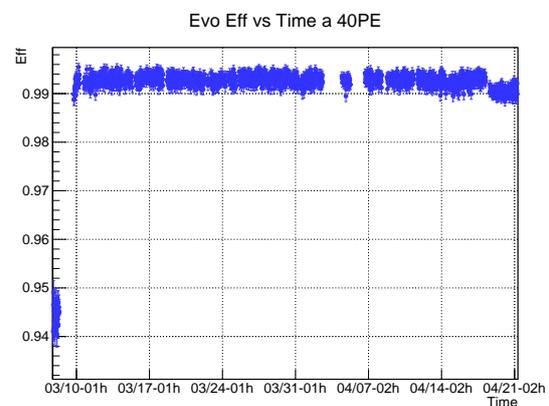


FIGURE 5.43 – Evolution de l'efficacité du veto pour un seuil à 40 photoélectrons au cours du temps. Les variations sont dues à l'ajout successif de 4MU, et à la répartition des palettes de scintillateurs, qui nous permet de mesurer l'efficacité sur des zones différentes du veto.

L'effet sur la lumière collectée dans le veto grâce à l'ajout de 4MU est clairement visible sur la figure 5.42, représentant l'évolution de la lumière collectée en fonction du temps. La première montée observable sur cette figure est corrélée avec l'ajout de 4MU pour la première fois dans le veto. Nous pouvons voir qu'elle permet de multiplier par un facteur 2 la quantité de lumière détectée lors du passage d'un muon. La dilution du 4MU suit une loi ajustable par une fonction exponentielle, compatible avec un mécanisme de diffusion du 4MU dans l'eau. La constante de temps typique est de l'ordre d'une dizaine d'heures pour obtenir une quantité de lumière collectée stable, que nous interprétons comme le signe que le 4MU est en solution homogène dans toute l'eau du veto. Certaines variations

brusque sur la figure 5.42 sont dues aux fluctuations du gain des tubes photomultiplicateurs, causées par des pannes, provoquant des variations du courant débité sur la base ou de l'alimentation du tube photomultiplicateur. Il existe une variation plus lente au début du mois d'avril, où la quantité de lumière collectée diminue avant de remonter. Nous ne pouvons la corrélérer à la variation du gain des tubes, et nous pensons qu'elle serait plutôt due à des variations de la température de l'eau du veto. Mais nous ne pouvons le confirmer pour le moment, n'ayant pas installé lors des tests les sondes de contrôle de la température dans l'eau.

### 5.3.4 Sensibilité aux rayons gammas

Pendant les différents changements de concentration en 4MU dans l'eau du veto, nous avons aussi effectué des mesures pour quantifier la variation du taux de déclenchement avec la source d'AmBe à proximité. Le veto final est recouvert de plaques en acier inoxydable garantissant l'étanchéité à la lumière, et nous ne pouvons poser la source directement entre les tubes photomultiplicateurs comme nous le faisons avec le prototype. Nous avons pu la poser sur une brique de plomb sur le côté du veto, comme le montre la figure 5.44. Nous souhaitons à présent étudier en simulation la propagation des rayons gamma de la source, pour déterminer le taux de comptage dans le veto. La figure 5.45 représente la disposition des éléments de la géométrie à l'aide de la librairie Geant4.



FIGURE 5.44 – Photo de la position de la source sur le veto final. La source est le plot gris situé sur la brique de plomb, qui est collée contre la paroi du veto.

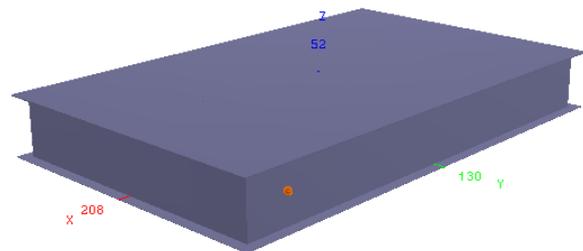


FIGURE 5.45 – Représentation en simulation de la source (en orange) et du veto, pour estimer le taux de gamma produit par la source.

Nous avons simulé uniquement les gammas dans un angle solide de  $2\pi$ , avant d'estimer le rapport entre le nombre de gammas générés et ceux qui ont produit de la lumière collectée par les tubes photomultiplicateurs. Nous obtenons le rapport de 63%, que nous multiplions par le taux de comptage que nous avons estimé à partir de l'activité de la source dans la section 5.2.3, c'est à dire  $1.6 \text{ kHz} \times 0.63 = 1 \text{ kHz}$ . Nous avons représenté dans la figure 5.46 la différence entre les taux de comptage avec et sans source, pour chaque concentration de 4MU que nous avons testée renormalisée par rapport à l'activité de la source.

Nous pouvons observer que la forme de la courbe est la même pour chaque concentration en 4MU, et que les gammas de la source ne sont plus détectés au delà d'un seuil de 30 photoélectrons. Nous sommes convaincus de l'influence de la source sur les taux de déclenchement en regardant la figure 5.47, qui représente la différence de taux de déclenchement sur le bloc de tubes photomultiplicateurs qui est proche de la source (en bleu sur la figure du découpage veto 5.39) et celui à l'opposé (en vert). Étant donné que la longueur d'interaction des gammas dans l'eau est d'environ 40 cm, nous nous attendons à observer les effets en particulier sur le bloc proche, et aucune variation sur le bloc le plus lointain.

Nous avons ensuite essayé de diminuer la contribution des gammas sur le taux de déclenchement en utilisant un nouveau découpage des blocs. Dans ce but, nous avons tenté d'estimer quelle est la configuration la plus équilibrée possible, pour influencer le moins possible sur l'efficacité du veto aux muons, comme nous l'avons déjà vu dans la partie 5.2.6 sur le prototype. Un programme a été mis au point afin de déterminer la configuration optimale, étant donné l'étonnante complexité mathématique de ce problème géométrique. Nous avons estimé qu'une configuration acceptable serait constituée :

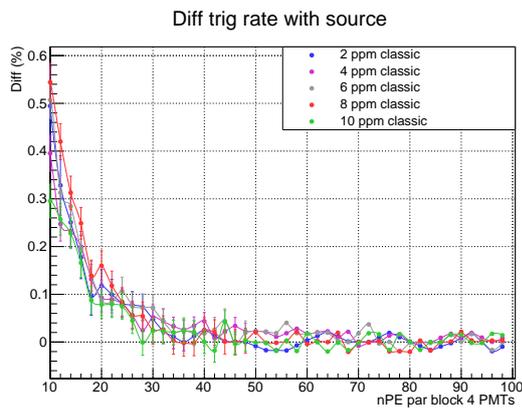


FIGURE 5.46 – Différence entre les taux de déclenchement entre runs avec et sans source, en fonction de la concentration de 4MU dans l'eau, et renormalisé par rapport à l'efficacité de la source.

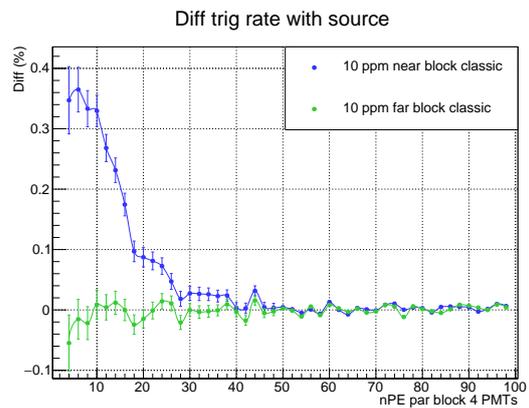


FIGURE 5.47 – Différence entre les taux de déclenchement entre runs avec et sans source pour une concentration de 10 ppm pour le bloc de tubes photomultiplicateurs et celui à l'opposé.

1. De blocs d'airse similaires, permettant un comportement identique les uns par rapport aux autres lorsqu'une particule produit une radiation Tcherenkov dans le veto.
2. Répartir les centres de gravité de chaque bloc à une distance similaire, pour minimiser l'influence par rapport aux évènements se produisant sur les bords. Le but est d'uniformiser la répartition des photons collectés au maximum sur les quatre tubes photomultiplicateurs de chaque bloc pour ne pas impacter l'efficacité du déclenchement.

Nous avons aussi exigé d'obtenir des blocs ayant la forme d'un parallélogramme. La figure 5.48 représente un des découpages que notre algorithme a été capable de trouver, respectant tous les critères ci-dessus.

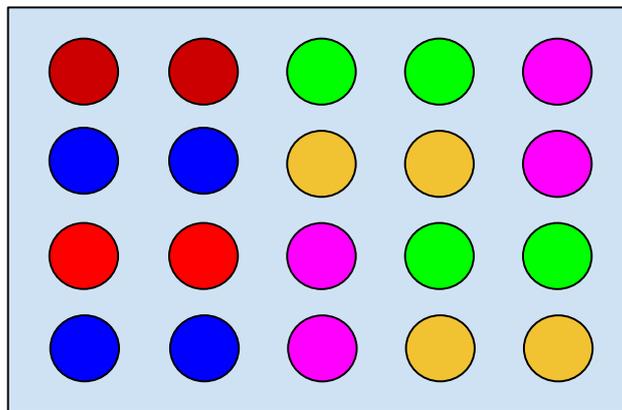


FIGURE 5.48 – Nouveau découpage des blocs pour les tubes photomultiplicateurs du veto

Nous avons ensuite testé cette configuration sur le taux de déclenchement en fonction du seuil. La concentration en 4MU du veto était à ce moment là déjà de 10 ppm, nous n'avons étudié que dans cette configuration ce nouveau découpage, mais nous nous rappelons que l'effet des gammas sur le taux de comptage est quasiment le même dès qu'il est introduit une concentration de 2 ppm.

La figure 5.49 représente la variation du taux de déclenchement en fonction du seuil pour des mesures avec et sans source et pour les deux découpages différents. L'effet de la source est difficile à observer, nous pouvons seulement constater la variation due au découpage différent. Par contre, la figure 5.50 montre le taux de déclenchement sur le bloc de tubes photomultiplicateurs le plus proche de la source. Dans ce cas-ci, la variation due à la source est apparante, et nous avons pu dans cette configuration abaisser le seuil jusqu'à 20 photoélectrons pour faire disparaître l'effet des rayons gammas.

Par contre, il est plus contraignant de voir qu'à ce seuil de 20 photoélectrons le taux de déclenchement sur le veto est de l'ordre de 1600 kHz, plus élevé que celui attendu. N'ayant pu encore tester cette configuration à l'ILL, car même si le bruit de fond gamma a été caractérisé, nous ne pouvons prévoir avec certitude quel sera le taux de déclenchement induit dans le veto. Nous avons seulement pu pour le moment valider le nombre de 500 Hz que nous

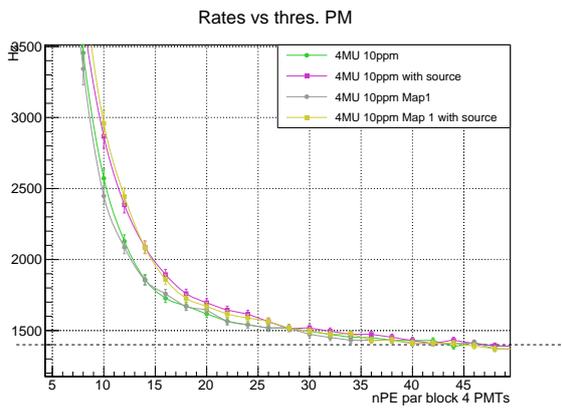


FIGURE 5.49 – Différence entre les taux de déclenchement entre runs avec et sans source, en fonction du découpage en bloc du veto pour une concentration en 4MU de 10 ppm, et renormalisé par rapport à l'efficacité de la source.

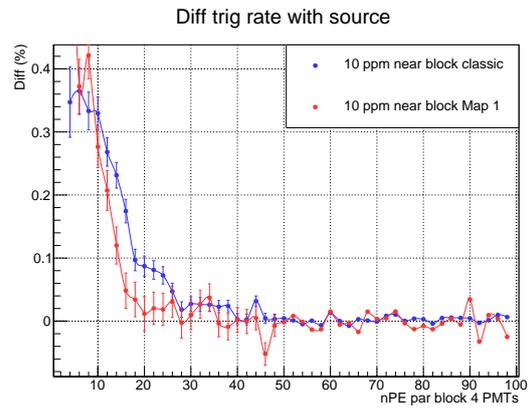


FIGURE 5.50 – Différence entre les taux de déclenchement entre runs avec et sans source pour une concentration de 10 ppm pour le bloc de tubes photomultiplicateurs les plus proches de la source, pour le découpage normal (en bleu) et pour le nouveau (en rouge).

attendons dans le veto, à l'aide de la simulation — voir section 4.4. Si le taux de comptage est trop élevé à l'ILL, il sera possible de s'adapter en changeant le découpage en bloc, mais nous préférons pour le moment augmenter le seuil en photoélectrons sur le déclenchement et garder un découpage plus symétrique des blocs. Nous avons quand même quantifié l'effet sur l'efficacité entre ces deux configurations de découpage qui n'est pas probant, l'erreur statistique est plus grande que les variations. Les résultats sont représentés figure 5.51, et la dérivée de la courbe, nous permettant d'apprécier le comportement quasi linéaire de l'efficacité jusqu'à un seuil d'environ 60 photoélectrons et représenté figure 5.52.

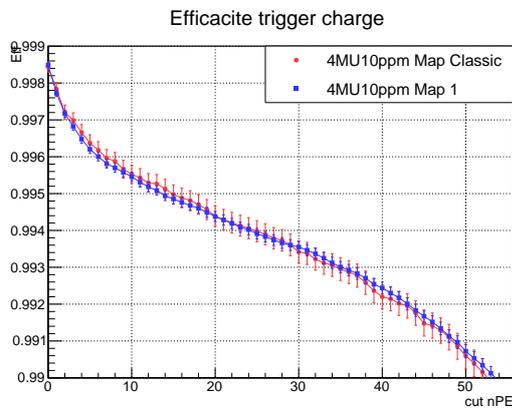


FIGURE 5.51 – Comparaison entre l'efficacité en fonction du seuil pour le découpage normal (en rouge) et le nouveau (en bleu)

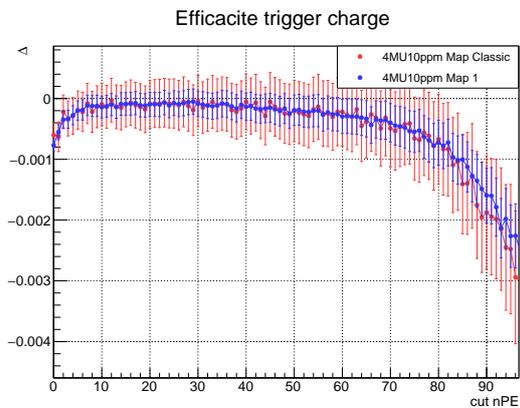


FIGURE 5.52 – Pente de l'efficacité en fonction du seuil pour le découpage normal (en rouge) et le nouveau (en bleu)

### 5.3.5 Efficacité aux bords

Nous avons profité de l'installation du veto final au Hall Ariane pour déplacer les raquettes de scintillateurs précédemment placées au dessus et sous la cuve. En effet, dans le cas du prototype, nous étions tenus d'utiliser la boîte noire pour permettre l'étanchéité à la lumière du veto, et un jeu de raquettes de scintillateurs étaient installés sur le toit de la boîte. En refermant le veto définitif, nous avons pu placer les raquettes de scintillateurs aux niveau des bords du veto, pour estimer l'efficacité des muons dans cette zone. La photo 5.53 montre l'installation du système. L'efficacité au bord sera étudiée dans un premier temps en revenant au découpage en bloc initial de la figure 5.39.

Nous pouvons voir sur la figure 5.54 la variation entre l'efficacité au centre du veto et celle aux bords, en fonction du seuil appliqué. Nous obtenons, pour un seuil à 40 photoélectrons une valeur de 99.1%. En rouge est représentée l'efficacité totale du veto sur un OU logique du trigger entre chaque bloc pour tous les muons traversant les paires de scintillateurs, tandis que les courbes en bleu et violet représentent l'efficacité pour les muons traversant les paires



FIGURE 5.53 – Position des raquettes de scintillateurs sur les côtés du veto.

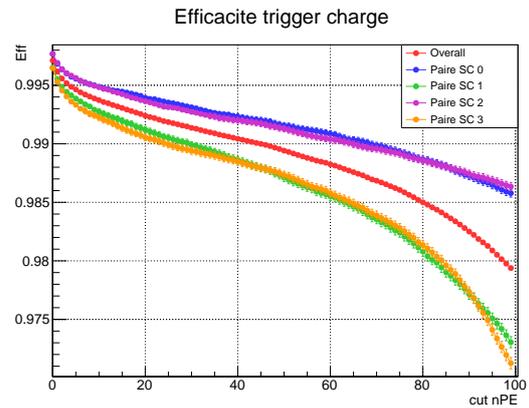


FIGURE 5.54 – Comparaison entre l'efficacité au centre du veto (en rouge) avec celle au bord (en bleu) pour le découpage en bloc classique

de scintillateurs sur le petit côté du veto, alors qu'en vert et en orange pour des muons passant sur le grand côté.

Les muons qui passent sur les bords du veto vont créer une lumière qui se répartira principalement sur plusieurs tubes photomultiplicateurs. La figure 5.55 représente une carte de la répartition des barycentres des photons collectés sur les tubes. Nous pouvons reconnaître sur les contours tracés la position relative des scintillateurs placés au dessus du veto. La forme courbée provient de la géométrie de la cuve et des effets de bords. Nous pouvons remarquer que la plupart des événements muons produisent des signaux sur plusieurs tubes, comme l'indique la figure 5.56, qui représente un histogramme du taux de déclenchement en fonction du nombre de tubes produisant un signal.

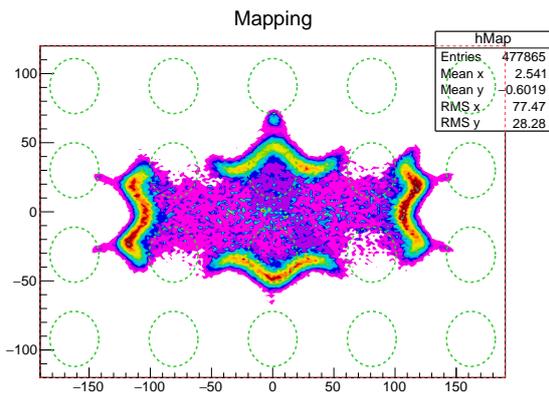


FIGURE 5.55 – Barycentre des photons collectés sur les tubes photomultiplicateurs, lors du passage d'un muon vertical dans une paire de scintillateurs aux bords du veto. La position des tubes avec le rayon de la photocathode est représenté en vert, et les extrémités du veto en rouge sur le cadre de la figure.

