



HAL
open science

Les expériences Nucifer et Stéréo : étude des antineutrinos de réacteurs à courte distance

Maxime Pequignot

► **To cite this version:**

Maxime Pequignot. Les expériences Nucifer et Stéréo : étude des antineutrinos de réacteurs à courte distance. Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Université Paris Sud - Paris XI, 2015. Français. NNT : 2015PA112194 . tel-01217946

HAL Id: tel-01217946

<https://theses.hal.science/tel-01217946>

Submitted on 20 Oct 2015

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.

UNIVERSITÉ PARIS-SUD

ÉCOLE DOCTORALE 517 "PARTICULES, NOYAUX ET COSMOS"
LABORATOIRE CEA/DSM/IRFU - SERVICE DE PHYSIQUE NUCLÉAIRE

DISCIPLINE : PHYSIQUE

THÈSE DE DOCTORAT

Soutenue le 30 septembre 2015 par

M. Maxime Péquignot

**Les expériences Nucifer et Stéréo :
étude des antineutrinos de réacteurs
à courte distance**

Directeur de thèse :

Dr. David LHUILLIER

Composition du jury :

Président du jury :

Pr. Pierre DESESQUELLES

Rapporteurs :

Dr. Dominique DUCHESNEAU

Dr. Antoine KOUCHNER

Examineurs :

Dr. Mathieu BONGRAND

Dr. Bernard BONIN

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier Héloïse Goutte et Jacques Ball pour m'avoir accueilli dans le Service de Physique Nucléaire (SPhN) du CEA de Saclay au sein duquel j'ai pu mener à bien mes travaux de thèse dans les meilleures conditions possibles.

Je remercie très chaleureusement mon directeur de thèse, David Lhuillier, qui a suivi et encadré mon travail avec patience et bonne humeur. Tout au long de ces trois années de thèse, j'ai eu la chance et le plaisir d'apprendre énormément à ses côtés.

Je suis reconnaissant envers Dominique Duchesneau et Antoine Kouchner d'avoir accepté d'être les rapporteurs de cette thèse. Je remercie également Mathieu Bongrand, Bernard Bonin et Pierre Desesquelles pour leur participation à mon jury de soutenance. Leurs suggestions de correction ont permis d'enrichir ce document tout en le rendant plus clair.

Aussi bien dans la collaboration Nucifer que Stéréo, j'ai eu un grand plaisir à travailler avec des physiciens ayant le souci de transmettre leurs connaissances et leur passion pour la science. Je tiens d'abord à remercier Alain Letourneau et Thomas Materna qui complètent la petite équipe neutrinos du SPhN pour leurs discussions toujours intéressantes et leur expertise en technique de détection. Au Service de Physique des Particules (SPP), je remercie Thierry Lasserre et Michel Cribier qui sont aux origines du projet Nucifer et qui se sont toujours intéressés à mon travail. Merci aussi à Guillaume Mention et Matthieu Vivier qui m'ont apporté leurs conseils avisés à plusieurs reprises.

J'exprime toute ma gratitude envers les chefs de projet, Rémi Granelli pour Nucifer et Caroline Lahonde-Hamdou pour Stéréo, qui ont toujours été là pour faire progresser les deux projets et ainsi permettre d'arriver aux résultats présentés ici. Je remercie aussi Yves Penichot, Yves Piret et Gilles Prono qui ont tant apporté aux projets grâce à leurs nombreuses et indispensables compétences techniques.

Je tiens à remercier vivement tout celles et ceux qui participent au bon fonctionnement du service. Je veux penser tout particulièrement à Danielle Coret et Isabelle Richard qui, au secrétariat du SPhN, ont toujours fait part d'une grande amabilité alliée à une redoutable efficacité administrative. Au service de documentation, je remercie Valérie Poyeton pour sa bonne humeur quotidienne et communicative.

En plus des physiciens du groupe neutrino, j'ai apprécié côtoyer les autres membres du service toujours curieux et prêts à partager leur savoir. Je remercie en particulier Jaume Carbonell, Nicole D'Hose et Pierre Guichon pour leurs discussions du midi toujours intéressantes et enrichissantes. J'adresse mes remerciements à Stefano Panebianco qui m'a permis d'encadrer des étudiants à l'occasion des Travaux de Laboratoires deux années de suite.

J'en arrive maintenant aux plus jeunes chercheurs de neutrinos. Je remercie Jonathan Gaffiot qui m'a précédé sur l'expérience Nucifer et qui n'a jamais hésité à apporter son aide et son

soutien par la suite. Je remercie également Antoine Collin qui a partagé son bureau avec moi au début de ma thèse pour les réponses qu'il a donnée à mes premières questions naïves. Je remercie aussi Valérian Sibille arrivé quelques mois après moi pour tous les bons moments passés à discuter de physique (entre autres sujets) et à qui je souhaite le meilleur pour sa dernière année de thèse. Merci enfin aux thésards du SPP : Vincent Fischer, Mathieu Durero et Thibaut Houdy pour leur bonne humeur constante et leur enthousiasme.

Ce travail ne serait pas ce qu'il est aujourd'hui sans l'aide des nombreux stagiaires passés dans le groupe. Pour leurs travaux de qualité qui ont permis de faire progresser les expériences Nucifer et Stéréo, je remercie vivement Johan Pelzer, Clément Fischer, Trang-Anh Nghiem, Benjamin Tampon, Nicolas Gérard-Castaing et Aurélie Bonhomme qui a choisi de continuer en thèse sur Stéréo et à qui je souhaite de beaux résultats.

Enfin, j'assure de toute ma sympathie tous les thésards venus de domaines divers et variés que j'ai pu croiser au cours de cette aventure : Maud Airiau, Raphaël Briselet, Jean-François Lemaître, Maxime Levillain et Clémentine Santamaria. Et j'ai ici une pensée toute particulière pour mon ami théoricien, Thibaut Métivet, avec qui j'ai eu un très grand plaisir à passer ces trois années de thèse et avec qui j'espère encore partager d'excellents moments de rire et de joie.

En dernier lieu, je tiens à remercier du fond du cœur toute ma famille et mes amis pour leur soutien inconditionnel et indispensable tout au long de ces trois années.

Table des matières

Remerciements	ii
Introduction	vii
I Introduction aux oscillations de neutrinos et à la détection des antineutrinos de réacteurs	1
1 Oscillations des neutrinos	2
1.1 Cadre théorique	2
1.1.1 Mélange des saveurs	2
1.1.2 Oscillations à trois saveurs	3
1.1.3 Cas à deux saveurs	5
1.2 Situation expérimentale	5
1.2.1 Recherche expérimentale des paramètres de mélange	6
1.2.2 Anomalies expérimentales	8
1.2.3 Neutrinos stériles à l'électronvolt	12
2 Détection des antineutrinos de réacteurs	15
2.1 De la source au signal	15
2.1.1 Le réacteur nucléaire comme source d'antineutrinos	15
2.1.2 Détermination des spectres d'antineutrinos	17
2.1.3 Détection par le processus de désintégration bêta inverse	19
2.1.4 Détection des antineutrinos dans le liquide scintillant	20
2.2 Les différents bruits de fond	23
2.2.1 Le bruit accidentel	24
2.2.2 Le bruit corrélé	24
2.2.3 Stratégies de lutte contre le bruit	26
II L'expérience Nucifer	28
3 Objectifs et caractéristiques de Nucifer	29
3.1 Suivi des réacteurs par les antineutrinos	29
3.1.1 Armes nucléaires et non-prolifération	30
3.1.2 Sensibilité au contenu en plutonium	30
3.1.3 Expériences précédentes	32
3.2 Caractéristiques du détecteur Nucifer	34
3.2.1 Le réacteur de recherche Osiris	34

3.2.2	Composition du détecteur	36
3.2.3	Électronique et acquisition	39
4	Recherche des antineutrinos dans Nucifer	42
4.1	Réponse du détecteur	42
4.1.1	Calibration du détecteur	42
4.1.2	Stabilité du détecteur	46
4.1.3	Taux de comptage bruts	48
4.2	Détection des antineutrinos dans Nucifer	50
4.2.1	Coupures de sélection appliquées	51
4.2.2	Soustraction des événements accidentels	53
4.2.3	Soustraction du bruit corrélé	54
4.2.4	Taux d'antineutrinos détectés dans Nucifer	55
4.2.5	Pulse Shape Discrimination	57
5	Prédiction et sensibilité de Nucifer	60
5.1	Prédiction du taux d'antineutrinos et systématiques	60
5.1.1	Simulation d'Osiris et propagation des antineutrinos	60
5.1.2	Détermination de l'efficacité de détection	62
5.1.3	Incertitudes systématiques et taux attendu	63
5.2	Application à la non-prolifération	66
5.2.1	Évolution du taux d'antineutrinos détectés en fonction du temps	66
5.2.2	Sensibilité au plutonium	66
5.2.3	Bilan et perspectives	69
III	L'expérience Stéreo	71
6	Présentation de l'expérience Stéreo	72
6.1	Introduction à l'expérience	72
6.1.1	Objectifs et stratégie retenue	72
6.1.2	Le réacteur à haut flux de l'ILL	74
6.1.3	Emplacement du détecteur	75
6.2	Description de Stéreo	77
6.2.1	Cible et <i>gamma-catcher</i>	77
6.2.2	Blindages et veto muon	78
6.2.3	Performances et potentiel de découverte	80
7	Caractérisation des bruits de fond	84
7.1	Simulation des flux de neutrons et de rayons gammas	84
7.1.1	Propagation des neutrons du cœur à la casemate	84
7.1.2	Lithium et design du bouchon	85
7.1.3	Neutrons rapides venant de IN20	89
7.2	Mesures de neutrons	91
7.2.1	Neutrons thermiques	91
7.2.2	Neutrons rapides	92
7.3	Ambiance et direction des rayons gammas	94
7.3.1	Mesures d'ambiance	94
7.3.2	Mesures directionnelles	97

7.3.3	Déconvolution des spectres gammas	99
8	Mesures préliminaires et prototype	104
8.1	Tests sur le VM-2000	104
8.2	Choix du liquide scintillant	105
8.2.1	Rendement lumineux et pouvoir discriminant	105
8.2.2	Longueur d'atténuation et compatibilité	108
8.3	Premiers résultats avec le prototype	110
8.3.1	Description du prototype	110
8.3.2	Collecte de la lumière et calibration	112
8.3.3	Bilan du prototype	115
9	Conclusion	118
	Bibliographie	120

Introduction

Depuis la découverte des rayons X par Wilhem Röntgen, premier prix Nobel de physique, à la fin de l'année 1895 et celle de la radioactivité de l'uranium par Henry Becquerel quelques mois plus tard [1], de grands progrès ont été accomplis dans notre compréhension de la structure nucléaire. En 1914, il fut prouvé par James Chadwick que le spectre de désintégration bêta du radium était continu à la différence des spectres de désintégration alpha et gamma [2]. Cela posa problème à l'époque puisque, dans le cas d'une désintégration à deux corps, la conservation de l'énergie était violée. Pour pallier ce problème, Wolfgang Pauli proposa en 1930 l'existence d'une nouvelle particule intervenant dans le processus de désintégration bêta et qu'il appela alors "neutron" [3]. Après la découverte du neutron tel qu'il est connu aujourd'hui par James Chadwick en 1932, elle fut renommée neutrino par Enrico Fermi lors de sa formulation de la théorie de l'interaction faible [4].

La théorie de Fermi connut par la suite un grand succès avec notamment l'explication de la désintégration du muon en 1947 par Bruno Pontecorvo [5]. Néanmoins, il fallut attendre l'expérience de Clyde Cowan et Frederick Reines en 1956 pour confirmer l'existence de cette particule jusqu'alors insaisissable [6]. Cette expérience eut lieu auprès du réacteur nucléaire de Savannah River aux États-Unis avec un détecteur de plus de 10 tonnes rempli de 1400 litres de liquide scintillant. En parallèle, l'introduction d'un nombre leptonique différent pour chaque famille de leptons amène Bruno Pontecorvo à postuler l'existence d'un neutrino associé au muon différent de celui associé à l'électron [7]. Ce neutrino muonique fut confirmé expérimentalement en 1962 à Brookhaven [8]. Le neutrino associé au tau fut quant à lui découvert en 2000 par l'expérience DONUT à Fermilab [9]. Le nombre de familles leptoniques étant limité à trois par la mesure de la largeur de désintégration du Z^0 au LEP (Large Electron Positron collider) [10], le modèle à trois neutrinos couplés à l'interaction faible semblait complet.

En 1957, Bruno Pontecorvo fut le premier à proposer l'idée d'une oscillation entre le neutrino et son antiparticule sur le modèle des oscillations de kaons [11, 12]. Mais ce n'est que cinq ans plus tard, après la découverte du neutrino muonique, que Ziro Maki, Masanori Nakagawa et Shihori Sakata proposèrent des oscillations entre des états propres de masse associés aux neutrinos électronique et muonique [13]. Par la suite, cette idée fut reprise et développée jusqu'au modèle que nous connaissons aujourd'hui. Ce phénomène d'oscillation, confirmé par l'expérience Super-Kamiokande en 1998 [14], permit d'expliquer le déficit de neutrinos solaires observé dans l'expérience Homestake [15]. Les paramètres de mélange furent ensuite déterminés progressivement par différentes expériences sondant différents domaines en énergie et en distance jusqu'au dernier angle θ_{13} mesuré récemment par des expériences auprès de réacteurs : Daya Bay [16], Double Chooz [17] et Reno [18] ainsi que les expériences de faisceau d'accélérateur MINOS [19] et T2K [20].

La physique des neutrinos semble donc présenter un modèle solide et élégant expliquant les différentes observations faites tout au long du siècle dernier. Cependant, certains résultats

d'expériences parmi lesquelles nous pouvons citer LSND [21], MiniBooNE [22], SAGE ou GALLEX [23] restent inexplicables. De plus, de récentes réanalyses des expériences faites dans les années 1980 à quelques mètres de réacteurs nucléaires tendent à montrer un déficit du taux de neutrinos détectés inexplicable dans le modèle à trois oscillations. Cette anomalie, appelée anomalie réacteur [24], pourrait s'expliquer par une nouvelle oscillation avec un neutrino dit stérile car ne couplant avec aucune autre interaction que la gravitation.

Dans cette thèse, nous traitons de deux expériences visant à détecter des antineutrinos à moins de 10 mètres de réacteurs nucléaires de recherche : les expériences Nucifer et Stéréo. La première, Nucifer, a pour but d'étudier les capacités d'un petit détecteur relativement simple pour la non-prolifération. La technologie de détection des neutrinos semble en effet aujourd'hui suffisamment mature pour pouvoir surveiller à distance et de façon non intrusive la quantité de plutonium contenu dans les réacteurs nucléaires grâce au simple taux de comptage de ces particules en fonction du temps. Le détecteur Stéréo doit quant à lui tester l'anomalie réacteur avec précision en recherchant une nouvelle oscillation à courte distance.

Ce rapport est divisé en trois parties. La première partie rappelle les fondamentaux sur les oscillations des neutrinos ainsi que les principes de détection des antineutrinos de réacteurs. La seconde partie est consacrée au détecteur Nucifer. Après avoir présenté l'objectif et les principes de l'expérience, nous détaillons la méthode de recherche des antineutrinos. Une prédiction du taux d'antineutrinos attendu, basée sur des simulations Monte Carlo, est ensuite donnée avec le calcul des erreurs systématiques associées. Enfin, nous discutons des résultats obtenus dans le but de la non-prolifération. La troisième partie traite des développements liés à l'expérience Stéréo. Après une présentation de l'expérience, une estimation des bruits de fond sur le site choisi est faite, elle repose sur des simulations et des mesures réalisées sur le site. Pour finir, les différents tests de validation du liquide scintillant et du prototype sont présentés.

Première partie

Introduction aux oscillations de neutrinos et à la détection des antineutrinos de réacteurs

Chapitre 1

Oscillations des neutrinos

Dans cette partie, nous présenterons le modèle des oscillations de neutrinos tel qu'il est connu aujourd'hui. Nous passerons en revue les expériences ayant permis de déterminer les différents paramètres libres de ce modèle ainsi que quelques unes des anomalies restantes et leurs possibles implications.

1.1 Cadre théorique

Les expériences détectant les neutrinos venant du soleil, de l'atmosphère ou encore des accélérateurs et des réacteurs nucléaires ont démontré l'existence de transitions entre les différents états de saveur des neutrinos entre l'instant de leur production et de leur détection. Cela a pour implication de leur conférer des masses différentes les unes des autres et donc, au moins deux masses non nulles. Comme nous allons le voir, la distinction entre états propres de masse et états propres de saveur permet d'expliquer ces oscillations. Nous ne savons toutefois pas encore si le neutrino est un fermion de Dirac, comme tous les autres fermions connus, ou bien s'il est un fermion de Majorana, c'est-à-dire qu'il est sa propre antiparticule.

1.1.1 Mélange des saveurs

En nous plaçant dans le cas de trois familles de neutrinos, la relation entre états propres de saveur et de masse s'écrit comme suit :

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = U_{\text{PMNS}} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} \quad (1.1)$$

où la matrice U_{PMNS} , nommée ainsi pour Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata, est unitaire et complexe. Ses termes seront par la suite appelés $U_{\alpha k}$ avec $\alpha = e, \mu, \tau$ pour les états de saveur et $k = 1, 2, 3$ pour les états de masse.

De par la propriété d'unitarité de cette matrice, neuf paramètres indépendants sont nécessaires à sa description : trois parties réelles et six phases imaginaires. Néanmoins, cinq de ces phases peuvent être réabsorbées en redéfinissant les phases leptoniques.

Il est alors possible de factoriser cette matrice de mélange en produit de trois matrices de la façon suivante [25] :

$$U_{\text{PMNS}} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (1.2)$$

avec $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$ et $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$.

Cette notation particulière a l'élégance de faire ressortir les quatre paramètres physiques indépendants : les trois angles de mélange notés ici θ_{ij} et une phase de violation de CP notée δ . Comme nous le verrons plus loin, chaque angle de mélange domine le processus d'oscillation dans un secteur particulier caractérisé par le rapport de l'énergie E sur la distance L . θ_{12} est ainsi associé aux neutrinos solaires, θ_{13} aux neutrinos de réacteurs et θ_{23} aux neutrinos atmosphériques.

Dans le cas où les neutrinos seraient de Majorana, il faut ajouter deux phases supplémentaires qui ne peuvent être comprises dans la phase δ . La matrice de mélange PMNS devient donc :

$$U_{\text{PMNS}}^{\text{Majorana}} = U_{\text{PMNS}} * \text{diag}(1, e^{i\alpha}, e^{i\beta}) \quad (1.3)$$

Néanmoins la valeur de ces phases n'influe pas sur la mesure des phénomènes d'oscillation.

1.1.2 Oscillations à trois saveurs

Nous reprenons dans cette partie le cas général d'oscillations dans le vide à trois familles comme décrit dans le livre de MM. Giunti et Kim [26]. Que le neutrino ait une masse de Dirac ou de Majorana n'a ici pas d'importance.

Pour le champ de saveur de neutrinos $\nu_\alpha(x)$ nous pouvons écrire :

$$\nu_\alpha(x) = \sum_{k=1}^3 U_{\alpha k} \nu_k(x) \quad (1.4)$$

avec $\nu_k(x)$ le champ de neutrinos de Dirac (ou de Majorana) de masse m_k et $U_{\alpha k}$ les coefficients de la matrice PMNS.

Dans le cas de neutrinos ultra-relativistes, cela donne pour l'état propre de saveur $|\nu_\alpha\rangle$ exprimé dans la base des états propres de masse $|\nu_k\rangle$ [27] :

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_{k=1}^3 U_{\alpha k}^* |\nu_k\rangle \quad (1.5)$$

Dans le cadre de l'approximation des ondes planes, la solution de l'équation de Schrödinger nous renseigne sur l'évolution en temps et en espace :

$$|\nu_k(x, t)\rangle = e^{-i(E_k t - p_k x)} |\nu_k\rangle \quad (1.6)$$

ce qui, avec l'équation 1.5, donne pour l'état de saveur α :

$$|\nu_\alpha(x, t)\rangle = \sum_{k=1}^3 U_{\alpha k}^* e^{-i(E_k t - p_k x)} |\nu_k\rangle \quad (1.7)$$

La matrice étant unitaire il est possible d'inverser la relation 1.5 de la façon suivante :

$$|\nu_k\rangle = \sum_{\alpha=e,\mu,\tau} U_{\alpha k} |\nu_\alpha\rangle \quad (1.8)$$

En remplaçant cette expression de $|\nu_k\rangle$ dans l'équation 1.7 nous trouvons :

$$|\nu_\alpha(x, t)\rangle = \sum_{\beta=e,\mu,\tau} \left(\sum_{k=1}^3 U_{\alpha k}^* e^{-i(E_k t - p_k x)} U_{\beta k} \right) |\nu_\beta\rangle \quad (1.9)$$

L'état de saveur de ce neutrino ν_α qui, à $t = 0$ et $x = 0$, avait une saveur α déterminée, est maintenant une superposition cohérente d'états de saveur différents. La probabilité de passage d'une saveur α à une saveur β est décrite par la formule suivante :

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(x, t) = |\langle \nu_\beta | \nu_\alpha(x, t) \rangle|^2 = \left| \sum_{k=1}^3 U_{\alpha k}^* U_{\beta k} e^{-i(E_k t - p_k x)} \right|^2 \quad (1.10)$$

En considérant que les neutrinos sont ultra-relativistes et que $p_k \gg m_k$, la phase peut s'écrire au premier ordre :

$$E_k t - p_k x = (E_k - p_k)L = (\sqrt{p_k^2 + m_k^2} - p_k)L \simeq \frac{m_k^2}{2E} L \quad (1.11)$$

Ainsi, la probabilité $P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(x, t)$ peut se réécrire en fonction de la distance et de l'énergie :

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(L, E) = \sum_{k=1}^3 \sum_{j=1}^3 U_{\alpha k}^* U_{\beta k} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* \exp\left(-i \frac{\Delta m_{kj}^2 L}{2E}\right) \quad (1.12)$$

Le phénomène d'oscillations des neutrinos apparaît dans cette formule. L'amplitude des oscillations est donnée par les coefficients de la matrice PMNS. Leur phase est déterminée par les différences de masse au carré des neutrinos Δm_{kj}^2 et par deux paramètres expérimentaux : la distance L entre la source et le détecteur et l'énergie E des neutrinos détectés.

On définit communément la longueur d'oscillation L_{osc} comme la distance pour laquelle la phase d'oscillation vaut 2π :

$$L_{osc} = \frac{4\pi E}{\Delta m_{kj}^2} \quad (1.13)$$

En ce qui concerne les antineutrinos, les états de saveur sont reliés aux états de masse par la relation suivante :

$$|\bar{\nu}_\alpha\rangle = \sum_{k=1}^3 U_{\alpha k} |\bar{\nu}_k\rangle \quad (1.14)$$

Ce qui, par le même développement que pour les neutrinos, aboutit à la formule :

$$P_{\bar{\nu}_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\beta}(L, E) = \sum_{k=1}^3 \sum_{j=1}^3 U_{\alpha k} U_{\beta k}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j} \exp\left(-i \frac{\Delta m_{kj}^2 L}{2E}\right) \quad (1.15)$$

1.1.3 Cas à deux saveurs

Un cas particulier intéressant est le cas d'oscillation à deux saveurs que nous appellerons α et β , superpositions de deux états de masse. Les écarts de masse au carré sont en effet suffisamment distincts pour que la plupart des expériences ne soient sensibles qu'à un seul couple de paramètres $(\Delta m^2, \theta)$. De plus, négliger le troisième état de saveur permet de simplifier considérablement les équations.

La matrice de mélange devient ainsi :

$$U = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \quad (1.16)$$

De l'équation 1.12 dérive la formulation de la probabilité de passage de la saveur α à β :

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(L, E) = \sin^2(2\theta) \sin^2\left(\frac{\Delta m^2 L}{4E}\right) \quad (1.17)$$

La probabilité de survie $P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha}$ est obtenue facilement à partir de l'équation précédente :

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha}(L, E) = 1 - \sin^2(2\theta) \sin^2\left(\frac{\Delta m^2 L}{4E}\right) \quad (1.18)$$

Pour les expériences de neutrinos de réacteurs qui nous intéresseront par la suite, il est courant d'exprimer la probabilité de survie dans les unités adaptées, ce qui donne :

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha}(L, E) = 1 - \sin^2(2\theta) \sin^2\left(1,27 \frac{\Delta m^2 [eV^2] L [m]}{E [MeV]}\right) \quad (1.19)$$

De par l'absence de phase dans la matrice de mélange, il est évident que, dans cette approximation, la probabilité de survie pour les antineutrinos est la même que pour les neutrinos.

À énergie fixée, l'oscillation est donc périodique en fonction de la distance entre la source et le détecteur. Pour être au maximum de l'oscillation, une expérience de mesure d'oscillation doit se placer à une distance L telle que la phase soit proche de $\pi/2$ c'est-à-dire $L \simeq L_{osc}/4$. Si le rapport L/E est trop petit devant Δm^2 alors l'oscillation n'aura pas eu le temps de se développer. Si, au contraire, L/E est trop grand devant Δm^2 alors l'oscillation risque d'être moyennée par les effets de résolution en énergie et en espace du détecteur.

1.2 Situation expérimentale

Dix-sept ans après la confirmation expérimentale des oscillations des neutrinos dans l'expérience Super-Kamiokande [14], de nombreuses autres expériences sont venues confirmer ce phénomène. Chacune ayant ses propres contraintes en énergie et en distance, elles ont permis de sonder de larges domaines de valeurs pour Δm^2 et θ . La plupart des paramètres sont maintenant connus à l'exception de δ_{CP} , du signe de Δm_{31}^2 et de l'octant de θ_{23} . Cependant, certains résultats d'expériences ne s'expliquent pas dans le cadre d'oscillations à trois saveurs et sont donc considérés comme des anomalies. Une façon de résoudre ces tensions serait d'ajouter un ou plusieurs neutrinos stériles qui participeraient eux aussi aux oscillations en se mélangeant aux trois neutrinos actifs.

1.2.1 Recherche expérimentale des paramètres de mélange

La première indication d'oscillation de neutrinos provient des expériences visant à détecter les neutrinos solaires. Le Soleil produit en effet un large flux de neutrinos électroniques autour du MeV issus de ses réactions de fusion nucléaire. Les expériences Homestake [15], GALLEX/GNO [28], SAGE [29] et Super-Kamiokande [30] ont alors toutes reportées un déficit de neutrinos électroniques par rapport à ce que prédit le modèle standard du Soleil. Cela fut appelé le *problème des neutrinos solaires*. La technique de détection des trois premières expériences citées reposait sur l'interaction par courant chargé : $\nu_e + X \rightarrow e^- + Y$ alors que celle de Super-Kamiokande était basée sur la diffusion élastique sur l'électron : $\nu + e^- \rightarrow \nu + e^-$. Le modèle du Soleil pouvant en effet être en tort, ces expériences ne permirent malheureusement pas de confirmer le phénomène d'oscillation.

Parallèlement, un autre déficit fut observé dans le secteur atmosphérique, les neutrinos venant non plus du soleil mais des gerbes atmosphériques. Dans ces gerbes, les désintégrations des pions et des muons donnent naissance à des neutrinos (et antineutrinos) électroniques et muoniques avec des énergies de l'ordre du GeV. L'avantage des expériences atmosphériques est de pouvoir mesurer non seulement un flux absolu de neutrinos mais aussi le "*ratio des ratios*" :

$$R_{\mu/e} = \frac{(N_{\mu\text{-like}}/N_{e\text{-like}})_{data}}{(N_{\mu\text{-like}}/N_{e\text{-like}})_{Monte Carlo}} \quad (1.20)$$

Ces expériences ne détectent pas directement le neutrino mais la trace du lepton chargé associé produit par interaction par courant chargé, c'est pourquoi on parle d'événement ressemblant au muon $N_{\mu\text{-like}}$ ou à l'électron $N_{e\text{-like}}$. On s'affranchit donc ici du besoin de connaître le flux absolu, ce qui élimine bon nombre d'erreurs systématiques. Les expériences telles que Kamiokande [31], IMB [32], Soudan 2 [33] et Super-Kamiokande [34] ont toutes reporté un ratio $R_{\mu/e}$ inférieur à l'unité : alors que les événements de type électron ne semblent pas être affectés, les événements de types muon sont largement en déficit. Cela peut s'expliquer dans le cadre des oscillations comme une transition des neutrinos muoniques vers les neutrinos tauiques. De plus, Super-Kamiokande put mesurer une variation du flux muonique suivant l'angle d'incidence du muon détecté. Cela s'explique simplement en terme d'oscillations : les neutrinos produits dans l'atmosphère de l'autre hémisphère et ayant traversé la Terre ($L \sim 13000$ km) ne sont en effet pas dans la même phase d'oscillation que ceux qui n'ont traversé que l'épaisseur de l'atmosphère ($L \sim 15$ km). La combinaison de ces deux preuves ne laissa plus de doute quant au phénomène d'oscillation des neutrinos. Des expériences utilisant des accélérateurs comme sources de neutrinos et se trouvant dans le même secteur d'oscillation sont venues par la suite confirmer ces résultats et ont pu mesurer les paramètres de mélange $\sin^2 \theta_{23}$ et Δm_{32}^2 : nous pouvons citer ici K2K [35] ou MINOS [36].

Au début des années 2000, dans le secteur solaire, l'expérience SNO [37] utilisant une cible de détection constituée d'eau lourde put mesurer le flux de neutrinos venant du Soleil à travers trois canaux de détection différents :

- la diffusion élastique sur l'électron : $\nu + e^- \rightarrow \nu + e^-$, sensible aux ν_e mais aussi, dans une moindre mesure ($\sim 1/6$), aux ν_μ et ν_τ ,
- l'interaction par courant chargé : $\nu_e + d \rightarrow p + p + e^-$, sensible uniquement aux ν_e ,
- l'interaction par courant neutre : $\nu + d \rightarrow n + p + \nu$, sensible aux trois saveurs.

Il fut ainsi montré que la somme des trois flux (ν_e, ν_μ, ν_τ) était bien égale à ce que prédisait le modèle standard du Soleil pour le flux de saveur électronique seulement. Il y a donc bien une transition entre l'état de saveur électronique et les deux autres états de saveur. Cependant, le phénomène d'oscillations dans le vide ne peut résoudre à lui seul le problème des neutrinos solaires et ce pour deux raisons. D'une part, la distance Terre-Soleil variant au cours des saisons,

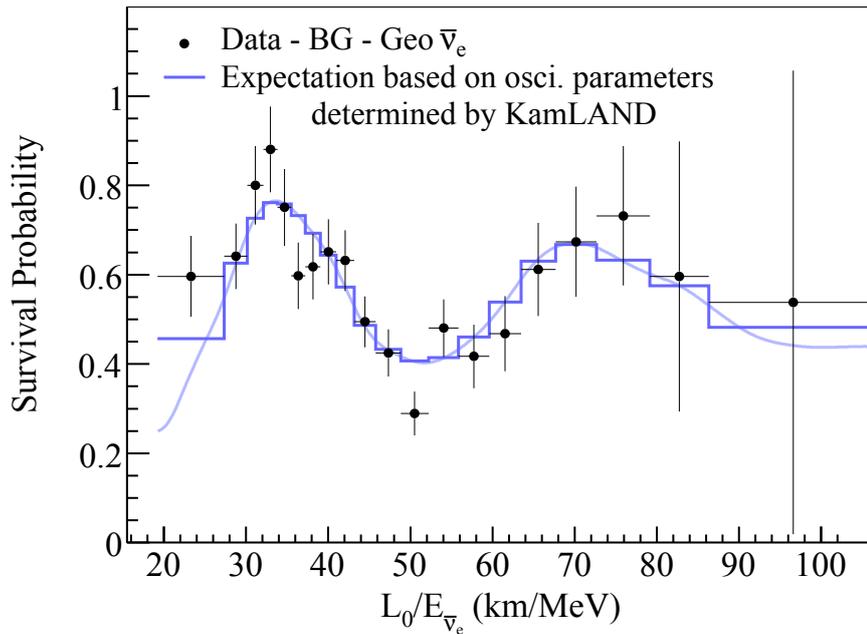


FIGURE 1.1: Rapport entre le flux de $\bar{\nu}_e$ observé et le flux attendu sans oscillation dans KamLAND [39]. L_0 est la distance moyenne pondérée aux réacteurs ($L_0 = 180$ km).

la probabilité de survie devrait elle aussi varier dans l'année selon la formule 1.19, or cela ne fut observé nul part. D'autre part, l'ajustement global de toutes les expériences solaires empêche de trouver un couple de paramètres (Δm_{12}^2 , θ_{12}) tel que, à elle seule, l'oscillation dans le vide explique le déficit de neutrinos électroniques observé [38]. Ce deuxième argument fut conforté par l'expérience KamLAND [39] qui étudiait les neutrinos de réacteurs nucléaires à très longue distance, se trouvant ainsi dans le même secteur que les neutrinos solaires. En effet, bien que les erreurs restent grandes sur l'amplitude des oscillations, KamLAND put mesurer précisément Δm_{12}^2 et donc contraindre plus fortement le fit global (cf figure 1.1). Ces éléments attestèrent qu'un autre mécanisme, appelé effet MSW (pour Mikheev-Smirnov-Wolfenstein) [40, 41], est à l'oeuvre pour les neutrinos solaires : dans les milieux très denses comme le Soleil, les neutrinos électroniques sont affectés par le potentiel créé par les électrons et vont alors osciller avant même de se propager entre le Soleil et la Terre. En outre, cet effet est, contrairement aux oscillations dans le vide, sensible au signe de Δm_{12}^2 , ce qui permet de le déterminer en plus de sa valeur absolue.

Le dernier secteur d'oscillations gouverné par l'angle de mélange θ_{13} est accessible par deux types d'expériences : les expériences de réacteurs nucléaires et celles sur faisceaux d'accélérateur. Les premières sont basées sur la détection des antineutrinos électroniques produits au coeur des réacteurs à une énergie avoisinant le MeV. Par réaction bêta inverse : $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$, le neutrino est détecté grâce à la coïncidence temporelle du positon et de la capture du neutron dans du liquide scintillant. Le concept des récentes expériences Double Chooz [17], Daya Bay [16] et RENO [18] est d'utiliser deux détecteurs, l'un placé proche du réacteur, avant l'oscillation et l'autre plus loin, au maximum de l'oscillation, de façon à supprimer les incertitudes liées à la normalisation, notamment la prédiction des spectres des antineutrinos émis par les réacteurs. Les expériences de faisceaux comme MINOS [19] et T2K [20] qui étudient l'apparition de neutrinos électroniques dans des faisceaux de neutrinos muoniques, sont sensibles à la fois à θ_{23} et θ_{13} mais aussi au signe de Δm_{31}^2 et à la valeur de la phase δ . En revanche, elles ont l'inconvénient d'avoir plusieurs solutions possibles, la mesure des réacteurs est donc nécessaire pour lever cette dégénérescence.

L'analyse globale de toutes ces expériences permet de déterminer les valeurs les plus probables des différents paramètres de mélange [42] :

	Hiérarchie Normale ($\Delta m_{3l}^2 = \Delta m_{31}^2 > 0$)	Hiérarchie Inversée ($\Delta m_{3l}^2 = \Delta m_{32}^2 < 0$)
θ_{12} [°]	$33, 48_{-0,75}^{+0,78}$	$33, 48_{-0,75}^{+0,78}$
θ_{23} [°]	$42, 3_{-1,6}^{+3,0}$	$49, 5_{-2,2}^{+1,5}$
θ_{13} [°]	$8, 50_{-0,21}^{+0,20}$	$8, 51_{-0,21}^{+0,20}$
$\frac{\Delta m_{21}^2}{10^{-5} \text{eV}^2}$	$7, 50_{-0,17}^{+0,19}$	$7, 50_{-0,17}^{+0,19}$
$\frac{\Delta m_{3l}^2}{10^{-3} \text{eV}^2}$	$+2, 457_{-0,047}^{+0,047}$	$-2, 449_{-0,047}^{+0,048}$

TABLEAU 1.1: Valeurs des paramètres de mélange des neutrinos en 2015.

Des expériences d'apparitions sont venues par la suite confirmer le phénomène d'oscillation des neutrinos : apparition de neutrinos électroniques dans des faisceaux de neutrinos muoniques dans les expériences MINOS [43] et T2K [44] ou de neutrinos tauiques dans un faisceau de neutrinos muoniques dans l'expérience OPERA [45].

1.2.2 Anomalies expérimentales

Le modèle à trois oscillations permet donc de rendre compte des différentes observations faites aussi bien dans le secteur solaire que dans celui atmosphérique, des réacteurs ou encore des accélérateurs.

Une première expérience dont l'objectif était de rechercher une oscillation de type $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$, vint pourtant mettre à mal ce modèle : l'expérience LSND [21]. Produits lors de la désintégration de pions et de muons, les antineutrinos muoniques ont une énergie qui se répartit dans un spectre continu allant jusqu'à 52,8 MeV avec une énergie typique de 30 MeV. Comme pour les expériences de réacteurs, ils étaient détectés via la désintégration bêta inverse. Le détecteur, constitué d'une cuve remplie de 167 tonnes de liquide scintillant et entourée de 1220 tubes photo-multiplicateurs, fut placé à 30 mètres de la source, ce qui rendait LSND sensible à un écart de masse au carré aux alentours de l'eV².

Le résultat fut de trouver un excès d'événements $\bar{\nu}_e$ après soustraction du bruit de fond (cf figure 1.2). Cela est surprenant car, après la détermination de Δm_{21}^2 et de Δm_{31}^2 , aucune oscillation n'est attendue dans ce domaine. En effet, connaissant déjà deux écarts de masse au carré, le troisième est parfaitement déterminé et différent de ce que LSND favorise : $(\sin^2 2\theta_{LSND}, \Delta m_{LSND}^2) = (0,003, 1,2 \text{ eV}^2)$ [21] dans une région permise présentée sur la figure 1.2. Par la suite, une expérience similaire, KARMEN [46], placée à 17,7 mètres de la source venant aussi d'un accélérateur, n'observa elle aucun excès d'événements inattendus et put exclure une large part du domaine en $(\sin^2 2\theta, \Delta m^2)$ (cf figure 1.2). Cependant, comme sa sensibilité n'était pas exactement la même que celle de LSND, elle ne put exclure à 90 % l'ensemble du domaine favorisé par LSND.

Pour confirmer ou infirmer définitivement le résultat controversé de LSND, une autre expérience sur faisceau fut montée : MiniBooNE [47]. Cette fois, l'analyse fut réalisée aussi bien sur des

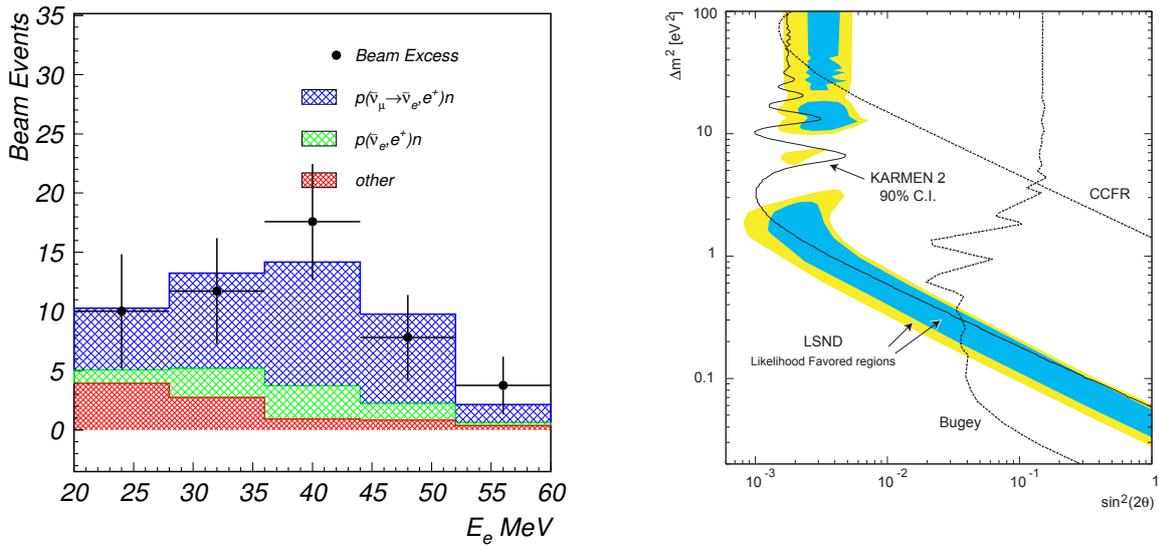


FIGURE 1.2: Spectre en énergie des événements $\bar{\nu}_e$ dans LSND [21] superposés aux bruits de fond (en rouge et vert) et à une nouvelle oscillation (en bleu) (à gauche). Région en Δm^2 et $\sin^2 2\theta$ favorisée à 99% (en jaune) et 90% (en bleu) par LSND et exclue à 90% par KARMEN 2 [46] (à droite).

Expérience	Canal	Distance	Énergie	Excès d'événements
LSND [21]	$\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$	30 m	30 MeV	$87,9 \pm 22,4 \pm 6,0 \bar{\nu}_e$
KARMEN [46]	$\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$	17,7 m	30 MeV	pas d'excès
MiniBooNE [22]	$\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$	541 m	600 MeV 400 MeV	$162,0 \pm 47,8 \nu_e$ $78,4 \pm 28,5 \bar{\nu}_e$
E776 BNL [51]	$\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$	1 km	1,4 GeV	pas d'excès
NOMAD [52]	$\nu_\mu \rightarrow \nu_e$	625 m	24,3 GeV	pas d'excès
ICARUS [53] / OPERA [54]	$\nu_\mu \rightarrow \nu_e$	730 km	17 GeV	pas d'excès

TABEAU 1.2: Expériences de faisceau recherchant une oscillation de type $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$

neutrinos que des antineutrinos muoniques à une énergie proche de 500 MeV. Le détecteur, rempli d'un liquide scintillant similaire à celui de LSND, fut placé à 541 mètres de la source de façon à être dans le même domaine de sensibilité que LSND ($L/E \sim 1$ m/MeV) tout en réduisant les effets systématiques liés à l'énergie des neutrinos. Un excès d'événements à basse énergie aussi bien pour les neutrinos que les antineutrinos fut reporté : $78,4 \pm 28,5 \bar{\nu}_e$ et $162,0 \pm 47,8 \nu_e$ "en trop" [22] (cf figure 1.3). Cet excès est compatible avec le résultat de LSND et permet de délimiter un domaine favorisé pour une nouvelle oscillation et non exclue par KARMEN (cf figure 1.4).

Plusieurs autres expériences sur faisceau (cf tableau 1.2) ne trouvèrent aucun signe d'une oscillation dans le domaine de LSND sans jamais toutefois couvrir totalement son contour (cf figure 1.4). De prochains développements de MiniBooNE, MiniBooNE+ [49] et MicroBooNE [50], visent à améliorer sa sensibilité à basse énergie, là où est concentré l'excès, pour ainsi renforcer ou réfuter son résultat.

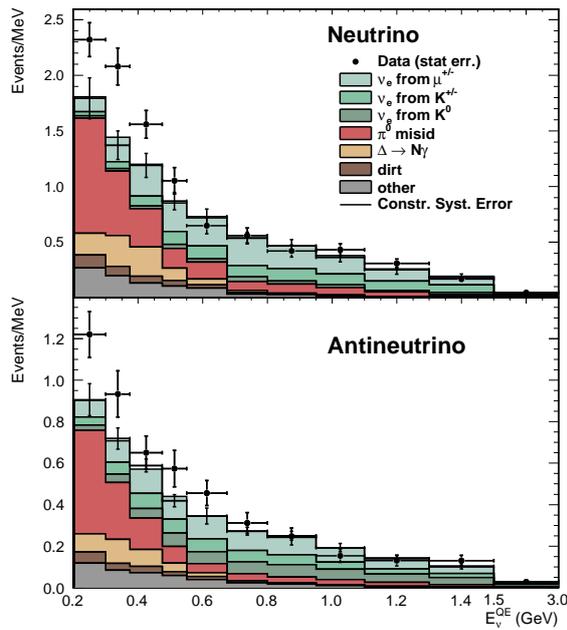


FIGURE 1.3: Spectre en énergie des événements ν_e et $\bar{\nu}_e$ dans MiniBooNE superposés aux différents bruits de fond attendus [22].

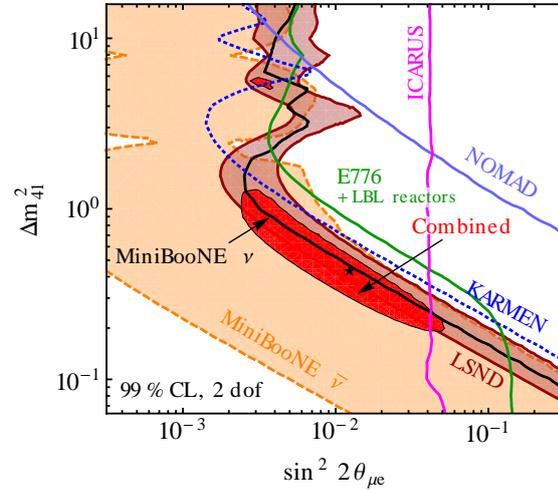


FIGURE 1.4: Contours à 99% de confiance obtenus par les expériences d'apparition dans le canal $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$. La région rouge permise est issue de la combinaison de toutes ces données [48].

Une autre anomalie appelée *anomalie gallium* vient appuyer l'idée d'une nouvelle oscillation. Lors de l'étalonnage des expériences GALLEX [55] et SAGE [56, 57], moins de neutrinos que ce qui était attendu furent en effet détectés. La source utilisée deux fois dans GALLEX était une source de chrome 51 émettant par capture électronique des neutrinos électroniques d'énergie 750 keV (90%) et 430 keV (10%) alors que l'expérience SAGE utilisa, en plus du chrome 51, l'argon 37 émettant des neutrinos électroniques par le même processus à 811 keV (90,2 %) et 813 keV (9,8 %). La réaction de détection était la même pour les deux expériences : $\nu_e + {}^{71}\text{Ga} \rightarrow {}^{71}\text{Ge} + e^-$ d'où le nom d'*anomalie gallium*. La distance moyenne parcourue par les neutrinos est de 1,9 m dans GALLEX et de 0,6 m dans SAGE, ce qui amène ces deux expériences dans le domaine de sensibilité proche de LSND et MiniBooNE. L'une des principales difficultés de ces deux expériences réside dans la détermination précise de la section efficace des neutrinos électroniques sur le gallium : suivant les modèles utilisés le déficit est plus ou moins important [58]. Néanmoins l'anomalie gallium reste présente dans tous les cas, au minimum à $2,7\sigma$.

La dernière indication d'une oscillation à grand Δm^2 vient des expériences de réacteurs : une nouvelle analyse de toutes les expériences faites à proximité d'un réacteur nucléaire montra un déficit systématique, appelé *anomalie réacteur* [24], entre le taux mesuré et le taux prédit. La réévaluation des spectres d'antineutrinos électroniques [59, 60] mit en évidence un biais de l'ordre de 3,5 % dans la procédure de conversion des spectres électron mesurés à l'ILL [61, 62]. De plus, des effets hors-équilibre ont été pris en compte : les mesures des spectres électron ont été faites à l'ILL sur une journée en moyenne et cela ne laisse pas le temps à tous les produits de fission formés de décroître par radioactivité β . La prise en compte de cet effet augmente d'environ 1 % le flux attendu. En plus de ces nouveaux spectres, le temps de vie du neutron a été corrigé des dernières mesures expérimentales dans le calcul de la section efficace de la désintégration bêta inverse, ce qui contribua à réhausser la prédiction de 1,5 %. Ajouté au

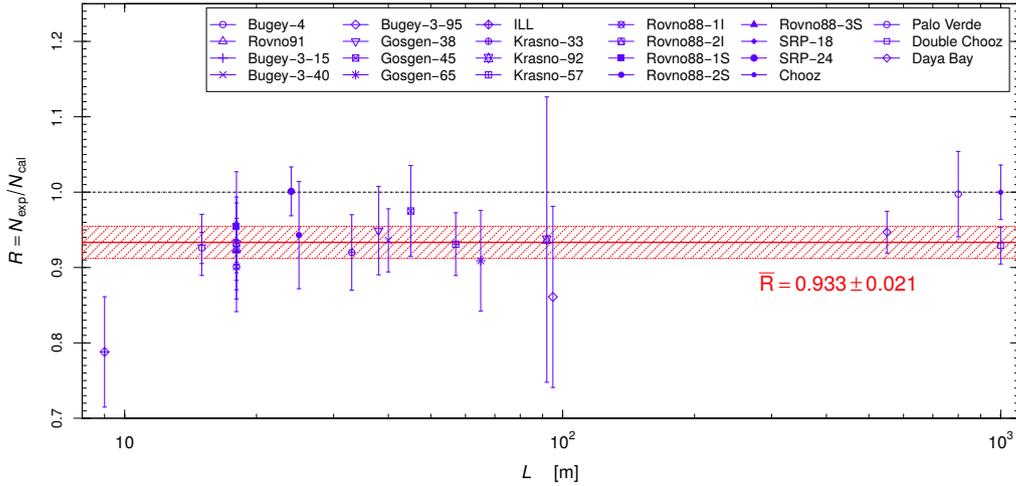


FIGURE 1.5: Rapport entre taux observé et taux prédit des expériences de détection des anti-neutrinos de réacteurs en fonction de la distance entre la source et le détecteur [63].

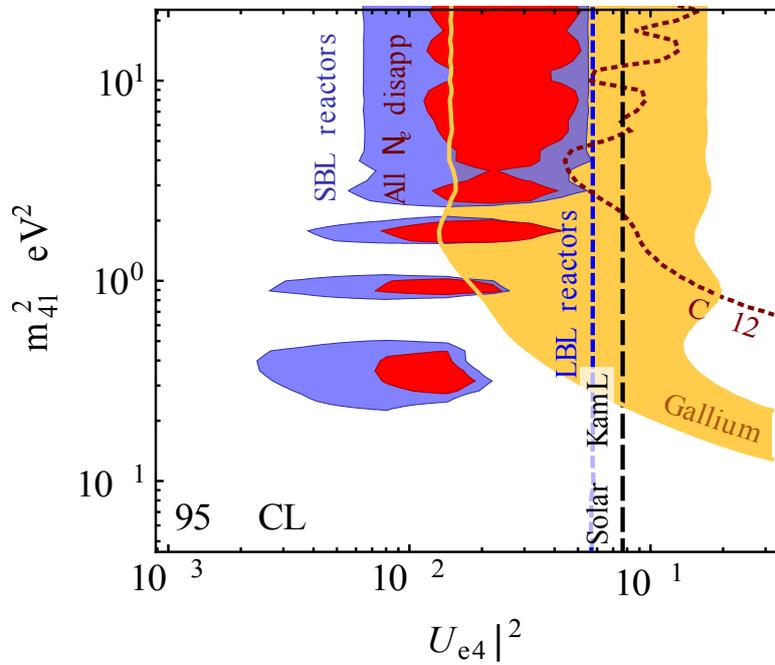


FIGURE 1.6: Régions permises à 95% pour les expériences réacteurs à courte distance (bleu), les expériences gallium (orange) et la combinaison de toutes les expériences de disparition des neutrinos électroniques (rouge). Les lignes en pointillés représentent les zones exclues par les expériences de réacteur à longue distance (bleue), les expériences solaires + KamLAND (noire), LSND et KARMEN (rouge) [48].

déficit préexistant de 1 %, l'ensemble de ces corrections amène à un déficit moyen de l'ordre de 7 % (cf figure 1.5).

L'énergie moyenne des antineutrinos de réacteur étant aux alentours de 3 MeV et les différents détecteurs étant à une distance comprise entre 8,76 m (ILL) et 95 m (Bugey-3) le domaine permis à une nouvelle oscillation se superpose à celui des expériences gallium (cf figure 1.6).

Il est à noter ici que l'ensemble des anomalies expérimentales répertoriées sont des anomalies absolues nécessitant la comparaison à une prédiction. Chacune des expériences présente des

difficultés à connaître précisément le taux de neutrino attendu que ce soit en raison de la contamination en ν_e dans les expériences d'apparition de faisceaux (LSND, MiniBooNe) ou bien de la complexité à calculer une ou plusieurs sections efficaces dans les expériences gallium ou de réacteurs. Dans chacun de ces domaines, des travaux sont encore en cours pour essayer de maîtriser au mieux les incertitudes entourant ces expériences [64–66].

1.2.3 Neutrinos stériles à l'électronvolt

Sur la base des déviations observées et du degré de confiance actuel, une hypothèse pour tenter d'expliquer ces anomalies est d'introduire une nouvelle oscillation à travers un nouveau neutrino. Ce dernier doit nécessairement être stérile car la mesure précise de la largeur de désintégration du Z^0 impose le nombre de neutrinos actifs à trois [10].

Dans le cas d'un seul neutrino stérile supplémentaire la matrice de mélange est donc réécrite ainsi :

$$U = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} & U_{e4} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} & U_{\mu4} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} & U_{\tau4} \\ U_{s1} & U_{s2} & U_{s3} & U_{s4} \end{pmatrix} \quad (1.21)$$

avec, d'après les expériences, $|U_{e4}|^2 \ll 1$, $|U_{\mu4}|^2 \ll 1$, $|U_{\tau4}|^2 \ll 1$ et $|U_{s4}|^2 \approx 1$.

Dans ce nouveau formalisme, on peut montrer que, dans l'approximation des courtes distances (SBL pour "short baseline limit") c'est-à-dire avant que les autres oscillations ne se développent, la probabilité de survie des neutrinos électroniques s'écrit [48] :

$$P_{\nu_e \rightarrow \nu_e}^{SBL}(L, E) = 1 - \sin^2(2\theta_{ee}) \sin^2\left(\frac{\Delta m_{41}^2 L}{E}\right) \quad (1.22)$$

avec

$$\sin^2(2\theta_{ee}) = 4 |U_{e4}|^2 (1 - |U_{e4}|^2) \quad (1.23)$$

et la probabilité d'oscillation des neutrinos muoniques en neutrinos électroniques s'écrit :

$$P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e}^{SBL}(L, E) = \sin^2(2\theta_{\mu e}) \sin^2\left(\frac{\Delta m_{41}^2 L}{E}\right) \quad (1.24)$$

avec

$$\sin^2(2\theta_{\mu e}) = 4 |U_{\mu4} U_{e4}|^2 \quad (1.25)$$

Dans ce modèle, de la même façon que pour les ν_e , il est théoriquement possible d'observer une oscillation à travers un état stérile pour les ν_μ suivant :

$$P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu}^{SBL}(L, E) = 1 - \sin^2(2\theta_{\mu\mu}) \sin^2\left(\frac{\Delta m_{41}^2 L}{E}\right) \quad (1.26)$$

avec

$$\sin^2(2\theta_{\mu\mu}) = 4 |U_{\mu4}|^2 (1 - |U_{\mu4}|^2) \quad (1.27)$$

Cette dernière oscillation n'a pour l'instant jamais été observée expérimentalement. Ce qui permet de mettre une limite assez forte sur l'amplitude faible de cette oscillation et donc sur $\sin^2(2\theta_{\mu\mu})$. Selon les équations 1.23, 1.25 et 1.27, les trois angles de mélanges θ_{ee} , $\theta_{\mu e}$ et $\theta_{\mu\mu}$ ne

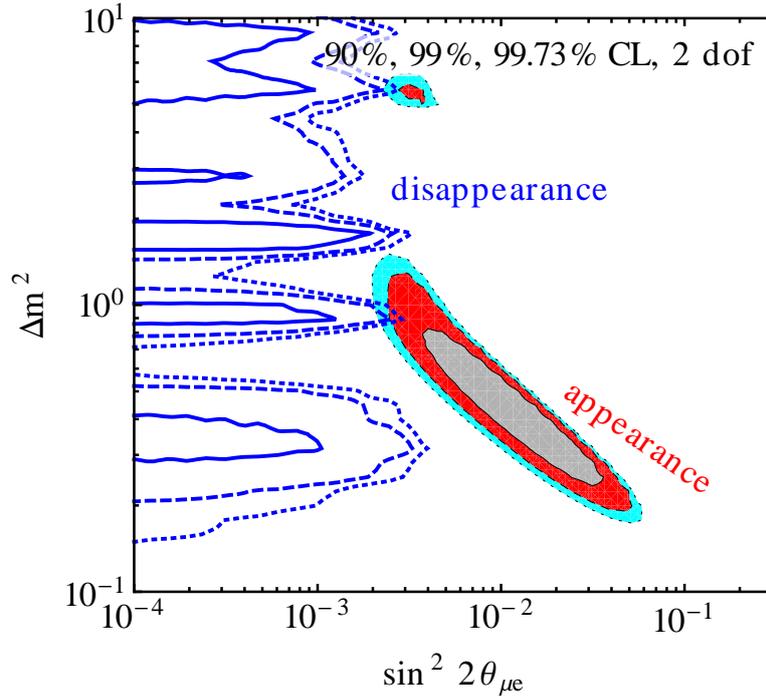


FIGURE 1.7: Régions favorisées par les expériences d'apparition et limite d'exclusion due aux expériences de disparition [48]. Le très faible recouvrement des deux régions traduit la tension entre les résultats des deux types d'expériences.

sont pas indépendants. Sachant que $|U_{e4}|^2 \ll 1$ et que $|U_{\mu4}|^2 \ll 1$ on trouve au premier ordre :

$$\sin^2(2\theta_{\mu e}) \approx \frac{1}{4} \sin^2(2\theta_{ee}) \sin^2(2\theta_{\mu\mu}) \quad (1.28)$$

De là découle une tension entre les expériences d'apparition et de disparition illustrée sur la figure 1.7. En effet, l'amplitude des expériences d'apparition diminue avec le produit des amplitudes des expériences de disparition or, comme celle de disparition des neutrinos muoniques est très faible car non observée pour le moment, la limite imposée à $\theta_{\mu e}$ empêche d'expliquer les résultats de LSND et MiniBooNE.