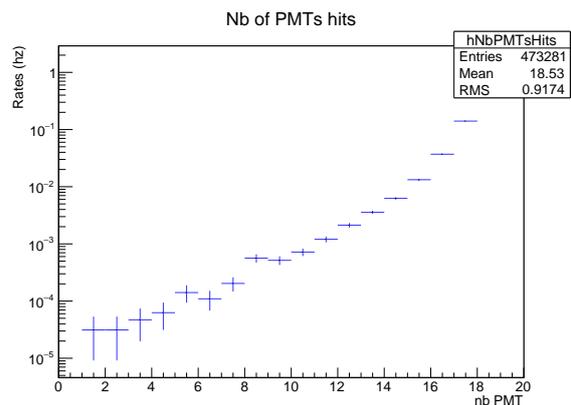


FIGURE 5.56 – Nombre de tubes photomultiplicateurs touchés lorsqu'un muon passe dans une paire de scintillateurs aux bords du veto et est détecté par un bloc avec un seuil à 40 photoélectrons.

Du fait de la géométrie du veto, le côté le plus long de la cuve est aussi celui où l'efficacité est la moins bonne. Les événements passant sur ce côté produisent une lumière qui n'est pas réfléchiée comme aux coins de la cuve, mais au contraire se diffuse dans la longueur du veto, rendant la détection à l'aide de blocs de déclenchement moins efficace.

Nous avons ensuite étudié la manière dont est répartie la lumière collectée au sein même d'un bloc pour ces événements. La figure 5.57 montre un zoom de la quantité de lumière détectée par bloc lorsqu'un muon passe dans le veto. La forme des spectres dépend directement de la géométrie du bloc : les quatre blocs en rouge, bleu, magenta et orange ont tous la même forme, tandis que le bloc en vert qui correspond aux quatre tubes alignés au milieu du veto collecte plus de lumière que les autres car il est par rapport à sa position moins sensible aux effets de bords. La figure 5.58 montre la répartition à l'intérieur d'un même bloc de la lumière collectée, en pourcentage. Nous pouvons noter que le bloc en vert possède deux pics, dont le plus grand à une dizaine de pourcents, indiquant que certains événements déclenchent l'acquisition majoritairement grâce à la lumière collectée sur quasiment un seul tube photomultiplicateur. Les autres blocs possèdent une répartition plus équitable, où la grande majorité des événements déclenchent le signal avec une lumière collectée de l'ordre de 25% par tube au sein du bloc

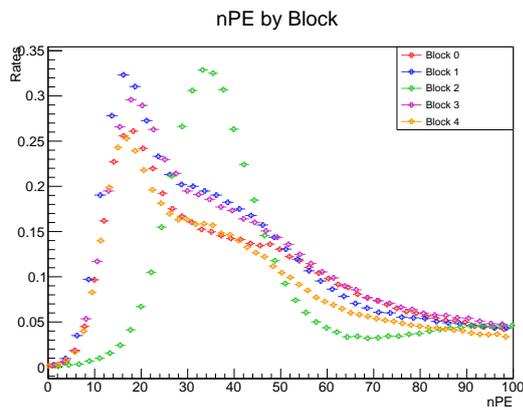


FIGURE 5.57 – Quantité de lumière détectée pour chaque bloc lorsqu’un muon passe dans le veto. Nous pouvons observer la différence de la forme des spectres entre les quatre blocs identiques dans les coins du veto par rapport à celui allongé au milieu.

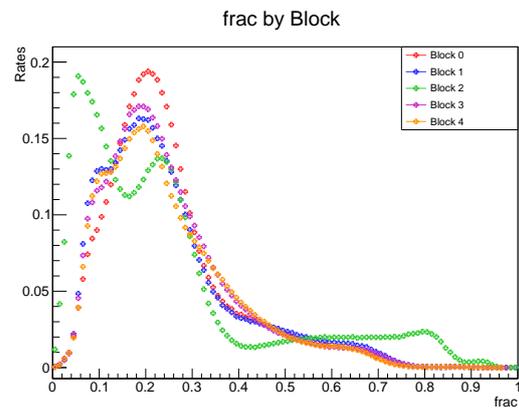


FIGURE 5.58 – Répartition de la lumière détectée sur les quatre tubes photomultiplicateurs à l’intérieur d’un même bloc, en pourcentage. Nous pouvons observer la différence de la forme des spectres entre les quatre blocs identiques dans les coins du veto par rapport à celui allongé au milieu.

Le bloc de tubes photomultiplicateurs alignés au milieu du veto est intéressant à plus d’un titre, car même s’il possède une aire égale aux autres, sa forme allongée permet de le rendre moins sensible aux rayons gammas. De plus, nous avons vu que dans cette configuration ce bloc déclenche souvent l’acquisition quand seulement un seul tube collecte beaucoup de lumière comparé aux autres. Cela s’explique par le fait que c’est la zone du veto où les muons non-verticaux parcourent en moyenne la plus grande distance dans l’eau, augmentant la quantité de photons Tcherenkov émis.

C’est ce que nous pouvons observer sur les figures 5.59 et 5.60, qui comparent la répartition de lumière collectée par évènement sur chaque tube au sein d’un bloc dans un coin du veto et celui du milieu du veto respectivement. Le spectre en bleu de la figure 5.59 correspond au tube se situant dans un coin du veto, où nous pouvons voir que tous les évènements déclenchant l’acquisition sur ce bloc sont répartis entre les quatre tubes du bloc. Ce résultat permet de mettre en valeur l’intérêt de la distance inter-tubes que nous avons établie dans la section 5.1.4. En effet nous pouvons voir que les muons qui passent sur ce côté du veto diffusent leur lumière vers l’intérieur qui est ensuite collectée de manière équivalente que les quatre tubes du bloc. Sur les autres spectres, nous pouvons voir la présence de muons détectés uniquement à l’aide d’un seul tube.

En revanche, la figure 5.60 montre une distribution plus complexe, du fait que certains muons sont détectés uniquement par les tubes aux bords. Nous pouvons en tirer la conclusion que pour le bloc de tubes positionné au milieu du veto, nous n’avons pas besoin de réfléchir à un découpage spécifique car le découpage présent est déjà efficace malgré sa forme très écartée, qui le rend de base moins efficace aux rayons gamma.

Voyons à présent comment se comportent ces muons aux bords qui ne sont pas détectés par le veto. La figure 5.61 représente la carte des barycentres des photons collectés, et la figure 5.62 le nombre de tubes touchés lors du passage de ces muons. Nous pouvons constater que la plupart de ces évènements produisent une lumière qui n’est collectée que sur un seul tube. Il n’y a donc pas de solution possible pour améliorer l’efficacité en fonction du découpage du veto. Nous ne pouvons que baisser le seuil de déclenchement pour jouer sur l’efficacité.

En conclusion, cette étude nous a permis d’établir qu’une amélioration de l’efficacité des muons passant sur les bords du veto est possible en abaissant au maximum le seuil en déclenchement. Pour ce faire, nous devons jouer sur le découpage en bloc du déclenchement du veto. Nous avons donc imaginé une nouvelle cartographie représentée par la figure 5.63

Ce découpage prend en compte les résultats obtenus pour le bloc du milieu du veto, qui est efficace même pour les évènements en bordure dans cette zone. Les blocs écartés dans les coins du veto permettent de diminuer l’efficacité aux rayons gammas, rendant le veto moins sensible aux bruits de fond. De plus, il permet de baisser la valeur du seuil de déclenchement, permettant d’améliorer la sensibilité aux évènements muons déposant le moins de lumière dans le veto, comme ceux passant sur le bord du veto.

## 5.4 Conclusion

Les différents tests effectués sur le veto à muons ont permis de définir précisément la configuration la plus efficace au passage d’un muon. Une stratégie de déclenchement en utilisant la somme en charge sur quatre tubes photomultiplicateurs permet de réduire le taux de déclenchement de l’acquisition dû au bruit du tube, en appliquant un seuil plus

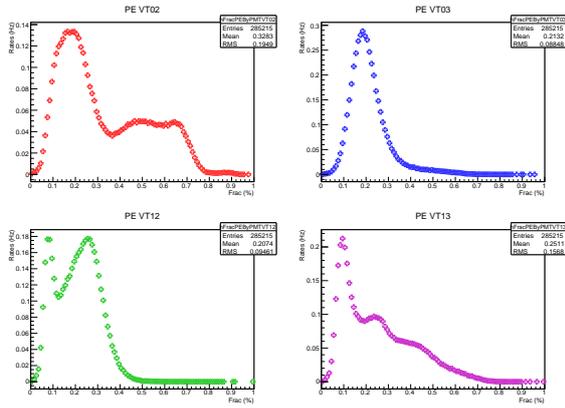


FIGURE 5.59 – Répartition de la lumière collectée par évènement sur chacun des tubes photomultiplicateurs d'un bloc situé dans un coin du veto — celui en vert sur la figure 5.39. La figure en haut à gauche représente le spectre pour un tube photomultiplicateur placé au centre proche d'un bord court ; en haut à droite pour un tube placé dans un des coins : en bas à gauche pour un tube placé au centre loin d'un bord : en bas à droite placé au centre proche d'un bord long.

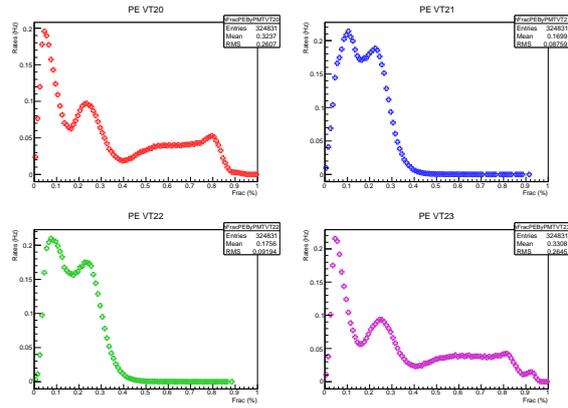


FIGURE 5.60 – Répartition de la lumière collectée par évènement sur chacun des tubes photomultiplicateurs du bloc allongé situé au milieu du veto — celui en magenta sur la figure 5.39. La figure en haut à gauche représente le spectre pour un tube photomultiplicateur placé au centre proche d'un bord court ; en haut à droite pour un tube placé dans un des coins : en bas à gauche pour un tube placé au centre loin d'un bord : en bas à droite placé au centre proche d'un bord long.

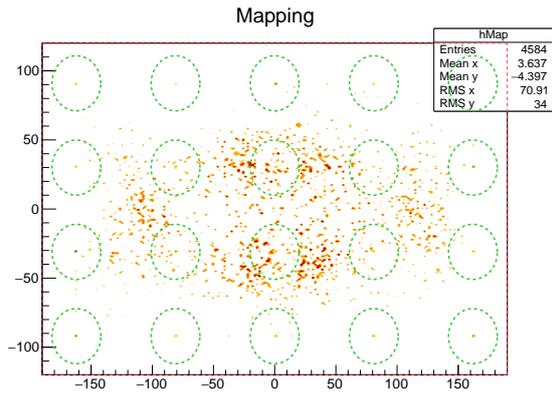


FIGURE 5.61 – Barycentre des photons collectés sur les tubes photomultiplicateurs, lors du passage d'un muon vertical dans une paire de scintillateurs aux bords du veto

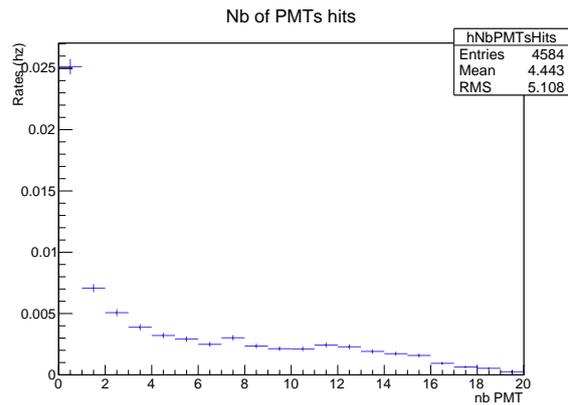


FIGURE 5.62 – Nombre de tubes photomultiplicateurs touchés lorsqu'un muon passe dans une paire de scintillateurs aux bords du veto et est détecté par un bloc avec un seuil à 40 photoélectrons. La position des tubes avec le rayon de la photocathode est représenté en vert, et les extrémités du veto en rouge sur le cadre de la figure.

important qu'avec une configuration à un seul tube, sans réduire la sensibilité aux muons cosmiques. De plus, nous pouvons avec ce système répartir les blocs de quatre tubes de différentes manières, et ainsi réduire la contribution du bruit de fond gamma car ces rayons produisent une lumière plus localisée que celle associée aux muons. Grâce à cette répartition, il est possible de changer la configuration des blocs de déclenchement afin de s'adapter au bruit de fond sur site à l'ILL. La meilleure configuration définie consiste au découpage exposé sur la figure 5.63 avec un seuil à 40 photoélectrons. L'efficacité mesurée est de  $99.3 \pm 0.05 \%$  et la sensibilité à des rayons gamma de 4.4 MeV, ce qui correspond à un bruit de fond typique attendu à l'ILL, est inférieure à 0.5%.

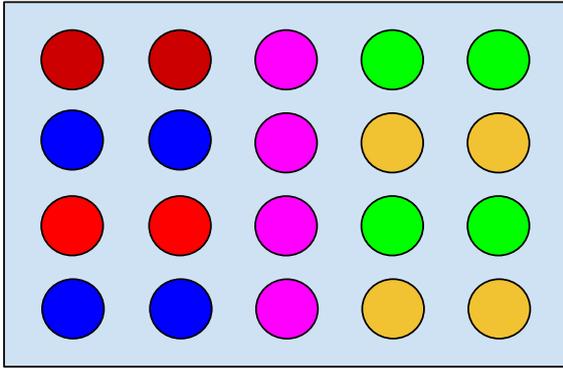


FIGURE 5.63 – Nouveau découpage du veto symétrique par rapport au plan moyen

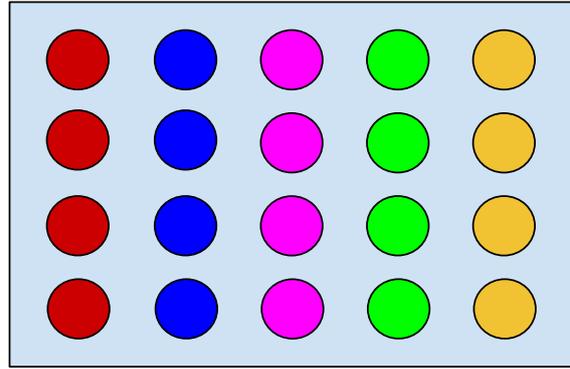


FIGURE 5.64 – Nouveau découpage du veto avec des blocs équivalents

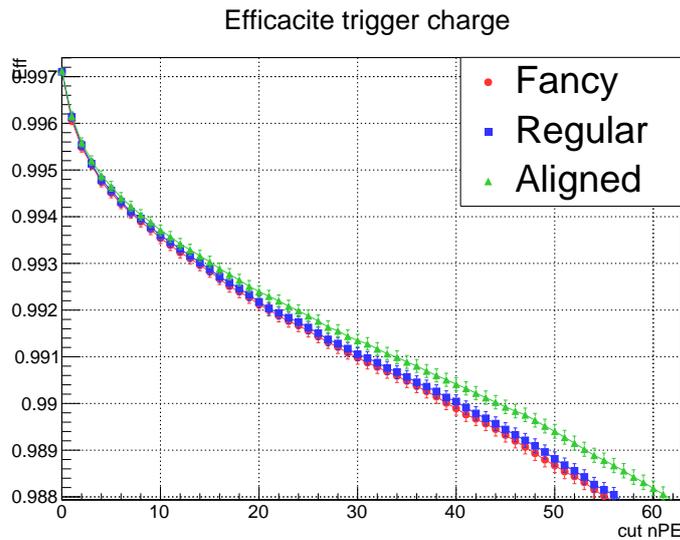


FIGURE 5.65 – Comparaison de l'efficacité en fonction du seuil sur les bords du veto pour les trois différents découpage en blocs étudiés. La courbe en vert correspond au découpage de la figure 5.48, en bleu celui de la figure 5.63 et en rouge celui de la figure 5.64.

## Bibliographie

- [1] K. A. Olive and others. Particle data group 28.1. Primary spectra. URL <http://pdg.lbl.gov/2014/reviews/rpp2014-rev-cosmic-rays.pdf>.
- [2] I. E. Tamm and I. M. Frank. Coherent radiation of fast electrons in a medium. *Doklady Akad. Nauk SSSR*, 107 (14), 1937. URL [http://web.ihep.su/owa/dbserve/hw.part2?s\\_c=TAMM+1937](http://web.ihep.su/owa/dbserve/hw.part2?s_c=TAMM+1937).
- [3] M. S. A. Abdel-Mottaleb, B. A. El-Sayed, M. M. Abo-Aly, and M. Y. El-Kady. Fluorescence-properties and excited state interactions of 7-hydroxy-4-methylcoumarin laser dye. 46(3) :379–390. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S030439970546>.
- [4] S. P. Stoll. An Investigation of the Reflective Properties of Tyvek Papers and Tetratex PTFE Film. URL [http://www.phenix.bnl.gov/WWW/publish/ssato/2001/upg2001oct/pdf/1019\\_2001\\_sean\\_phenix\\_tech\\_note\\_245.pdf](http://www.phenix.bnl.gov/WWW/publish/ssato/2001/upg2001oct/pdf/1019_2001_sean_phenix_tech_note_245.pdf).
- [5] Meteociel. Meteociel. URL <http://www.meteociel.fr/>.
- [6] E. H. Bellamy, G. Bellettini, J. Budagov, F. Cervelli, I. Chirikov-Zorin, M. Incagli, D. Lucchesi, C. Pagliarone, S. Tokar, and F. Zetti. Absolute calibration and monitoring of a spectrometric channel using a photomultiplier. 339(3) :468–476. URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S016890029490183X>.
- [7] Glen Cowan. Error analysis for efficiency. URL <http://epweb2.ph.bham.ac.uk/user/bansil/Files/Papers/Statistics/Errors/ErrorCalculationsForEfficiency.pdf>.

# Chapitre 6

## Simulations des antineutrinos dans le détecteur STEREO et principe de l'analyse

### Sommaire

---

<b>6.1 Sélections des évènements</b> .....	160
6.1.1 Déclenchement de l'acquisition .....	160
6.1.2 Algorithme de recherche d'antineutrinos .....	160
<b>6.2 Construction des spectres antineutrinos</b> .....	161
6.2.1 Estimation des coïncidences fortuites .....	161
6.2.2 Estimation des bruits de fond corrélés .....	162
<b>6.3 Simulation du détecteur STEREO et générateur antineutrino</b> .....	162
<b>6.4 Reconstruction en énergie des événements positrons</b> .....	163
6.4.1 Principe .....	163
6.4.2 Systématiques dues à la reconstruction .....	164
<b>6.5 Efficacité de réjection des coupures</b> .....	165
6.5.1 Sur les antineutrinos .....	165
6.5.2 Sur les neutrons rapides .....	166
<b>6.6 Impact du bruit de fond neutrons rapides sur le spectre antineutrino</b> .....	166
<b>6.7 Conclusion</b> .....	168

---

La sélection du signal antineutrino dans le détecteur STEREO est basée sur la corrélation en temps de deux signaux dus au dépôt d'énergie du positron suivie par la capture du neutron sur un noyau de gadolinium.