Une façon de réduire cette tension est de considérer que l'excès de neutrinos électroniques observé à basse énergie par MiniBooNE n'est pas dû à une oscillation mais plutôt à un problème expérimental [67]. Il semble en effet impossible de correctement interpréter cet excès en terme d'oscillation et ce aussi bien en rajoutant un ou deux neutrinos stériles supplémentaires (cf figure 1.8). En supprimant la contrainte due à l'excès à basse énergie ($E \leq 475$ MeV) de MiniBooNE, on obtient un accord possible entre expériences d'apparition et de disparition (cf figure 1.9).

L'existence d'une nouvelle oscillation à travers un état stérile du neutrino est donc permise et expliquerait les anomalies vues précédemment dans les expériences de faisceaux et de réacteurs. Pourtant, une contrainte cosmologique supplémentaire vient limiter le nombre de neutrinos total N_{eff} . Selon le modèle standard, ce nombre est légèrement supérieur à 3 en raison du découplage non instantané des neutrinos qui leur confère une énergie légèrement plus élevée que les photons : $N_{eff}^{SM} = 3,046$ [68]. Cependant, ce modèle ne prend en compte que les neutrinos actifs et il fallut attendre la mesure précise du spectre en puissance du fond diffus cosmologique par la collaboration Planck pour contraindre plus précisément ce paramètre. La densité d'énergie dans l'Univers primordiale étant directement liée à N_{eff} , une fois le spectre en puissance connu, il est

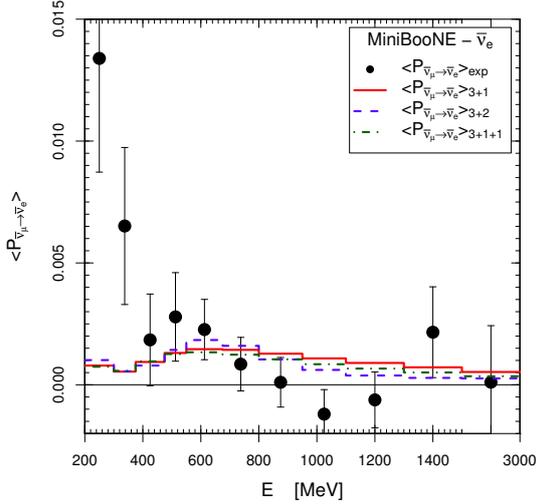


FIGURE 1.8: Meilleur fit de l'excès d'antineutrinos électroniques observé par MiniBooNE pour différents scénarios de neutrinos stériles (3+1, 3+2, 1+3+1) [67].

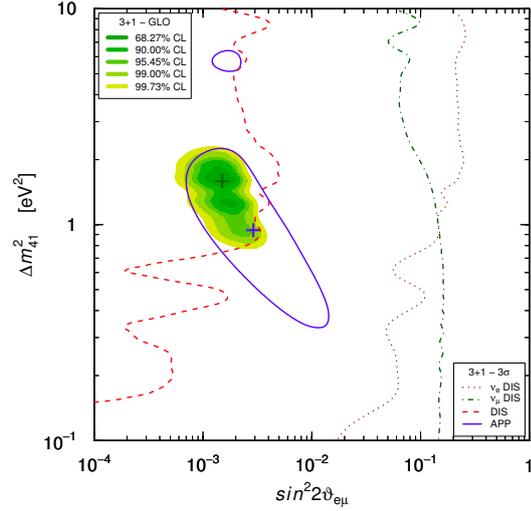


FIGURE 1.9: Régions permises à 3σ de confiance pour les expériences d'apparition (bleu) et les expériences de disparition (pointillés). La combinaison des deux types d'expériences donne la région verte [67].

en effet possible de déterminer N_{eff} . En prenant en compte toutes les données cosmologiques Planck trouve $N_{eff} = 3,04 \pm 0,18$, ce qui défavorise grandement la possibilité d'un nouveau neutrino stérile [69].

Un neutrino stérile n'est donc peut-être pas la cause des anomalies observées. Néanmoins il est nécessaire de s'en assurer par de nouvelles expériences de mesures directes utilisant plusieurs détecteurs afin d'être le plus précis possible. Observer l'oscillation à la fois en distance et en énergie serait une preuve de l'existence de cette nouvelle oscillation. Différentes expériences utilisant différentes techniques sont prévues dans les prochaines années pour tenter de lever le mystère.

Chapitre 2

Détection des antineutrinos de réacteurs

À travers la désintégration bêta des produits de fission, les réacteurs nucléaires sont une source importante d'antineutrinos électroniques. Il est donc possible de les utiliser pour étudier les oscillations de neutrinos. En se plaçant à différentes distances, on peut maîtriser le rapport L/E et ainsi être sensible à différents domaines d'oscillations. La technique de détection privilégiée repose sur la désintégration bêta inverse qui fournit une signature sélective du signal antineutrino. Les réacteurs, en plus d'émettre des antineutrinos, produisent en effet beaucoup de rayonnements parasites qui peuvent noyer le signal et dégrader la sensibilité de l'expérience pour les mesures les plus proches du cœur, c'est-à-dire de l'ordre de la dizaine de mètres. Le bruit induit par les muons est l'autre composante principale à traiter. Après avoir passé en revue les processus de production et de détection des antineutrinos de réacteurs, nous verrons dans cette partie les différents types de bruits existants et les techniques de réjection associées.

2.1 De la source au signal

C. L. Cowan et F. Reines furent les premiers à utiliser un réacteur nucléaire comme source d'antineutrinos en 1956 [6]. Il s'agissait de la première détection des antineutrinos confirmant ainsi l'hypothèse de W. Pauli plus de vingt-cinq ans après sa fameuse lettre [3]. Déjà à l'époque la technique de détection reposait sur l'interaction de désintégration bêta inverse et du liquide scintillant. Cette technique est encore largement utilisée dans les expériences de réacteurs actuelles telles que Double Chooz [17], Daya Bay [16] et Reno [18].

2.1.1 Le réacteur nucléaire comme source d'antineutrinos

En plus des réacteurs nucléaires de propulsion dont nous ne parlerons pas ici, il existe deux types de réacteurs nucléaires : les réacteurs commerciaux et les réacteurs expérimentaux. Si le but des premiers est de produire de l'énergie électrique à partir de l'énergie de la fission nucléaire, les seconds ont des applications plus variées : produire des radio-isotopes pour les hôpitaux, distribuer des faisceaux de neutrons pour la recherche, irradier des matériaux pour étudier leur comportement, servir de maquettes pour de futurs réacteurs ou encore former les étudiants. En France, en 2015, on dénombre 58 réacteurs commerciaux répartis dans 19 centrales toutes exploitées par EDF [70] et 11 réacteurs expérimentaux [71]. Si les objectifs diffèrent selon

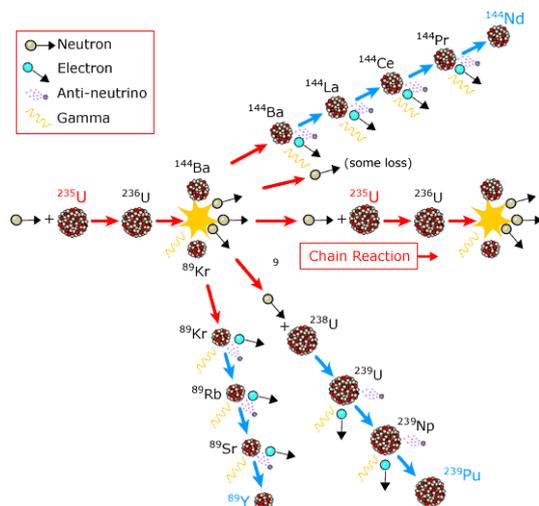


FIGURE 2.1: Représentation schématique de la réaction en chaîne de fission.

Énergie emportée par :	E [MeV]
Fragments de fission (FF)	$166,2 \pm 1,3$
Neutrons de fission	$4,8 \pm 0,1$
Gammas de fission	$8,0 \pm 0,8$
Antineutrinos	$9,6 \pm 0,5$
Radioactivité β des FF	$7,0 \pm 0,3$
Radioactivité γ des FF	$7,2 \pm 1,1$
Énergie totale	$202,7 \pm 0,1$

TABLEAU 2.1: Répartition de l'énergie pour une fission de l'uranium 235 [72].

leur conception, le principe de fonctionnement reste le même : une réaction en chaîne de fission nucléaire est entretenue au sein du combustible produisant neutrons et chaleur de façon stable (cf figure 2.1).

Les trois éléments centraux d'un cœur de réacteur nucléaire sont le combustible fissionnant, le modérateur qui ralentit les neutrons et le caloporteur qui extrait la chaleur. En France, tous les réacteurs commerciaux et la plupart des réacteurs expérimentaux possèdent le même modérateur qui joue aussi le rôle de caloporteur : l'eau légère. Ce choix impose un combustible enrichi en isotopes fissiles tels que l'uranium 235, le plutonium 239 ou encore le plutonium 241 qui fissionnent quelque soit l'énergie du neutron incident et en particulier à faible énergie (meV) contrairement aux isotopes fertiles comme l'uranium 238 qui ne fissionnent que très peu à ces faibles énergies. En effet, l'hydrogène a une masse proche de celle des neutrons ainsi qu'une grande section efficace de diffusion élastique avec ces derniers. À chaque diffusion, les neutrons vont ainsi perdre en moyenne la moitié de leur énergie et donc, bien que produits à une énergie proche du MeV lors de la fission, ils n'ont déjà plus que quelques meV au bout de quelques centimètres de parcours dans l'eau. Dans le cas des réacteurs commerciaux français, le combustible est constitué soit d'un oxyde d'uranium (UO_2) enrichi entre 3 et 6 % en uranium 235, soit d'un oxyde mixte (appelé MOX pour Mélange d'OXYdes) constitué à 91,5 % d'uranium appauvri et à 8,5 % de plutonium enrichi avec 4 à 5 % de plutonium 239.

Tout au long de l'exploitation du réacteur nucléaire, la composition de ce combustible varie : dans le cas d'un combustible composé d' UO_2 enrichi, l'uranium 235 va progressivement être consommé et transformé en produits de fission alors que l'uranium 238 va majoritairement se transmuter par capture neutronique en plutonium 239 et, s'il reste suffisamment longtemps en réacteur, en plutonium 241. Ces deux isotopes sont fissiles et vont donc participer à leur tour à la réaction en chaîne (cf figure 2.2).

Au cours de la fission, l'énergie est répartie entre différents rayonnements qui sont presque tous récupérés sous forme de chaleur par le caloporteur (cf tableau 2.1). Presque tous car, en plus des produits de fission à long temps de vie, un type de rayonnement interagit très faiblement avec son environnement et s'échappe du réacteur : les antineutrinos électroniques.

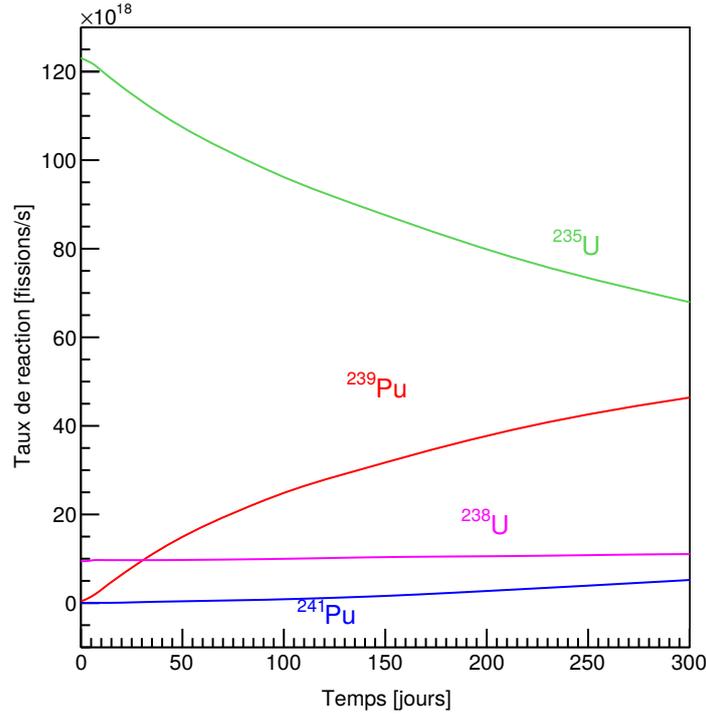


FIGURE 2.2: Évolution des taux de fission pour chaque isotopes dans un réacteur commercial [73].

2.1.2 Détermination des spectres d'antineutrinos

Les antineutrinos proviennent de la désintégration β des différents produits de fission. Ces derniers, trop riches en neutrons, ne sont en effet pas stables et décroissent jusqu'à la vallée de stabilité en transformant un neutron de leur noyau en proton :



Pour prédire le spectre global des antineutrinos venant d'un réacteur, il faut donc connaître le spectre des antineutrinos associé à la fission de chacun des quatre isotopes du combustible : ${}^{235}_{92}\text{U}$, ${}^{238}_{92}\text{U}$, ${}^{239}_{94}\text{Pu}$ et ${}^{241}_{94}\text{Pu}$. Le problème majeur qui apparaît de suite est le nombre très important de produits de fission : dans le cœur d'un réacteur nucléaire, des centaines de noyaux sont produits [74] et décroissent plusieurs fois au cours de leur stabilisation (trois désintégrations β en moyenne par noyau [73]). De plus, pour chaque désintégration β , il y a plusieurs voies de désintégration possibles entre les états du noyau père (souvent le fondamental) et du noyau fils (souvent différents niveaux excités), on se retrouve donc avec plus de 10000 branches β accessibles dans un réacteur nucléaire.

La méthode *ab initio* consiste à utiliser les données des bases nucléaires qui ne cessent de s'enrichir au fil des années pour calculer d'abord le spectre électron branche par branche, puis fragment de fission par fragment de fission et finalement isotope par isotope :

$$S_{e^-}^{\text{tot}}(E) = \sum_{k=^{235}\text{U}, ^{238}\text{U}, ^{239}\text{Pu}, ^{241}\text{Pu}} F_k \times \sum_{X=1}^{N_X} A_X \times \sum_{b=1}^{N_b} \Gamma_b \times S_b(E) \quad (2.2)$$

avec F_k le nombre de fission de l'isotope k pendant la mesure et A_X l'activité d'un des N_X produits de fission intégrée sur le temps de la mesure. Ces deux paramètres sont déterminés

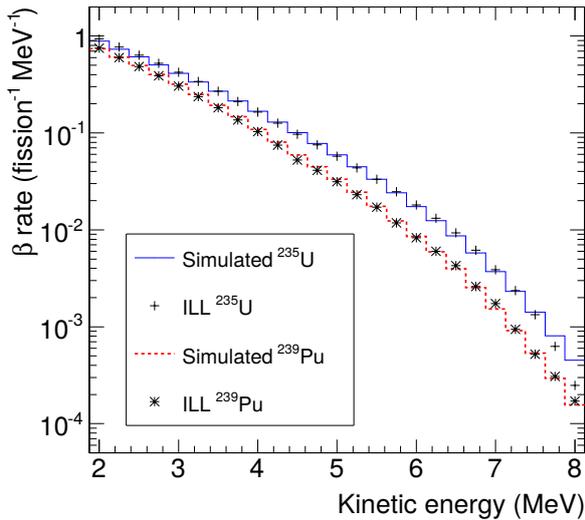


FIGURE 2.3: Spectres électrons obtenus après le calcul *ab initio* pour l' U^{235} et le Pu^{239} comparés aux spectres mesurés à l'ILL [59].

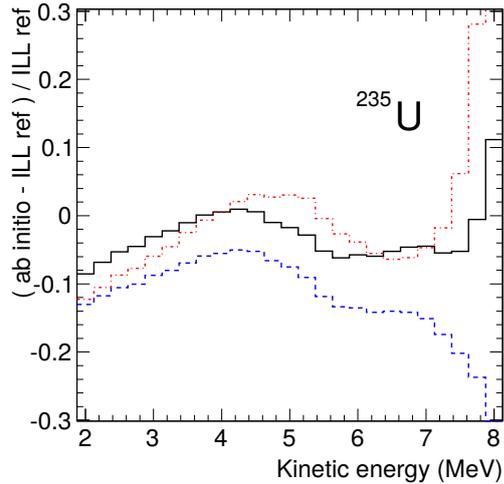


FIGURE 2.4: Différence entre les spectres simulés *ab initio* pour différents modèles de données nucléaires et ceux mesurés à l'ILL [59].

par des simulations d'évolution du combustible. Γ_b représente le rapport d'un embranchement b possible parmi les N_b embranchements possibles et $S_b(E)$ est le spectre β correspondant à cette branche b . Ce dernier se calcule à l'aide de la théorie de Fermi [4] associée à des termes correctifs prenant en compte des corrections radiatives et des effets de taille finie du noyau [73].

Pour passer du spectre électron au spectre des antineutrinos, il suffit ensuite d'appliquer la conservation de l'énergie : l'énergie maximale disponible de la branche b , notée $E_{0,b}$, se partage entre l'électron et l'antineutrino d'où :

$$E_{\bar{\nu}_e} = E_{0,b} - E_e \quad (2.3)$$

Les spectres de fission de chaque isotope prédits par cette méthode peuvent être comparés à ceux mesurés à l'Institut Laue Langevin (cf figure 2.3). Des feuillets composés d'un seul isotope fissile ont en effet été placés dans un flux de neutrons thermiques de sorte qu'un spectromètre, BILL [75], put mesurer très précisément le spectre en énergie des électrons produits. Il fut ainsi trouvé que, selon les bases de données utilisées dans la procédure de calcul *ab initio*, la précision des spectres ne pouvait être meilleure que 10% [59] (cf figure 2.4). Cela est essentiellement dû au fait que certains paramètres nécessaires à ce calcul soient encore aujourd'hui des inconnus comme les niveaux excités de certains noyaux, les informations sur les noyaux à très faible durée de vie difficilement mesurables ou encore la validité de la modélisation de la désintégration β .

L'autre méthode utilisée dans les années quatre-vingt [61] consiste à exploiter directement les mesures des spectres des électrons pour déduire le spectre des antineutrinos. Elle consiste à ajuster par trente branches β virtuelles le spectre électron mesuré et à les convertir ensuite en spectres antineutrinos en appliquant la formule 2.3 dans l'expression de chaque branche. La difficulté de cette méthode est de contrôler les erreurs systématiques liées à la description des branches virtuelles qui dépendent du nombre atomique choisi et de différents paramètres de la théorie de Fermi. Connaissant déjà 90 % du spectre des antineutrinos de par la méthode *ab initio*, il est possible de restreindre l'impact des branches virtuelles sur les spectres antineutrinos prédits en ne réalisant l'ajustement que pour les 10% non connus [59]. Une récente réanalyse faite uniquement avec des branches virtuelles a aussi permis de prendre au mieux les différents paramètres [60]. Ces deux dernières méthodes donnent des résultats similaires (cf figure 2.5)

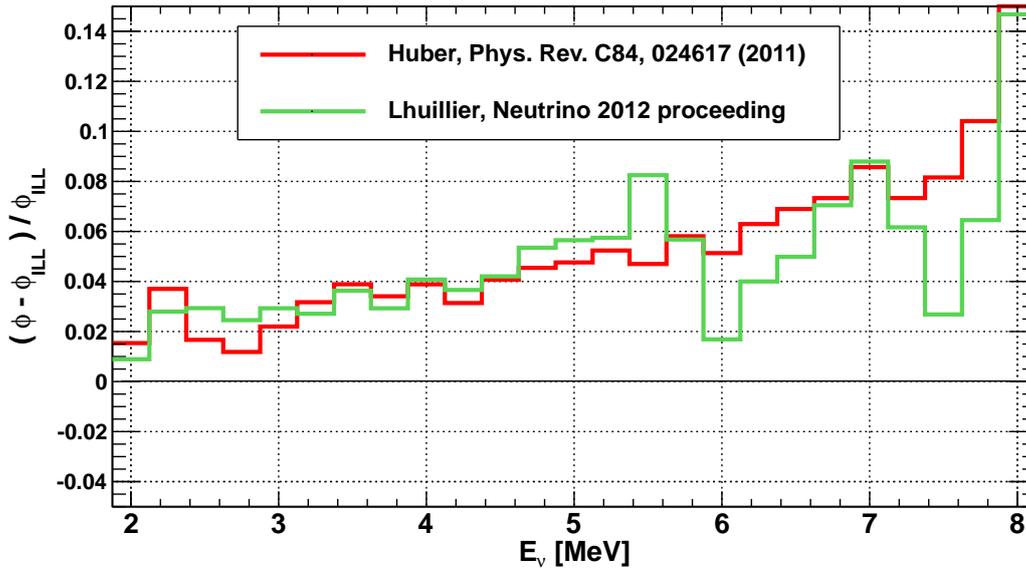


FIGURE 2.5: Comparaison des résidus entre les méthodes actuelles (*ab initio* + 5 branches virtuelles [76] ou 30 branches virtuelles [60]) et la conversion initiale de l'ILL [61]. Un excès d'environ 3,5 % est constaté.

et trouvent des spectres 3,5 % plus élevés que la méthode initialement utilisée comme référence [61].

2.1.3 Détection par le processus de désintégration bêta inverse

Une fois émis par le combustible, l'antineutrino se propage jusqu'au détecteur. La première contrainte à prendre en compte pour sa détection est la faible énergie des antineutrinos de réacteurs : $E_{\bar{\nu}_e} < 10$ MeV. Les réactions de diffusion inélastique et quasi-élastique ayant un seuil trop haut sont donc exclues. La faiblesse de la section efficace de la diffusion élastique sur électron ainsi que sa détection nécessitant un bruit extrêmement bas en raison de l'absence de signature caractéristique ne rendent pas cette solution viable. Enfin, la détection par diffusion élastique sur un nucléon est tout aussi difficile car le recul du nucléon n'excède pas quelques keV [77]. La réaction de détection retenue dans les expériences auprès de réacteurs nucléaires est donc la désintégration β inverse :

$$\bar{\nu}_e + p \longrightarrow n + e^+ \quad (2.4)$$

L'énergie de l'antineutrino $E_{\bar{\nu}_e}$ peut s'écrire directement en fonction de l'énergie du positon selon :

$$E_{\bar{\nu}_e} = \frac{1}{2} \frac{2M_p E_{e^+} + M_n^2 - M_p^2 - m_e^2}{M_p - E_{e^+} + \cos \theta \sqrt{E_{e^+}^2 - m_e^2}} \quad (2.5)$$

où M_p , M_n et m_e sont les masses respectives du proton, du neutron et de l'électron, E_{e^+} l'énergie totale du positon et θ l'angle entre le positon et le neutrino. En négligeant l'énergie de recul du neutron, on obtient :

$$E_{\bar{\nu}_e} = E_{e^+} + \Delta + \mathcal{O}(E_{e^+}/M_n) \quad (2.6)$$

avec $\Delta = M_n - M_p = 1,293$ MeV.

Il faut noter ici qu'en plus de l'énergie cinétique du positon T_e^+ , on mesure aussi l'énergie d'annihilation du positon avec un électron au repos :

$$E_{vis} = T_{e^+} + 2m_e \simeq E_{\bar{\nu}_e} - \Delta + m_e \simeq E_{\bar{\nu}_e} - 0,782 \text{ MeV} \quad (2.7)$$

Cette réaction présente l'avantage d'avoir une section efficace relativement importante qui augmente en fonction de l'énergie de l'antineutrino. Cette dernière peut s'approximer au premier ordre [78] selon l'équation :

$$\sigma(E_{\bar{\nu}_e}) = K \times (E_{\bar{\nu}_e} - \Delta) \sqrt{(E_{\bar{\nu}_e} - \Delta)^2 - m_e^2} \quad (2.8)$$

où K est une constante dans laquelle intervient le temps de vie du neutron. En prenant la dernière révision de ce temps de vie, $\tau_n = 880,3 \pm 1,1 \text{ s}$ [79], on trouve $K = (9,62 \pm 0,02) \cdot 10^{-44} \text{ cm}^2 \cdot \text{MeV}^{-2}$.

La désintégration β inverse possède en revanche un seuil qui dépend du noyau cible dans lequel se trouve le proton. Dans le cas de l'hydrogène, on a :

$$E_{\bar{\nu}_e}^{th} = \frac{(m_n + m_e)^2 - m_p^2}{2m_p} \simeq 1,806 \text{ MeV} \quad (2.9)$$

À cause de ce seuil, environ 25% des antineutrinos produits par les réacteurs nucléaires ne peuvent être détectés [26].

Le spectre antineutrino mesuré est donc le produit du flux émis du réacteur nucléaire $S_{\bar{\nu}_e}^{tot}(E, t)$ par la section efficace de la désintégration β inverse $\sigma_{\bar{\nu}_e}(E)$ (cf figure 2.6). Pour obtenir la bonne normalisation et pouvoir ainsi comparer la mesure à la prédiction, il faut veiller à prendre en compte la distance entre le détecteur et le réacteur L , le nombre de protons cibles dans le détecteur N_p , le nombre de fissions donné par le rapport entre puissance thermique $P_{th}(t)$ et énergie moyenne d'une fission $\langle E_f \rangle(t)$ et enfin l'efficacité de détection $\varepsilon(E)$. En supposant le cœur du réacteur et le détecteur comme deux points, ce qui est justifié s'ils sont suffisamment éloignés l'un de l'autre, à un instant t, le taux d'antineutrinos détectés $R_{\bar{\nu}_e}(t)$ s'écrit ensuite comme suit :

$$R_{\bar{\nu}_e}(t) = \frac{N_p}{4\pi L^2} \frac{P_{th}(t)}{\langle E_f \rangle(t)} \int S_{\bar{\nu}_e}^{tot}(E, t) \sigma_{\bar{\nu}_e}(E) \varepsilon(E) dE \quad (2.10)$$

avec

$$\langle E_f \rangle(t) = \sum_{k=^{235}\text{U}, ^{238}\text{U}, ^{239}\text{Pu}, ^{241}\text{Pu}} \alpha_k(t) \langle E_f \rangle_k \quad (2.11)$$

où $\alpha_k(t)$ est la proportion de fission due à l'isotope k et $\langle E_f \rangle_k$ l'énergie moyenne de fission de l'isotope k.

2.1.4 Détection des antineutrinos dans le liquide scintillant

Dans les expériences Nucifer et Stéréo, la technique de détection repose sur une cible de liquide scintillant (cf figure 2.7) dopé au gadolinium et entourée de tubes photomultiplicateurs (PM) qui collectent la lumière et la transforment en signal électrique.

Le transfert d'énergie de la particule se fait par excitation des électrons des molécules scintillantes (LAB, PXE, DIN ...) contenues dans le liquide scintillant. Après excitation, les électrons peuvent atteindre des états singulets S_n ($n > 1$) ou des états vibrationnels d'un état S_n (cf figure

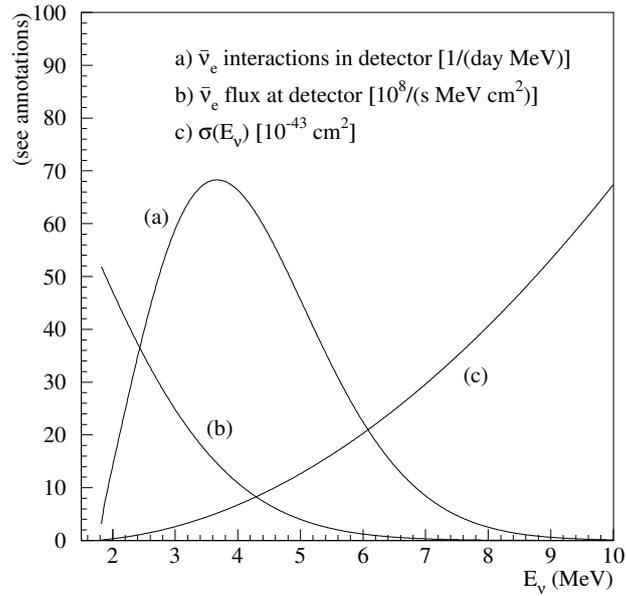


FIGURE 2.6: Flux d'antineutrinos d'un site de plusieurs réacteurs totalisant 12 GW_{th} dans un détecteur situé à 0,8 km, section efficace de la désintégration β et spectre des antineutrinos détectés [80]



FIGURE 2.7: Photo d'une cellule en verre remplie de liquide scintillant (à droite) posée à côté d'une même cellule remplie d'eau (à gauche). La lumière naturelle excite le liquide qui devient fluorescent.

2.8). Pour retourner à la stabilité, la molécule va tout d'abord perdre de l'énergie par conversion interne non-radiative jusqu'à arriver à l'état d'excitation de plus faible énergie S_1 et perdre finalement l'énergie restante par émission de photons appelée fluorescence. Un autre mécanisme peut toutefois intervenir : après excitation, l'électron peut retomber dans un état triplet et perdre son énergie par phosphorescence. La différence entre fluorescence et phosphorescence va finalement être le temps de désexcitation de la molécule : de la nanoseconde par fluorescence à la microseconde par phosphorescence [81].

La longueur d'onde des photons émis par ces deux processus n'est pas optimale pour être détectée par des tubes photomultiplicateurs : $\sim 290 \text{ nm}$ pour le PXE alors que la sensibilité des PM se situe vers 430 nm . Deux types de fluors sont alors rajoutés pour décaler la longueur d'onde vers le visible. Le fluor primaire (PPO, BPO ...) vient directement capter l'énergie vibrationnelle des molécules scintillantes par transfert non-radiatif pour émettre par fluorescence des photons

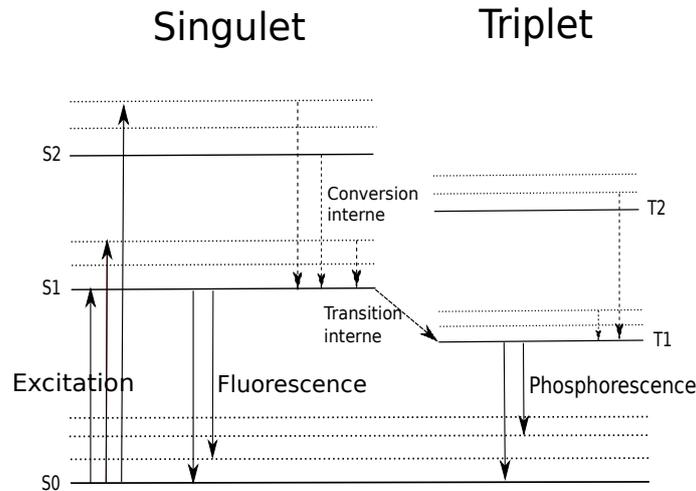


FIGURE 2.8: Principe de la fluorescence et phosphorescence.

aux alentours de 360 nm. Le fluor secondaire (bis-MSD, POPOP ...) quant à lui absorbe la lumière et la réémet à plus basse énergie aux alentours de 430 nm.

Avant que la désexcitation ne se produise, une molécule excitée va bien souvent transmettre son énergie d'excitation à une molécule voisine. L'énergie va ainsi se déplacer dans le liquide jusqu'à arriver à une molécule de fluor primaire qui va transformer l'énergie d'excitation en lumière. Lors de ce processus, une part de l'énergie peut ne pas être récupérée sous forme de lumière à cause d'un processus appelé *quenching*.

Il existe différents types de *quenching* : celui dû à des impuretés, à l'oxygène ou encore aux autres molécules excitées. Le premier agit lorsque des impuretés peuvent récupérer l'énergie d'excitation et se désexciter sans réémettre dans le visible. Par exemple, le complexe entourant le gadolinium peut avoir ce désavantage. L'oxygène neutralise les fluors en favorisant les états triplets plus longs et donc la désexcitation par lumière ne sera pas détectée. Enfin, lorsque deux molécules voisines sont excitées, elles peuvent interagir entre elles et l'une d'elle (ou les deux) peut se retrouver à son état fondamental S_0 sans émettre de radiation visible. Tous ces effets ont pour conséquence de diminuer le rendement lumineux du liquide mais seul le dernier dépend de la densité d'ionisation de la particule incidente. En effet, plus la densité d'ionisation sera élevée, plus le *quenching* sera grand : les protons sont donc plus affectés que les électrons par ce phénomène (cf figure 2.9).

Pour signer proprement l'interaction de l'antineutrino avec un proton, la corrélation temporelle entre l'annihilation du positon et la capture du neutron sur le gadolinium est utilisée (cf figure 2.10). En effet, l'énergie du positon est instantanément déposée alors qu'il faut attendre d'une dizaine à une centaine de microsecondes selon le dopage et la concentration du liquide pour que le neutron se thermalise par diffusion et se fasse ensuite capturer par le gadolinium. On parle alors d'événement prompt pour le signal venant du positon et d'événement retardé pour le signal venant du neutron.

Le gadolinium a l'avantage de posséder une grande section efficace de capture neutronique tout en émettant une cascade de gammas totalisant plus de 8 MeV, bien plus haut que la dernière raie de radioactivité naturelle qui est le thallium à 2,6 MeV. Cela permet de rejeter une part importante de bruit de fond qui vient mimer le signal des antineutrinos.

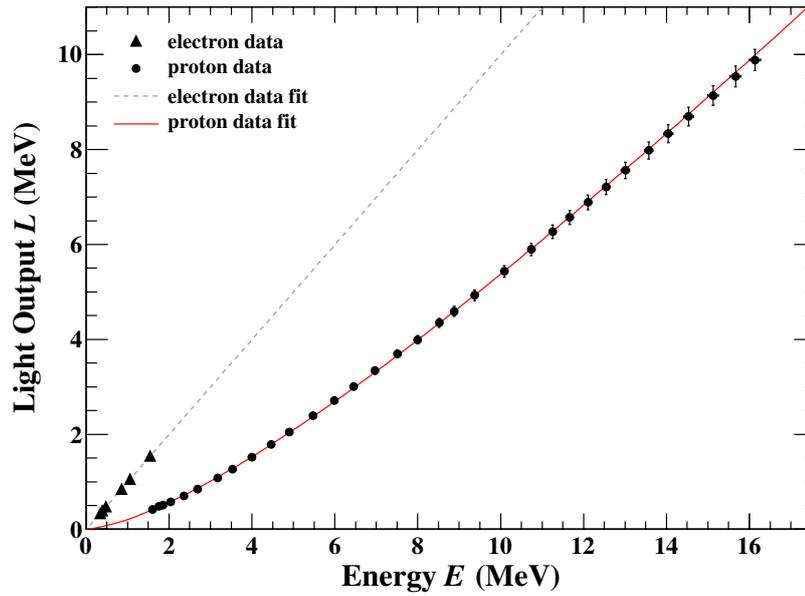


FIGURE 2.9: Énergie visible en fonction de l'énergie déposée pour les électrons et les protons pour du LAB, 2 g/l PPO et 15 mg/l bis-MSB [82]. Les courbes sont tirées des lois de Birks [81].

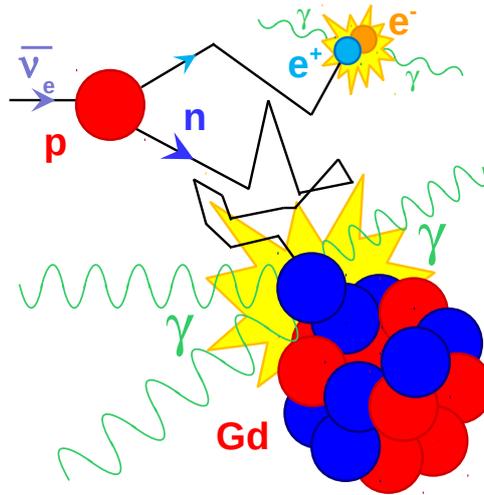


FIGURE 2.10: Schéma d'une désintégration β inverse dans le liquide scintillant

Nous avons donc un signal antineutrino correspondant à une coïncidence entre un signal prompt compris entre 1 et 10 MeV suivi par un signal retardé autour de 8 MeV. La distribution des écarts en temps entre les deux signaux correspond à une exponentielle décroissante avec un temps de vie τ_{Gd} dépendant de la concentration en gadolinium.

2.2 Les différents bruits de fond

N'attendant pas plus de quelques centaines d'événements par jour, on comprend facilement la difficulté à extraire les antineutrinos du bruit de fond ambiant et ce d'autant plus à quelques mètres d'un réacteur nucléaire. La sélection des événements par la coïncidence temporelle entre

un signal prompt et retardé permet de faire un premier tri parmi tous les événements interagissant dans le liquide scintillant. Néanmoins, il est nécessaire d'utiliser des protections passives et actives pour réduire ce bruit parasite.

2.2.1 Le bruit accidentel

Le premier type de bruit de fond est appelé bruit de fond accidentel. Il s'agit d'une coïncidence fortuite entre deux événements complètement indépendants.

Dans la nature, différents éléments sont radioactifs et émettent des particules alpha, bêta et gamma pouvant aller jusqu'à des gammas de 2,6 MeV pour le thallium. On retrouve essentiellement les produits de la chaîne de désintégration de l'uranium 238 et du thorium 232 présents dans la croûte terrestre tels que le plomb 212 et 214, le bismuth 214 et le thallium 208. Le potassium 40 a lui aussi une contribution non négligeable dans le spectre naturel. Ce rayonnement gamma ambiant ne peut pas être pris pour un événement retardé qui est aux alentours de 8 MeV. En revanche, il peut tout à fait jouer le rôle d'un événement prompt. Les rayonnements alpha et bêta quant à eux ne peuvent franchir la cuve du détecteur, seuls les radioéléments se retrouvant à l'intérieur du liquide scintillant peuvent contribuer.

Les muons atmosphériques provenant de la désintégration des pions ne sont eux mêmes pas un problème car s'ils traversent le détecteur, la plupart ont une énergie qui se trouve bien au-delà du MeV, ce qui provoque immédiatement une saturation du détecteur. Il est donc très aisé de les reconnaître et de les supprimer. Cependant, ils peuvent donner naissance à des neutrons rapides par spallation sur les noyaux des matériaux entourant le détecteur. En se faisant capturer par le gadolinium, ces neutrons peuvent donner un signal retardé. Ce signal couplé, par exemple, à un gamma de la radioactivité naturelle donne une combinaison qui a toutes les caractéristiques du signal des antineutrinos.

Pour les expériences à très courte distance du cœur qui nous intéressent ici, la plus importante source de bruit de fond vient du réacteur lui même et ce pour plusieurs raisons. Tout d'abord, lors de la fission, des neutrons peuvent s'échapper du cœur et traverser les différentes protections pour atteindre le détecteur. Pour cela, ils doivent traverser une grande quantité d'eau et de béton, c'est pourquoi il est très peu probable que leur énergie soit supérieure au MeV. Ils peuvent cependant se faire capturer à proximité du détecteur par des noyaux comme le fer, l'aluminium ou encore le cuivre qui, une fois excités, vont émettre des gammas très énergétiques (jusqu'à 7,9 MeV pour le cuivre par exemple). Ensuite, les produits de fission se dés excitent en émettant eux aussi des gammas énergétiques pouvant aller jusqu'à 8 MeV [83]. Enfin, il faut veiller à ne pas se situer trop proche du circuit de désactivation qui contient l'eau du circuit primaire. En effet, cette eau a été en contact du combustible et, par capture neutronique, s'est chargée en azote 16. En se dés excitant, ce noyau instable émet dans 67 % des cas un gamma de 6,13 MeV et, dans 5 % des cas, un gamma de 7,12 MeV.

Tous ce bruit accidentel peut se soustraire en ligne par une méthode que nous détaillerons plus loin. Néanmoins, il est important de le réduire au maximum afin de limiter les fluctuations statistiques liées à sa soustraction.

2.2.2 Le bruit corrélé

Le second type de bruit de fond est appelé bruit de fond corrélé. Cette fois un même événement, bien souvent un muon, donne lieu à une coïncidence temporelle.

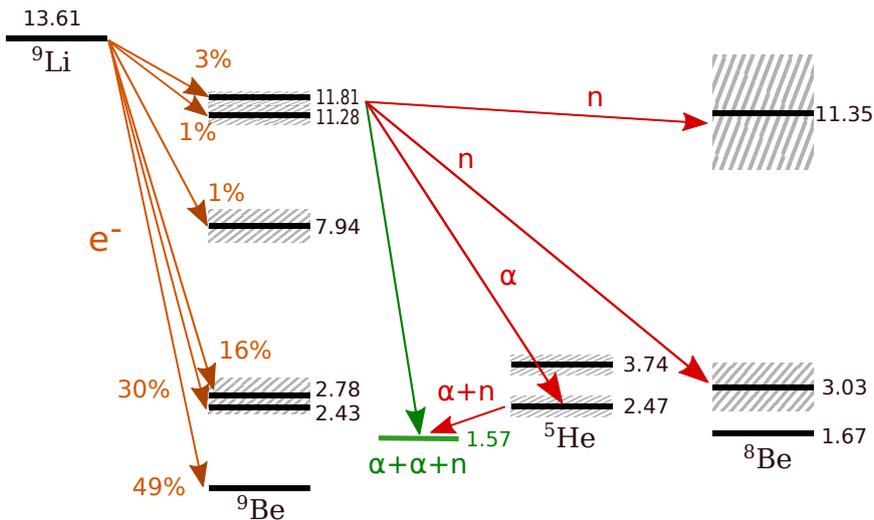


FIGURE 2.11: Schéma des différents niveaux de décroissance du lithium 9.

Les neutrons rapides, produits par spallation due aux muons ou par fission, peuvent s'introduire dans le détecteur et mimer le signal prompt et retardé des neutrinos. En effet, en diffusant dans le liquide scintillant, ils vont provoquer le recul de protons qui vont à leur tour provoquer la scintillation et donc donner un premier signal de quelques MeV. Une fois thermalisés, ils vont se faire capturer par le gadolinium et permettre la cascade de 8 MeV, typique du second signal. Toutefois, comme le *quenching* est plus important pour les protons que les positons (cf figure 2.9), il faut que l'énergie du neutron soit supérieure à quelques MeV pour avoir une réponse du liquide scintillant aux énergies qui nous intéressent pour l'événement prompt. C'est pourquoi les neutrons rapides venant du réacteur sont largement minoritaires comparés aux neutrons de spallation des muons. De plus, un même muon peut générer plusieurs neutrons rapides qui peuvent diffuser plus ou moins longtemps dans le liquide. Il suffit ensuite d'avoir deux captures sur le gadolinium ou la capture d'un neutron associée au recul de protons d'un autre neutron issu du même muon à deux temps suffisamment espacés pour avoir une coïncidence parasite.

Une autre source de bruit corrélé vient du fait que, bien que la plupart des muons traversent le détecteur sans s'arrêter, une petite fraction des muons peut toutefois se désintégrer dans le liquide scintillant en déposant quelques MeV et cela peut correspondre au signal prompt. Puis, l'électron Michel, produit avec une énergie allant jusqu'à 55 MeV, va à son tour déposer plusieurs MeV d'énergie et, s'il se trouve en bordure de détecteur, s'échapper avant de saturer le détecteur en donnant un second signal qui peut être considéré comme un événement retardé.

Le dernier bruit corrélé vient lui aussi indirectement des muons qui peuvent créer, par spallation sur le carbone 12 contenu dans le détecteur, des atomes de lithium 9 ou d'hélium 8. Ceux-ci sont instables et vont décroître tout en émettant des particules α , β et γ ainsi que des neutrons (cf figure 2.11). Ainsi, tout est réuni pour avoir à nouveau une coïncidence similaire au signal des antineutrinos. Leur temps de vie moyen étant de 257 ms, il est impossible d'utiliser le veto muon : l'acquisition serait constamment stoppée.

Le bruit de fond corrélé ne dépend donc pas du réacteur nucléaire. Il est donc possible de soustraire ce bruit par des mesures réalisées lorsque le réacteur est éteint. Néanmoins, de même que pour le bruit de fond accidentel, il est bon de réduire autant que possible ce bruit pour améliorer la précision de nos mesures.

2.2.3 Stratégies de lutte contre le bruit

Il existe plusieurs façons de se protéger du bruit de fond accidentel et corrélé :

- **Propreté et blindages passifs**

Tout d'abord, il est nécessaire d'éviter toute contamination radioactive à l'intérieur du détecteur. Des normes très strictes sont ainsi exigées lors de la construction du détecteur. Certains isotopes radioactifs utilisés comme traceurs en métallurgie, comme par exemple le cobalt 60, sont à bannir et, avant le remplissage, l'intérieur de la cuve doit être nettoyé avec le plus grand soin. Pour se protéger des rayonnements externes, des blindages en plomb pour les gammas, en bore et polyéthylène pour les neutrons, doivent entourer le détecteur de façon à abaisser la radioactivité ambiante au maximum au niveau du liquide scintillant.

- **Enfouissement et veto muon**

Pour prévenir des muons, le détecteur doit être enfoui sous le maximum de matière. Mais cela n'est pas toujours possible si l'on veut se placer à quelques mètres du réacteur. Le détecteur est donc entouré d'un veto qui les détecte. Il est alors possible de rejeter les événements suivants un muon (neutrons de spallation, électrons Michel ...) pendant un temps déterminé et ce directement en ligne en bloquant l'acquisition ou alors lors de l'analyse.

- **Blindage actif**

Il est aussi possible d'entourer le liquide cible de détection par un autre volume de liquide scintillant. En détectant les rayonnements la traversant, cette couronne protectrice permet d'éliminer le bruit venant de l'extérieur.

Lors de l'analyse, des coupures sur différents paramètres des événements sont également déterminées de façon à obtenir un rapport signal sur bruit optimal : des coupures trop importantes diminuent l'efficacité de détection alors que des coupures trop lâches augmentent le bruit de fond.

- **Coupure en temps et en énergie**

La coupure en temps consiste à restreindre l'écart en temps (Δt) entre l'événement prompt et retardé de façon à ne pas inclure trop de bruit accidentel lors de la recherche de paires corrélées. Cette coupure dépend fortement du temps de capture du neutron dans le liquide scintillant.

La coupure en énergie est une limite posée sur l'énergie des événements : on sait que l'événement retardé est attendu aux alentours de 8 MeV, il est donc inutile de garder les candidats retardés de basse énergie. En revanche, le signal prompt peut descendre jusqu'au seuil de la désintégration β inverse soit 1 MeV en énergie visible, mais c'est aussi à cette énergie que se concentre l'essentiel du bruit de fond (gammas de fission et de capture neutronique, radioactivité naturelle, neutrons rapides). S'il est donc possible de descendre le seuil très bas pour les expériences éloignées du réacteur (comme Double Chooz avec un seuil à 0,5 MeV), cela est très difficile pour les expériences à proximité du réacteur. Une coupure haute est également fixée pour éviter de sélectionner des saturations dues aux muons.

- **Coupure topologique**

Dans certains détecteurs, il est possible de segmenter le liquide (ou solide) de détection. Il devient ainsi possible de rajouter une coupure topologique sur les événements. En effet, le

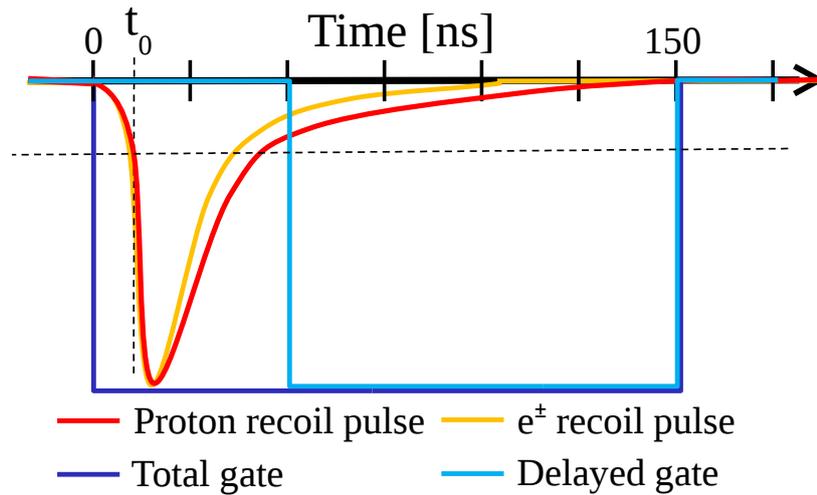


FIGURE 2.12: Schéma de principe de la discrimination en forme de signaux.

positon va s'annihiler très rapidement sans avoir le temps de s'éloigner du vertex d'interaction. Le neutron quant à lui, suivant la concentration en gadolinium, se fera détecter à proximité. En exigeant que le signal retardé soit à proximité du signal prompt, on limite grandement les coïncidences fortuites.

- **Discrimination en forme des signaux**

La discrimination en forme des signaux (ou PSD pour *Pulse Shape Discrimination*) est enfin la dernière coupure possible. Elle repose sur la propriété du liquide à ne pas se comporter de la même façon suivant la particule incidente. Plus la densité d'ionisation est élevée, plus les niveaux d'excitation des molécules scintillantes sont hauts. Il va alors prendre plus de temps aux électrons pour redescendre à leur état fondamental et donc pour émettre de la lumière par fluorescence. Ainsi, les protons de recul dus aux neutrons rapides vont avoir un signal plus étalé en temps que celui des gammas de capture ou d'ionisation du positon (cf figure 2.12). Le rapport entre les charges de la queue du signal et du signal total sera donc plus grand pour un neutron rapide que pour un antineutrino et permettra de faire la distinction entre bruit et signal.

- **Utilisation du lithium**

Certaines expériences, comme Solid [84], ont fait le choix de remplacer le gadolinium par du lithium. Ce dernier a une section efficace de capture neutronique élevée mais, à la différence du gadolinium, émet un alpha et un triton. En plus d'avoir un dépôt d'énergie très localisé et donc d'améliorer la coupure topologique, ces deux particules donnent un signal dont la forme diffère des gammas de captures neutroniques. On a donc, pour le prompt, un signal gamma et, pour le retardé, un signal alpha, ce qui est très rare comme combinaison pour le bruit de fond. Une autre amélioration consiste à mélanger le lithium avec du sulfure de zinc activé avec des ions Ag^+ . Ce complexe est aussi scintillant avec la particularité d'avoir un temps de désexcitation très long (plusieurs microsecondes) comparé aux scintillateurs organiques (~ 10 ns), ce qui permet de distinguer les captures des neutrons des rayons gammas.

En dernier lieu, pour les expériences situées près des réacteurs expérimentaux, il est possible de soustraire le signal corrélé mesuré lorsque le réacteur est éteint. Ce dernier ne correspond en effet pas à un signal antineutrino et ne provient que des muons. En faisant cela, il faudra veiller que les conditions influant sur le taux de muon en réacteur éteint sont représentatives de la situation lorsque le réacteur est allumé.

Deuxième partie

L'expérience Nucifer

Chapitre 3

Objectifs et caractéristiques de Nucifer

Le projet Nucifer vise à démontrer la possibilité de suivre à distance l'évolution du combustible d'un réacteur nucléaire avec un détecteur d'antineutrinos simple, compact, sûr et peu coûteux. À terme, l'objectif est de pouvoir donner une indication supplémentaire à celles existantes déjà à l'Agence Internationale de l'Énergie Atomique (AIEA) en cas de détournement du plutonium produit dans les centrales nucléaires civiles à des fins militaires. Une autre application est de montrer la possibilité de connaître la quantité de plutonium consommé dans les réacteurs nucléaires après son introduction en tant que combustible et ce, afin de diminuer les stocks de plutonium de qualité militaire détenus par les différentes puissances nucléaires mondiales.

L'expérience Nucifer réunit plusieurs laboratoires et départements du CEA : les différents services de l'Institut de Recherche des lois Fondamentales de l'Univers (IRFU) pour la partie technique et physique, la Direction des Applications Militaires (DAM) pour le financement des composants du détecteur, la Direction de l'Énergie Nucléaire (DEN) pour la mise à disposition du site près d'Osiris et le Service d'Études des Réacteurs et de Mathématiques Appliquées (SERMA) pour la partie sur les simulations du réacteur. D'autres laboratoires ont rejoint la collaboration dont le laboratoire de Physique Subatomique et des Technologies Associées (Subatech) de Nantes pour la réalisation du veto muon et des simulations du réacteur, en lien avec ce que réalise le SERMA, et le Max Planck Institut für Kernphysik (MPIK) d'Heidelberg pour la production du liquide scintillant. Après avoir présenté les différents enjeux des antineutrinos pour la non-prolifération, nous exposerons dans cette partie les caractéristiques du détecteur Nucifer.

3.1 Suivi des réacteurs par les antineutrinos

Le plutonium 239 est l'un des isotopes fissile avec l'uranium 235 qui sert à la fabrication des armes nucléaires. Contrairement à l'uranium, il ne se trouve pas à l'état naturel en raison de sa durée de vie plus faible : $2,4 \cdot 10^4$ ans pour le plutonium 239 à comparer à $7,10^8$ ans pour l'uranium 235. Il est donc produit à partir de l'uranium 238 placé dans un flux important de neutrons thermiques disponible au cœur des réacteurs nucléaires. L'AIEA doit ainsi procéder à de régulières inspections afin de s'assurer que du plutonium n'est pas détourné lors du rechargement et ce, particulièrement dans les réacteurs de recherche qui sont rechargés plus souvent que les réacteurs commerciaux. De par la différence du nombre d'antineutrinos produits par fission de l'uranium ou du plutonium, la mesure du taux de ces particules ainsi que, dans une moindre

mesure, la forme des spectres en énergie pourraient à priori donner une information en ligne sur la composition du combustible.

3.1.1 Armes nucléaires et non-prolifération

Le principe des armes nucléaires est relativement simple : il s'agit de rendre surcritique très rapidement la matière fissile de sorte à dégager brutalement une grande quantité d'énergie. De façon générale, un explosif chimique concentre la matière fissile auprès d'une source de neutron qui va initier la fission et donc l'explosion. L'uranium 235 a été utilisé comme matière fissile pour la première utilisation offensive par les Américains lors de la Seconde Guerre Mondiale à Hiroshima, mais c'est ensuite le plutonium 239 qui a été choisi par les pays détenteurs de la bombe. L'uranium et le plutonium utilisés doivent être concentrés le plus possible en isotope fissile afin de rendre rapidement le système surcritique et ne pas initier trop tôt la fission par des neutrons venant de fission spontanée d'autres isotopes comme le plutonium 240, ce qui rendrait la bombe inopérante. L'uranium naturel doit donc être enrichi en uranium 235 par centrifugation, diffusion ou encore séparation électromagnétique. Le plutonium peut quant à lui être retiré d'un combustible de réacteur nucléaire ayant séjourné un temps adéquat dans un flux neutronique : pas trop longtemps pour ne pas l'enrichir en plutonium 240 mais suffisamment pour en produire une quantité non négligeable. Ainsi, un temps optimal de passage en réacteur est déterminé de façon à obtenir le plutonium de qualité militaire. Ce temps n'est pas forcément très long et c'est pourquoi les réacteurs commerciaux, qui cherchent eux à maximiser l'épuisement du combustible, ne sont pas idéaux pour la fabrication du combustible nucléaire. Des filières à rechargements continus ou très fréquents ont donc été développées par les pays détenteurs de la bombe.

L'AIEA a été créée en 1957 afin de promouvoir la technologie nucléaire tout en s'assurant du respect des règles de sécurité et en limitant le développement des applications militaires. En mars 2015, 164 pays font partie de cette organisation placée sous l'égide de l'ONU. Seule la Corée du Nord l'a quittée en 1994. En 1968 fut signé le Traité sur la non-prolifération des armes nucléaires (TNP) afin de réduire le nombre d'armes nucléaires dans le monde. Ce traité distingue les états dotés de l'arme nucléaire (EDAN : États-Unis, URSS, Royaume-Uni, France, Chine) des autres états (ENDAN). En le signant, les premiers s'engagent à ne pas aider les autres états à acquérir la bombe nucléaire tandis que les seconds s'engagent à ne pas essayer de la détenir. Le traité contient également une clause de désarmement visant à long terme à bannir l'existence de ces armes de destruction massive. Trois états ont refusé de signer ce traité : le Pakistan, Israël et l'Inde et un, la Corée du Nord, s'en est désengagé en 2003.

Pour s'assurer du respect de ce traité, l'AIEA procède à plusieurs inspections sur les sites jugés potentiellement proliférant comme les centrifugeuses nucléaires ou les réacteurs de recherche. L'agence reste également attentive au développement de nouvelles technologies qui permettraient de mieux contrôler ces sites.

3.1.2 Sensibilité au contenu en plutonium

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 2, la composition du combustible évolue tout au long de l'exploitation du réacteur. Cet épuisement progressif en matière fissile qui correspond à une énergie fournie par quantité de matière fissile se nomme le *burn-up* et s'exprime en GWj/t. Dans le cas d'un réacteur chargé en uranium, le plutonium 239 prend progressivement de l'importance dans le total des fissions. Les nombres d'antineutrinos émis ainsi que l'énergie libérée ne sont cependant pas les mêmes pour chaque isotope participant à la fission (cf figure 3.1). Pour une

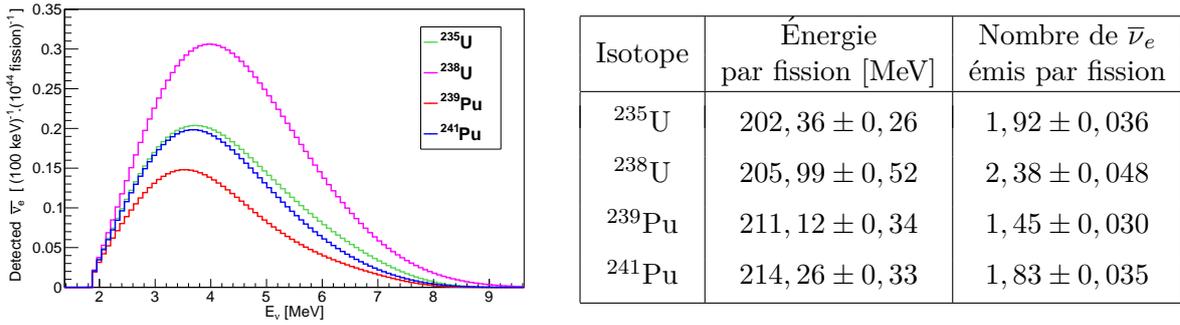


FIGURE 3.1: Spectres des antineutrinos pour les différents isotopes multipliés par la section efficace de la désintégration β inverse [73] et tableau des énergies [86] et nombres d'antineutrinos au dessus de 1,8 MeV [87] libérés par fission pour chaque isotope.