Le principe de l'analyse réside ensuite entre la comparaison du nombre d'antineutrinos détectés avec le nombre d'antineutrinos prédits. Ces prédictions sont basées sur les calculs du flux de réacteur que nous avons expliqués dans la section 2.1.3. De plus, nous avons défini une stratégie de reconstruction de l'énergie des évènements dans le détecteur nous permettant de retrouver le spectre des antineutrinos émis. Pour cela, il faut prendre en compte en plus des prédictions sur le flux de réacteur les calculs de la section efficace de la réaction de détection  $\beta$ -inverse, que nous pouvons retrouver dans la section 2.1.6.

L'analyse en combinant l'utilisation de la norme et du spectre du flux permet de comparer ces spectres aux prédictions des réacteurs. La segmentation du détecteur en six cellules offre la possibilité d'effectuer une analyse relative en comparant les spectres entre eux. Cela permet de s'affranchir significativement des incertitudes sur les calculs de flux de réacteur [1], et de plus nous permettrait de signer une oscillation qui interviendrait à l'intérieur du détecteur, en regardant la distorsion des spectres d'une cellule à l'autre.

A proximité du réacteur, le challenge est d'être capable de séparer les évènements antineutrinos de ceux des bruits de fonds fortuits et corrélés. La corrélation temporelle entre l'annihilation du positron et la capture du neutron est la signature de la réaction de détection  $\beta$ -inverse, ce qui va réduire considérablement le bruit de fond dû à deux évènements fortuits.

Le détecteur alternera des périodes d'acquisition où le réacteur sera à l'arrêt — mode OFF — ou en fonctionnement — mode ON — et signera la présence d'antineutrinos en effectuant la différence des spectres mesurés entre ces différentes périodes.

## 6.1 Sélections des évènements

### 6.1.1 Déclenchement de l'acquisition

Lorsque le réacteur est en fonctionnement, nous allons détecter les antineutrinos mais aussi les rayons gammas et neutrons produits par le réacteur et les expériences avoisinantes, ou les muons cosmogéniques. La stratégie est d'acquérir tous les événements dès que le signal produit est supérieur à un certain seuil dans une des cellules du détecteur, car nous nous attendons à ce que la réaction de détection soit contenue au sein d'une même cellule cible.

L'électronique permet de définir plusieurs type de déclenchement — voir la section 2.4.3 — et la stratégie initiale sera basée sur la somme de quatre signaux en charge, qui typiquement correspondent aux quatre tubes photomultiplicateurs de chaque cellule. Nous avons choisi ce type de déclenchement car la charge du signal est proportionnelle au nombre de photoélectrons collectés par les tubes photomultiplicateurs. Etant donné que la lumière collectée est fonction de l'énergie déposée par les particules dans le liquide scintillant — voir la section 2.2.2.2 sur la calibration — un déclenchement sur la somme de la charge des quatre tubes photomultiplicateurs est directement fonction de l'énergie déposée dans une cellule. Donc dès que le signal détecté sera supérieur à un bloc de quatre tubes d'une cellule, l'électronique déclenchera l'acquisition du signal sur tous les tubes photomultiplicateurs des cellules cibles, du gamma-catcher et du veto.

La cinématique de la réaction  $\beta$ -inverse implique que le signal induit par le positron est attendu dans l'intervalle en énergie de  $[1.022 - 8]$  MeV — la borne inférieure correspondant à l'annihilation d'un positron au repos avec un électron du liquide scintillant. La borne supérieure est définie par la faible statistique attendue à cette énergie — le flux de réacteur étant une fonction exponentielle de l'énergie de l'antineutrino — et surtout par l'énergie déposée par les gammas émis lors de la capture du neutron par le noyau de gadolinium qui est attendue autour de 8 MeV. Au niveau du déclenchement, il faut donc placer un seuil sur l'acquisition du signal inférieur à 1.022 MeV équivalent photoélectrons pour tenter de détecter tous les antineutrinos. Mais du fait de l'augmentation importante du bruit de fond à basse énergie, nous avons choisi dans un premier temps de placer le seuil à 2 MeV équivalent photoélectrons, car nous rappelons que nous sommes limités par l'électronique à un déclenchement de 1 kHz au maximum.

Dans un second temps, nous aurons aussi la possibilité de définir un second niveau de déclenchement. Par exemple après qu'un signal ait franchi le seuil sur les quatre tubes d'une cellule, l'électronique déclenchera l'acquisition uniquement s'il n'y a pas eu de signal dans le veto, permettant ainsi de réduire la probabilité d'enregistrer un événement dû à un neutron rapide induit par un muon. Lors du démarrage de l'expérience pendant la phase de caractérisation du détecteur nous allons essayer de garder tous ces évènements pour l'étude du bruit de fond corrélé, avant d'appliquer cette coupure *hardware* dans le futur.

### 6.1.2 Algorithme de recherche d'antineutrinos

L'ensemble des données acquises pendant les périodes de fonctionnement du réacteur vont être traitées pour obtenir les spectres en énergie reconstruits des antineutrinos pour chaque cellule.

La stratégie pour élaborer ces spectres est la suivante :

1. Nous retirons des données les événements survenus dans un laps de temps de l'ordre de quelques centaines de  $\mu\text{s}$  après le passage d'un muon. Pour identifier les muons, nous avons à notre disposition le dernier temps ayant produit un déclenchement dans le veto. Les muons qui ne sont pas passés dans le veto mais dans le gamma-catcher ou les cellules vont déposer énormément d'énergie, nous pouvons donc les identifier en faisant une coupure sur l'énergie déposée supérieure à 10 MeV. Cette borne inférieure est choisie car elle est supérieure à l'énergie des candidats prompts et retardés.
2. Une première coupure en énergie est appliquée pour identifier les événements ayant déposé une énergie comprise entre  $[2 - 8]$  MeV, correspondant aux candidats positrons. Cette coupure permet aussi de rejeter les événements avec une énergie inférieure, essentiellement les gammas de faible énergie dont la contribution est importante à l'ILL.
3. Nous recherchons ensuite s'il existe un événement suivant un candidat prompt dans une fenêtre de  $[1 - 45]$   $\mu\text{s}$ , représentant la corrélation temporelle attendue entre l'annihilation du positron et la capture du neutron sur le gadolinium. Cette valeur correspond à environ 3 fois le temps caractéristique de capture du neutron au sein du liquide scintillant sur le gadolinium.
4. S'il existe un événement retardé contenu dans ce laps de temps, nous appliquons ensuite une coupure sur l'énergie de cet événement qui doit être comprise entre  $[5 - 10]$  MeV. Nous rappelons que cette coupure est choisie en fonction de la cascade de gamma émis par la désexcitation du gadolinium aux alentours de 8 MeV, et la borne inférieure de 5 MeV correspond à une zone au delà du spectre des antineutrinos où le bruit de fond gamma attendu est plus faible.

La figure 6.1 représente un résumé de la sélection des évènements sur les données de STEREO, où nous pouvons observer comment les coupures permettent de rejeter les événements bruit de fond qui peuvent induire aussi une réjection sur les signaux antineutrinos.

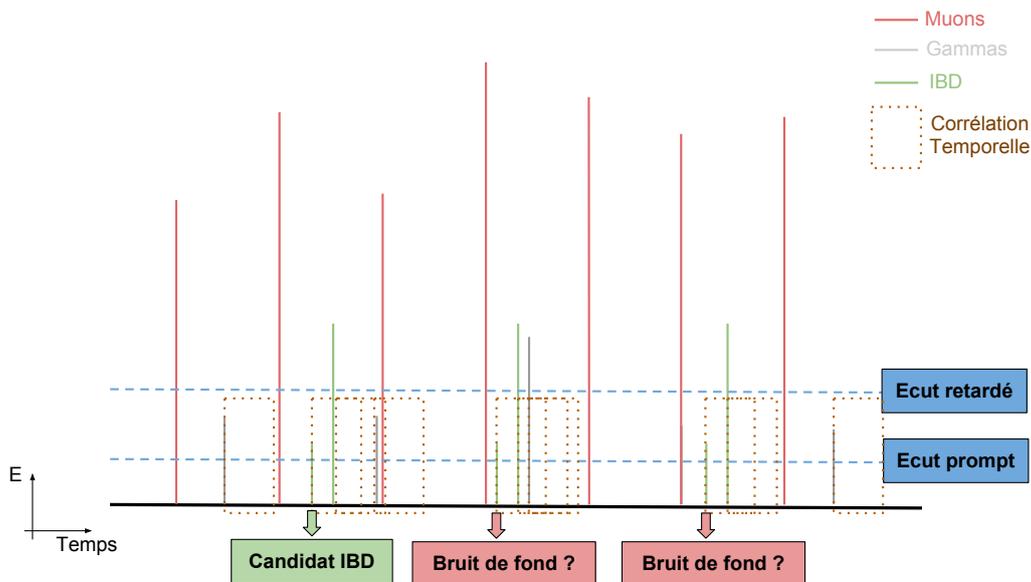


FIGURE 6.1 – Représentation d'un ensemble de données de STEREO et le principe de l'analyse. En rouge sont représentés les événements produits par les muons, en gris par le bruit de fond gamma, et en vert ceux produits par les antineutrinos. Après l'application des coupures en énergie et en temps, nous pouvons constater que seulement quelques candidats sont identifiés et qu'il reste une indétermination sur les autres soit à cause du passage d'un muon proche en temps, car il existe plusieurs candidats prompts pour une seule coïncidence.

Ces différentes coupures permettent d'identifier les *candidats antineutrinos* et les événements associés aux positrons vont permettre de reconstruire les spectres d'énergie des antineutrinos par cellule. De plus, nous allons rajouter des contraintes sur ces candidats antineutrinos, par exemple en requérant qu'il n'y ait aucun autre événement quelques centaines de  $\mu\text{s}$  après, dans le but d'éviter de détecter des multineutrons produits par les muons cosmiques.

Dans un second temps, nous étudierons la topologie des événements pour réduire les bruits de fond. La stratégie de reconstruction de l'énergie des positrons qui sera expliquée dans la section 6.4 consiste à sommer la cellule où se trouve le maximum du dépôt d'énergie — qui sera assimilée à la position du vertex de la réaction  $\beta$ -inverse — avec les cellules cibles ainsi que les segments du gamma-catcher adjacents. Nous pouvons par exemple exiger que la position du vertex entre les positrons et la capture du neutron soient dans la même cellule. Le gamma-catcher aussi peut être utilisé comme un veto anti-compton : nous pouvons imposer que les événements d'un candidat antineutrino ne contiennent pas de dépôt d'énergie supérieur à 1 MeV dans les segments loin du vertex.

Une dernière étape consistera à évaluer le rapport  $Q_{\text{tot}}/Q_{\text{tail}}$  de l'événement prompt, pour évaluer si nous avons bien affaire à un événement antineutrino et non à une paire corrélée induite par un neutron rapide. Cette observable est différente dans le cas d'un événement positron que celle produite par le recul d'un proton, comme nous l'avons vu dans la section 2.2.1.4.

## 6.2 Construction des spectres antineutrinos

### 6.2.1 Estimation des coïncidences fortuites

Nous allons mettre en oeuvre la technique des portes décalées pour estimer le spectre d'événements accidentels [2]. A partir de chaque événement prompt nous allons chercher un événement retardé dans une fenêtre en temps décalée de 1 ms par exemple. Nous pouvons faire  $N$  fenêtres pour avoir plus de précision statistique mais nous nous renormalisons toujours au nombre d'événements prompts. Nous appliquons toutes les autres coupures décrites dans la section précédente pour sélectionner les candidats antineutrinos possibles mais avec la même fenêtre en temps que la paire originale. Si un événement retardé se trouve alors dans cette fenêtre en temps nous compterons cette nouvelle coïncidence virtuelle comme une coïncidence accidentelle. Nous répétons cette opération  $N$  fois et le spectre obtenu correspond au spectre des accidentels, avec une incertitude statistique de l'ordre de  $\sqrt{N}$ . Il ne reste plus qu'à soustraire ce spectre en prenant en compte cette incertitude au spectre mesuré qui ne contient plus que le signal neutrino et le bruit corrélé.

## 6.2.2 Estimation des bruits de fond corrélés

Le bruit de fond corrélés est essentiellement dû aux neutrons rapides comme nous l'avons expliqué dans la section 2.1.7. La composante des neutrons rapides produits par les rayons cosmiques peut être mesurée lors des périodes d'arrêts du réacteur. Nous avons discuté ces spectres dans la section 4.4.3.

Nous avons vu dans la section 5.2.8 que le flux de muons est anticorrélé aux variations de la pression atmosphérique. Nous pouvons donc nous attendre à la même variation sur le taux de paires corrélés pendant les périodes d'arrêts du réacteur, ce que l'expérience Nucifer a par ailleurs mesuré [3]. Nous devons prendre en compte les variations de pression atmosphérique entre les prises de données ON et OFF et ajuster en conséquence le bruit de fond corrélé pour le soustraire du spectre de données antineutrinos.

## 6.3 Simulation du détecteur STEREO et générateur antineutrino

Le géométrie complète du détecteur STEREO a été reproduite dans une simulation Geant4 qui comprend tous les phénomènes physiques mis en jeu lors de la réaction  $\beta$ -inverse, de la scintillation générée par les positrons jusqu'à l'électronique et le signal en sortie des tubes photomultiplicateurs.

Nous ne simulons évidemment pas la propagation de l'antineutrino produit dans le coeur du réacteur jusqu'à son interaction avec un des protons du liquide scintillant, mais nous allons directement générer une paire positron-neutron corrélé dans les cellules cibles selon les calculs des spectres en énergie et impulsion des positrons et des neutrons émis selon [4] [5]. Pour chaque évènement, le vertex de la production du neutrino  $X_{\bar{\nu}_e}$  est matérialisé de manière homogène dans un volume cylindrique représentant le coeur du réacteur nucléaire. Le détecteur est ensuite parcouru afin d'attribuer à chaque volume physique une probabilité reflétant sa densité en proton, où a lieu l'interaction, et son volume. Un des volumes physiques est choisi en accord avec les probabilités calculées avant de tirer aléatoirement et de manière homogène la position du vertex de la réaction  $\beta$ -inverse  $X_{\text{IBD}}$ . Afin de rendre compte de l'angle solide entre les différentes cellules et le coeur du réacteur, la distance  $d = |X_{\bar{\nu}_e} - X_{\text{IBD}}|$  parcourue par le neutrino est calculée et soumise à une loi de probabilité régie par l'évolution de l'angle solide en  $1/d^2$ .

Chaque particule (positron, neutron, ou gamma créé durant la simulation) est alors suivie individuellement le long de son parcours et les dépôts d'énergie sont enregistrés dans des fenêtres de temps de 250 ns, correspondant à la fenêtre en temps d'acquisition de STEREO. Ces dépôts sont convertis en lumière par l'adaptation d'un code issu de l'expérience Double CHOOZ, qui comprend les caractéristiques de l'interaction des diverses particules avec le liquide scintillant. Geant4 simule alors les photons de scintillation, qui après avoir interagi dans le détecteur (réflexions et absorption sur les parois, fuites), sont récupérés sur les tubes photomultiplicateurs. La collection de lumière prend aussi en compte les efficacités quantiques des photocathodes et l'amplification (gain) propre à chaque PM, offrant en sortie un nombre de photoélectrons  $n_{\text{PE}}$ . Une simulation de l'électronique permet de convertir les photoélectrons en charge  $Q_{\text{tot}}$  afin d'obtenir une comparaison directe entre simulation et données réelles, qui auront alors un format identique.

En sortie de la simulation nous disposons de deux fichiers, l'un contenant les informations initiales comme la position du neutrino dans le réacteur, distance parcourue avant interaction dans le milieu, volume physique de l'interaction, énergie du neutrino au moment de l'IBD, position du vertex de l'IBD, énergie et impulsion des deux produits, temps de décalage entre l'émission du positron et celle liée à la capture du neutron. Ce fichier permet la comparaison de chaque étape de la reconstruction d'un évènement avec l'énergie initiale du neutrino, et ainsi la vérification des méthodes d'analyse. L'autre fichier contient toutes les données simulées, avec les dépôts d'énergie dans les volumes sensibles du détecteur ainsi que les photoelectrons collectés sur les tubes photomultiplicateurs.

Les analyses présentées ici ont été obtenues en travaillant sur un jeu de données d'environ 20000 antineutrinos détectés, soit environ 50 jours de données réacteur en estimant que nous détecterons 400  $\bar{\nu}_e$  par jour — voir section 2.2.1.5 pour la justification de ce nombre. 50 jours de données réacteur ON correspond à un cycle réacteur à l'ILL.

Nous avons travaillé principalement avec les dépôts d'énergie des particules dans les volumes sensibles plutôt que la charge. La conversion entre dépôt d'énergie et photons de scintillation est prise en charge par Geant4. La quantité de photoélectrons collectée est estimée à 290 par MeV dans les cellules cibles et à 490 par MeV dans le gamma-catcher. Cette différence est expliquée par la présence du gadolinium dans les cellules, qui rend le liquide scintillant des cellules plus "opaque" — sa longueur d'atténuation est plus faible que le liquide du gamma-catcher. Nous avons décrit les liquides scintillant dans la section 2.2.1.3. Nous estimerons donc que nous pouvons travailler indépendamment en énergie déposée ou en charge, et nous prendrons en compte les effets géométriques impactant la collection de lumière dans la cellule, où nous avons évalué qu'il existe un effet haut-bas de l'ordre de 10% — voir section 2.2.3.1. Nous prenons en compte cette systématique dans la suite de nos calculs ainsi que l'erreur statistique.