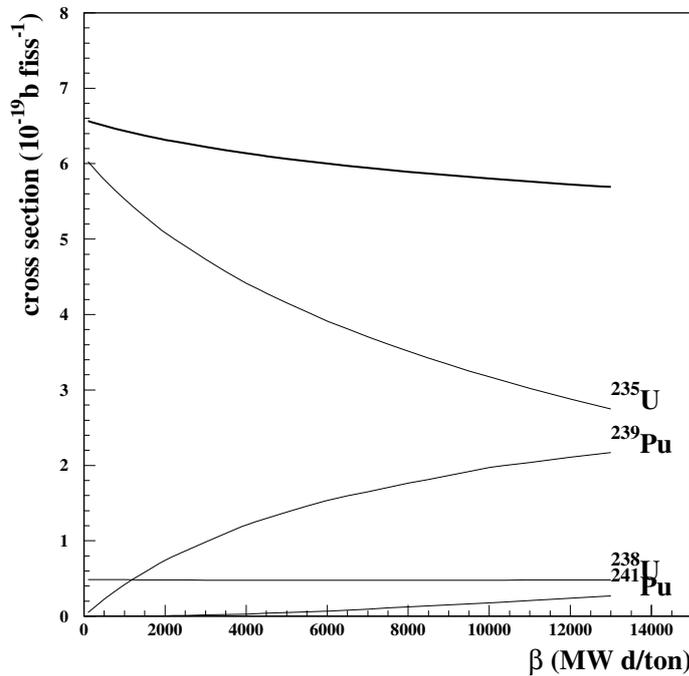


FIGURE 3.2: Évolution de la section efficace par fission en fonction du *burn-up* pour le réacteur de Chooz [88].

même puissance thermique fournie, le taux d'antineutrinos détectés avec des fissions provenant purement de l'uranium 235 serait ainsi 1,6 fois supérieur que dans le cas de fissions provenant purement du plutonium 239. Au cours d'un cycle, l'évolution de ce taux peut se calculer à partir de la puissance du réacteur P_{th} et d'une simulation de l'évolution du combustible donnant les différents taux de fission de chaque isotope [85] :

$$R_{\bar{\nu}_e} = \gamma(1 + k(t))P_{th} \quad (3.1)$$

où γ ne dépend que des caractéristiques du détecteur et $k(t)$ est une fonction dépendant des fractions de fission portées par chaque isotope (cf figure 3.2).

En comparant le taux mesuré au taux attendu, on peut d'une part suivre à distance l'évolution du réacteur et d'autre part savoir si une partie du combustible a été détournée ou non au moment du rechargement : si le taux d'antineutrinos est trop élevé au redémarrage, on peut en déduire

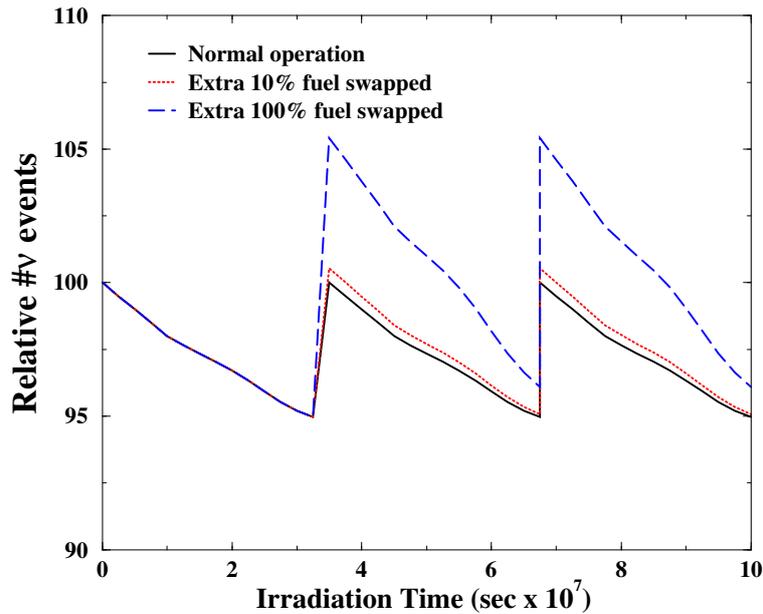


FIGURE 3.3: Simulation de l'évolution du taux d'antineutrinos détectés en fonction du temps d'irradiation dans un REP [89]. La courbe noire représente un fonctionnement normal avec un départ à l'équilibre : 5 % du flux est perdu pendant un cycle et est repris lors du rechargement. Les courbes rouge et bleu représentent les cas où respectivement 10 % et 100 % supplémentaires du combustible ont été retirés.

que plus de plutonium que prévu a été retiré du cœur (cf figure 3.3). Le combustible n'est en effet jamais totalement remplacé lors d'un rechargement : par exemple, pour les réacteurs commerciaux, on renouvelle le cœur par tiers tous les douze à dix-huit mois environ. Toute la difficulté revient à être suffisamment sensible à cet écart dans le taux de comptage des antineutrinos d'au maximum 10 % [89].

Cette première méthode a l'avantage de ne nécessiter qu'un taux de comptage. En revanche, pour assurer un suivi efficace du réacteur, il est nécessaire de comparer les données avec la prédiction du taux d'antineutrinos attendus basée sur les déclarations de l'opérateur fournissant le plan de rechargement et l'historique de puissance.

Une autre méthode consiste à utiliser le spectre en énergie des antineutrinos [87]. Ce dernier n'est en effet pas le même selon le *burn-up* et peut être ajusté par quatre composantes venant des quatre isotopes fissiles. Lors de cet ajustement, on peut considérer les paramètres externes au détecteur comme des paramètres libres. Cette méthode demande néanmoins des niveaux de précision difficilement atteignables par les expériences proches d'un réacteur.

3.1.3 Expériences précédentes

La première expérience à démontrer l'évolution du signal antineutrino avec le *burn-up* fut le détecteur russe placé 18 m en dessous du cœur de la centrale nucléaire de Rovno. Cette position favorable lui assura un faible bruit de fond corrélé : seulement $149,1 \pm 4,2$ corrélés par jour lorsque le réacteur est éteint à comparer à $909,1 \pm 6,2 \bar{\nu}_e$ par jour lorsque le réacteur est en fonctionnement [85]. Le réacteur utilisé comme source d'antineutrinos est un réacteur à eau pressurisée d'une puissance thermique de 1375 MW, le détecteur quant à lui était constitué d'une cible de 1050 litres de liquide scintillant dopé au gadolinium entourée par 84 photomultiplicateurs.

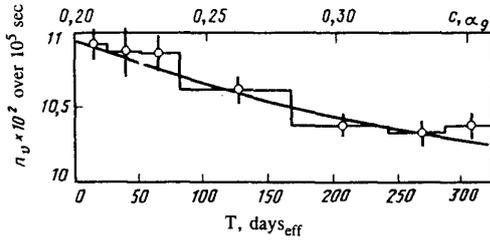


FIGURE 3.4: Évolution du taux d'antineutrinos détectés en fonction du temps à Rovno [85].

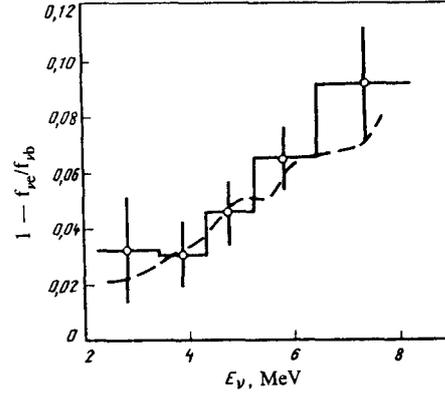


FIGURE 3.5: Rapport des spectres d'antineutrinos en énergie entre le début $f_{\nu b}$ et la fin $f_{\nu e}$ d'un cycle à Rovno [85].

Au cours d'un cycle d'exploitation du réacteur, l'accumulation du plutonium cause une diminution de 5 à 7% du flux d'antineutrinos mesurés [90] (cf figure 3.4). En calculant le ratio des spectres d'antineutrinos au début et à la fin du cycle, une déformation du spectre fut reportée pour la première et unique fois (cf figure 3.5).

Par la suite, d'autres expériences de mesure des antineutrinos de réacteur ont pu elles aussi constater l'effet du *burn-up* sur le seul taux d'antineutrinos détectés. Parmi ces expériences, on peut citer le détecteur de Chooz [88] placé à 1 km de deux réacteurs à eau pressurisée d'une puissance totale de 4,25 GW_{th} avec un combustible enrichi en uranium 235. Cette expérience put mesurer l'évolution du taux d'antineutrinos avec l'un ou l'autre des réacteurs en opération ou encore avec les deux combinés (cf figure 3.6).

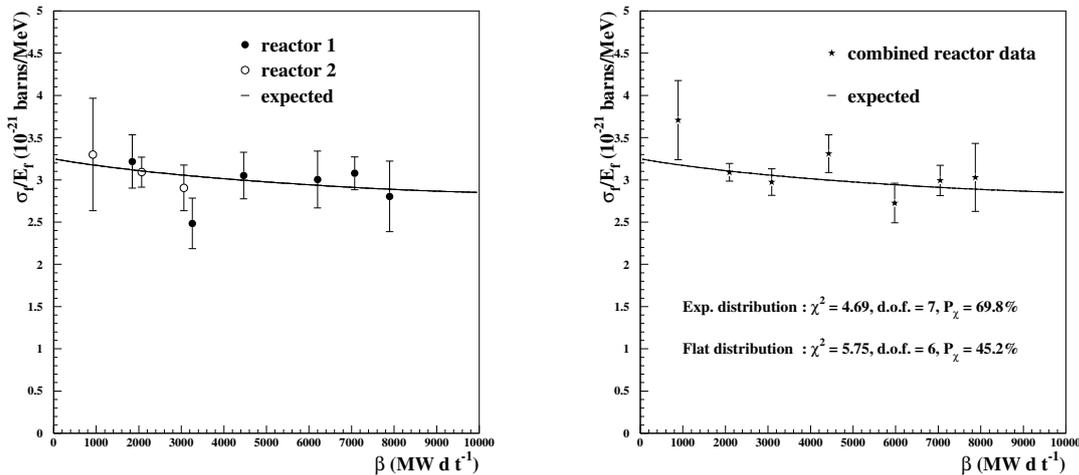


FIGURE 3.6: Variation du taux d'antineutrinos en fonction du *burn-up* par réacteur (à gauche) et combiné (à droite) à Chooz [88].

Une dernière expérience dont nous pouvons parlé ici est celle du détecteur SONGS1 [91] placé à 24,5 m de deux réacteurs d'une puissance thermique cumulée de 3,4 GW. Ce détecteur utilise lui aussi du liquide scintillant dopé au gadolinium. En fonction du temps d'exploitation, cette expérience observa à son tour une diminution du taux d'antineutrinos (cf figure 3.7) et l'effet des rechargements avec du combustible neuf.

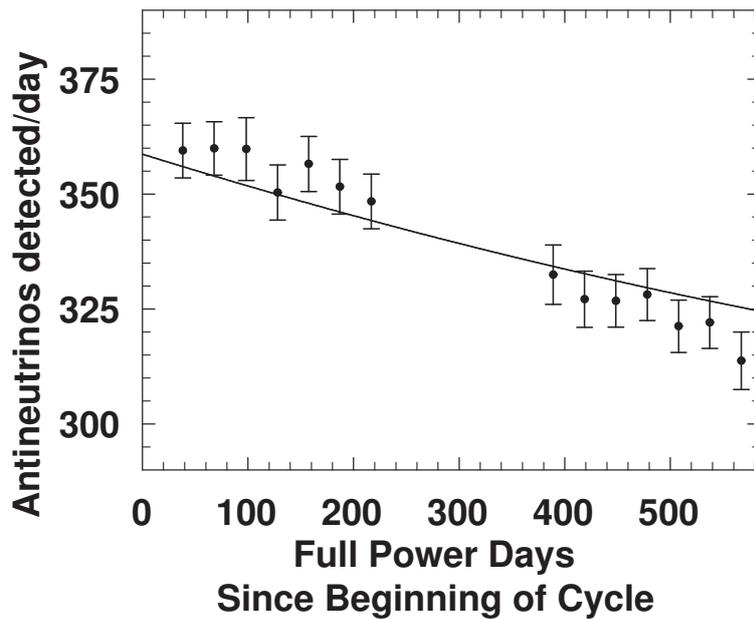


FIGURE 3.7: Évolution du taux d'antineutrinos dans SONGS1 [92]

3.2 Caractéristiques du détecteur Nucifer

L'expérience Nucifer commença à prendre ses premières données en 2012. Situé à 7,2 m du cœur du réacteur nucléaire de recherche Osiris de Saclay, le détecteur est relativement simple et compact. Il a pour objectif de montrer la faisabilité d'une expérience de détection des antineutrinos de réacteur à courte distance à moindre coût, fiable sur le long terme et accessible à distance.

3.2.1 Le réacteur de recherche Osiris

Le site choisi pour implanter le détecteur fut le réacteur nucléaire de recherche Osiris localisé sur le centre du CEA de Saclay. Depuis sa première divergence en 1966, il sert à l'étude du comportement sous irradiation des éléments de combustibles et de différents matériaux de structure. Il produit également des radioéléments utilisés notamment en milieu hospitalier ainsi que du silicium dopé pour l'industrie de la microélectronique. Ce réacteur de 70 MW_{th} est de type piscine avec un cœur ouvert afin de permettre l'introduction des différents échantillons à irradier. L'eau y joue à la fois le rôle de caloporteur, de modérateur et de protection aux rayonnements neutroniques et gammas [93]. Un système de refroidissement distinct de la piscine évacue la chaleur émise par la fission. Son eau, activée par capture neutronique sur l'oxygène, va ensuite passer dans un bac de désactivation afin de perdre sa radioactivité (cf figure 3.8).

Ce réacteur fonctionne par cycles d'une durée variant de 3 à 5 semaines avec un rechargement par septième de cœur. De 63 cm de hauteur, le cœur est constitué d'un caisson de 8×7 emplacements carrés de 8,74 cm de côté (cf figure 3.9) : 38 sont dédiés au combustible composé d'un alliage dit siliciure (U₃Si₂Al) enrichi jusqu'à 19,75% en uranium 235, 6 servent aux barres de contrôle, 7 sont remplis par des éléments en béryllium qui réfléchissent les neutrons et les 5 restants peuvent être occupés par des dispositifs expérimentaux [94]. Le contrôle du réacteur se fait par la remontée des barres qui sont composées pour la moitié haute d'hafnium, un poison

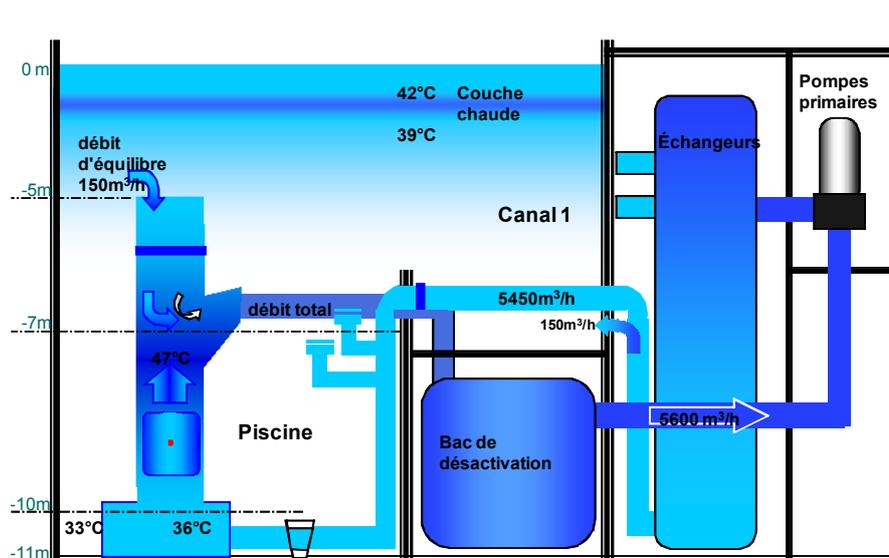


FIGURE 3.8: Schéma du circuit primaire d'Osiris [93].

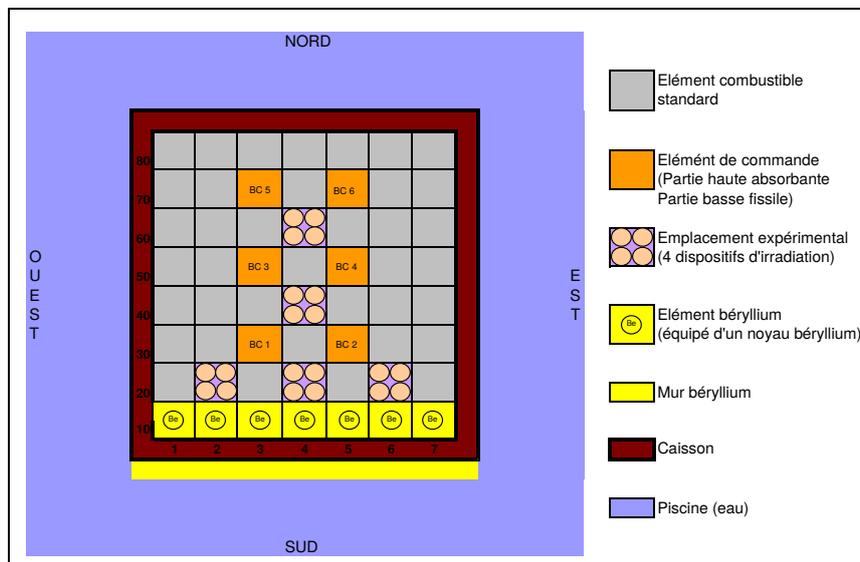


FIGURE 3.9: Schéma du cœur d'Osiris : Nucifer se situe à l'ouest [94].

neutronique, et, pour la moitié basse, de combustible. Au démarrage, les deux barres d'arrêt sont tout d'abord remontées puis deux barres sont progressivement levées jusqu'à atteindre le point de divergence. Tout au long du cycle, la réserve de criticité est assurée par la levée des deux dernières barres.

Outre d'être facile d'accès aux physiciens du CEA, ce site possédait un emplacement disponible au "niveau -11 m", c'est-à-dire 11 m sous le niveau de la surface de la piscine, à quelques mètres seulement du cœur (cf figure 3.10). Avec la protection du dôme du réacteur et des différents planchers, l'atténuation aux muons atmosphériques n'est que de 2,7. Il est possible par simulation GEANT4 d'estimer l'enfouissement en mètre équivalent d'eau (m.w.e pour *meter water equivalent*) [95] : 12 m.w.e donc pour le détecteur Nucifer. Avec une distance au cœur de 7,2 m uniquement, Nucifer est l'expérience la plus proche d'un cœur jamais réalisée. En contrepartie de l'important flux d'antineutrinos, le bruit de fond gamma provenant du réacteur pose un réel défi à la mesure.

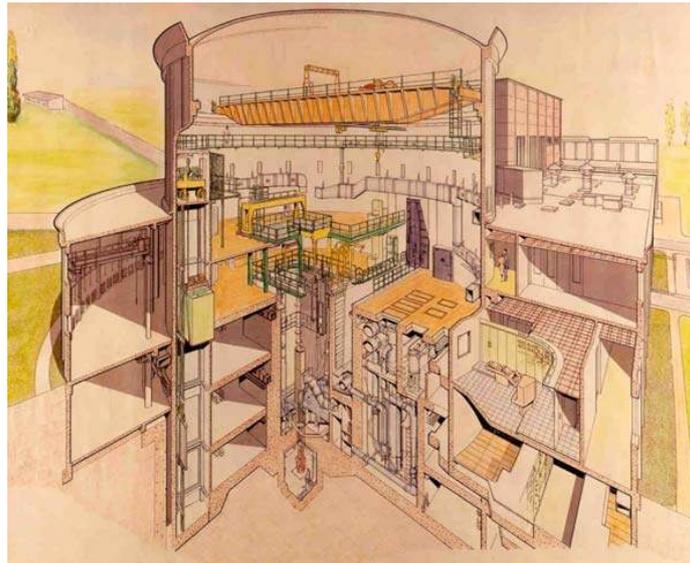


FIGURE 3.10: Vue en perspective du réacteur Osiris [93].

3.2.2 Composition du détecteur

De conception très simple (cf figure 3.11), le détecteur est basiquement composé d'une cuve remplie de liquide scintillant surmontée de 16 PM de 8 pouces de diamètre (modèle R5912 de Hamamatsu) et est entouré par un veto muon.

La cuve cylindrique est en acier inoxydable avec une hauteur de $1404,2 \pm 1,3$ mm et un diamètre de $1238,4 \pm 3,3$ mm. L'intérieur a été revêtu de téflon afin de réfléchir au maximum la lumière jusqu'aux PM et ainsi augmenter la quantité de lumière détectée. Elle contient $756,5 \pm 1,3$ kg de liquide scintillant de densité 0,881 à 25 degrés et composé à 55% de PXE ($2,62$ mol/L) et 45% d'huile minérale (n-dodécane à $1,98$ mol/L) avec des fluors (PPO et bis-MSD). Le dopage en gadolinium est établi à 0,17 % en masse.

Séparant les PM du liquide scintillant, un tampon en acrylique d'une épaisseur de 25 cm s'accroche au couvercle. Avec une légère surpression d'azote, il contient de l'huile minérale non scintillante afin d'assurer le couplage optique entre les PM qui trempent dans cette huile et le liquide scintillant. La hauteur de liquide scintillant sous le tampon est de $704,9 \pm 1,5$ mm. L'objectif de ce tampon est triple : éviter d'avoir de la scintillation trop proche des PM qui dégraderait l'uniformité de la réponse, empêcher la radioactivité des PM due au potassium 40 de contaminer l'expérience et séparer le liquide inflammable des hautes tensions. Entre le couvercle et le tampon, l'espace restant est rempli d'azote qui prévient de tout risque d'incendie et empêche l'oxygène de dégrader le liquide scintillant.

Une canne de calibration traverse le couvercle et le tampon pour atteindre le fond de la cuve. Constituée d'acier inoxydable, elle est recouverte de téflon pour assurer la compatibilité avec le liquide. Des sources radioactives peuvent y être introduites à différentes hauteurs afin de calibrer en énergie le détecteur.

Un veto muon entoure les cinq sixièmes de cette cuve pour identifier les muons atmosphériques traversant le détecteur. Il est constitué de 31 modules individuels parallélépipédiques contenant chacun une plaque de plastique scintillant de 5 cm d'épaisseur avec un PM. Usuellement deux PM sont utilisés mais ici cela n'a pas été possible en raison de la place limitée et du nombre de voie électroniques disponibles. Pour collecter au mieux la lumière induite par le passage

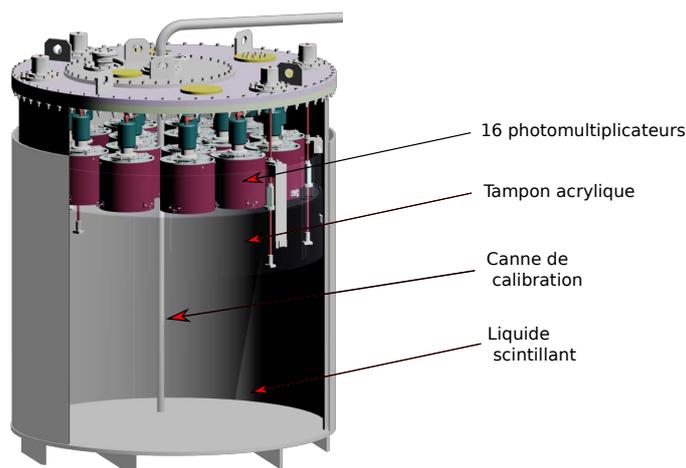


FIGURE 3.11: Schéma de la cuve du détecteur Nucifer.

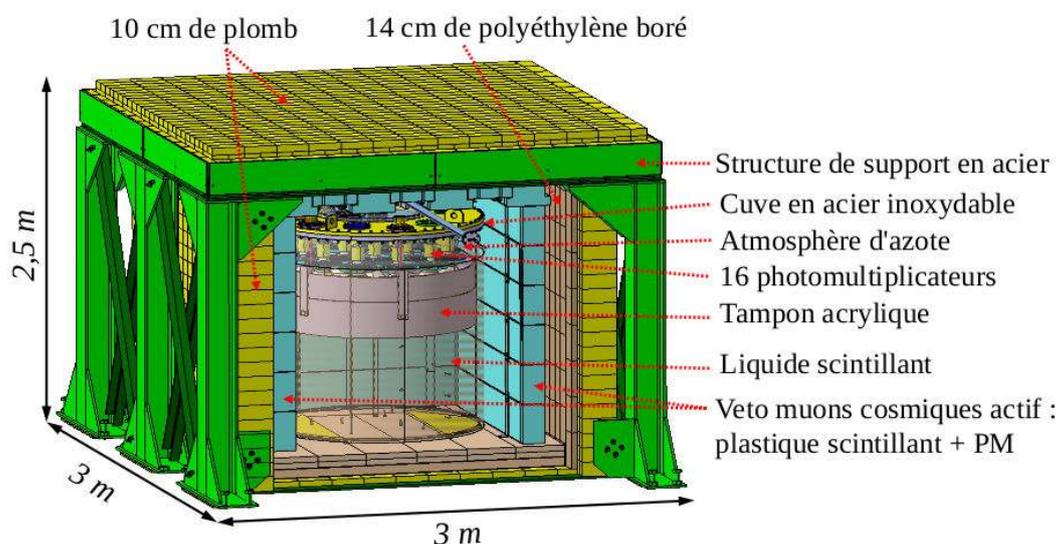


FIGURE 3.12: Schéma du détecteur Nucifer dans ses blindages.

d'un muon, le plastique est dépoli sur une face et est encapsulé dans une boîte métallique réfléchissante. Ainsi, la lumière diffuse dans toute la boîte et à plus de chance d'être détectée par le PM quelque soit l'endroit d'interaction du muon.

Pour protéger au mieux le détecteur des rayonnements gammas et neutrons, différents blindages entourent la cuve (cf figure 3.12). Pour commencer, 14 cm de polyéthylène boré sont placés tout autour de la cuve pour thermaliser et capturer les neutrons venant éventuellement du réacteur mais aussi de la spallation induite par les muons. Le bore capture en effet très bien les neutrons thermiques tout en n'émettant pas de rayons gammas trop énergétiques : 470 keV pour la réaction (n, α) qui sont bien en dessous du seuil de détection. Ensuite, 10 cm de plomb sont ajoutés sur les côtés et le dessus (5 cm seulement en dessous) pour stopper les rayons gammas. 10 cm supplémentaires ont été rajoutés du côté réacteur. Par la suite, de nouveaux blindages sont venus compléter ce dispositif : un mur de plomb supplémentaire de 10 cm a été rajouté entre le détecteur et le bac de désactivation de l'eau du circuit primaire situé au sud (cf figure 3.13). En effet, l'eau du circuit primaire est chargée en azote 16 par capture neutronique sur l'oxygène et cet élément décroît en émettant un gamma de 6,13 MeV dans 69 % des cas ou un gamma de 7,11 MeV dans 5 % des cas [96]. Enfin, 4 cm de plomb additionnels ont été intercalés entre le mur de plomb préexistant du côté réacteur et le mur de béton du réacteur.

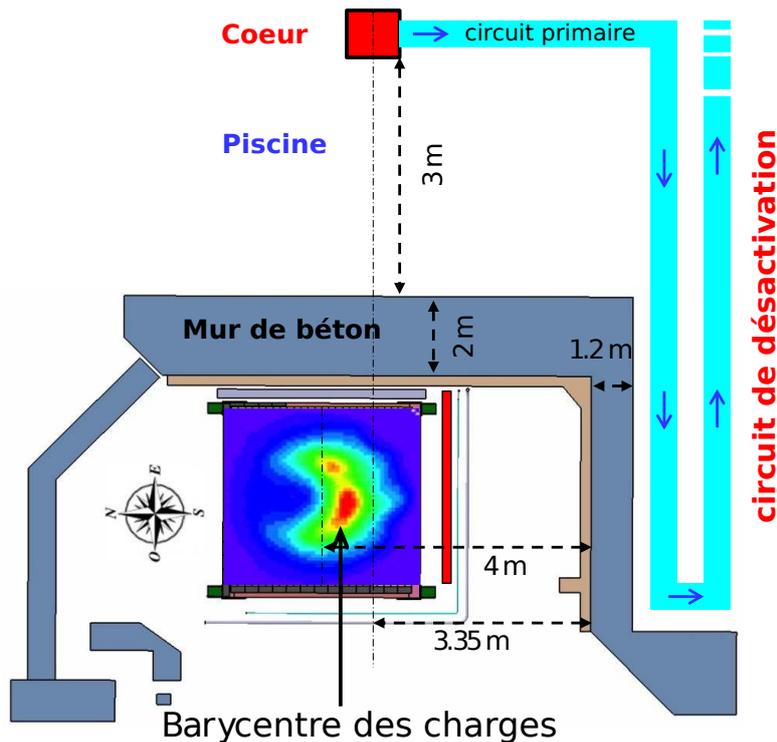


FIGURE 3.13: Vue schématique de dessus du site. Le circuit primaire passe dans le mur sud où l'eau se désactive. Avant l'installation du mur sud supplémentaire de 10 cm, le barycentre des charges pointait nettement dans cette direction.

Pour s'assurer du bon fonctionnement du détecteur, différents dispositifs de surveillance reliés à l'acquisition ont été intégrés à Nucifer.