## 6.4 Reconstruction en énergie des événements positrons

### 6.4.1 Principe

La reconstruction de l'énergie de l'événement prompt s'effectue en sommant la charge détectée dans la cellule ou a eu lieu le vertex de la réaction — que nous identifions donc à celle avec le plus grand dépôt d'énergie — avec celles mesurées dans ses plus proches voisines, cellules cible et segment du gamma-catcher. Cette stratégie est nécessaire car les gammas produits par l'annihilation du positron peuvent s'échapper de la cellule du vertex et déposer leur énergie dans les cellules cibles voisines. Nous avons donc besoin de prendre en compte la charge mesurée dans les cellules adjacentes, mais nous nous limitons aux segments limitrophe, car ce gamma possède une longueur d'interaction dans le liquide scintillant de 10 cm, inférieur à la plus petite dimension d'une cellule. Nous pouvons vérifier cet effet car nous gardons dans un fichier les informations du vertex antineutrino. Nous avons estimé le taux d'évènement dont le vertex n'est pas associé au maximum du dépôt d'énergie dans le tableau 6.2. La figure 6.3 représente la projection du vertex antineutrino selon l'axe du détecteur, en fonction de la cellule où le dépôt d'énergie est maximum. Les séparateurs rouges représentent les parois entre cellule. Nous pouvons constater que moins de 1% des événements déposent leur maximum d'énergie dans une autre cellule que celle du vertex.

Num Cellule	Proportion
Bord 1	$0.3 \pm 0.2\%$
Centre 2	$0.9 \pm 0.4\%$
Centre 3	$0.8 \pm 0.4\%$
Centre 4	$1.0 \pm 0.5\%$
Centre 5	$0.6 \pm 0.5\%$
Bord 6	$0.1 \pm 0.1\%$

FIGURE 6.2 – Proportion d'évènement pour lesquels le maximum d'énergie déposée ne correspond pas à la position du vertex.

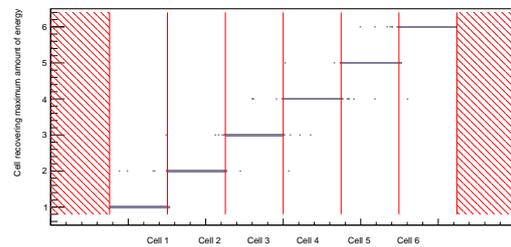


FIGURE 6.3 – Position du vertex de l'antineutrino en fonction du numéro de la cellule où le maximum de l'énergie a été déposé.

La figure 6.4 montre le spectre en énergie des positrons reconstruit avec cette méthode pour toutes les cellules. Nous avons superposé sur ce spectre celui de l'énergie initiale des positrons générés. Les rayons gammas émis lors de l'annihilation ont une probabilité non nulle de s'échapper du détecteur ou de perdre de l'énergie à cause des parois. Du fait de ces pertes d'énergie, nous pouvons observer un léger décalage du spectre des antineutrinos reconstruits par rapport à ceux générés, qui déforme la bosse vers le maximum à 3 MeV.

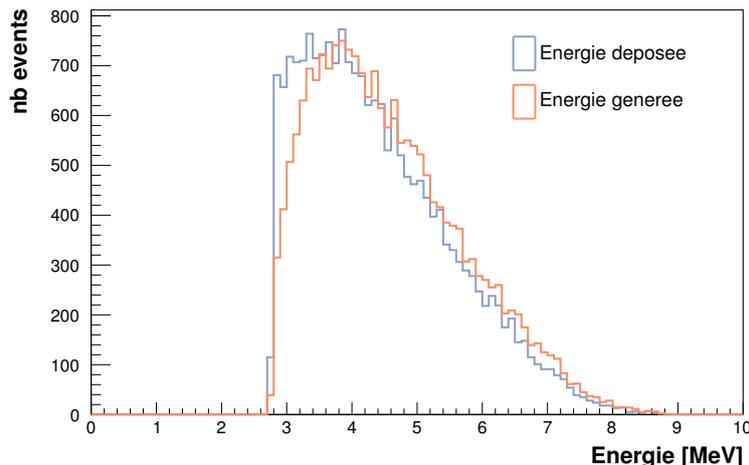


FIGURE 6.4 – Énergie reconstruite des positrons sur tout le détecteur en sommant l'énergie déposée dans la cellule du vertex avec les segments adjacents (en bleu) comparée à l'énergie des positrons générés par la simulation (en marron).

Nous pourrions en simulation sommer directement les énergies déposées dans tous les segments du détecteur, mais dans le cas réel nous limiterons le bruit de fond en additionnant le moins de segment possible. De plus, nous avons comparé ces deux stratégies de reconstruction de l'énergie et vérifié que l'impact sur l'énergie du positron est faible. Il n'existe qu'une probabilité très faible pour qu'un rayon gamma puisse se propager dans plusieurs segments

lors de son interaction dans l'une des cellules. Ainsi les spectres des énergies reconstruites dans ces deux situations et représentés sur la figure 6.5 sont similaires.

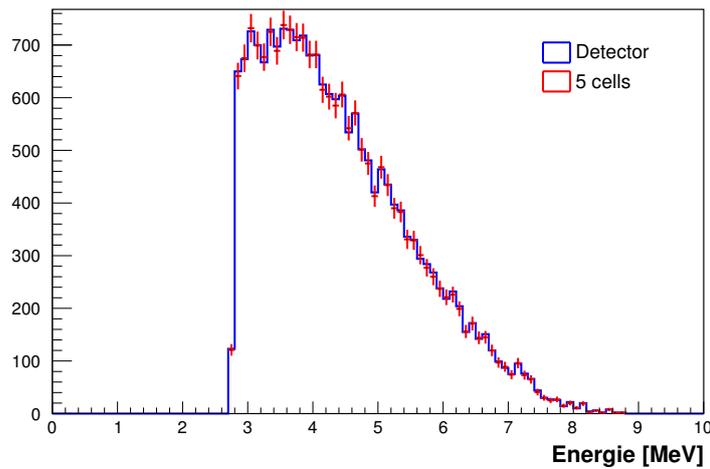


FIGURE 6.5 – Spectres de l'énergie reconstruite des positrons dans le cas où nous avons sommé sur tous les segments du détecteur (en bleu) et uniquement dans les segments adjacents à la position du vertex (en rouge).

Nous allons donc par la suite poursuivre nos analyses en utilisant cette stratégie de reconstruction basée sur la somme de l'énergie déposée dans la cellule du vertex avec celles adjacentes, vu que l'impact par rapport à une reconstruction basée sur la somme de tout les segments du détecteur est faible.

### 6.4.2 Systématiques dues à la reconstruction

Nous nous sommes intéressés à la différence entre les spectres en énergie des antineutrinos reconstruits et ceux générés par la simulation. La figure 6.6 montre la différence renormalisée et nous avons estimé la perte dans quatre régions : l'intégrale de la zone rouge correspond à une perte de moins de 1% d'énergie pour 45% des événements, la zone bleue à la perte entre [1 – 10] % d'énergie pour 44% des événements, la zone verte à la perte entre [10 – 25] % pour 10% des événements tandis que la zone noire représente une perte d'énergie supérieure à 25% qui ne concerne que 1% des événements.

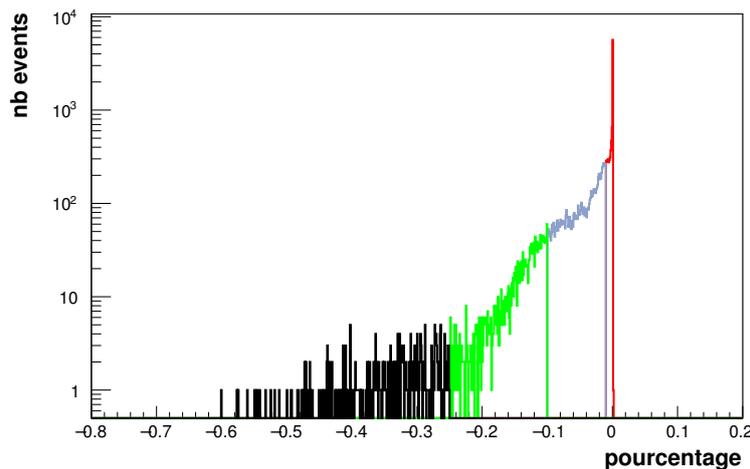


FIGURE 6.6 – Différence pour chaque événement entre énergie reconstruite et énergie générée normalisée au spectre de l'énergie générée. Les quatre couleurs rouge bleu vert et noir correspondent à une perte d'énergie inférieure à 1%, comprises entre [1 – 10] %, [10 – 25] % et supérieure à 25% respectivement.

89% des événements sont donc reconstruits avec un déficit d'énergie par rapport à l'antineutrino généré inférieure à 10%. Pour les 11% d'évènements restant, une étude réalisée lors d'un stage au LPSC [6] indique que ces événements les plus mal reconstruits sont dus à la fuite des gammas d'annihilation dans les parois du détecteur, en observant que les vertex de ces événements sont proches des parois des cellules, ce qu'illustre la figure 6.7

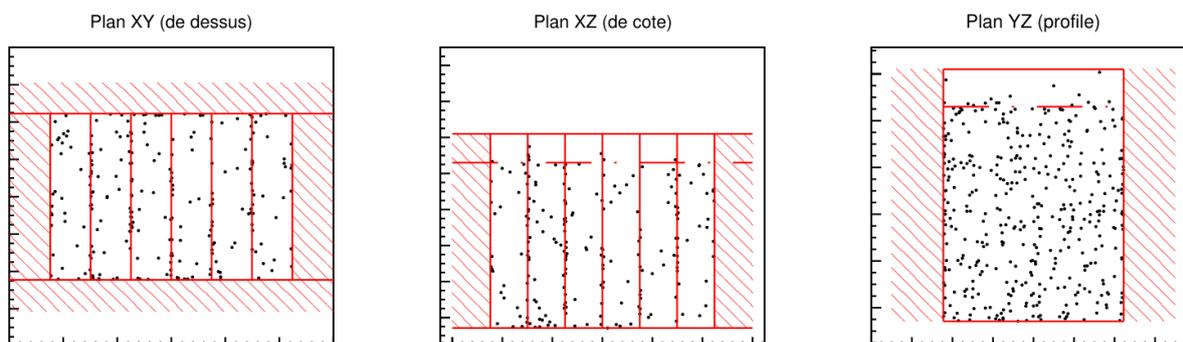


FIGURE 6.7 – Position du vertex des événements les plus mal reconstruits (perte d'énergie supérieur à 25%), selon les plan XY (vue de dessus), XZ (de cote) et YZ (de face).

## 6.5 Efficacité de réjection des coupures

La stratégie d'analyse à l'aide des coupures en énergie et en temps va induire une réjection du bruit de fond importante mais aussi d'une partie du signal recherché. Nous allons étudier son impact sur les événements antineutrinos simulés à l'aide du générateur que nous avons décrit précédemment, puis sur le bruit de fond corrélé étudié dans la section 4.4.3.

### 6.5.1 Sur les antineutrinos

Nous avons vu que chaque candidat antineutrino est identifié par un événement prompt suivi d'un événement retardé dans une fenêtre de temps de quelques dizaines de  $\mu\text{s}$ . Nous avons évalué l'impact de chaque coupure sur le signal antineutrino en comparant les spectres après l'application de chacune de ces coupures. Nous avons effectué cette analyse sur le détecteur entier, et non par cellule. Nous pouvons mener l'étude simplement ici car nous ne simulons que des antineutrinos, nous n'avons pas de bruit de fond. Nous obtenons :

1. Lors de la première coupure sur l'énergie de l'évènement prompt entre  $[2 - 8]$  MeV, nous conservons **80%** des évènements
2. Ensuite la coupure en temps entre  $[1 - 45]$   $\mu\text{s}$  pour l'évènement retardé ramène ce nombre d'évènement conservé à **62%**
3. La dernière coupure sur l'énergie retardé entre  $[5 - 10]$  MeV réduit le nombre d'évènement retenu à **50%**

L'efficacité par cellule est exprimée dans le tableau suivant 6.1 qui est extrait de [6]. Nous pouvons voir l'asymétrie entre les cellules du bords et celles au centre du détecteur, où l'efficacité est légèrement moins bonne. Nous l'expliquons simplement par le fait que les cellules voisines du gamma-catcher ont un risque que le neutron fuit dans cette direction et se fasse capturer par un noyau d'hydrogène — étant donné qu'il n'y a pas de gadolinium dans le gamma-catcher. La capture sur l'hydrogène émet ensuite un gamma de 2 MeV, qui ne passera pas les coupures sur le signal retardé. Au cours de l'expérience STEREO, il est probable qu'une analyse s'effectue aussi sur les candidats neutrinos avec une capture du neutron sur hydrogène, si le bruit de fond est bien compris, pour permettre d'augmenter la statistique.

Num Cellule	Eff prompt	Eff retardé	Eff totale
Bord 1	79.8%	56.3%	47.6%
Centre 2	80.2%	62.8%	51.1%
Centre 3	80.8%	63.7%	51.9%
Centre 4	80.6%	62.8%	51.1%
Centre 5	81.7%	63.6%	52.2%
Bord 6	80.3%	56.8%	45.4%

TABLE 6.1 – Efficacité dans chaque cellule après application des coupures en énergie prompt, temporelle et en énergie retardée.

Par la suite, nous avons étudié la proportion d'évènements rejeté en fonction de la coupure en temps entre  $[1 - 100]$   $\mu\text{s}$ , représenté à la figure 6.8 Nous pouvons constater qu'au delà du seuil de 45  $\mu\text{s}$ , nous ne gardons

que très peu d'événements supplémentaires — l'amélioration ne serait que de quelques pourcents. Nous expliquons ce résultat simplement par le fait que la corrélation entre l'évènement prompt et retardé provient de la thermalisation du neutron dans le liquide scintillant. Ce processus est typiquement traduit par une exponentielle — plus précisément par une loi de Poisson, où le temps de thermalisation dépend de la concentration en gadolinium. Elle est de  $15 \mu\text{s}$  dans le détecteur STEREO, et nous sommes déjà dans la queue de l'exponentielle aux alentours de  $45 \mu\text{s}$ . Une fenêtre basée entre  $[1 - 45] \mu\text{s}$  paraît dans un premier temps être un bon compromis, mais plusieurs valeurs devront être testées en fonction des différents bruits de fond.

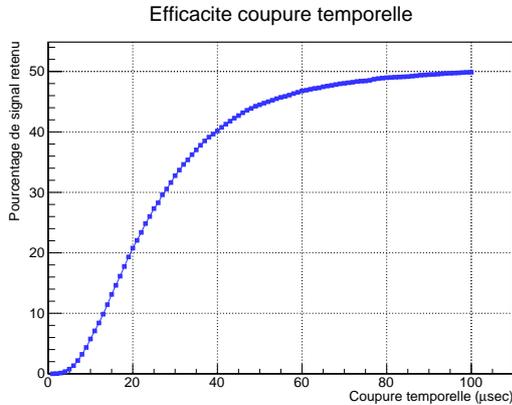


FIGURE 6.8 – Evolution du pouvoir de réjection de la coupure en temps en fonction de la largeur de la coincidence temporelle. Les autres coupures appliquées sur l'énergie prompt entre  $[2 - 8] \text{ MeV}$  et l'énergie retardée  $[2 - 8] \text{ MeV}$  sont inchangées.

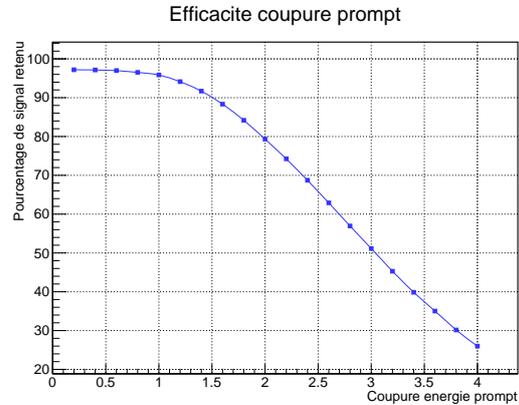


FIGURE 6.9 – Variation de la borne inférieure de la coupure prompt entre 0 et 4 MeV. La borne supérieure est fixée à 8 MeV et les autres coupures aux valeurs données précédemment, le temps entre  $[1 - 45] \mu\text{s}$  et l'énergie retardée  $[2 - 8] \text{ MeV}$ .

Nous avons aussi évalué l'impact de la borne inférieure de la coupure effectuée sur l'énergie prompt, représenté sur la figure 6.9. Nous pouvons observer comment évolue le pouvoir de réjection, ce qui nous permettrait d'évaluer l'impact sur le signal si nous sommes contraints à l'ILL d'appliquer des seuil plus hauts à cause du bruit de fond sur site.

### 6.5.2 Sur les neutrons rapides

Le bruit de fond induit par les neutrons rapides est par nature corrélé et ne serait que partiellement réduit à l'aide de la coupure en temps. Nous rappelons que ce bruit de fond est produit par un neutron rapide qui va diffuser sur un proton du liquide scintillant. Le recul de ce proton va induire un signal que nous assimilerons à un évènement prompt. Le neutron va ensuite se thermaliser jusqu'à être capturé par un noyau de gadolinium imitant alors le signal retardé recherché.

La première coupure que nous appliquerons pour discriminer ces évènements est la corrélation entre un signal prompt et le dernier évènement muon dans une fenêtre de  $100 \mu\text{s}$ . Pour ces évènements, la stratégie la plus efficace consiste à étudier la différence de forme du signal produit par le recul du proton et par le positron, comme décrit dans la section 2.2.1.4.

Nous avons donc à notre disposition deux paramètres sur lesquels jouer pour rejeter ce bruit de fond : la coupure en temps par rapport au dernier évènement muon, et la coupure sur l'énergie prompt induite par le recul d'un proton. La figure 6.10 représente le pouvoir de réjection en fonction de la coupure sur l'énergie prompt.

Si nous combinons le pouvoir de réjection du signal prompt sur les antineutrinos avec celui sur les neutrons rapides, la coupure la plus adaptée semble être celle à 2 MeV, car elle permet de rejeter 30% des évènements dus aux neutrons rapides pour une perte de 20% des évènements associés aux antineutrinos.

## 6.6 Impact du bruit de fond neutrons rapides sur le spectre antineutrino

Nous allons étudier le cas ici où nous avons déjà reconstruit les spectres antineutrinos correspondant aux données de réacteur ON, et où nous avons déjà appliqué la procédure des portes décalées que nous avons décrite dans la section 6.2.1. Nous avons donc à disposition le spectre contenant le signal et le bruit de fond corrélés.

Nous allons soustraire à ces spectres ceux mesurés avec les mêmes coupures quand le réacteur est à l'arrêt. Nous nous servirons des spectres que nous avons déterminés par cellules produits par les neutrons rapides induits par les muons dans la section 4.4.3.

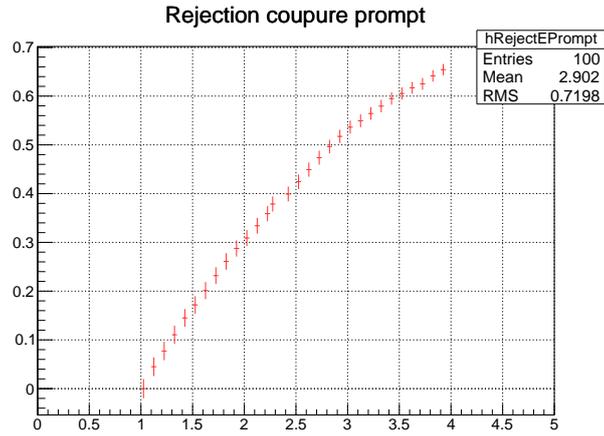


FIGURE 6.10 – Evolution du pouvoir de réjection de la coupure sur l'énergie prompt produit par un événement neutron rapide.

Nous traitons l'erreur induite lors de la soustraction des deux spectres par une simple propagation quadratique, le spectre déterminé  $S_{\bar{\nu}_e}^i$  et son erreur associée pour chaque classe  $i$  de l'histogramme s'écrit ainsi :

$$S_{\bar{\nu}_e}^i = S_{\text{ON}}^i - S_{\text{OFF}}^i \quad \text{et} \quad \Delta S_{\bar{\nu}_e}^i = \sqrt{\Delta S_{\text{ON}}^i{}^2 + \Delta S_{\text{OFF}}^i{}^2} \quad (6.1)$$

La figure 6.11 montre la forme du spectre que l'on peut attendre lors du traitement des données réacteur ON, après reconstruction de l'énergie et sélections des candidats. La contribution due au bruit de fond irréductible est représentée ainsi que les systématiques sur la reconstruction en énergie.

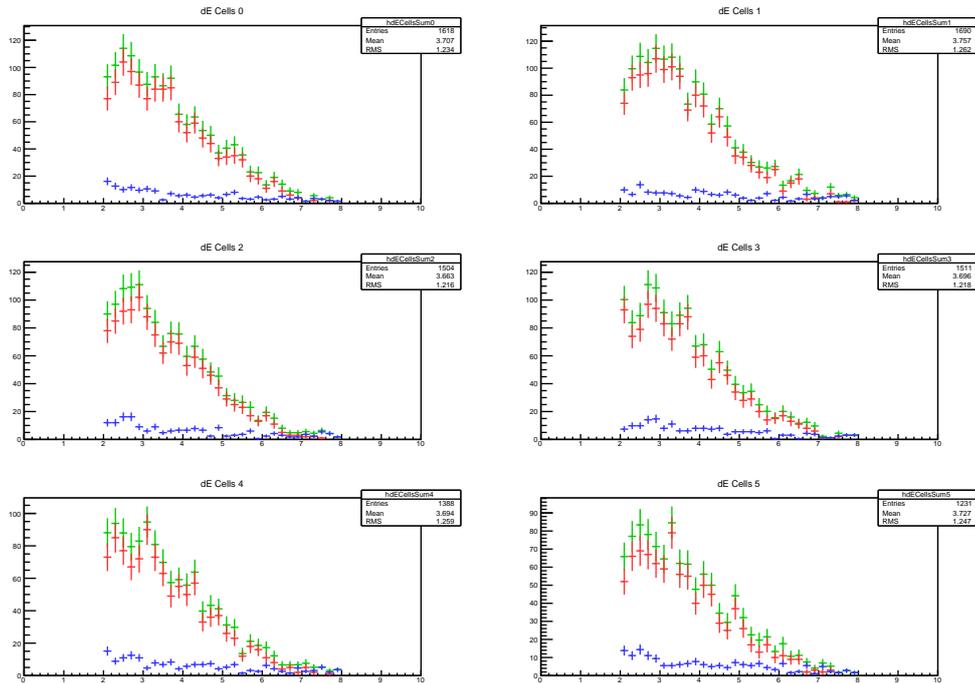


FIGURE 6.11 – Spectres attendus lors de la reconstruction des événements positrons pour le réacteur ON et pour le réacteur OFF par cellule. En vert le spectre attendu quand le réacteur est en fonctionnement, avec la contribution des antineutrinos en rouge et des neutrons rapides en bleu.

Cette figure a été obtenue grâce à la simulation que nous avons effectuée sur les neutrons rapides créés par les muons dans la section 4.4.3. Toutefois, des études sur ces neutrons rapides ont déjà été effectuées par le passé lors de l'expérience Double Chooz notamment [7], et elles montrent la difficulté de déterminer précisément ces spectres en simulation. La méthode la plus efficace consiste à retirer statistiquement les spectres mesurés réacteur ON et OFF, il est trop incertain de retirer les ajustements obtenus en simulation directement sur les spectres ON sans même exploiter les spectres réalisés quand le réacteur est à l'arrêt.

## 6.7 Conclusion

Cette étude préliminaire à l'aide de la simulation du détecteur STEREO a permis de valider le principe de la reconstruction du vertex en utilisant le barycentre des énergies déposées dans les cellules, puis de la reconstruction de l'énergie de l'antineutrino basée sur la somme des énergies déposées dans la cellule du vertex et celles adjacentes. Après sélection des événements neutrinos grâce à un jeu de coupures en énergie et en temps, une première étude ne s'intéressant qu'aux dépôts d'énergie a permis de s'affranchir de la baisse de résolution en énergie provoquée par la conversion, interne au détecteur, d'énergie à lumière collectée. Cette étude a permis de chiffrer les pertes d'énergie provoquées par l'absorption ou la fuite de différentes particules (gamma, positron, neutron) et d'évaluer l'impact de celles-ci sur le spectre reconstruit en énergie des antineutrinos, par cellule.

## Bibliographie

- [1] Andi Cucoanes, Pau Novella, Anatael Cabrera, Muriel Fallot, Anthony Onillon, Michel Obolensky, and Frederic Yermia. Reactor Neutrino Flux Uncertainty Suppression on Multiple Detector Experiments. *arXiv preprint arXiv :1501.00356*, 2015. URL <http://arxiv.org/abs/1501.00356>.
- [2] Maxime Pequignot. *Les expériences Nucifer et Stéréo : études des antineutrinos de réacteurs à courte distance*. PhD thesis, Paris-Sud XI - Orsay, 2015.
- [3] G. Boireau, L. Bouvet, A. P. Collin, G. Coulloux, M. Cribier, H. Deschamp, V. Durand, M. Fechner, V. Fischer, J. Gaffiot, and others. Online Monitoring of the Osiris Reactor with the Nucifer Neutrino Detector. *arXiv preprint arXiv :1509.05610*, 2015. URL <http://arxiv.org/abs/1509.05610>.
- [4] Strumia A. and Vissani F. Precise quasielastic neutrino/nucleon cross-section. *Physics Letters B*, 564 :42–54, 2003. doi : 10.1016/S0370-2693(03)00616-6.
- [5] Vogel P and Beacom J.F. Angular distribution of neutron inverse beta decay,  $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$ . *Physics Review D*, 053003, 1999. doi : 10.1103/PhysRevD.60.053003.
- [6] L. Bernard. Caractérisation des fuites de lumières du détecteur stereo et étude de la reconstruction en énergie des antineutrinos simulés. *Rapport de stage Grenoble-INP Phelma*.
- [7] Alberto Remoto. Correlated background and impact on the measurement of theta\_13 with the Double Chooz detector. URL <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00821629/>.



# Conclusion

Après des débuts balbutiants liés à la nature de cette particule n'interagissant que très peu avec la matière, la physique des neutrinos est en train de rentrer dans le domaine des mesures de précision. L'amélioration constante des détecteurs permettra d'atteindre des résolutions de l'ordre du pourcent, qui seront en mesure d'observer la violation de la symétrie CP par les neutrinos ou encore de définir quelle est leur hiérarchie de masse. A très court terme, STEREO ainsi que d'autres expériences apportera une réponse à l'anomalie réacteur, et s'il s'avère qu'il existe un neutrino stérile avec une masse de l'ordre de l'eV, cette découverte aura des retombées importantes en physique des particules et en cosmologie.

L'expérience STEREO démarrera à l'automne 2016 auprès du réacteur de l'Institut Laue-Langevin de Grenoble, France. Le cœur du réacteur est très compact et hautement enrichi en uranium 235. Le détecteur STEREO est constitué de 1.75 tonnes de liquide scintillant dopé au gadolinium dans lequel interagissent les antineutrinos par réaction  $\beta$ -inverse. Pour s'affranchir au maximum des systématiques venant de la prédiction, le détecteur est segmenté en six cellules identiques. L'éventuelle oscillation pourra ainsi être observée en fonction de l'énergie et de la distance. De plus, une couronne active entoure les cellules cibles du détecteur pour limiter les pertes d'énergie et rejeter plus efficacement les bruits de fond. Sa conception innovante permettra de signer sans équivoque une éventuelle oscillation et sondera l'anomalie réacteur à 95% de confiance au bout de deux ans — ou autrement dit six cycles — de données réacteurs.

Le détecteur STEREO sera soumis pendant ses années de prise de données à l'important bruit de fond qui règne aussi près du cœur de réacteur de l'ILL, par le réacteur lui-même mais surtout par les expériences voisines qui exploitent les flux de neutrons produits par l'ILL. De plus, une de ces expériences utilise un champ magnétique qui peut venir perturber la mesure. Les nouveaux blindages que nous avons défini autour du détecteur ainsi que ceux des murs de la casemate vont permettre de les réduire en conséquence et d'atteindre le rapport signal sur bruit escompté de 1.5.

L'autre contribution au bruit de fond concerne les muons cosmogéniques qui vont produire des neutrons rapides. Le dispositif de télescope à muon que nous avons construit a permis de mesurer sur le site de l'ILL le flux de muons en fonction de l'angle au zénith. Cela a permis la normalisation de nos simulations, et de plus nous avons pu reproduire les spectres mesurés en utilisant le générateur CRY. Ces simulations nous ont permis de déterminer la proportion de faux événements induits par ces neutrons dans le détecteur STEREO. La composante due à un seul neutron rapide à la fois a été évaluée, qui est inférieure à celle attendue. Les investigations sont toujours en cours pour tenter d'évaluer les autres contributions, dues aux neutrons cosmogéniques ou aux multineutrons notamment.

Les performances du veto à muon ainsi que leurs stabilités dans le temps ont été mesurés et sont excellentes : nous obtenons une efficacité homogène de 99.3% aux muons cosmogéniques, à l'aide d'une méthode de déclenchement spécifique. Ce veto prend la forme d'une cuve de 2.5 m<sup>3</sup> remplie d'eau dont la détection est basée sur l'effet Tcherenkov. Cette lumière émise par le passage des muons est récoltée sur 20 tubes photomultiplicateurs répartis au-dessus de la cuve et un additif est rajouté dans l'eau pour améliorer la collection de lumière sur les photomultiplicateurs. Ce veto à muons couvre complètement le détecteur STEREO ainsi que ces blindages en conservant une sensibilité réduite aux autres particules.

Ainsi, nous avons accès au temps du dernier passage d'un muon dans l'analyse pour la sélection des candidats antineutrinos. Nous nous servons de cette information pour rejeter les événements survenant à moins de 100  $\mu$ s d'un muon, pour limiter la contribution des neutrons rapides sur les spectres reconstruits. Par ailleurs, nous avons vérifié le principe de la reconstruction en énergie des antineutrinos, en assimilant la cellule contenant le maximum de l'énergie déposée comme celle où a lieu le vertex, et en sommant la charge collectée sur les cellules ainsi que sur les segments du gamma-catcher adjacents à la cellule du vertex.

L'installation du détecteur STEREO a commencé au début de l'année 2016 et espère voir ses premiers antineutrino au début du mois d'octobre 2016. L'expérience se situe dans un cadre très compétitif où plusieurs autres expériences cherchent à mesurer le flux et le spectre des antineutrinos émis à très courte distance. Une réponse sur cette anomalie est attendue d'ici trois à quatre ans, que ce soit sur la preuve d'une oscillation vers un état stérile du neutrino ou sur l'étude des spectres d'antineutrinos émis par les réacteurs, qui sont à l'heure actuelle toujours mal connus.



## Annexe A

# Théorie des fermions libres

En 1927, Dirac est le premier à décrire le comportement d'un fermion sans interaction à l'aide de sa célèbre équation [1] :

$$(i\rlap{-}\not{\partial} - m)\psi(x) = 0 \quad \text{avec } \rlap{-}\not{\partial} \equiv \gamma^\mu \partial_\mu \quad (\text{A.1})$$

Où  $\psi$  est un *spineur*, qui est la représentation correcte d'un champ fermionique, et  $\gamma^\mu$  représente les matrices de l'algèbre de Clifford, c'est à dire qui satisfont les relations :

$$\{\gamma^\mu, \gamma^\nu\} \equiv \gamma^\mu \gamma^\nu + \gamma^\nu \gamma^\mu = 2g^{\mu\nu} \quad (\text{A.2})$$

Cette équation se retrouve en utilisant les équations d'Euler-Lagrange sur le Lagrangien de Dirac  $\mathcal{L}_D$ , qui est lui-même construit sur les fondations de l'équation de Schrodinger mais en ajoutant la limite relativiste des fermions. L'idée géniale de Dirac a consisté à partir de l'Hamiltonien d'une particule *classique*, puis à l'aide d'arguments simples [1] (l'équation d'onde d'une particule doit être linéaire par rapport à l'opérateur impulsion  $\hat{p} = \frac{i}{\hbar} \partial_\mu$ ), d'en déduire l'algèbre des constantes  $\gamma^\mu$  qui assure la linéarité de l'équation. Il s'est donc aperçu que ces constantes doivent être des *matrices*, impliquant que cette équation s'applique sur des spineurs, objets mathématiques qui contiennent les champs d'une particule et de son antiparticule.

Quelques exercices sur les matrices  $\gamma$  permettent de montrer que le choix d'une *représentation*, c'est à dire un ensemble de matrices satisfaisant l'équation A.2, sont équivalentes à une transformation unitaire près [1], et que la physique est inchangée.

Une représentation très particulière, appelée *chirale* et notée  $\gamma_C^\mu$ , est particulièrement intéressante, car elle permet de définir un opérateur que l'on nomme  $\gamma_C^5 = \gamma_C^0 \gamma_C^1 \gamma_C^2 \gamma_C^3$ , qui va agir comme un projecteur sur les spineurs.

Cette représentation est donnée à l'équation A.3 :

$$\gamma_C^0 = \begin{pmatrix} 0 & -\mathbb{I}_2 \\ -\mathbb{I}_2 & 0 \end{pmatrix} \quad \gamma_C^i = \begin{pmatrix} 0 & \sigma^i \\ -\sigma^i & 0 \end{pmatrix} \quad \gamma_C^5 = \begin{pmatrix} \mathbb{I}_2 & 0 \\ 0 & -\mathbb{I}_2 \end{pmatrix} \quad (\text{A.3})$$

Avec  $\sigma^i$  les matrices de Pauli et  $\mathbb{I}_2$  la matrice 2x2 identité.

Appelons  $\chi_R$  et  $\chi_L$  les vecteurs propres de la matrice  $\gamma_C^5$ , de telle sorte qu'ils correspondent à la valeur propre +1 et -1 respectivement :

$$\gamma_C^5 \chi_R = \chi_R \quad \gamma_C^5 \chi_L = -\chi_L \quad (\text{A.4})$$

Nous pouvons donc définir dans cette représentation un spineur de la forme :

$$\psi_C = \begin{pmatrix} \chi_R \\ \chi_L \end{pmatrix} \quad (\text{A.5})$$

Et les opérateurs de projection :

$$P_{R,L_C} = \frac{1 \pm \gamma_C^5}{2} \quad (\text{A.6})$$

De telle sorte que :

$$P_{R_C} \psi_C = \chi_R \equiv \psi_R \quad P_{L_C} \psi_C = \chi_L \equiv \psi_L \quad (\text{A.7})$$

Nous allons dès à présent travailler uniquement dans la base chirale où nous allons omettre de préciser à chaque fois l'indice C, et nous pouvons écrire que chaque spineur se décompose entre une partie *gauche* et une partie *droite* :

$$\psi = \psi_R + \psi_L \quad (\text{A.8})$$

Réécrivons à présent l'équation de Dirac en utilisant les propriétés de la matrice  $\gamma^5$ . Si nous multiplions à gauche par  $\gamma^0$  d'une part, puis à gauche par  $\gamma^5$  d'autre part, nous obtenons :

$$(i\gamma^0\gamma^\mu\partial_\mu - \gamma^0m)\psi = (i\gamma^0\gamma^0\partial_0 - i\gamma^0\gamma^i\partial_i - \gamma^0m)\psi \quad \text{avec } i = 1,2,3 \quad (\text{A.9})$$

$$= (i\partial_0 - i\gamma^0\gamma^5\sigma^i\partial_i - \gamma^0m)\psi \quad (\text{A.10})$$

$$= (i\partial_0 - i\gamma^5\sigma^i\partial_i - \gamma^0m)\psi \quad (\text{A.11})$$

$$(i\gamma^5\gamma^0\gamma^\mu\partial_\mu - \gamma^5\gamma^0m)\psi = (i\gamma^5\partial_0 - i\gamma^5\gamma^5\sigma^i\partial_i - \gamma^5\gamma^0m)\psi \quad (\text{A.12})$$

$$= (i\gamma^5\partial_0 - \sigma^i\partial_i - \gamma^5\gamma^0m)\psi \quad (\text{A.13})$$

Nous avons utilisé  $(\gamma^0)^2 = (\gamma^5)^2 = \mathbb{I}_4$  et  $\gamma^i = \gamma^0\gamma^5\sigma^i$ . En ajoutant et soustrayant les équations A.11 et A.13 respectivement, nous obtenons le système :

$$(i(1 + \gamma^5)\partial_0 - i(1 + \gamma^5)\sigma^i\partial_i - (1 - \gamma^5)\gamma^0m)\psi = 0 \quad (\text{A.14})$$

$$(i(1 - \gamma^5)\partial_0 - i(1 - \gamma^5)\sigma^i\partial_i - (1 + \gamma^5)\gamma^0m)\psi = 0 \quad (\text{A.15})$$

On reconnaît ici les termes constituant l'opérateur de projection que nous avons défini A.6. On remplace dans les équations A.14 et A.15 :

$$(i\partial_0 - i\sigma^i\partial_i)(1 + \gamma^5)\psi = m\gamma^0(1 - \gamma^5)\psi \quad (\text{A.16})$$

$$(i\partial_0 - i\sigma^i\partial_i)\psi_R = m\gamma^0\psi_L \quad (\text{A.17})$$

$$(i\partial_0 + i\sigma^i\partial_i)(1 - \gamma^5)\psi = m\gamma^0(1 + \gamma^5)\psi \quad (\text{A.18})$$

$$(i\partial_0 + i\sigma^i\partial_i)\psi_L = m\gamma^0\psi_R \quad (\text{A.19})$$

Les équations A.17 et A.19 peuvent être découplées en utilisant un fermion sans masse, comme c'est le cas pour le neutrino. Considérons à présent  $\psi = \nu$  avec  $m_\nu = 0$ . Les équations deviennent :

$$i\partial_0\nu_R = i\sigma^i\partial_i\nu_R \quad (\text{A.20})$$

$$i\partial_0\nu_L = -i\sigma^i\partial_i\nu_L \quad (\text{A.21})$$

En utilisant les opérateurs énergie  $\hat{E} = i\partial_0 = i\frac{d}{dt}$  et impulsion  $\hat{p} = -i\partial_i = -i\frac{d}{dx_i}$ , les équations se réécrivent d'une forme plus équivoque :

$$\hat{E}\nu_{L,R} = \pm\sigma^i p_i \nu_{L,R} = \pm\sigma \cdot \hat{p} \nu_{L,R} \quad (\text{A.22})$$

Qui n'est autre que l'équation de Schrodinger légèrement modifiée. En effet, le spineur  $\nu$  est solution de l'équation de Dirac, il est aussi solution de l'équation de Schrodinger, c'est à dire qu'il est un vecteur propre (ou plus exactement, un "spineur" propre) de l'Hamiltonien  $\hat{E}\nu = E\nu$ . Les valeurs propres E satisfont l'équation de continuité  $E_\nu^2 = p_\nu^2 + m_\nu^2$ . Dans le cadre d'un neutrino ou  $m_\nu = 0$ ,

$$\hat{E}\nu_{L,R} = E\nu_{L,R} = p\nu_{L,R} = \pm\sigma \cdot \hat{p} \nu_{L,R} \Rightarrow \pm\frac{\sigma \cdot \hat{p}}{p} \nu_{L,R} = \nu_{L,R} \quad (\text{A.23})$$

L'opérateur Hélicité  $\mathcal{H} = \frac{\sigma \cdot \hat{p}}{p}$  représente la projection du spin de la particule dans la direction de l'impulsion. Il est donc normal de retrouver comme valeur propre  $\pm 1$ , et on voit que dans le cas des neutrinos, les vecteurs propres sont respectivement les parties droite et gauche du spineur, ceci nous permet d'affirmer dans le cadre des neutrinos sans masse, que la chiralité et l'hélicité sont confondues.