Tout d'abord, sept fibres optiques sont introduites dans la cuve. Elles sont reliées à des diodes électroluminescentes (DEL) situées dans la baie d'acquisition et débouchent dans sept diffuseurs en téflon situés à l'intérieur de la cuve. Deux diffuseurs sont des boules de téflon percées d'un petit trou avec une intensité des DEL réglée de sorte à ne détecter qu'un seul photon. En déclenchant l'acquisition en même temps que ces signaux SPE (pour *Single Photo Electron*) ou qu'un signal aléatoire lancé par l'acquisition, cela permet d'étalonner la réponse des seize PM en photo-électron (ou p.e) : le piédestal ainsi que le signal correspondant à un photon sont ajustés par une fonction de 16 paramètres dont une gaussienne pour le piédestal et une autre pour le photon unique (cf figure 3.14). Quatre autres diffuseurs servent à surveiller la linéarité et la stabilité du détecteur en envoyant des signaux lumineux à intervalles réguliers. Trois sont placés à 30 cm du fond de la cuve et orientés à 120 degrés les uns par rapport aux autres, le quatrième est posé au fond de la cuve. En tout, en plus des deux signaux SPE, il y a 11 signaux lumineux qui sont déclenchés par le logiciel d'acquisition : 4 signaux DEL seuls, 5 paires, un triplet des diodes les plus intenses et un quadruplet. Le dernier diffuseur n'est pas utilisé et sert de réserve.

Divers capteurs environnementaux sont aussi présents pour veiller à la sécurité du détecteur : 5 thermomètres, un manomètre, un baromètre, deux hygromètres et un capteur de niveau. Enfin, la mesure de puissance thermique du réacteur, fournie par Osiris, est enregistrée plusieurs fois par run.

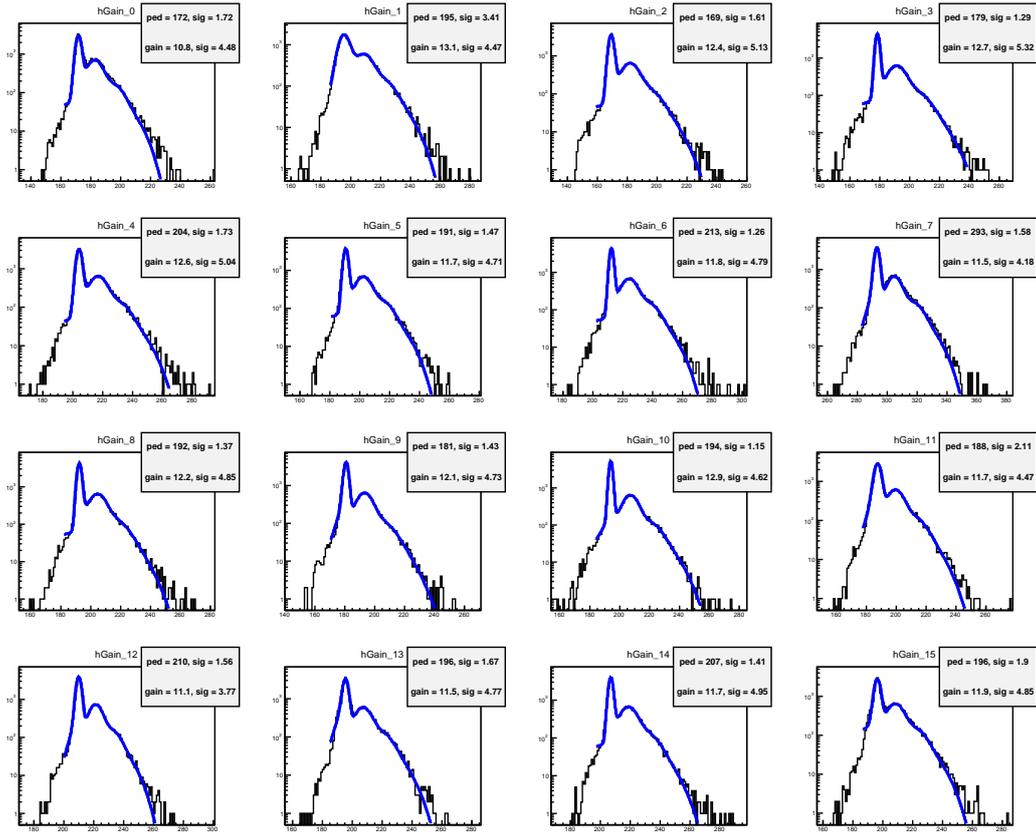


FIGURE 3.14: Ajustement des spectres photo-électron pour déterminer le gain et la valeur du piédestal de chaque PM du run 31983. À gauche ressort le pic du piédestal tandis qu'à droite la première bosse est due au photon seul et une seconde bosse peut s'apercevoir correspondant à deux photons.

3.2.3 Électronique et acquisition

L'acquisition électronique a été conçue de telle sorte à pouvoir enregistrer deux charges et un temps pour chaque événement. Deux charges sont en effet nécessaires pour l'étude en PSD : la charge totale et la charge de la queue du signal. C'est pourquoi deux convertisseurs analogiques de charges ou QDC (Q étant le symbole de la charge et DC signifiant en anglais *Digital Converter*) et un convertisseur analogique de temps ou TDC (pour *Time Digital Converter*) ont été choisis. Le signal venant de chaque PM est donc divisé en trois (cf figure 3.15). La somme analogique des 16 PM est également fournie et sert à déclencher l'acquisition. Un séparateur à base d'électronique active a été développé pour les besoins de l'expérience.

Deux signaux par PM sortant du séparateur vont passer dans un châssis de retard contenant 32 bobines de fil de plus de 15 m afin d'attendre une éventuelle intégration par les deux QDC commandée par la logique de déclenchement. La porte d'intégration du signal total dure 150 ns et commence environ 20 ns avant la base de l'impulsion. Pour la charge de la queue du signal, le début de la porte d'intégration est retardée de 50 ns (cf figure 3.16). Les charges sont codées sur 12 bits soit 4096 canaux mais les charges dépassant 3843 canaux saturent le QDC (typiquement les muons) et sont réparties aléatoirement entre 3843 et 4096 canaux, les charges plus faibles que 40 canaux sont quant à elle comptées comme valant cette limite.

Le troisième signal de chaque PM et la somme des 16 PM passent eux dans un discriminateur à fraction constante (ou CFD). Les signaux venant des PM vont ensuite passer dans le TDC qui

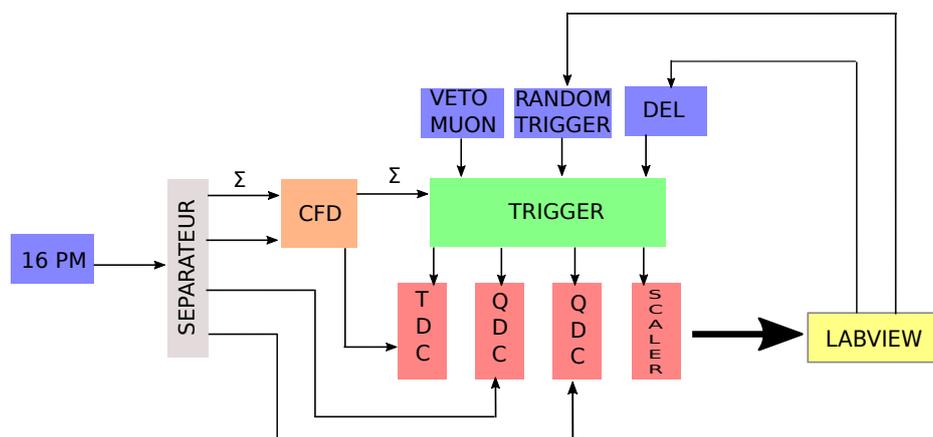
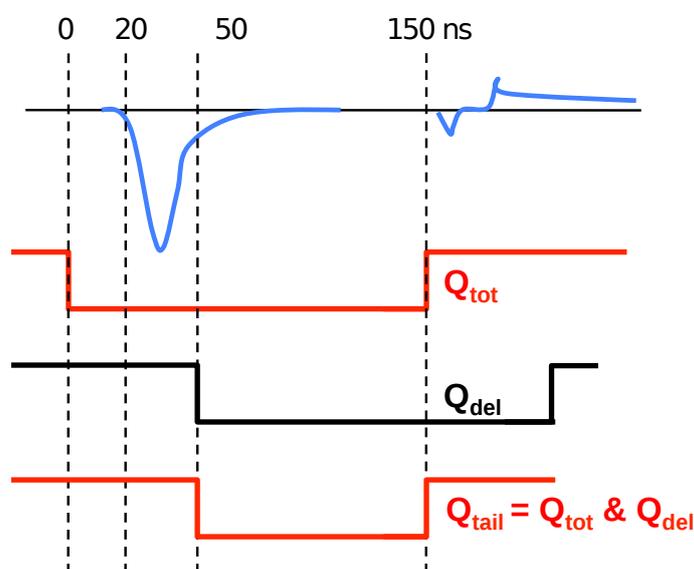


FIGURE 3.15: Schéma simplifié de l'acquisition de Nucifer.

FIGURE 3.16: Portes d'intégration des QDC pour la charge totale (Q_{tot}) et la charge retardée (Q_{del}).

code le temps sur 21 bits avec une période d'horloge de 25 ps tandis que la somme des signaux va participer à la logique de déclenchement. Le dernier module d'acquisition est un compteur (ou *scaler*) qui permet de mesurer les différents taux d'acquisition ainsi que le temps mort.

L'enregistrement peut être déclenché de plusieurs façons :

- par un événement dit cuve qui est la somme des 16 PM et sur lequel un seuil au niveau du CFD est appliqué pour éviter de saturer l'acquisition avec du bruit,
- par un événement LED déclenché par le logiciel d'acquisition avec une fréquence de 5 Hz pour l'étalonnage et la stabilité du détecteur,
- par un événement aléatoire déclenché lui aussi par le logiciel d'acquisition pour déterminer le piédestal,
- ou encore par un événement muon détecté par le veto.

Dans ce dernier cas, il est possible d'appliquer directement un temps d'arrêt de l'acquisition afin d'éviter d'enregistrer du bruit dû au muon. Nous avons cependant choisi d'appliquer ce temps mort à l'analyse et donc de conserver tous les événements.

La logique de déclenchement est assurée par un module NIM programmable. Ce module gère le veto de l'acquisition généré par les $5 \mu s$ nécessaires aux QDC pour coder les charges de chaque événement ou par d'éventuelles saturations des buffers.

Le logiciel d'acquisition de Nucifer est basé sur LabVIEW. Son premier rôle est de gérer l'initialisation des modules VME à chaque nouveau run, leur lecture régulière et l'enregistrement des données produites. Il est ensuite responsable du déclenchement aléatoire ainsi que de celui des DEL. Il veille aussi à la sûreté du détecteur en envoyant des messages d'alerte en cas de dépassement des limites fixées pour plusieurs mesures d'environnement, aucun défaut de sécurité n'a eu lieu depuis la mise en service de Nucifer. Enfin, il est en charge de transférer les données vers l'extérieur. Trois fichiers pour chaque run sont produits : un fichier binaire contenant les données des modules VME et deux fichiers textes qui contiennent, entre autre, les valeurs des paramètres environnementaux. La prise de donnée se réinitialise à chaque fois que ces fichiers atteignent la taille de 500 Mo.

Ces fichiers sont sortis d'Osiris et transférés au bâtiment 141 où ils sont décodés en fichier ROOT. Ils sont ensuite pré-analysés pour principalement convertir les temps en microsecondes et les énergies en photoélectrons. Après quoi ils sont stockés au Centre de Calcul de l'IN2P3 (CCIN2P3) de Lyon où se déroule l'analyse.

Chapitre 4

Recherche des antineutrinos dans Nucifer

Le premier remplissage de la cuve de Nucifer s'est déroulé le 13 mars 2012. Depuis ce jour, plusieurs modifications ont été apportées à l'ensemble du détecteur : changement de liquide scintillant en novembre 2012 et ajouts progressifs de blindages. Le détecteur se trouve dans sa configuration définitive à Osiris depuis le mois de mai 2014. Plus d'un an de données sera donc traité dans cette analyse. Étant donnée sa position très proche du cœur du réacteur nucléaire (7,2 m) et du bac de désactivation ainsi que sa faible protection contre les muons atmosphériques, un soin particulier sera apporté à la détermination et la soustraction des différents bruits de fond.

4.1 Réponse du détecteur

Avant de commencer la recherche des antineutrinos dans Nucifer, nous présentons ici les caractéristiques générales du détecteur telles que son rendement lumineux, sa stabilité dans le temps et les différents taux de comptage bruts.

4.1.1 Calibration du détecteur

Le premier liquide scintillant utilisé pour Nucifer était l'EJ335 [97]. Malheureusement, la longueur d'atténuation de ce liquide s'est révélée bien en dessous de la valeur constructeur en raison de la contamination de plusieurs fûts de liquide par une pollution inconnue : moins d'un mètre dans la plage de sensibilité des PM alors que la note du constructeur la spécifiait supérieure à 4,5 m. Cela a pour effet direct de détériorer sérieusement la résolution en énergie et d'amener de grandes inhomogénéités de réponse selon la position du vertex : 70 pe/MeV au fond de la cuve contre 190 pe/MeV près du tampon [98].

Le nouveau liquide fourni par le MPIK d'Heidelberg présente en revanche de bien meilleures performances. Pour calibrer ce liquide, des sources peuvent être introduites à différentes hauteurs dans la canne de calibration dont le cobalt 60 qui émet, suite à sa désintégration β , deux gammas de 1,17 MeV et 1,33 MeV.

Suivant la position de la source dans le liquide, la réponse du détecteur ne sera pas la même. Cela s'explique par le fait que les pertes d'énergie et de lumière ne sont pas identiques en tout

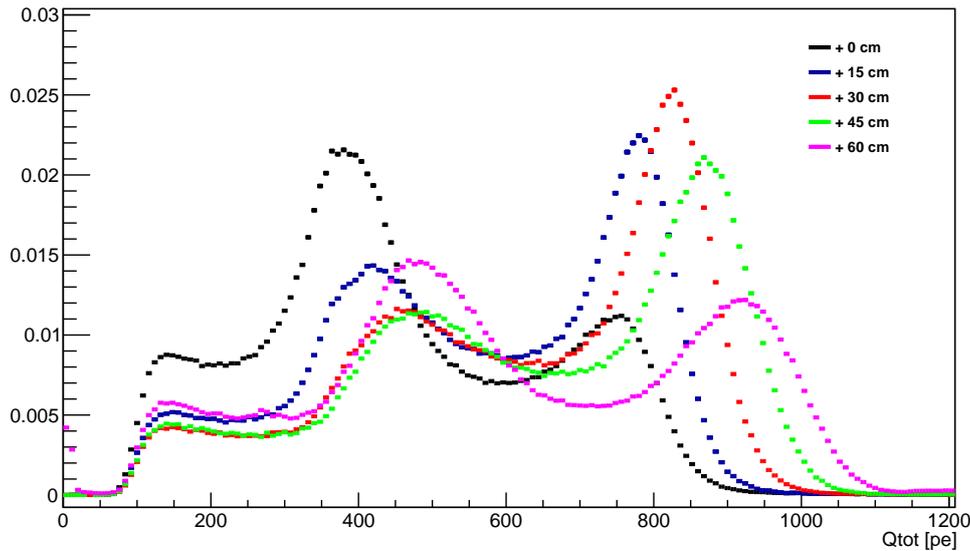


FIGURE 4.1: Spectres en énergie détectés dans Nucifer pour une source de cobalt placée à différentes hauteurs. Les spectres sont normalisés à la même aire.

point du détecteur : en bord de cuve les gammas peuvent plus facilement s'échapper qu'en son centre, la lumière sera aussi plus atténuée au fond du détecteur que proche du tampon.

Dans le cas du cobalt, deux pics sont observés (cf figure 4.1). Alors que le second correspond à la détection des deux gammas simultanément soit une énergie totale de 2,5 MeV, le premier pic correspond à un seul gamma, celui de 1,17 MeV ou celui de 1,37 MeV : la proximité en énergie de ces deux raies ne pouvant être résolue par le détecteur, un seul pic élargi est observé. Au fond du détecteur (+ 0 cm), un des deux gammas est souvent perdu, c'est pourquoi le premier pic est plus important que le second à l'inverse de la position centrée (+ 30 cm). On remarque aussi que, plus la source est proche des PM, meilleur est le rendement lumineux du détecteur, c'est-à-dire la quantité de lumière collectée par énergie déposée. En effet, les rayons lumineux traversent une plus petite distance avant d'arriver aux PM, ils sont donc moins atténués par le liquide et les réflexions sur les parois. Entre le fond et le dessus du liquide, on trouve un écart de 21 % sur l'énergie moyenne du second pic. À partir du pic de dépôt total d'énergie, nous pouvons aussi estimer la résolution du détecteur : pour un MeV, nous trouvons une résolution au centre du détecteur de 11 %.

Pour calibrer le détecteur, nous devons retrouver l'équivalence entre l'énergie déposée en MeV et l'énergie reconstruite en photo-électrons, ce qui n'est possible qu'à travers une simulation réalisée avec GEANT-4. Cette dernière doit être ajustée de sorte à reproduire au mieux les mesures. Toute la géométrie du détecteur ainsi que les différents paramètres optiques ont été implantés de façon à obtenir la réponse la plus fidèle possible. La bonne correspondance de la simulation aux données au centre du détecteur (cf figure 4.2) a été possible en ajustant le rendement lumineux du liquide une fois tous les autres paramètres fixés. L'écart entre simulation et données reste pourtant significatif pour d'autres positions, notamment lorsque la source est placée au bord du tampon (+ 60 cm) (cf figure 4.3). Une des causes de cette différence peut être une modélisation trop basique des PM : selon l'incidence des rayons lumineux, la lumière peut être plus ou moins bien détectée. Ce désaccord ne dépasse cependant pas 5 % en énergie dans le pire des cas (cf figure 4.4).

Une fois la simulation ajustée sur les données, il est possible d'évaluer le facteur de calibration en comparant énergie déposée et énergie collectée (cf figure 4.5). Pour le cobalt au centre, nous

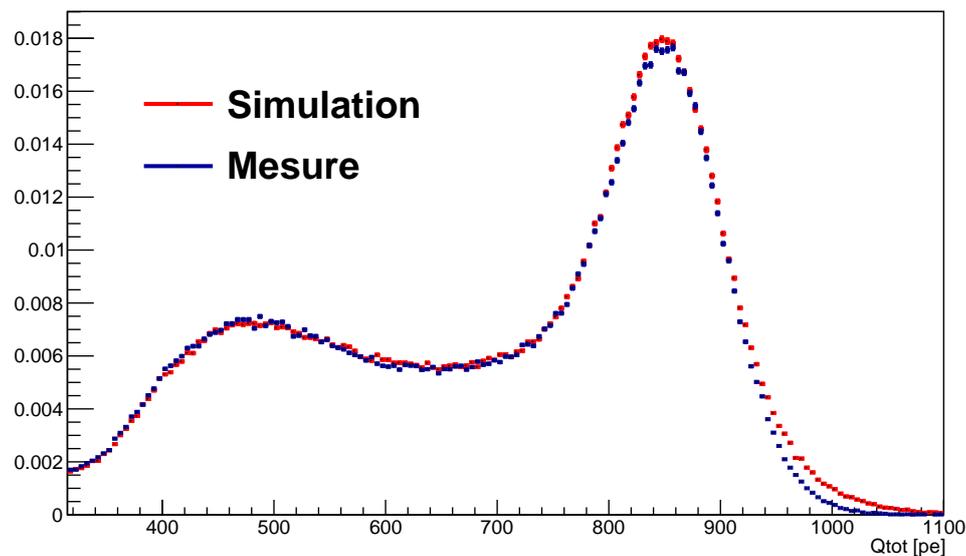


FIGURE 4.2: Simulation (en rouge) et données (en bleu) d'une source cobalt placée au centre (+30 cm) de Nucifer. Tous les paramètres de la simulation sont fixés indépendamment excepté le rendement lumineux du liquide qui a été ajusté pour avoir le meilleur accord possible.

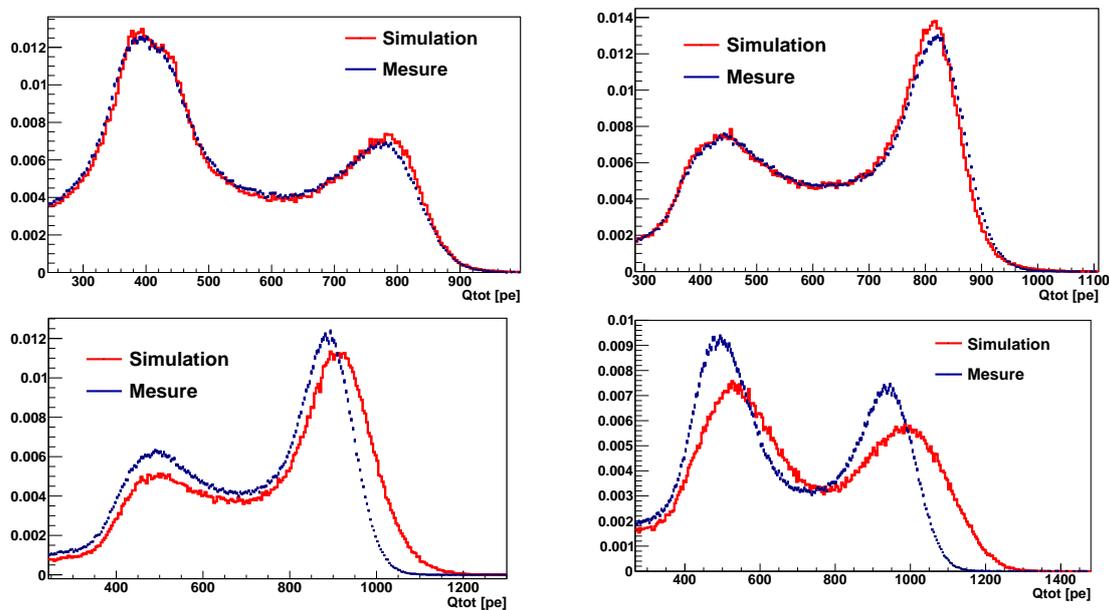


FIGURE 4.3: Simulation (en rouge) et données (en bleu) d'une source cobalt placée à 0 cm du fond (en haut à gauche), à +15 cm (en haut à droite), à +45 cm (en bas à gauche) et à +60 cm (en bas à droite).

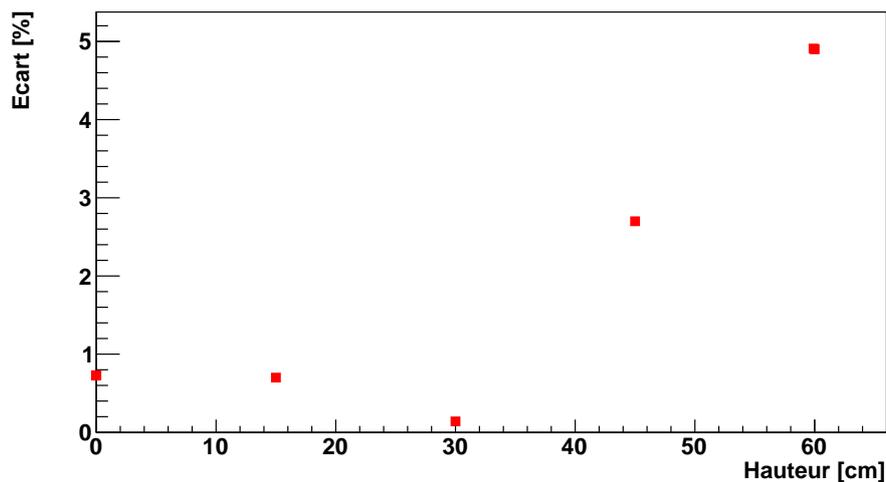


FIGURE 4.4: Écart entre simulation et données pour l'énergie moyenne du second pic du spectre cobalt. Les erreurs sont négligeables.

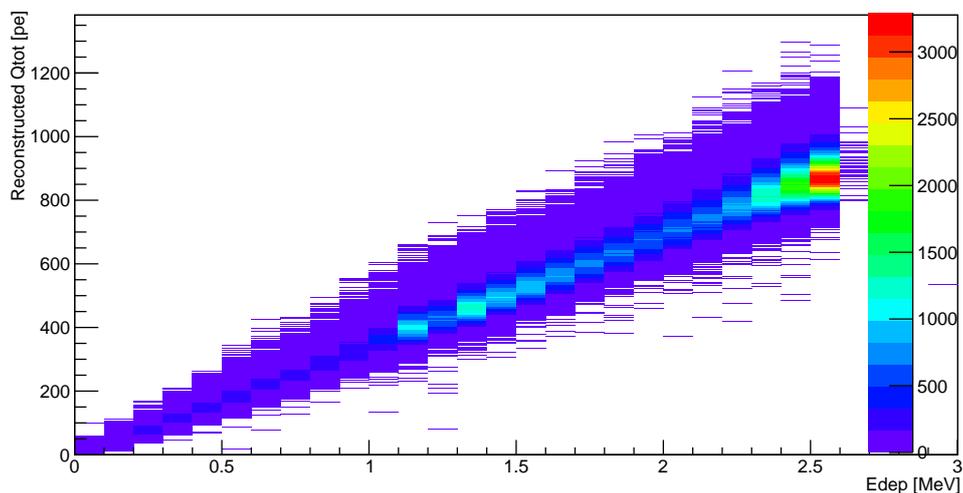


FIGURE 4.5: Énergie reconstruite en pe en fonction de l'énergie déposée au centre du détecteur pour une source cobalt obtenue par simulation GEANT-4.

constatons que l'énergie reconstruite n'est pas exactement linéaire avec l'énergie déposée : le quenching affecte plus les gammas de faible énergie et diminue donc l'énergie reconstruite. Cet effet est cependant de second ordre et nous pouvons ajuster les données par un modèle linéaire local. Le facteur de calibration trouvé est alors de 347 pe/MeV. Il ne correspond toutefois qu'à une position centrée pour une source de cobalt 60.

Pour évaluer l'évolution de ce paramètre avec la hauteur dans le détecteur, nous corrigeons auparavant la simulation des écarts aux données déterminés précédemment. Nous obtenons ainsi une évolution non linéaire du facteur de calibration avec la hauteur (cf figure 4.6) : comme nous l'avons vu précédemment, plus la source se rapproche des PM, meilleure est la collecte de lumière.

Pour étudier la calibration de notre détecteur à plus haute énergie, nous avons aussi utilisé une source d'américium-béryllium (AmBe) qui émet un spectre de neutrons jusqu'à 8 MeV et, dans 75% des cas, un gamma prompt de 4,4 MeV suivant le schéma de réactions suivant :

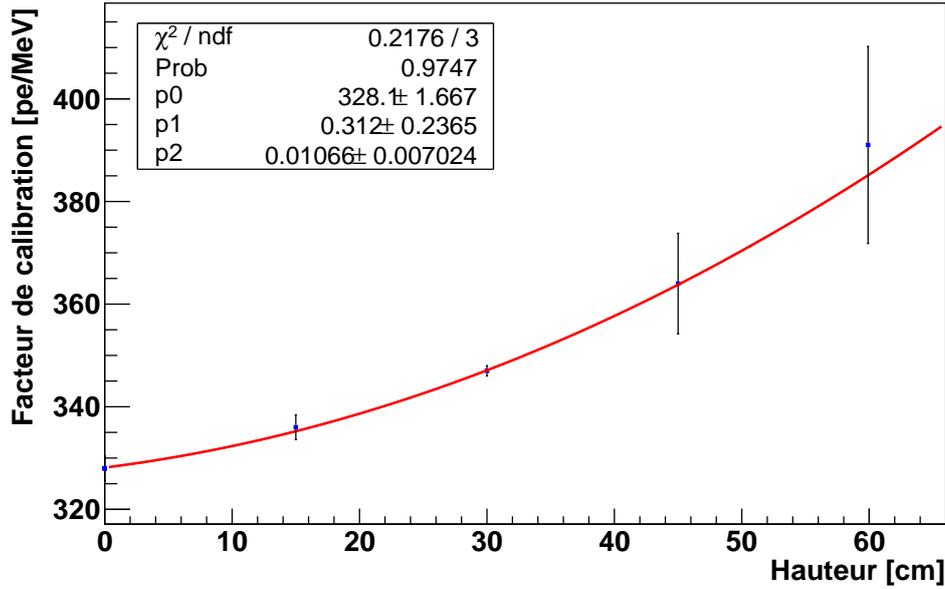


FIGURE 4.6: Facteur de calibration pour différentes hauteurs avec la source de cobalt.



L'accord n'est pas parfait entre la simulation et la mesure du fait de la complexité à modéliser fidèlement la source d'AmBe. Néanmoins les différents pics dus à la capture des neutrons sur l'hydrogène à 2,22 MeV, aux gammas de 4,4 MeV associés au recul de protons et à la capture des neutrons sur le gadolinium vers 8 MeV se trouve alignés à moins de 1,4 % (cf figure 4.7). Comme pour le cobalt, nous obtenons une évolution non linéaire entre l'énergie reconstruite en pe et énergie déposée en MeV (cf figure 4.8). À la différence du cobalt, la source AmBe émet des neutrons qui subissent l'effet du quenching : l'énergie reconstruite des neutrons sera plus faible que celle des gammas pour une même énergie déposée.