## Bibliographie

[1] P. Dirac, *The Principles of Quantum Mechanics*, 1955, Oxford University Press.

[2] C. Giunti, C. W. Kim, *Fundamentals of Neutrino Physics and Astrophysics*, 2007, Oxford University Press.

## Annexe B

# Mécanisme de brisure spontanée de symétrie $SU(2)_L \otimes U(1)_Y \rightarrow U(1)_Q$

En mécanique analytique, un terme de masse s'obtient en rajoutant un couplage du type  $\bar{\psi}\psi$  dans le cas d'un fermion quelconque représenté par  $\psi$ .

Développons ce terme dans la base chirale :

$$\bar{\psi}\psi = (\bar{\psi}_L + \bar{\psi}_R)(\psi_L + \psi_R) \quad (\text{B.1})$$

$$= \bar{\psi}_L\psi_L + \bar{\psi}_L\psi_R + \bar{\psi}_R\psi_L + \bar{\psi}_R\psi_R \quad (\text{B.2})$$

$$= \bar{\psi}_L\psi_R + \bar{\psi}_R\psi_L \quad (\text{B.3})$$

L'expression B.3 est intéressante, car elle nous indique que le terme d'interaction propre des spineurs correspond à un couplage entre leurs projections droite et gauche. Les interactions propres de même chiralité sont nulles, et la démonstration en est donnée ci-dessous :

$$\bar{\psi}_L\psi_L = \bar{\psi}_L P_L \psi \quad (\text{B.4})$$

$$= \psi_L^\dagger \gamma^0 \frac{1 - \gamma^5}{2} \psi \quad (\text{B.5})$$

$$= \psi_L^\dagger \frac{1 + \gamma^5}{2} \gamma^0 \psi \quad \text{car } \{\gamma^\mu, \gamma^5\} = 0 \quad (\text{B.6})$$

$$= \psi_L^\dagger P_R \gamma^0 \psi \quad (\text{B.7})$$

$$= (P_R \psi_L)^\dagger \gamma^0 \psi = 0 \quad (\text{B.8})$$

Les parties gauches et droites d'un spineur ne se transforment pas de la même manière dans  $\mathcal{L}_{MS}$  (voir les équations 1.10 et 1.11), le produit de ces deux termes ainsi que leur conjugué hermitien n'est pas invariant par les groupes de symétrie  $SU(2) \otimes U(1)$ . Pour illustrer ce principe regardons la transformation infinitésimale d'un doublet selon une phase  $\theta$  :

$$L' = e^{-\frac{i}{2}(\vec{\sigma} \cdot \theta + \mathbb{I}_2 \alpha)} L \quad (\text{B.9})$$

$$= (\mathbb{I}_2 + \vec{\sigma} \cdot \theta + \mathbb{I}_2 \alpha) L \quad (\text{B.10})$$

Regardons la variation relative, par exemple pour le doublet contenant un neutrino électronique et un électron. Si la symétrie est respectée, nous devons trouver que la variation relative doit être égale à 0 :

$$L' - L = \begin{pmatrix} \nu'_e \\ e'_L \end{pmatrix} = (\vec{\sigma} \cdot \theta + \mathbb{I}_2 \alpha) \begin{pmatrix} \nu_e \\ e_L^- \end{pmatrix} \quad (\text{B.11})$$

$$= \begin{pmatrix} \theta^3 + \alpha & \theta^1 - i\theta^2 \\ \theta^1 + i\theta^2 & -\theta^3 + \alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_e \\ e_L^- \end{pmatrix} \quad (\text{B.12})$$

$$= \begin{pmatrix} (\theta^3 + \alpha)\nu_e + (\theta^1 - i\theta^2)e_L^- \\ (\theta^1 + i\theta^2)\nu_e + (-\theta^3 + \alpha)e_L^- \end{pmatrix} \quad (\text{B.13})$$

La symétrie SU(2) transforme le champ fermionique  $e_L^-$  en un mélange avec le champ  $\nu_e$ . Etant donné qu'il n'existe pas de singulet associé au neutrino, le couplage entre  $\bar{e}_L^- e_R^-$  et son conjugué hermitien ne peut faire disparaître le nouveau terme proportionnel à  $\nu_e$ , vu qu'il n'existe pas de partie droite au neutrino. Il faut donc faire intervenir un autre mécanisme qui viendrait *compenser* l'absence de masse du neutrino et par conséquent de partie droite.

Le champ scalaire que nous avons introduit dans le lagrangien du Modèle Standard est un doublet, composé d'une partie chargée et d'une partie neutre :

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} \quad (\text{B.14})$$

Avec  $\phi^+$  un champ scalaire complexe et chargé, tandis que  $\phi^0$  est un champ scalaire complexe neutre. Nous souhaitons insister sur le fait que ce sont des champs complexes, impliquant qu'en prenant en compte les parties réelles et imaginaires, nous rajoutons 4 degrés de liberté au lagrangien du Modèle Standard.

Les termes faisant intervenir le doublet de Higgs dans  $\mathcal{L}_{\text{MS}}$  sont :

$$\mathcal{L}_{\text{MS}}^{\text{Higgs}} = -G_y (\bar{R}\Phi^\dagger L + \bar{L}\Phi R) + \lambda^2 (v^2 \Phi\Phi^\dagger - (\Phi\Phi^\dagger)^2) \quad (\text{B.15})$$

Nous ferons référence à la partie cinétique par le terme de Yukawa, et la partie potentiel au terme BEH, pour Brout-Englert-Higgs. Pour étudier la stabilité du potentiel  $V = \lambda^2 (v^2 \Phi^2 - (\Phi\Phi^\dagger)^2)$ , nous disposons de deux équations :

$$\frac{\partial V}{\partial \Phi_i} = 0 \quad \text{équilibre} \quad (\text{B.16})$$

$$\frac{\partial^2 V}{\partial \Phi_i \partial \Phi_j} > 0 \quad \text{stabilité} \quad (\text{B.17})$$

Avec  $i, j = [1, 2]$  et  $\Phi = \Phi_1$ ,  $\Phi^\dagger = \Phi_2$ . La résolution de B.16 nous donne l'énergie du vide, aussi dénommée sous l'appellation VEV pour *vacuum expected value*. Nous trouvons pour ces valeurs deux minimums :

$$\begin{cases} \Phi\Phi^\dagger|_{\text{VEV}} = 0 \\ \Phi\Phi^\dagger|_{\text{VEV}} = v^2 \end{cases} \quad (\text{B.18})$$

La résolution de B.17 nous donne des informations sur la stabilité de l'énergie du vide :

$$H = \begin{pmatrix} \lambda^2 \Phi\Phi & 2\lambda^2 \Phi\Phi^\dagger - \lambda^2 v^2 \\ 2\lambda^2 \Phi\Phi^\dagger - \lambda^2 v^2 & \lambda^2 \Phi^\dagger \Phi^\dagger \end{pmatrix} \quad (\text{B.19})$$

La matrice  $H$  est positive uniquement dans le cas où l'énergie du vide est  $\Phi\Phi^\dagger|_{\text{VEV}} = v^2$ . Nous pouvons réécrire le potentiel de Higgs à présent en fonction de la valeur de la VEV que nous avons calculée :

$$\lambda^2 (v^2 \Phi\Phi^\dagger - (\Phi\Phi^\dagger)^2) = \lambda^2 \left( \Phi\Phi^\dagger - \frac{v^2}{2} \right)^2 \quad (\text{B.20})$$

Il nous faut à présent trouver l'expression du doublet de Higgs qui satisfasse la relation d'équilibre du potentiel stable. Nous rappelons que le doublet  $\Phi$  est complexe, que nous pouvons écrire simplement sous la forme :

$$\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a + ib \\ c + id \end{pmatrix} \quad (\text{B.21})$$

Où nous avons fait apparaître les quatre degrés de liberté contenus dans le doublet. La condition d'équilibre se relit à présent :

$$\Phi\Phi^\dagger|_{\text{VEV}} \Leftrightarrow a^2 + b^2 + c^2 + d^2 = v^2 \quad (\text{B.22})$$

Pour résoudre cette équation, nous pouvons utiliser quelques arguments simples répertoriés par Giunti [1]. Dans une théorie quantique des champs, le minimum du potentiel correspond à l'énergie du vide, et les particules sont des états quantiques provenant des excitations du vide. Les champs scalaires chargés, doivent être nuls dans le vide, vu que le vide est électriquement neutre. Nous pouvons en déduire que le champ scalaire chargé  $\phi^+$  est nul à la VEV, et que l'énergie du vide n'est due qu'à la partie neutre du doublet.

Un solution serait donnée par :

$$\Phi_{\text{VEV}} = \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \quad (\text{B.23})$$

Et les excitations quantiques du vide seraient alors dues à un champ scalaire que nous nommerons  $H$ . Nous nous intéressons à des perturbations par rapport à la VEV du champ de Higgs.

$$\Phi = \Phi_{\text{VEV}} + H \equiv \begin{pmatrix} 0 \\ \nu + H \end{pmatrix} \quad (\text{B.24})$$

En théorie quantique des champs, un lagrangien possédant  $N$  générateurs de ses groupes de symétrie et  $M$  champs scalaires, et qui contient une énergie du vide qui brise la symétrie de la théorie, va produire lorsque le potentiel atteint sa VEV stable des bosons sans masse dit de Goldstone, qui vont opérer un *transfert* des degrés de liberté des bosons scalaires vers les générateurs, c'est à dire les bosons vecteurs.

Ce théorème, connu sous le nom de Goldstone, indique qu'il existe une transformation unitaire vers une jauge unitaire, telle que  $p+q$  bosons de jauge deviennent massifs, avec  $p+q = N$  le nombre de champ scalaires.

Quelle est cette transformation unitaire ? Précisons comment se transforme le doublet de Higgs dans  $\mathcal{L}_{\text{MS}}$  :

$$\Phi' \equiv e^{-\frac{i}{2}(\vec{\sigma} \cdot \vec{\theta} - \alpha \mathbb{I}_2)} \Phi \quad (\text{B.25})$$

Et appliquons cette transformation à la VEV, de manière infinitésimale pour simplifier les calculs :

$$\Phi'_{\text{VEV}} = e^{-\frac{i}{2}(\vec{\sigma} \cdot \vec{\theta} - \alpha \mathbb{I}_2)} \Phi_{\text{VEV}} \quad (\text{B.26})$$

$$= \left( \mathbb{I}_2 - \frac{i}{2} \begin{pmatrix} \theta^3 - \alpha & \theta^1 - i\theta^2 \\ \theta^1 + i\theta^2 & -\theta^3 - \alpha \end{pmatrix} \right) \begin{pmatrix} 0 \\ \nu \end{pmatrix} \Rightarrow \begin{pmatrix} \theta^3 - \alpha & \theta^1 - i\theta^2 \\ \theta^1 + i\theta^2 & -\theta^3 - \alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ \nu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (\text{B.27})$$

Cette équation implique :

$$\begin{cases} \theta^1 = 0 \\ \theta^2 = 0 \\ \theta^3 = -\alpha \end{cases} \quad (\text{B.28})$$

A présent, le lagrangien du Modèle Standard est modifié lorsque l'énergie du vide atteint la VEV. On emploie le terme de *brisure* de symétrie, car la seule transformation qui laisse invariante  $\mathcal{L}_{\text{MS}}$  est selon  $U(1)$ . C'est à dire, qu'après la brisure de symétrie,  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y \rightarrow U(1)_Q$  où  $Q$  est la charge électrique *physique*.

Nous pouvons à partir de l'énergie du vide dériver le terme cinétique de Yukawa qui apparaît dans  $\mathcal{L}_{\text{MS}}^{\text{Higgs}}$ , pour obtenir un couplage entre le Higgs et les bosons vecteurs, qui deviendra un terme de masse pour les bosons  $W^\pm$  et  $Z^0$ . D'après le théorème de Goldstone, trois bosons vont acquérir une masse, et étant donné que nous avons quatre générateurs de nos groupes de symétrie, un seul restera sans masse, le photon.

Nous invitons le lecteur intéressé à effectuer ce calcul à la manière de Giunti et Kim [1], mais nous calculerons ici ce que devient le terme de masse de Dirac des fermions dont nous avons parlé à l'équation B.13 :

$$\begin{pmatrix} \nu'_e \\ e^{-'} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} (\theta^3 + \alpha)\nu_e + (\theta^1 - i\theta^2)e^- \\ (\theta^1 + i\theta^2)\nu_e + (-\theta^3 + \alpha)e^- \end{pmatrix} \quad (\text{B.29})$$

$$\Rightarrow 2\alpha \begin{pmatrix} 0 \\ e^- \end{pmatrix} \quad (\text{B.30})$$

Quand le potentiel de Higgs atteint la VEV, on voit que la transformation du doublet de spineur de  $SU(2)$  après brisure de symétrie ne fait plus intervenir que le lepton chargé, le neutrino a disparu. Un terme de masse de la forme  $\bar{\psi}\psi$ , qui est clairement invariant selon la symétrie résultante  $U(1)_Q$ , respecte donc la symétrie du lagrangien brisé. Ce sont les excitations du vide représentées par le champ  $H$  qui seront responsables des termes de masses des leptons.

Une première preuve expérimentale validant les concepts théoriques du Modèle Standard est intervenue moins d'une dizaine d'année après son élaboration, lors de la découverte des courants neutres de l'interaction électrofaible grâce à l'expérience Gargamelle au CERN :

$$e^- + e^+ \rightarrow \nu_e + \bar{\nu}_e \quad (\text{B.31})$$

Ces courants sont ceux véhiculés par le boson  $Z^0$ , mais il a fallu attendre 1983 pour la découverte formelle des bosons de jauge de l'interaction faible toujours au CERN, qui apporta une confirmation finale au modèle de Glashow, Salam et Weinberg. Le mécanisme de brisure spontanée de symétrie est quant à lui confirmé en 2012, lors de la découverte du boson de Higgs par les expériences ATLAS [2] et CMS [3] au grand collisionneur de hadrons, et ceci toujours au CERN.

## Bibliographie

- [1] C. Giunti, C. W. Kim, *Fundamentals of Neutrino Physics and Astrophysics*, 2007, Oxford University Press.
- [2] Aad, Georges and others, *Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC*, 2012, Phys. Lett. B716.
- [3] Chatrchyan, Serguei and others, *Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC*, 2012, Phys. Lett. B716.

## Annexe C

# Détermination par la cosmologie du nombre de neutrino se couplant au boson $Z^0$

La densité de puissance globale mesurée dans l'Univers est la somme des contribution de la matière, des photons, et de l'énergie du vide, qui est fonction de la courbure de l'univers :

$$\rho = \rho_M + \rho_R + \rho_\lambda \quad (\text{C.1})$$

Cette énergie du vide est aussi connue sous le nom d'énergie noire, qui serait à l'heure actuelle la composante la plus importante dans le bilan total, de l'ordre de 70% [1].

Le fond diffus cosmologique correspond à la première lumière "émise" par l'univers, c'est à dire quand l'équilibre thermodynamique entre les photons et la matière fut rompu et que la lumière put se propager dans l'univers.

A cette époque, une particule de matière  $\chi$  forme une sorte de plasma interagissant par voie électrofaible [1], et nous ne pouvons en obtenir qu'une description statistique. A la manière d'un fluide donc, la densité de particule de ce gaz  $n_\chi$ , sa densité d'énergie  $\rho_\chi$  et sa pression  $P_\chi$  sont définies par :

$$n_\chi = \frac{g_\chi}{(2\pi^3)} \int f_\chi(\vec{p}) d^3p \quad (\text{C.2})$$

$$\rho_\chi = \frac{g_\chi}{(2\pi^3)} \int E_\chi(\vec{p}) f_\chi(\vec{p}) d^3p \quad (\text{C.3})$$

$$P_\chi = \frac{g_\chi}{(2\pi^3)} \int \frac{|\vec{p}|^2}{3E_\chi(\vec{p})} f_\chi(\vec{p}) d^3p \quad (\text{C.4})$$

Où  $g_\chi$  est le nombre de degrés de liberté de la particule — le spin,  $E_\chi$  son énergie et  $\vec{p}$  son vecteur impulsion. La distribution statistique  $f_\chi(\vec{p})$  est définie par :

$$f_\chi[\vec{p}] = \frac{1}{e^{(E_\chi - \mu_\chi)/T_\chi} \pm 1} \quad \text{avec } +1 \text{ pour les fermions, } -1 \text{ bosons} \quad (\text{C.5})$$

Où nous avons introduit un potentiel chimique,  $\mu_\chi$ , qui doit être égal aux particules avec lesquels  $\chi$  est en interaction. Par exemple, la réaction  $a + b \leftrightarrow c + d$  implique que  $\mu_a + \mu_b = \mu_c + \mu_d$ . Intégrer les équations C.2, C.3 et C.4 peut se faire analytiquement dans le cas de certaines approximations [1].

Durant la jeunesse de l'univers et en particulier lors de l'émission du CMB, nous avons de bonnes raisons de penser que la part de l'énergie due à la radiation — c'est à dire aux photons et particules relativistes — était prédominante et nous permet de négliger les autres contributions dues à la matière non relativiste et à l'énergie noire [2].