Le facteur de calibration dépend donc de la position d'interaction dans le détecteur et de l'énergie de la particule détectée. Dans Nucifer, toute l'analyse se déroulera en photo-électrons et l'échelle en MeV ne sera pas utilisée pour comparer les données à un modèle théorique. Il n'est donc pas nécessaire déterminer précisément ce facteur.

4.1.2 Stabilité du détecteur

La stabilité du détecteur peut être vérifiée par deux moyens : les DELs et le déploiement des sources à intervalles réguliers.

Comme nous l'avons déjà vu, les DEL émettent constamment des pulses de lumière dans le détecteur à une fréquence fixe et à différentes positions et intensités. Il est donc possible de suivre dans le temps l'évolution des gains de chaque PM, des piédestaux ainsi que la transparence du liquide afin de s'assurer qu'il ne se détériore pas (cf figure 4.9). Les déviations observées sur les piédestaux et les diodes sont lentes et toutes corrélées, avec une nette corrélation avec la

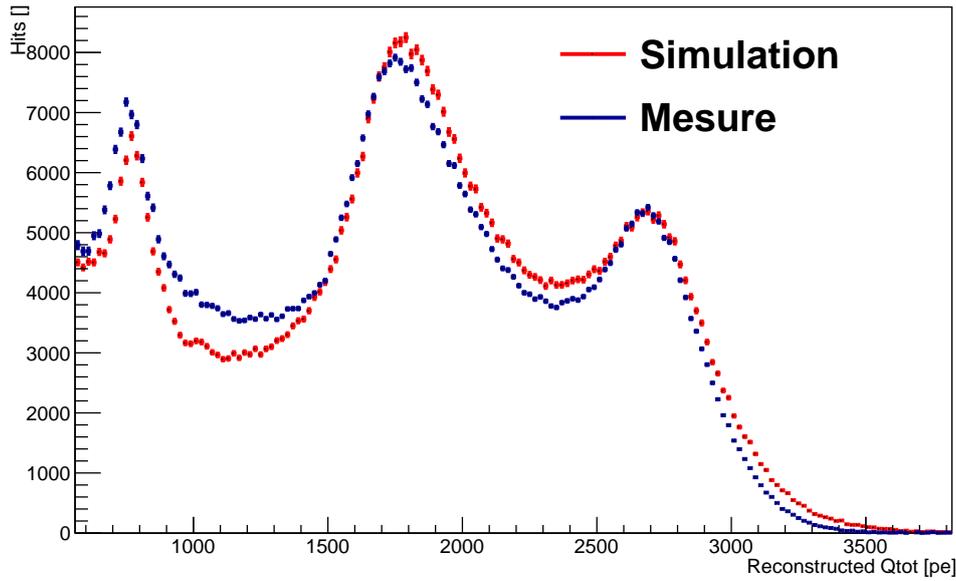


FIGURE 4.7: Simulation (en rouge) et données (en bleu) d’une source AmBe placée à +30 cm du fond de la cuve.

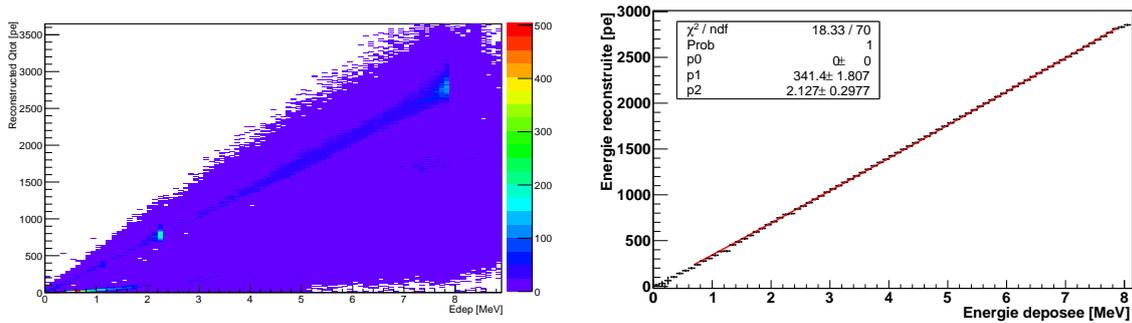


FIGURE 4.8: Énergie reconstruite en pe en fonction de l’énergie déposée au centre du détecteur pour une source AmBe obtenue par simulation GEANT-4. À gauche, on observe nettement les deux régions : une dans la partie supérieure pour les gammas et une dans la partie inférieure pour les neutrons. À droite, on n’ajuste par un polynôme du second degré que la partie due aux gammas.

température. Comme les gains et les piédestaux sont déterminés run par run, ces effets sont suivis et corrigés pour chaque run ; on voit qu’ils n’impactent pas la stabilité du gain.

Il est aussi possible de faire un suivi run par run (cf figure 4.10). Nous pouvons avoir accès à la stabilité dans le run en calculant à différents instants la déviation des charges détectées par rapport à une moyenne sur le run pour chaque séquence de diode : moins de 0,5 % pour chaque run. Il est aussi possible de suivre la linéarité du détecteur en calculant la déviation de la charge détectée correspondant à deux diodes simultanées par rapport à la somme des charges détectées de ces deux diodes allumées séparément : moins de 1 % pour chaque run. Enfin, nous pouvons vérifier que la séquence de DEL la plus intense, proche de l’énergie maximale attendue des antineutrinos et de la capture des neutrons sur le gadolinium, ne sature pas le détecteur.

Les mesures avec les DEL démontrent donc la stabilité et la linéarité du détecteur. Toutefois, la détection de cette lumière ne met pas en jeu le processus de scintillation. Il est donc important de s’assurer aussi avec une source que le détecteur reste stable tout au long de l’acquisition. Nous avons choisi de vérifier cela avec la source AmBe déployée au centre du détecteur (cf figure

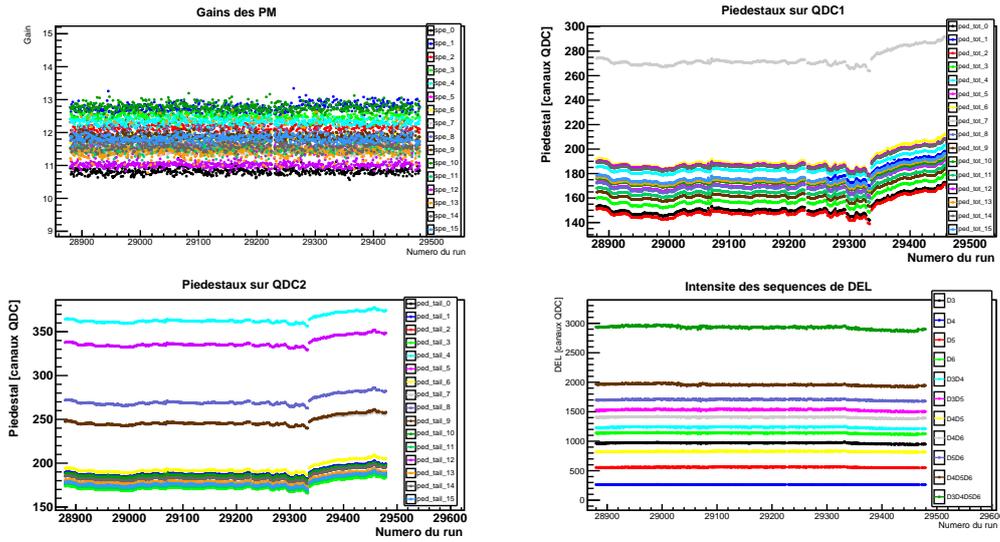


FIGURE 4.9: Évolution des gains et piédestaux (QDC1 et QDC2) ainsi que de l'intensité des séquences de DEL pour un cycle ON de mars 2015.

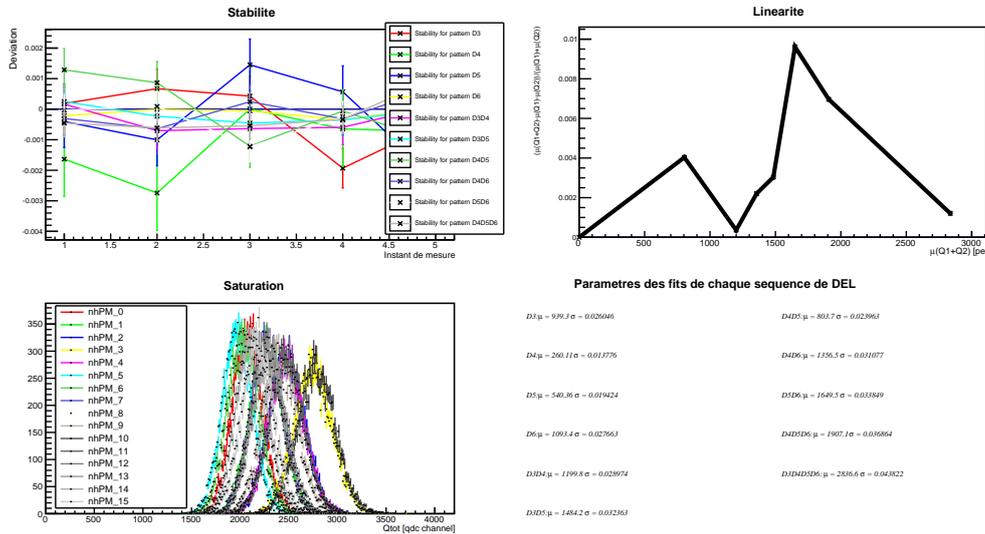


FIGURE 4.10: Stabilité et linéarité dans un run des séquences de DEL. La plus intense séquence de DEL est également représentée ainsi que les paramètres des différentes séquences.

4.11). Cette source permet en effet de sonder un large intervalle d'énergie, du pic de capture des neutrons sur l'hydrogène à 2,22 MeV à celle sur le gadolinium à 8 MeV en passant par les rayons gamma de 4,4 MeV associés au recul des protons. Ces mesures montrent une stabilité au niveau du pourcent entre avril 2014 et mai 2015.

4.1.3 Taux de comptage bruts

Lorsque le détecteur prit ses premières données avec le nouveau liquide et le réacteur en fonctionnement au début de l'année 2013, il est tout de suite apparu que le taux de comptage brut était bien trop élevé : plus de 5000 coups par secondes. En rejetant les événements en dessous de 2 MeV, le taux restait supérieur à 2400 Hz tout en se répartissant jusqu'à haute énergie, soit dans notre fenêtre de recherche d'événements retardés. Ce taux était bien trop

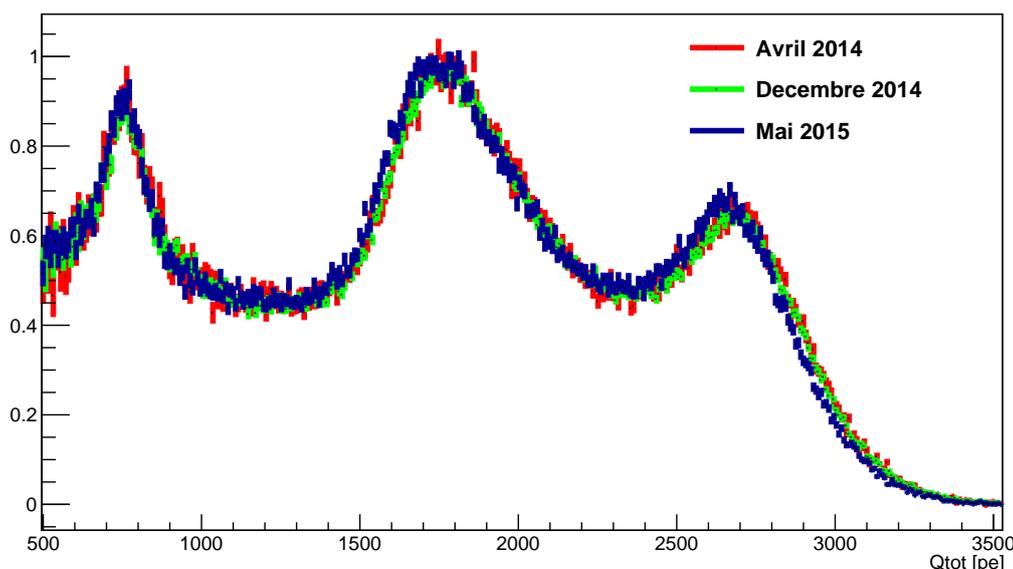


FIGURE 4.11: Différents runs pris au centre du détecteur avec la source AmBe à trois dates différentes. Un décalage au maximum de 1,1 % est observé entre avril 2014 et mai 2015.

grand pour rechercher précisément des événements antineutrinos attendus à un taux de quelques centaines d'événements par jour seulement. Après avoir rajouté un mur de plomb de 10 cm au sud en direction du bac de désactivation, le taux de comptage brut au dessus de 2 MeV est tombé à 138 Hz. Nous avons alors obtenu une forte réduction du bruit de fond induit par le circuit de désactivation, en accord avec les spécifications. Une composante résiduelle, pointant vers le réacteur, restait à traiter. Après un dernier mur de plomb supplémentaire de 4 cm d'épaisseur du côté réacteur, ce taux est descendu à 80 Hz à comparer avec la valeur lorsque le réacteur éteint, soit 21 Hz.

Sur les spectres bruts de taux de comptage total (cf figure 4.12), il est possible de voir, notamment réacteur éteint, une bosse aux alentours de 850 pe probablement due au thallium 208 qui émet des gammas de 2,6 MeV ainsi qu'au cobalt 60 contenu dans l'acier de la cuve quand les deux gammas sont détectés à 2,5 MeV. Lorsque le réacteur est en opération, le coude, bien visible près de 2100 pe s'explique par des gammas de 6,13 MeV venant du bac de désactivation.

Le taux de muons est lui aussi important pour l'analyse car c'est lui qui va déterminer le temps mort dû au passage d'un muon. Le taux déclenchant le veto muon n'est cependant pas identique à celui du taux d'événements saturant la cuve car tous les événements qui traversent le veto muon ne saturent pas forcément la cuve : ils peuvent très bien passer à côté de la cuve. De même, tous les événements saturant la cuve ne déclenchent pas forcément le veto muon ; ce dernier a en effet une efficacité de 96,6 %. Ainsi, pour éviter de rater des muons, l'acquisition est bloquée pendant 100 μ s dès que soit le veto muon soit la cuve saturent.

La protection de Nucifer aux muons atmosphériques de 12 m.w.e étant comparable à celle de l'atmosphère, nous avons intégré les données météorologiques dans les données Nucifer. Nous avons alors constaté une nette corrélation du taux de muons avec la pression atmosphérique : plus de pression implique moins de muons. Avec la précision disponible des données, aucune autre corrélation (température, humidité) n'a pu être mise en évidence.

En revanche, le taux de muons qui déclenchent soit le veto muon soit la cuve varie certes suivant les conditions atmosphériques mais aussi suivant l'état de marche du réacteur (cf figure 6.6) : il y a une différence de 8,9 % entre le réacteur ON et OFF. Des rayons gammas parviennent

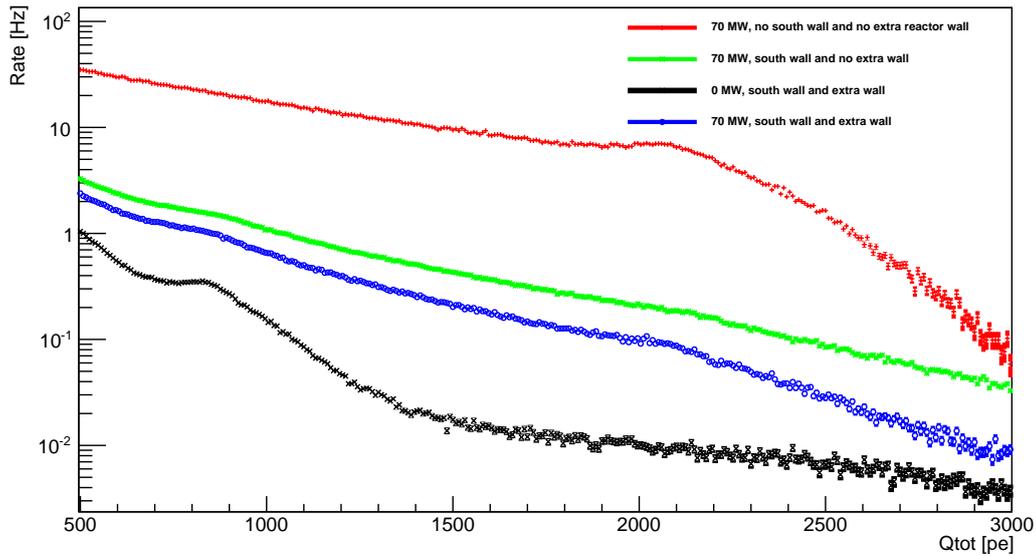


FIGURE 4.12: Spectre brut en énergie de tous les événements détectés dans Nucifer pour différentes configurations. La configuration actuelle correspond aux spectres bleu (ON) et noir (OFF).

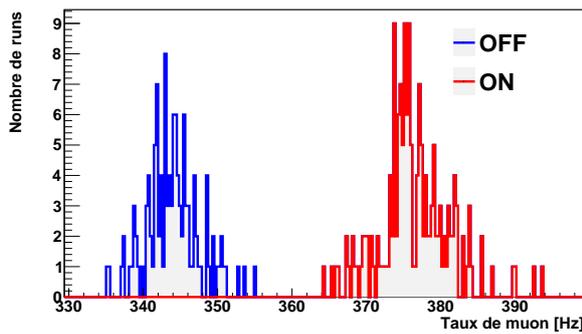


FIGURE 4.13: Distribution des taux de comptage de muons en demandant soit le veto muon soit la saturation de la cuve.

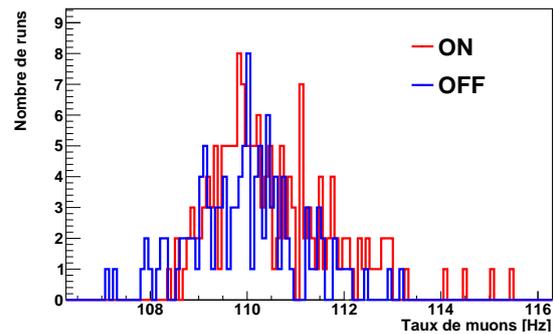


FIGURE 4.14: Distribution des taux de comptage de muons en demandant à la fois le veto muon et la saturation de la cuve.

en effet à saturer le veto muon lorsque le réacteur est en fonctionnement. Si nous demandons par contre des événements saturant à la fois le veto muon et la cuve, nous perdons cette dépendance à l'état du réacteur (cf figure 4.14) tout en gardant celle avec la pression atmosphérique (cf figure 4.15). La petite différence qui subsiste entre réacteur ON et OFF s'explique par des conditions atmosphériques différentes lors des prises de données. En moyenne, en réacteur ON, la pression était de 997,7 hPa alors qu'en réacteur OFF, elle était de 1002 hPa d'où un taux plus faible de muons en OFF : 110,2 Hz qu'en ON : 110,8 Hz. En ajustant par une droite l'évolution du taux de muons avec la pression, nous trouvons une pente de $-0,117 \pm 0,008$ Hz/hPa, ce qui donne une différence de $0,503 \pm 0,034$ Hz entre ON et OFF, comparable à celle mesurée de 0,6 Hz.

4.2 Détection des antineutrinos dans Nucifer

La sélection des événements antineutrinos repose sur la coïncidence temporelle entre l'événement prompt, le positon, et l'événement retardé, la capture du neutron. Nous présentons dans cette

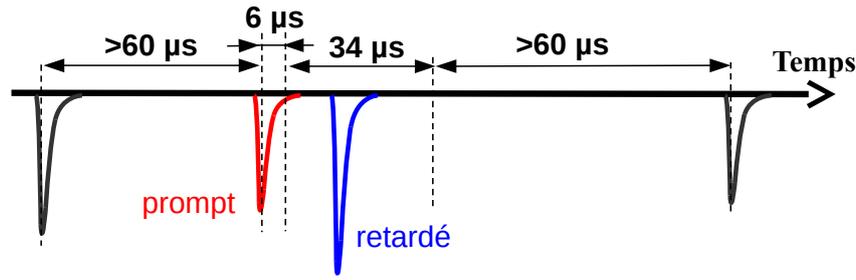


FIGURE 4.16: Schéma de la recherche d'événements corrélés.

	OFF	ON
Temps mort muons TM_{μ}	3,4 %	3,7 %
Temps mort électronique TM_{elec}	0,4 %	0,6 %
Temps mort multiplicité TM_{mult}	1,0 %	2,6 %

TABLEAU 4.2: Temps morts dans Nucifer dus aux muons, à l'électronique et à la coupure de multiplicité. Les incertitudes associées sont négligeables étant donnée la fréquence importante des muons et des diodes.

Une coupure en temps est aussi appliquée entre $6 \mu s$ et $40 \mu s$ après l'événement prompt. La coupure basse correspond au temps mort dû à l'électronique tandis que la coupure haute sert à rejeter le bruit accidentel. Comme nous l'avons vu plus haut, après chaque passage de muon, l'acquisition est bloquée pendant $100 \mu s$ pour éviter de détecter les multi-neutrons de spallation. Le temps mort dû à l'électronique et aux muons est calculé en ligne et soustrait au temps du run afin d'obtenir le temps effectif de chaque run.

Enfin, les coupures de multiplicité imposent que chaque paire d'événements corrélés soit isolée dans le temps : aucun autre événement ne doit se situer à moins de $60 \mu s$ avant l'événement prompt ou à moins de $100 \mu s$ après (cf figure 4.16), toujours dans le but d'éviter les multi-neutrons venant d'un muon non détecté.

Cette dernière coupure de multiplicité implique un nouveau temps mort qui peut être déterminé en appliquant cette coupure directement sur les DEL. Ces événements sont générés à fréquence fixe et clairement identifiés par un trigger dédié. En comparant les taux des diodes avec et sans coupure, on détermine donc le temps mort associé. Ce dernier varie selon l'état de fonctionnement du réacteur car, plus il y aura de bruit, plus le risque de trouver un événement proche de la paire ou du signal LED est grand. En réacteur ON, il est en moyenne de 2,6 % alors qu'en réacteur OFF, il n'est que de 1,0 %. Les données sont directement corrigées de ce temps mort comme de celui de l'électronique et des muons (cf tableau 4.2).

En appliquant cette méthode sur les données, nous trouvons un taux d'événements corrélés total de $4769,7 \pm 5,9$ événements par jour lorsque le réacteur est ON et $1204,7 \pm 3,5$ événements par jour lorsqu'il est OFF. Il reste maintenant à déterminer la part d'événements accidentels et corrélés non liés aux antineutrinos dans ces taux.

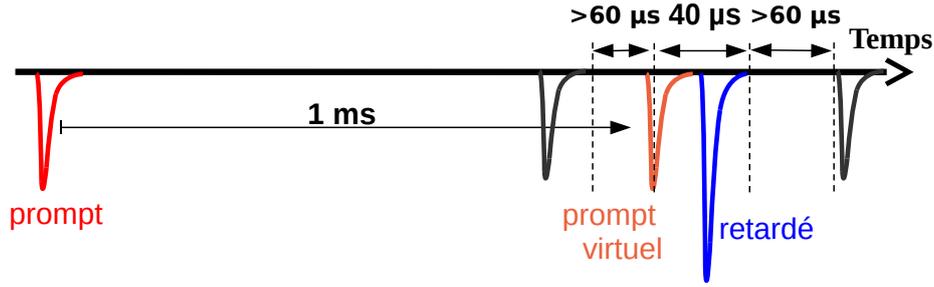


FIGURE 4.17: Schéma de la recherche d'événements accidentels avec la méthode des portes décalées.

4.2.2 Soustraction des événements accidentels

Pour connaître le taux d'événements accidentels, nous utilisons la méthode dite des portes décalées. À partir de chaque événement prompt détecté, appartenant ou non à une paire corrélée et étant isolé par la coupure de multiplicité, cent portes temporelles de $40 \mu\text{s}$ sont ouvertes dans le futur, décalées les unes des autres d'une milliseconde (cf figure 4.17). Si un événement retardé se trouve dans ces portes décalées et que la condition de multiplicité est respectée pour la paire virtuelle alors cette coïncidence virtuelle comptera comme une coïncidence accidentelle. Cette méthode permet de mesurer le bruit de fond accidentel dans les conditions exactes de prise de données. Les variations d'intensité ou de spectre en énergie sont ainsi suivies au plus près, sans effets systématiques. L'incertitude engendrée par ce bruit est donc purement statistique. De plus, cette méthode permet d'estimer la quantité à soustraire avec une précision statistique accrue par un facteur $\sqrt{100}$. L'incertitude supplémentaire associée à la soustraction est donc négligeable.

Deux facteurs correctifs sont cependant à prendre en compte avec cette méthode. Le premier vient du fait que nous appliquons deux fois la coupure de multiplicité : une fois sur l'événement prompt dans le présent et une fois sur l'événement retardé dans le futur. Il faut donc prendre en compte ce facteur f_{mult} qui découle directement du temps mort dû à la multiplicité TM_{mult} :

$$f_{mult} = \frac{1}{1 - TM_{mult}} \quad (4.2)$$

Le second facteur correctif découle du temps mort dû aux muons. Comme nous l'avons vu précédemment, tout événement se situant moins de $100 \mu\text{s}$ après un muon n'est pas pris en compte dans l'analyse. Lors de la recherche d'événements accidentels, une paire peut se faire rejeter en raison d'un muon se trouvant soit avant l'événement prompt soit avant l'événement retardé. Comme les deux sont éloignés dans le temps, la probabilité de ne pas avoir d'événement supprimé par le veto muon est la même pour les deux types d'événements :

$$P_{\mu\text{-veto}}^{acc} = e^{-T_{\mu} * R_{\mu}} \quad (4.3)$$

avec T_{μ} le temps du veto muon et R_{μ} le taux de muons.

Lors de la recherche de corrélés simple, en revanche, une paire peut se faire rejeter soit à cause d'un muon arrivant avant l'événement prompt soit si le muon tombe entre prompt et retardé. En raison du faible écart en temps entre prompt et retardé (au maximum $40 \mu\text{s}$), la probabilité de rejeter une paire n'est pas la même qu'avec la méthode des portes décalées où on a toujours plus d'une milliseconde entre prompt et retardé (cf figure 4.18). Il faut donc calculer la probabilité de ne pas avoir de muons entre prompt et retardé pour faire concorder la méthode

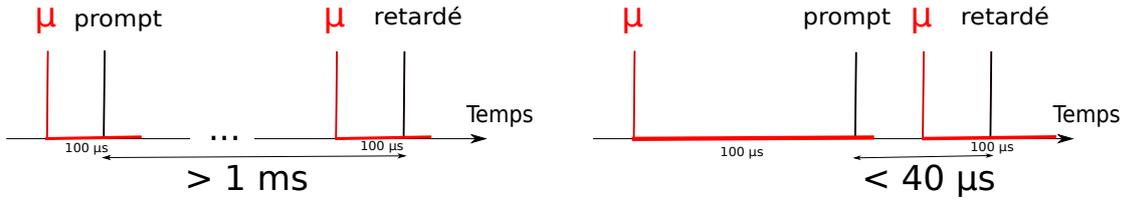


FIGURE 4.18: Possibilités de rejet d'une paire dans le cas de la recherche avec les portes décalées (à gauche) et avec la méthode simple (à droite). Un seul des muons suffit à chaque fois pour rejeter la paire.

	OFF	ON
f_{mult}	1,010	1,029
$f_{\mu-veto}$	1,027	1,029

TABLEAU 4.3: Facteurs correctifs moyens appliqués aux calculs des événements accidentels.

simple et la méthode des portes décalées :

$$P_{\mu-veto}^{corr} = \frac{\int_{\Delta T_{min}}^{\Delta T_{max}} h(\Delta T) * e^{-R_{\mu}\Delta T} d\Delta T}{\int_{\Delta T_{min}}^{\Delta T_{max}} h(\Delta T) d\Delta T} \quad (4.4)$$

avec $\Delta T_{min} = 6 \mu s$, $\Delta T_{max} = 40 \mu s$ et $h(\Delta T)$ la fonction qui décrit la distribution des écarts en temps entre événement prompt et événement retardé accidentels.

Le facteur de correction à appliquer aux accidentels est ensuite le rapport des deux probabilités :

$$f_{\mu-veto} = \frac{P_{\mu-veto}^{corr}}{P_{\mu-veto}^{acc}} \quad (4.5)$$

En supposant la fonction $h(\Delta T)$ constante, on trouve :

$$f_{\mu-veto} = \frac{e^{(t_{\mu}-\Delta T_{min})*R_{\mu}} - e^{(t_{\mu}-\Delta T_{max})*R_{\mu}}}{(\Delta T_{max} - \Delta T_{min})*R_{\mu}} \quad (4.6)$$

avec $t_{\mu} = 100 \mu s$.

Ces deux facteurs sont connus très précisément pour chaque run car ils ne dépendent que de la fréquence des DEL, des accidentels (nombreux) et des muons. Ils sont donc liés directement à l'état de fonctionnement du réacteur (cf tableau 4.3). Pour chaque run ils sont calculés et appliqués directement aux données.