Dans ces conditions, nous pouvons estimer la densité d'énergie due au gaz de photons à l'aide de la statistique de  $f_\gamma(\vec{p})$  dans le cas des bosons. L'intégration de cette fonction nous donne :

$$\rho_\gamma = \frac{g_\gamma \pi^2}{30} T^4 \quad (\text{C.6})$$

Où le nouveau terme  $g_\gamma$  fait intervenir le nombre de degrés de liberté de la particule que nous avons considérée. Ici pour le photon,  $g_\gamma = 2$  du fait du nombre d'état de spin possible  $\pm 1$ .

L'intégration similaire de la densité d'énergie mais en considérant cette fois-ci la statistique de Fermi-Dirac pour des fermions nous donne :

$$\rho_F = \frac{7g_F \pi^2}{240} T^4 = \frac{7}{8} \frac{g_F \pi^2}{30} T^4 \quad (\text{C.7})$$

La densité d'énergie de l'univers dominée par la radiation s'obtient par la somme de ces deux contributions. Il est pratique de factoriser cette équation et de définir un nombre de degrés de liberté *effectif*  $g_*$  sous la forme :

$$\rho_{\gamma+F} = \left( g_\gamma + \sum_F g_F \right) \frac{\pi^2}{30} T^4 \equiv \frac{g_* \pi^2}{30} T^4 \quad (\text{C.8})$$

Ce nombre de degrés de liberté effectifs  $g_*$  est fonction de l'âge de l'univers, au fur et à mesure que les fermions se thermalisent et deviennent non-relativistes.

Durant cette époque, les particules ne sont pas libres de se déplacer du fait de la densité de l'univers primordial. Quand la température atteint quelques MeV, les seules particules relativistes que l'on trouve sont les photons, les paires électrons-positrons, et les paires neutrinos-antineutrinos. Nous pouvons calculer le nombre de degrés de liberté effectifs :

$$g_* = g_\gamma + \frac{7}{8} (2 + 2 + 3 + 3) = 10.75 \quad (\text{C.9})$$

Quand la température va continuer à diminuer, la densité de l'univers va diminuer du fait de son expansion, et les neutrinos ne seront plus liés par les réactions de diffusion à l'équilibre  $e^+ + e^- \leftrightarrow \nu + \bar{\nu}$  et vont pouvoir se découpler par rapport au plasma primordial.

La résolution des équations de Friedmann dans le cas d'un univers dominé par la radiation permet d'estimer la température du découplage aux alentours de 1 MeV [2].

Ensuite, l'univers se refroidit jusqu'à atteindre la température de l'émission du fond diffus cosmologique aux alentours de  $T \approx m_e$ , où les électrons et les positrons vont continuer à s'annihiler selon la réaction  $e^+ + e^- \rightarrow \gamma + \gamma$ . À l'instar des neutrinos ces gammas fraîchement produits vont se découpler et vont contribuer à réchauffer le gaz constitué d'électrons, de positrons et de gamma liés par rapport au reste de la température de l'univers. Nous considérerons par la suite que le découplage des neutrinos s'est effectué de manière quasi-instantanée, impliquant ainsi qu'à la température du CMB, ils ont atteint l'équilibre thermodynamique avec l'univers et qu'ils sont par conséquent à la même température.

Nous pouvons calculer l'augmentation de cette température et la relier à celle de l'univers et donc des neutrinos. Pour ce faire, nous pouvons utiliser la conservation de l'entropie :

$$s = \int \frac{dQ}{T} \quad (\text{C.10})$$

Où nous faisons intervenir la densité d'énergie par unité de volume du gaz  $Q = \rho_{\gamma+F}$ , mais avec cette fois-ci un nombre de degrés effectif où seulement les photons et les paires électrons-positrons contribuent :

$$g_* = g_\gamma + \frac{7}{8} (2 + 2) = \frac{11}{2} \quad (\text{C.11})$$

Calculons dès lors l'entropie  $s$  associée au gaz de gammas et d'électrons-positrons, juste avant la recombinaison :

$$s = \int \frac{g_* \pi^2}{30} 4T^3 \frac{dT}{T} = \frac{2g_* \pi^2}{45} T^3 = \frac{11}{4} \cdot \frac{2g_\gamma \pi^2}{45} T^3 \quad (\text{C.12})$$

Après cette phase de recombinaison, seulement les photons sont relativistes et l'entropie après l'émission du fond diffus cosmologique est :

$$s_\gamma = \int \frac{g_\gamma \pi^2}{30} 4T_\gamma^3 \frac{dT_\gamma}{T_\gamma} \quad (\text{C.13})$$

$$= \frac{2g_\gamma \pi^2}{45} T^3 \quad (\text{C.14})$$

En considérant l'univers comme un système fermé et donc adiabatique, l'entropie est donc une constante et  $s = s_\gamma$ , ce qui revient à dire que :

$$T_\gamma = \left( \frac{11}{4} \right)^{\frac{1}{3}} T \quad (\text{C.15})$$

Nous avons donc à présent une expression reliant la densité d'énergie lors du CMB en fonction de la température de celui-ci, paramétrée par le nombre de degrés de liberté à cette époque :

$$\rho_{\gamma+\nu} = \frac{g_\gamma \pi^2}{30} T_\gamma^4 + \frac{7}{8} \cdot \frac{g_\nu \pi^2}{30} T_\nu^4 = \frac{g_* \pi^2}{30} T_\gamma^4 \quad (\text{C.16})$$

Avec cette fois-ci, en définissant le nombre de degrés de liberté correspondants au neutrino  $g_\nu \equiv N_\nu + N_{\bar{\nu}} = 6$ , et en se rappelant que  $g_\gamma = 2$  :

$$g_* = g_\gamma + \frac{7}{8} g_\nu \left( \frac{T_\nu}{T_\gamma} \right)^4 \quad (\text{C.17})$$

$$= g_\gamma \left( 1 + N_\nu \cdot \frac{7}{8} \cdot \left( \frac{4}{11} \right)^{\frac{4}{3}} \right) \quad (\text{C.18})$$

$$\approx 3.36 \quad (\text{C.19})$$

Où nous avons remplacé  $T = T_\nu$ , du fait de l'équilibre thermodynamique qu'ont atteint les neutrinos au moment de l'émission du CMB, et qui sont donc à la température de l'univers. Cette hypothèse combinée à la valeur entière de  $N_\nu = 3$  nous permet d'arriver à la valeur du nombre de degrés de liberté de l'équation C.17.

Il a été argumenté par [3] que lors de l'émission du CMB les neutrinos sont encore en interaction avec le plasma primordial d'électrons-positrons, et l'on définit un nombre de neutrinos *effectif* pour prendre en compte cet effet. De plus, nous avons effectué ce calcul en ne prenant pas en compte le phénomène d'oscillation des neutrinos que nous décrivons à la section 1.2, impliquant qu'ils possèdent une masse. Il existe donc une température de l'univers où les neutrinos ne sont plus relativistes, et ne peuvent être décrits par la même statistique de Fermi-Dirac [2]. La densité d'énergie en prenant en compte ces différentes propriétés se paramétrise comme ceci :

$$\rho_{\gamma+\nu} = \left( 1 + N_{\text{eff}} \cdot \frac{7}{8} \cdot \left( \frac{4}{11} \right)^{\frac{4}{3}} \right) \rho_\gamma \quad (\text{C.20})$$

Ces effets ont tendance à augmenter la valeur du nombre de neutrinos effectifs, et il fut déterminé par [4], où la valeur correspondant à un modèle à trois neutrinos effectif devient :

$$N_{\text{eff}} = 3.046 \quad (\text{C.21})$$

La collaboration Planck a publié son analyse de l'étude du spectre en puissance du fond diffus cosmologique et a déduit une valeur de  $N_{\text{eff}} = 3.15 \pm 0.23$  [5], qui est compatible avec la valeur estimée et donc avec le modèle cosmologique où trois neutrinos prennent part aux interactions dans l'époque radio-dominée de l'univers. L'effet sur la température du CMB du nombre de neutrino effectif est représenté à la figure C.1.

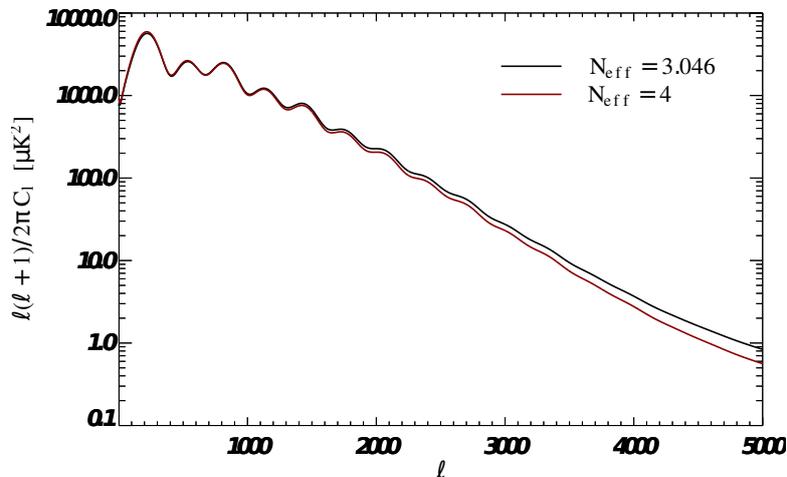


FIGURE C.1 – Effet de la valeur du nombre de neutrino effectif sur le spectre en puissance du fond diffus cosmologique, où la forme de l'amortissement du spectre aux grands multipôles est visible [6]

## Bibliographie

- [1] C. Giunti, C. W. Kim, *Fundamentals of Neutrino Physics and Astrophysics*, 2007, Oxford University Press.
- [2] Xing, Zhi-zhong and Zhou, Shun, *Neutrinos in particle physics, astronomy and cosmology*, 2011, Zhejiang University Press.
- [3] Abazajian, K.N. and others, *Neutrino physics from the cosmic microwave background and large scale structure*, 2015, Astroparticle Physics
- [4] Mangano, Gianpiero and Miele, Gennaro and Pastor, Sergio and Pinto, Teguyayco and Pisanti, Ofelia and Serpico, Pasquale D., *Relic neutrino decoupling including flavour oscillations*, 2005, Nuclear Physics B.
- [5] Collaboration, Planck and others, *Planck 2015 results. XIII. Cosmological parameters*, 2015, Astronomy & Astrophysics.
- [6] M. Spinelli, *Cosmological parameter estimation with the Planck satellite data : from the construction of a likelihood to neutrino properties*, 2015, PhD Thesis.

## Annexe D

# Suite et fin des calculs de la probabilité d'oscillation d'un état de saveur

Reprenons de la formule de l'oscillation à laquelle nous nous sommes arrêtés dans la section 1.2.2.1 :

$$P(\alpha \rightarrow \beta)(L, E) = \|A(\alpha \rightarrow \beta)\|^2 = \sum_i U_{\alpha i} U_{\beta i}^{-1} e^{-i \frac{m_i^2}{2} \frac{L}{E}} \times \overline{\sum_j U_{\alpha j} U_{\beta j}^{-1} e^{-i \frac{m_j^2}{2} \frac{L}{E}}} \quad (\text{D.1})$$

$$= \sum_i \sum_j U_{\alpha i} U_{\beta i}^{-1} \overline{U_{\alpha j} U_{\beta j}^{-1}} e^{-i \frac{m_i^2 - m_j^2}{2} \frac{L}{E}} \quad (\text{D.2})$$

Remplaçons l'exponentielle imaginaire à l'aide de la formule  $e^{ix} = \cos(x) + i \sin(x)$ , et utilisons les propriétés de la matrice unitaire pour réécrire :

$$P(\alpha \rightarrow \beta)(L, E) = \sum_i \sum_j U_{\alpha i} U_{\beta i}^{-1} \overline{U_{\alpha j} U_{\beta j}^{-1}} e^{-i \frac{m_i^2 - m_j^2}{2} \frac{L}{E}} \quad (\text{D.3})$$

$$= \sum_i \sum_j U_{\alpha i} U_{\beta i}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j} \left[ \cos\left(\frac{m_i^2 - m_j^2}{2} \frac{L}{E}\right) + i \sin\left(\frac{m_i^2 - m_j^2}{2} \frac{L}{E}\right) \right] \quad (\text{D.4})$$

La probabilité de transition est bien évidemment positive. Revenons dans l'espace des nombres réels en prenant la partie réelle de cette équation :

$$P(\alpha \rightarrow \beta)(L, E) = \Re \left( \sum_i \sum_j U_{\alpha i} U_{\beta i}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j} \right) \cos\left(\frac{m_i^2 - m_j^2}{2} \frac{L}{E}\right) \quad (\text{D.5})$$

$$+ \Im \left( \sum_i \sum_j U_{\alpha i} U_{\beta i}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j} \right) \sin\left(\frac{m_i^2 - m_j^2}{2} \frac{L}{E}\right) \quad (\text{D.6})$$

$$(\text{D.7})$$

Nous allons continuer à transformer l'expression en remplaçant  $\cos(2\theta)$  par  $1 - 2 \sin^2(\theta)$  :

$$P(\alpha \rightarrow \beta)(L, E) = \Re \left( \sum_i \sum_j U_{\alpha i} U_{\beta i}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j} \right) \left[ 1 - 2 \sin^2\left(\frac{m_i^2 - m_j^2}{4} \frac{L}{E}\right) \right] \quad (\text{D.8})$$

$$+ \Im \left( \sum_i \sum_j U_{\alpha i} U_{\beta i}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j} \right) \sin\left(\frac{m_i^2 - m_j^2}{2} \frac{L}{E}\right) \quad (\text{D.9})$$

$$(\text{D.10})$$

Dans le premier terme, nous allons décomposer la somme des parties réelles de la matrice U en considérant d'abord les termes  $i = j$ , puis les termes où  $i < j$ .

En effet, la matrice étant unitaire, le produit  $U_{\alpha i} U_{\beta i}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j} = U_{\alpha i}^* U_{\beta i} U_{\alpha j} U_{\beta j}^*$ . Dès lors, nous allons observer des termes redondants, nous pouvons intelligemment renommer les indices  $i$  et  $j$  et donc :

$$\sum_i \sum_j U_{\alpha i} U_{\beta i}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j} = \sum_i \sum_{j>i} + \sum_i \sum_{j<i} (U_{\alpha i} U_{\beta i}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j}) \quad (\text{D.11})$$

$$= 2 \times \sum_i \sum_{j<i} (U_{\alpha i} U_{\beta i}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j}) \quad (\text{D.12})$$

Il ne nous manque plus qu'à évaluer ce terme. Pour cela nous allons utiliser les propriétés de la matrice unitaire. Rappelons nous que nous avons obtenu ce terme en projetant un état de saveur  $\alpha$  sur un état  $\beta$ , c'est à dire que nous avons effectué la multiplication :

$$\sum_i \sum_j U_{\alpha i} U_{\beta i}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j} = \left( \sum_i U_{\alpha i} U_{\beta i}^* \right) \times \left( \sum_j U_{\alpha j}^* U_{\beta j} \right) \quad (\text{D.13})$$

$$= \delta_{\alpha\beta} \times \delta_{\alpha\beta} \quad (\text{D.14})$$

$$= \delta_{\alpha\beta} \quad (\text{D.15})$$

Nous avons enfin obtenu l'expression de la probabilité d'oscillation d'un neutrino. Une dernière étape pour nous faciliter les calculs est l'utilisation du Système d'Unité Internationale :

$$\Delta m_{ij}^2 \frac{L}{2E} \rightarrow \Delta m_{ij}^2 \frac{c^3 L}{2h E} = 2.54 \times \Delta m_{ij}^2 \frac{L [\text{km}]}{E [\text{GeV}]} \quad (\text{D.16})$$

Nous avons naturellement renommé  $\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2$ . L'expression finale est :

$$P(\alpha \rightarrow \beta)(L, E) = \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_i \sum_{j<i} \Re(U_{\alpha i} U_{\beta i}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j}) \sin^2 \left( 1.27 \Delta m_{ij}^2 \frac{L}{E} \right) \quad (\text{D.17})$$

$$- 2 \sum_i \sum_{j<i} \Im(U_{\alpha i} U_{\beta i}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j}) \sin \left( 2.54 \Delta m_{ij}^2 \frac{L}{E} \right) \quad (\text{D.18})$$

## Annexe E

# Disparitions des antineutrinos électroniques émis par les réacteurs

En repartant de la formule d'oscillation obtenue à l'équation 1.71

$$P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e)(L, E) = 1 - 4 \sum_i^3 \sum_{j < i}^3 (U_{ei} U_{ei}^* U_{ej}^* U_{ej}) \sin^2 \left( 1.27 \Delta m_{ij}^2 \frac{L}{E} \right) \quad (\text{E.1})$$

$$= 1 - 4 U_{e2}^2 U_{e1}^2 \sin^2 \left( 1.27 \Delta m_{21}^2 \frac{L}{E} \right) \quad (\text{E.2})$$

$$- 4 U_{e3}^2 \left[ U_{e1}^2 \sin^2 \left( 1.27 \Delta m_{31}^2 \frac{L}{E} \right) + U_{e2}^2 \sin^2 \left( 1.27 \Delta m_{32}^2 \frac{L}{E} \right) \right] \quad (\text{E.3})$$

Nous pouvons réécrire cette formule à présent en remplaçant les coefficients de la matrice PMNS par leur valeur :

$$P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e)(L, E) = 1 - 4 \cos^2 \theta_{12} \cos^4 \theta_{13} \sin^2 \theta_{12} \sin^2 \left( 1.27 \Delta m_{21}^2 \frac{L}{E} \right) \quad (\text{E.4})$$

$$- 4 \sin^2 \theta_{13} \cos^2 \theta_{12} \cos^2 \theta_{13} \sin^2 \left( 1.27 \Delta m_{31}^2 \frac{L}{E} \right) \quad (\text{E.5})$$

$$- 4 \sin^2 \theta_{13} \cos^2 \theta_{13} \sin^2 \theta_{12} \sin^2 \left( 1.27 \Delta m_{32}^2 \frac{L}{E} \right) \quad (\text{E.6})$$

Nous pouvons toujours transformer cette expression en utilisant  $4 \cos^2 \theta \sin^2 \theta = \sin^2 2\theta$  :

$$P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e)(L, E) = 1 - \sin^2 2\theta_{12} \cos^4 \theta_{13} \sin^2 \left( 1.27 \Delta m_{21}^2 \frac{L}{E} \right) \quad (\text{E.7})$$

$$- \sin^2 2\theta_{13} \cos^2 \theta_{12} \sin^2 \left( 1.27 \Delta m_{31}^2 \frac{L}{E} \right) \quad (\text{E.8})$$

$$- \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \theta_{12} \sin^2 \left( 1.27 \Delta m_{32}^2 \frac{L}{E} \right) \quad (\text{E.9})$$

$$P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e)(L, E) = 1 - \sin^2 2\theta_{12} \cos^4 \theta_{13} \sin^2 \left( 1.27 \Delta m_{21}^2 \frac{L}{E} \right) \quad (\text{E.10})$$

$$- \sin^2 2\theta_{13} (1 - \sin^2 \theta_{12}) \sin^2 \left( 1.27 \Delta m_{31}^2 \frac{L}{E} \right) \quad (\text{E.11})$$

$$- \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \theta_{12} \sin^2 \left( 1.27 \Delta m_{32}^2 \frac{L}{E} \right) \quad (\text{E.12})$$

$$P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e)(L, E) = 1 - \sin^2 2\theta_{12} \cos^4 \theta_{13} \sin^2 \left( 1.27 \Delta m_{21}^2 \frac{L}{E} \right) \quad (\text{E.13})$$

$$- \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \left( 1.27 \Delta m_{31}^2 \frac{L}{E} \right) \quad (\text{E.14})$$

$$+ \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \theta_{12} \sin^2 \left( 1.27 \Delta m_{31}^2 \frac{L}{E} \right) \quad (\text{E.15})$$

$$- \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \theta_{12} \sin^2 \left( 1.27 \Delta m_{32}^2 \frac{L}{E} \right) \quad (\text{E.16})$$

$$P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e)(L, E) = 1 - \sin^2 2\theta_{12} \cos^4 \theta_{13} \sin^2 \left( 1.27 \Delta m_{21}^2 \frac{L}{E} \right) \quad (\text{E.17})$$

$$- \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \left( 1.27 \Delta m_{31}^2 \frac{L}{E} \right) \quad (\text{E.18})$$

$$- \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \theta_{12} \left[ \sin^2 \left( 1.27 \Delta m_{32}^2 \frac{L}{E} \right) - \sin^2 \left( 1.27 \Delta m_{31}^2 \frac{L}{E} \right) \right] \quad (\text{E.19})$$

Profitons-en pour utiliser les notations que nous avons défini à l'équation 1.81, où nous pouvons négliger l'écart de masse le plus faible,  $\Delta m^2 \equiv \Delta m_{31}^2 = \Delta m_{32}^2 \gg \delta m^2 \equiv \Delta m_{21}^2$  :

$$P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e)(L, E) \simeq 1 - \sin^2 2\theta_{12} \cos^4 \theta_{13} \sin^2 \left( 1.27 \delta m^2 \frac{L}{E} \right) \quad (\text{E.20})$$

$$- \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \left( 1.27 \Delta m^2 \frac{L}{E} \right) \quad (\text{E.21})$$

$$- \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \theta_{12} \left[ \sin^2 \left( 1.27 \Delta m^2 \frac{L}{E} \right) - \sin^2 \left( 1.27 \Delta m^2 \frac{L}{E} \right) \right] \quad (\text{E.22})$$

Le dernier terme s'annule, nous trouvons dans le cas de cette approximation :

$$P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e)(L, E) \simeq 1 - \sin^2 2\theta_{12} \cos^4 \theta_{13} \sin^2 \left( 1.27 \delta m^2 \frac{L}{E} \right) \quad (\text{E.23})$$

$$- \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \left( 1.27 \Delta m^2 \frac{L}{E} \right) \quad (\text{E.24})$$

## Annexe F

# Nombre de protons cibles disponibles

Le nombre de protons cible de détection se calcule à partir de la concentration d'atome d'hydrogène dans le liquide scintillant.

Soit  $V_{\text{cell}}$  le volume d'une cellule. La fraction en volume d'un composant  $i$  du liquide scintillant est notée  $\xi_i$ , est donnée par le tableau F :

CELLULE				
Composé	Formule	Densité $\rho_i$	Fraction en Hydrogène $\xi_i^H$	Fraction $\xi_i$ dans le mélange
LAB	$C_{18}H_{30}$	$0.89 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$	$0.122931 \text{ g}^{-1}$	75%
PXE	$C_{16}H_{18}$	$0.99 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$	$0.086431 \text{ g}^{-1}$	20%
DIN	$C_{16}H_{20}$	$0.96 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$	$0.095121 \text{ g}^{-1}$	5%
THF	$C_4H_8O$	$0.89 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$	$0.112035 \text{ g}^{-1}$	1%
PPO	$C_{15}H_{11}NO$	$1.06 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$	$0.004565 \text{ g}^{-1}$	0.7%
bis-MSB	$C_{24}H_{22}$	$1.30 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$	$0.071571 \text{ g}^{-1}$	0.01%

La fraction en hydrogène de chaque composant est calculée selon :

$$\xi_i^H = \frac{n_H \times M_H}{\sum_j n_j \times M_j} \quad (\text{F1})$$

Avec  $n_j$  le nombre d'atome  $j$  contenu dans le composant  $i$  et  $M_j$  la masse molaire de l'élément  $j$ .

La masse d'hydrogène totale dans une cellule est la somme de chaque constituant :

$$m_H = \sum_i \rho_i \times V_{\text{cell}} \times \xi_i \times \xi_i^H \quad (\text{F2})$$

Le nombre d'atome d'hydrogène  $\mathcal{N}_p$  est ensuite déduit à l'aide de la masse molaire de l'hydrogène  $M_H = 1.01 \text{ g mol}^{-1}$  et la constante d'Avogadro  $\mathcal{N}_A = 6.022 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$  :

$$\mathcal{N}_p = \frac{m_H}{M_H} \times \mathcal{N}_A = \sum_i \frac{\rho_i}{M_H} \times V_{\text{cell}} \times \xi_i \times \xi_i^H \times \mathcal{N}_A \quad (\text{F3})$$

Pour prendre en compte l'effet de l'angle solide sur le flux détecté par STEREO, nous avons détaillé à l'annexe G qu'on peut définir une longueur effective de cellule qui nous permet d'utiliser la formule de la section 2.2.1.5 sans modifier la projection du flux, alors que le détecteur n'est pas aligné selon le faisceau d'antineutrino produit. L'annexe G donne la valeur des longueurs effectives de chaque cellule. Le volume de la cellule s'écrit à présent :

$$V_{\text{cell}} = S_{\text{cell}} \times L_{\text{eff}} \quad (\text{F4})$$

CELLULE							TOTAL
	1	2	3	4	5	6	
$\mathcal{N}_p$	1.83e+28	1.83e+28	1.83e+28	1.83e+28	1.83e+28	1.83e+28	1.10e+29

TABLE F1 – Nombre de protons  $\mathcal{N}_p$  par cellule.



## Annexe G

# Effet de l'angle solide sur le nombre d'antineutrinos détectés attendus

Le détecteur STEREO a été installé dans la casemate PN3 de l'ILL, aligné contre le mur entre les casemates D19 et PN3 sous le canal de transfert du combustible, pour offrir une protection aux muons cosmiques homogènes entre les cellules. La figure G.1 représente la position du détecteur par rapport au coeur du réacteur. Cette position présente un décalage de  $18.7^\circ$  par rapport à l'axe du faisceau des antineutrinos. Le flux d'antineutrinos détectés va donc être affecté par ce décalage, et on peut déterminer sa projection sur l'angle solide à l'aide d'une simulation que nous avons développée, avec le framework Geant4. La géométrie de la simulation est représentée sur la figure G.2.

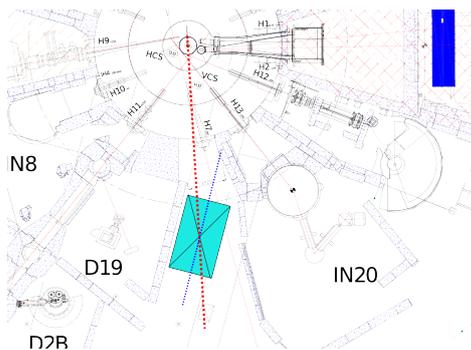


FIGURE G.1 – Schéma de la déviation du détecteur par rapport à l'axe du faisceau de neutrino incident. La valeur de l'angle de déviation est de  $18.7^\circ$

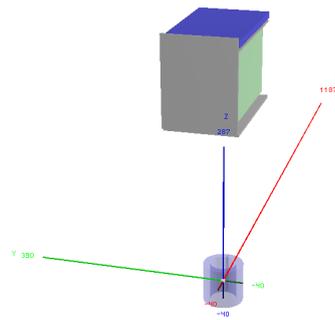


FIGURE G.2 – Représentation de la géométrie utilisée en simulation

Nous avons simulé le passage des neutrinos émis par le coeur du réacteur à travers les cellules, pour déterminer une longueur *effective* traversée dans les cellules. Nous l'utiliserons pas la suite pour calculer un volume de cellule effective, qui correspondrait à la taille d'une cellule avec le même angle solide mais dans l'axe du flux d'antineutrinos produit par le réacteur. Ainsi, nous pourrions garder la même formule pour le calcul effectué en 2.2.1.5, et nous impacterons cet effet sur le calcul du nombre de protons cible effectué à l'annexe F.

Le processus de génération consiste à tirer aléatoirement une position sur le coeur du réacteur et une autre sur la surface des cellule. Nous propageons le neutrino entre ces deux points et nous enregistrons la distance parcourue à l'intérieur de chaque cellule. Les résultats obtenus en simulation sont représentés à la figure G.3, ainsi que les paramètres obtenus par un ajustement gaussien pour chaque cellule G.2

Le tableau G.1 donne la valeur de la longueur effective par cellule qui sera utilisée dans le calcul du nombre de protons cibles disponible.

CELLULE						
	1	2	3	4	5	6
$L_{\text{eff}}$	36.1 cm	35.9 cm	35.7 cm	35.6 cm	35.5 cm	35.4 cm

TABLE G.1 – Valeur de la longueur effective de chaque cellule

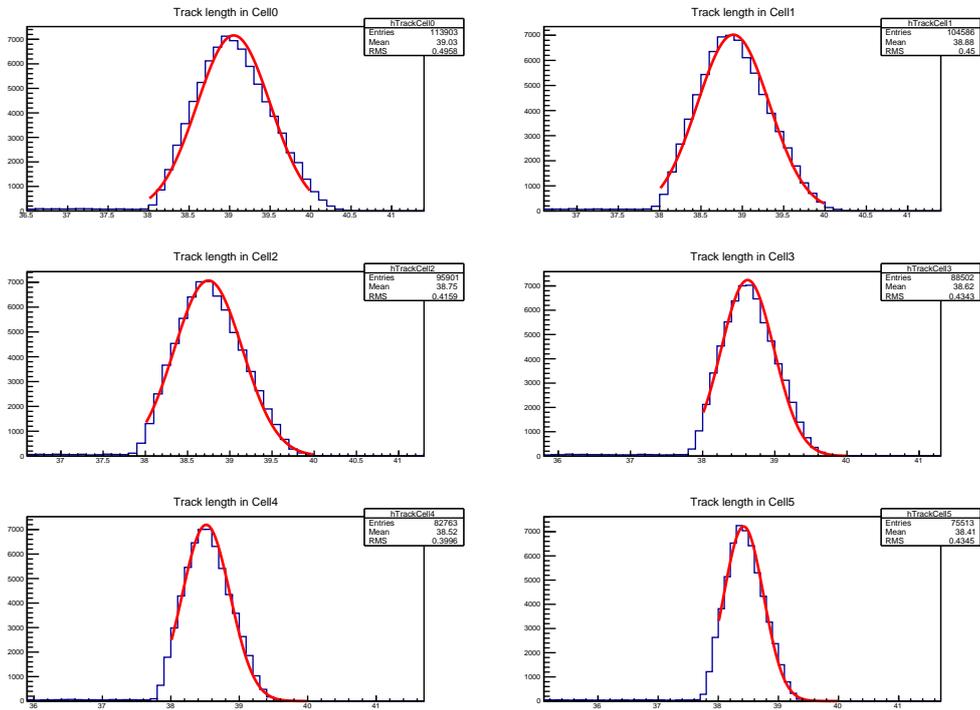


FIGURE G.3 – Ajustement des longueurs moyennes parcourues par les neutrinos dans les cellules de STEREO.

Cell	$\mu_{\text{eff}}$ (cm)	$\delta\mu_{\text{eff}}$ (cm)	$\sigma_{\text{eff}}$ (cm)	$\delta\sigma_{\text{eff}}$ (cm)
1	3.60507e+01	1.86943e-03	4.53040e-01	1.48748e-03
2	3.58918e+01	1.72555e-03	4.36285e-01	1.44749e-03
3	3.57463e+01	1.74554e-03	4.04817e-01	1.27243e-03
4	3.56231e+01	1.81706e-03	3.66902e-01	1.07468e-03
5	3.55167e+01	1.93765e-03	3.48257e-01	1.20588e-03
6	3.54224e+01	2.10754e-03	3.30893e-01	1.39369e-03

TABLE G.2 – Paramètres d'ajustement des longueurs moyennes parcourues par les neutrinos dans les cellules de STEREO.

# Résumé

La réévaluation théorique du flux d'antineutrinos émis par les réacteurs nucléaires a révélé un déficit de 6% entre le flux observé et le flux attendu. Cette anomalie des antineutrinos de réacteur est significative à  $2.7\sigma$ , et une possible interprétation de ce résultat est l'existence d'un état stérile léger du neutrino vers lequel les neutrinos pourraient osciller à très courte distance. Le projet STEREO présenté dans ce manuscrit a pour objectif de prouver ou d'infirmer l'existence d'une telle oscillation.

L'expérience est installée près ( $\sim 10$  m) du cœur compact du réacteur de recherche de l'Institut Laue-Langevin (ILL) à Grenoble, France, qui produit un important flux d'antineutrinos électroniques avec une énergie comprise entre 1 et 10 MeV. Le volume utile du détecteur STEREO consiste en une structure de  $2\text{m}^3$  segmentée en six cellules identiques remplies de scintillateur liquide dopé au gadolinium et alignées dans la direction du cœur. La détection s'effectue à l'aide de la réaction beta-inverse.

Cette configuration offre une excellente sensibilité à une éventuelle oscillation à courte distance en mesurant la distorsion relative du spectre des antineutrinos dans chaque cellule en fonction de l'énergie et de la distance.

Les lignes expérimentales de faisceaux de neutrons de l'ILL produisent un fort bruit de fond qui a été caractérisé à l'occasion de plusieurs campagnes de mesure. Leur analyse a permis de valider le design des lourds blindages passifs installés autour du détecteur et de la zone d'installation pour modérer leurs effets sur l'expérience STEREO.

De plus, un détecteur supplémentaire est installé en haut de STEREO pour signaler la présence d'un muon issu du rayonnement cosmique et définir un veto aux mesures physiques. Ces muons, lors de leur passage à travers les blindages du détecteur, peuvent produire des neutrons rapides capables d'imiter le signal attendu par les antineutrinos. Il est donc essentiel de définir un veto qui soit le plus efficace et homogène possible. Il prend la forme d'une cuve de  $2.5\text{m}^3$  remplie d'eau dont la détection est basée sur l'effet Tcherenkov. Cette lumière émise par le passage des muons est récoltée sur 20 tubes photomultiplicateurs répartis au-dessus de la cuve et un additif est rajouté dans l'eau pour améliorer la collection de lumière sur les photomultiplicateurs. Ce veto à muons couvre complètement le haut du détecteur STEREO ainsi que de ces blindages

L'étude de plusieurs configurations de ce veto à muons sous la forme de prototypes avant la construction de l'instrument final a permis de définir une méthode de déclenchement du signal pour les muons extrêmement efficace tout en conservant une sensibilité réduite aux autres particules. Ces nombreux tests ont par ailleurs permis la validation et l'optimisation de l'électronique développée au LPSC pour l'expérience qui est la même pour le détecteur STEREO et pour le veto à muons.

Après avoir caractérisé le flux de muons sur place et l'efficacité du veto à muons, une simulation a été développée et a permis d'évaluer le nombre de faux événements dus à ces neutrons. Ainsi, ce résultat a confirmé les prérequis scientifiques de l'expérience, à savoir la capacité à sonder l'anomalie des antineutrinos de réacteur en 300 jours de données réacteur.

Le détecteur est actuellement en place sur site et les prises de données sont prévus pour début octobre 2016. Les premiers résultats sont attendus au printemps 2017.



# Abstract

The re-evaluation of the theoretical antineutrino flux emitted by nuclear reactors revealed a deficit of about 6% between the observed flux and the expected one. This so-called reactor antineutrino anomaly has a statistical significance of  $2.7\sigma$ , and one possible explanation for this deficit could be the existence of a light sterile neutrino state into which reactor antineutrino oscillate at very short distances. The STEREO project, which will be presented in this thesis, aims to find an evidence of such oscillation.

The measurement will take place at only few meters ( $\sim 10$  m) from the compact core of the Institut Laue-Langevin (ILL) research reactor in Grenoble, France, which provides a large flux of electron antineutrinos with an energy range from 1 to 10 MeV. The sensitive volume of the STEREO detector is  $2\text{ m}^3$  of organic liquid scintillator doped with Gadolinium, segmented in 6 cells stacked along the direction of the core and detecting anti-neutrinos via inverse beta decay.

This setup will provide excellent sensitivity to short-baseline oscillations effects by precisely measuring any relative distortion of the antineutrino spectrum as a function of both energy and baseline.

The close proximity to the reactor yield a high background environment from the reactor and also generated in nearby experiments which is managed by the means of heavy shielding surrounding the detector. Many measurements campaign have been performed to characterized this background and had allowed the improvement of the passive shielding design installed on-site.

Moreover, an additional detector is settled above STEREO to tag the presence of an incoming cosmic muon and define a muon veto. These muons will produce fast neutrons during their interaction through the shieldings of STEREO and these neutrons can mimick the expected antineutrino signal. Therefore it is crucial to define the most efficient and homogenous veto to these muons. It consists of a tank of  $2.5\text{ m}^3$  of water detecting muons by their Cerenkov radiation. The light emitted is collected thanks to 20 photomultipliers positioned at the top of the tank and a chemical compound is added into the water to improve the light collection on the photomultipliers. This muon veto fully covers the STEREO detector along with its shieldings.

Several configurations of the muon veto system using prototypes before the final instrumental have allowed to define a trigger system which allows an excellent efficiency to cosmic muons whereas having a little sensitivity to others particles. These numerous tests were also used to check and optimize the dedicated electronics builded at LPSC, which is the same for both the STEREO detector and muon veto.

After characterization of the muon flux on site and with respect to the muon veto efficiency, a simulation has been developped to evaluate the rate of fake antineutrino events expected from the muon-induced fast neutrons. Thus, this estimation has confirmed the scientific requirements of the experience, which is the ability to probe the reactor antineutrino anomaly in 300 days of reactor data.

STEREO is at the moment being integrated at the ILL and should deliver his first physics results early 2017.