4.2.3 Soustraction du bruit corrélé

Une fois le bruit accidentel soustrait, il reste à retirer le bruit corrélé non accidentel et induit par les muons. Nous utilisons alors les données prises lorsque le réacteur est éteint. Cependant, comme les conditions atmosphériques ne sont pas les mêmes lors des prises de données ON et OFF, nous ne pouvons pas simplement retirer le résultat de la mesure OFF à celui de la mesure ON. Nous devons donc déterminer un modèle qui ajuste le taux d'événement corrélés avec le taux de muons. Pour cela, nous divisons les données ON et OFF en périodes de cinq jours et

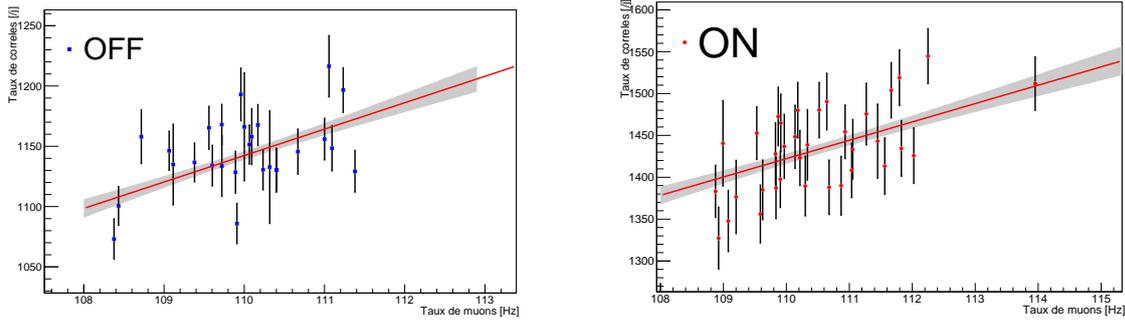


FIGURE 4.19: Évolution du taux de corrélés non accidentels en réacteur OFF (à gauche) et ON (à droite) avec le taux d'événements saturant la cuve et le veto muon.

traçons l'évolution du taux de corrélés pour chaque période en fonction du taux de muons (cf figure 4.19). Nous ajustons ensuite ces données avec une droite ayant la même pente et une ordonnée à l'origine différente selon si le réacteur est ON ou OFF.

La dispersion autour de la droite reste très forte aussi bien pour le cas du ON que du OFF, ce qui laisse présager une corrélation supplémentaire du taux de corrélés avec un paramètre autre que le taux de muons et qui n'a malheureusement pas pu être déterminée. Nous obtenons les modèles suivants :

$$R_{corr}^{ON}(R_\mu) = 22,76 \times R_\mu - 1082 \quad (4.7)$$

$$R_{corr}^{OFF}(R_\mu) = 22,76 \times R_\mu - 1361 \quad (4.8)$$

avec R_μ le taux de muons.

L'erreur sur ce modèle est déterminée de sorte à prendre en compte les corrélations entre la pente et l'ordonnée à l'origine. Comme en témoigne l'ordonnée à l'origine largement négative, ce modèle n'est pas juste quelque soit la valeur du taux de muons : nous nous attendons en effet à avoir une ordonnée à l'origine nulle. Nous pouvons toutefois faire l'hypothèse que ce modèle est correct localement. En moyenne, sur toutes les données, nous mesurons $R_\mu^{ON} = 110,612$ Hz et $R_\mu^{OFF} = 110,059$ Hz, ce qui correspond avec ce modèle à $1435,5 \pm 5,9$ événements corrélés non accidentels par jour en ON et $1143,9 \pm 3,4$ événements corrélés non accidentels par jour en OFF. En comparant aux taux de corrélés non accidentels moyens mesurés (cf tableau 4.4), on trouve moins de 0,15 % de différence, ce qui valide en moyenne et localement ce modèle linéaire. Nous considérons cette différence comme une incertitude systématique de ce modèle.

4.2.4 Taux d'antineutrinos détectés dans Nucifer

Pour déterminer le nombre moyen d'antineutrinos détectés, nous soustrayons enfin le modèle OFF pris avec le taux de muons ON aux données ON :

$$R_{\bar{\nu}_e}^{ON}(R_\mu) = R_{corr}^{ON} - R_{corr}^{OFF}(R_\mu^{ON}) \quad (4.9)$$

avec $R_{\bar{\nu}_e}^{ON}(R_\mu)$ le taux d'antineutrinos détectés et R_{corr}^{ON} le taux moyen d'événements corrélés non accidentels mesurés en réacteur ON.

Les différents taux détectés par jour sont résumés dans le tableau 4.4. Nous remarquons le taux d'accidentel près de douze fois supérieur au taux d'antineutrinos et le bruit en réacteur OFF l'est quatre fois, ce qui détériore sérieusement la sensibilité de l'expérience.

	OFF	ON
Corrélés totaux	$1202,4 \pm 3,4$ /j	$4733,1 \pm 5,7$ /j
Accidentels	$68,5 \pm 0,1$ /j	$3332,8 \pm 0,5$ /j
Corrélés non accidentels	$1145,4 \pm 3,4$ /j	$1437,6 \pm 5,9$ /j
Neutrinos	-	$281,1 \pm 7,1$ /j

TABLEAU 4.4: Taux d'événements détectés par jour dans Nucifer pour 144,6 jours de données ON et 105,7 jours de données OFF. Les erreurs ne sont que statistiques sauf pour le taux d'antineutrinos qui prend en compte l'incertitude systématique due au modèle.

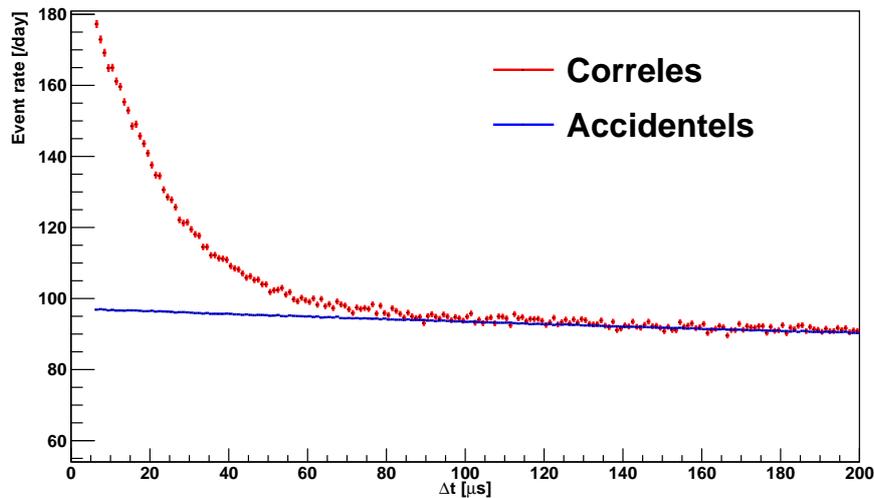


FIGURE 4.20: Distribution des écarts en temps pour les événements corrélés et accidentels avec le réacteur ON.

Pour vérifier la bonne soustraction des événements accidentels, nous traçons la distribution des écarts en temps entre prompt et retardé obtenue par la recherche de corrélés simple et celle des portes décalées (cf figure 4.20). Nous étendons la porte de coïncidence de façon à obtenir la distribution sur une plus grande gamme. La coupure de multiplicité est cependant réduite de manière à garder une porte totale de recherche de paire corrélée de largeur constante : $160 \mu s$ (cf figure 4.16). Pour les événements corrélés, à faible écart en temps, nous observons une première partie exponentielle décroissante correspondant au temps de capture du neutron dans le liquide scintillant tandis qu'à grand écart en temps la distribution des corrélés rejoint celle des accidentels.

En prenant la différence de ces deux distributions, soustraite elle-même de la différence obtenue en réacteur OFF, nous obtenons la distribution correspondant aux antineutrinos (cf figure 4.21). En ajustant cette courbe, nous obtenons bien une pure exponentielle avec un temps caractéristique de $19,7 \pm 0,8 \mu s$. En essayant d'ajouter une constante à cet ajustement qui serait la preuve d'une mauvaise soustraction des accidentels, nous la trouvons compatible avec zéro à moins de un sigma : $0,01 \pm 0,08$. En intégrant cette incertitude sur les $40 \mu s$ de la porte de coïncidence, on obtient une limite de 3,2 événements par jour, soit 0,1 % du bruit de fond accidentel, ce qui montre la bonne maîtrise de la soustraction du bruit.

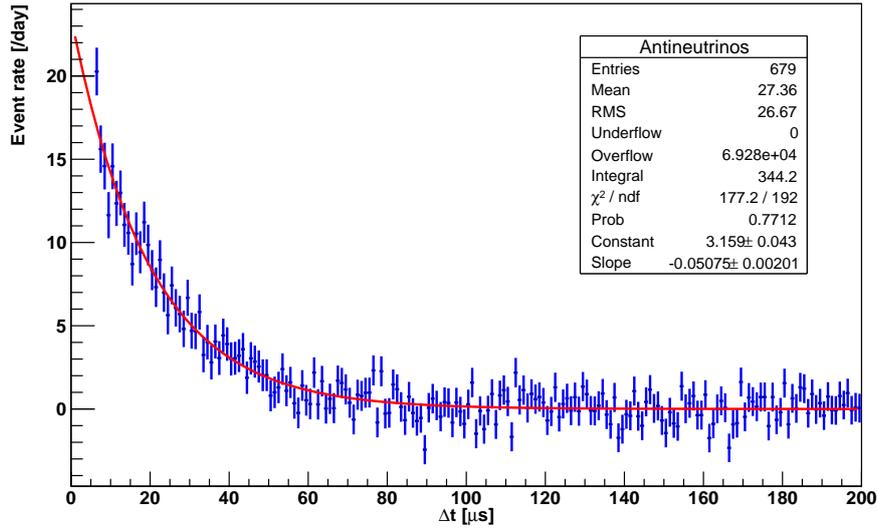
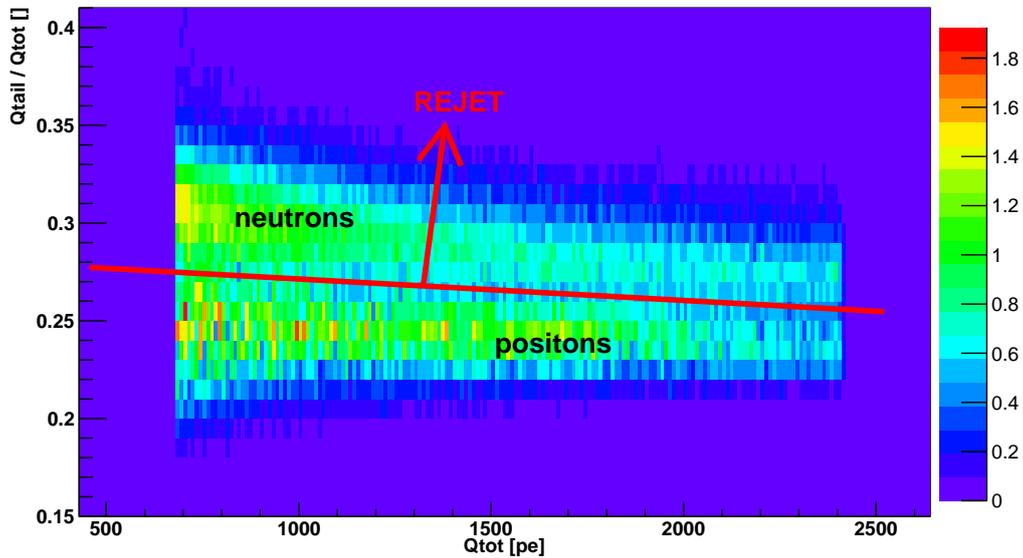


FIGURE 4.21: Distribution des écarts en temps pour les événements antineutrinos.

FIGURE 4.22: Distribution du rapport Q_{tail}/Q_{tot} en fonction de Q_{tot} pour les événements corrélés soustraits des accidentels en réacteur ON.

4.2.5 Pulse Shape Discrimination

Jusqu'à présent, aucune coupure en PSD n'a été appliquée alors que, comme nous l'avons vu précédemment, elle permettrait en théorie de couper une part importante du bruit corrélé venant des muons en distinguant neutrons et positons (cf figure 4.22).

Nous avons tout d'abord observé des dérives de la position des distributions en Q_{tail}/Q_{tot} dans le temps. Nous avons alors tenté de faire un suivi en temps de la coupure PSD. Pour cela, nous déterminons, avant l'analyse et pour chaque run, la position moyenne et l'écart-type de la distribution en Q_{tail}/Q_{tot} des événements bruts, très largement dominée par les dépôts d'énergie des gammas (cf figure 4.23) et cela pour différents bins en énergie (cf figure 4.24). Une fois ces paramètres déterminés, nous décidons d'appliquer la coupure PSD à tous les événements ayant

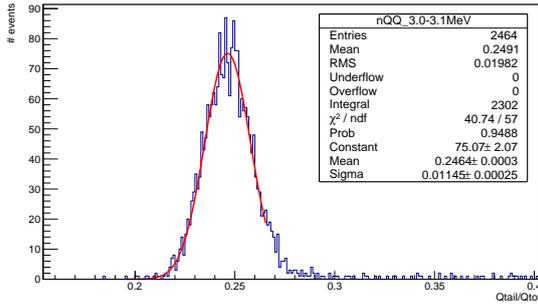


FIGURE 4.23: Distribution du rapport Q_{tail}/Q_{tot} pour des événements physiques entre 3,0 et 3,1 MeV pour un run. Les gammas dominant largement la distribution.

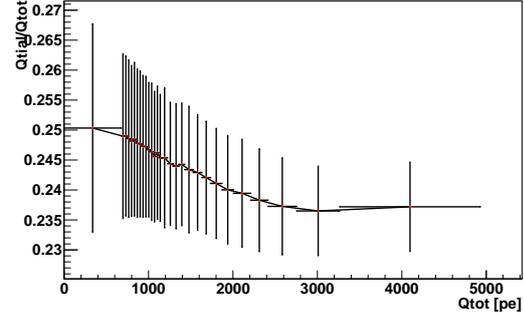


FIGURE 4.24: Évolution de la valeur moyenne du pic électromagnétique brut avec son écart-type en fonction de l'énergie.

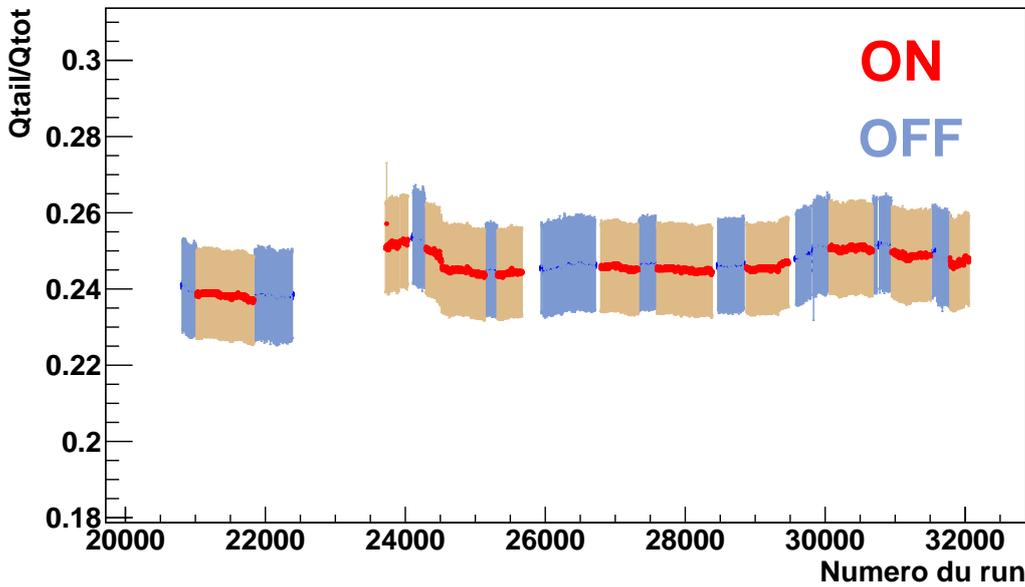


FIGURE 4.25: Évolution de la valeur moyenne et de l'écart-type du rapport Q_{tail}/Q_{tot} pour des événements physiques compris entre 2,8 et 2,9 MeV (pour exemple) en fonction du numéro de run.

un rapport Q_{tail}/Q_{tot} supérieur à $2,5\sigma$ autour de la valeur moyenne de façon à ne rejeter que 1% du signal antineutrinos.

Suivre run par run et énergie par énergie l'évolution de la valeur moyenne et de l'écart-type permet de s'affranchir à priori de leur décalage dans le temps (cf figure 4.25) et en énergie (cf figure 4.24). Néanmoins, nous avons observé que le simple recalage du pic des événements bruts ne permet pas de contraindre toute la forme de la distribution. De plus, il nous faudrait attendre plus d'un mois de données stables pour avoir une bonne mesure de forme alors que les dérives ont lieu sur une journée. Il est donc impossible d'appliquer la coupure PSD run à run.

En revanche, nous pouvons utiliser la distribution moyenne afin de vérifier que la soustraction de tous les événements à haut Q_{tail}/Q_{tot} , c'est-à-dire les neutrons venant des muons, est réalisée proprement et qu'il n'y a pas de neutrons rapides provenant du réacteur (cf figure 4.26). Nous constatons le bon accord pour la partie à haut Q_{tail}/Q_{tot} alors qu'à faible Q_{tail}/Q_{tot} le signal correspondant aux antineutrinos ressort nettement. Les deux distributions ont été renormalisées

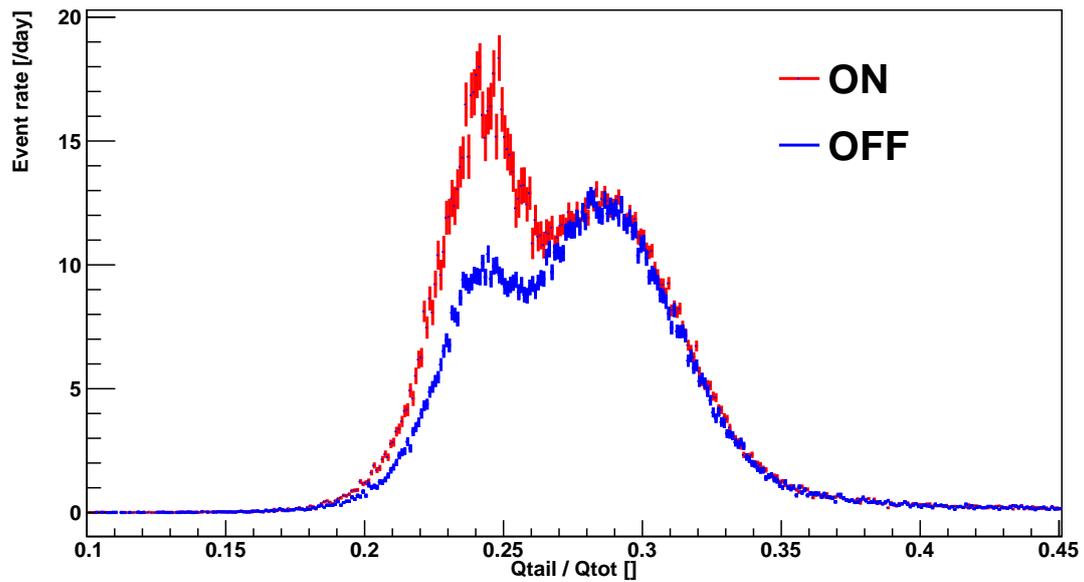


FIGURE 4.26: Distributions moyennes de Q_{tail}/Q_{tot} pour les corrélés non accidentels pour le réacteur ON en rouge et OFF en bleu.

au même taux de muons sans ajustement de paramètres libres. Il reste encore la trace d'un désalignement entre ON et OFF dans la descente à droite du pic à haut Q_{tail}/Q_{tot} . Cela ne peut pourtant pas venir d'un bruit de neutrons rapides qui se manifesterait plutôt comme une déformation globale et non locale du pic.

Chapitre 5

Prédiction et sensibilité de Nucifer

Après avoir déterminé le taux d'antineutrinos détectés dans Nucifer, nous avons cherché à comparer cette mesure à une prédiction tout en y ajoutant les erreurs systématiques associées. Cela fait appel à plusieurs simulations que nous devons lier ensemble : celle du réacteur, puis de la propagation des antineutrinos et enfin du détecteur. Par la suite, avec les onze cycles ON que nous possédons, nous avons réalisé des études de sensibilité au plutonium afin d'évaluer le potentiel de Nucifer à la non-prolifération.

5.1 Prédiction du taux d'antineutrinos et systématiques

Pour prédire le taux d'antineutrinos détectés dans Nucifer, nous partons d'une simulation du réacteur Osiris réalisée à l'aide de codes Monte Carlo évolutifs. Nous propageons ensuite les antineutrinos jusqu'au détecteur avec un code Monte Carlo nommé NuMC [98] en prenant en compte les effets de taille finie du cœur et du détecteur dans l'angle solide. Enfin, nous déterminons une efficacité de détection avec la simulation GEANT-4. Des erreurs systématiques spécifiques sont associées à chacune de ces trois étapes.

5.1.1 Simulation d'Osiris et propagation des antineutrinos

Dans le cas de Nucifer, l'hypothèse d'une source et d'un détecteur ponctuels n'est pas valide : le détecteur placé à 7,2 m du cœur en est bien trop proche pour négliger les effets de volume. L'équation 2.10 devient alors :

$$R_{\bar{\nu}_e}(t) = \frac{P_{th}(t)}{\sum_k \alpha_k(t) \langle E_f \rangle_k} \rho_p \sum_k \alpha_k(t) \int_0^\infty \sigma_{\bar{\nu}_e}(E) S_k(E) L_{eff} dE \quad (5.1)$$

où $L_{eff}(E)$ est un facteur homogène à une distance prenant en compte les effets de volume :

$$L_{eff}(E) = \iiint_{V_c} \Psi_k(t, \vec{r}_c) \iiint_{V_d} \frac{\varepsilon(E, \vec{r}_d)}{4\pi(\vec{r}_d - \vec{r}_c)^2} d^3\vec{r}_d d^3\vec{r}_c \quad (5.2)$$

avec $R_{\bar{\nu}_e}(t)$ le taux d'antineutrinos détectés, $P_{th}(t)$ la puissance thermique du réacteur, $\alpha_k(t)$ la proportion de fission due à l'isotope k , $\langle E_f \rangle_k$ l'énergie moyenne d'une fission de l'isotope k , ρ_p la densité de protons dans le détecteur, $\sigma_{\bar{\nu}_e}(E)$ la section efficace de la désintégration β inverse,

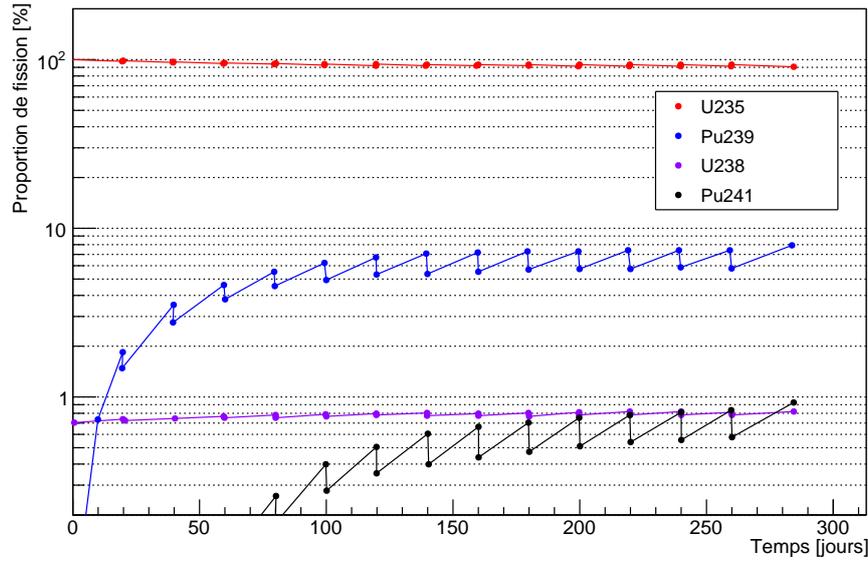


FIGURE 5.1: Évolution des proportions de fission de chaque isotope dans le cœur d'Osiris avec MURE [102].

$S_k(E)$ le spectre des antineutrinos de l'isotope k , V_c le volume du cœur du réacteur, $\Psi_k(t, \vec{r}_c)$ la densité de fissions de l'isotope k , V_d le volume du liquide cible du détecteur, $\varepsilon(E, \vec{r}_d)$ l'efficacité de détection, \vec{r}_d un point du détecteur et \vec{r}_c un point du cœur.

La première étape consiste à simuler le réacteur Osiris afin de connaître les proportions de fission de chaque isotope ainsi que leur densité de fission. Pour cela, deux codes Monte Carlo évolutifs MURE [100] et TRIPOLI-4 [101] ont été utilisés. En partant d'un combustible neuf et en rechargeant un septième de cœur tous les 20 jours, l'équilibre est atteint au bout du septième cycle (cf figure 5.1) Le combustible d'Osiris étant enrichi à près de 20 % en uranium 235, la contribution de cet isotope à la fission est largement dominante (cf tableau 5.1). La différence de 1,2 % entre MURE et TRIPOLI-4 sur la proportion de fission de l'uranium 235 est considérée comme une incertitude systématique.

Isotope	^{235}U	^{239}Pu	^{238}U	^{241}Pu
$\langle \alpha_k \rangle$ TRIPOLI-4	0,926	0,061	0,008	0,005
$\langle \alpha_k \rangle$ MURE	0,915	0,070	0,008	0,007

TABEAU 5.1: Proportions de fission à l'équilibre pour chaque isotope déterminées par TRIPOLI-4 et MURE.

Deux configurations ont été étudiées avec TRIPOLI-4 : l'une correspondant à un début de cycle lorsque cinq barres de contrôle sont levées et une descendue et l'autre à une fin de cycle lorsque les six barres sont levées. Entre les deux configurations, nous trouvons une différence dans le taux d'antineutrinos interagissant dans le détecteur de 0,5 %, ce qui peut être considéré comme négligeable.

Un autre effet à prendre en compte est la variation du barycentre des fissions. D'un cycle à l'autre, la dernière barre de contrôle qui sert à piloter le réacteur n'est pas toujours la même : deux barres sont utilisées à tour de rôle, une plus proche de Nucifer que l'autre. Suivant la barre utilisée, le barycentre des fissions ne sera pas au même endroit : il y a 5,5 cm de différence entre les deux situations. Cela entraîne une différence dans le taux d'antineutrinos interagissant

Situation des barres de contrôle	Taux de $\bar{\nu}_e$ interagissant dans le détecteur
5 barres levées + barre proche de Nucifer en contrôle	955,2 /j
5 barres levées + barre éloignée de Nucifer en contrôle	970,7 /j

TABLEAU 5.2: Taux par jour d'antineutrinos interagissant dans le liquide scintillant suivant la barre de contrôle utilisée pour piloter le réacteur avec une puissance thermique de 70 MW_{th}.

dans le détecteur. En effet, si la barre proche de Nucifer est totalement remontée, plus de fissions auront lieu de ce côté du cœur et donc plus d'antineutrinos seront émis de ce côté. En revanche, si cette même barre est abaissée, il y aura plus de captures et moins de fissions et donc moins d'antineutrinos émis. Cette asymétrie est la cause d'une différence de 1,5 % dans le taux d'antineutrinos interagissant dans le détecteur. Cet effet sera pris en compte par la suite.

Les antineutrinos sont ensuite propagés jusqu'au détecteur avec NuMC en prenant en compte les informations délivrées par TRIPOLI-4 ainsi que les effets géométriques. En calculant la section efficace de la désintégration β inverse [103], la densité de protons à partir de la mesure précise de la masse de liquide scintillant et le parcours moyen d'un antineutrino dans le liquide par NuMC, il est possible de déterminer le nombre d'interactions des antineutrinos (cf tableau 5.2) et leur distribution de vertex dans le liquide scintillant. La position et l'impulsion de chaque positon et neutron sont enregistrées dans un fichier qui servira par la suite d'entrée pour la simulation GEANT-4.

5.1.2 Détermination de l'efficacité de détection

Pour déterminer l'efficacité de notre détecteur et les erreurs systématiques associées, différentes simulations ont été réalisées. Trois termes contribuent à l'efficacité totale du détecteur : l'efficacité due à la coupure en temps $\varepsilon_{\Delta t}$ ($6 \mu s < \Delta t < 40 \mu s$), celle due à la coupure en énergie prompt $\varepsilon_{E_{prompt}}$ ($2,0 \text{ MeV} < E_{pr} < 7,1 \text{ MeV}$) et celle due à la coupure en énergie retardée $\varepsilon_{E_{retardee}}$ ($4,2 \text{ MeV} < E_{ret} < 9,6 \text{ MeV}$). Ces efficacités n'étant pas indépendantes entre elles, il est nécessaire de déterminer directement une efficacité globale prenant en compte les différents effets. Cependant, deux obstacles empêchent cette analyse globale : d'une part, GEANT-4 n'inclut pas une physique des neutrons de basse énergie satisfaisante pour nos niveaux de précision et, d'autre part, TRIPOLI-4 ne peut reconstruire l'énergie détectée en énergie visible, empêchant ainsi de faire une étude sur les coupures en énergie. Dès lors, il faut combiner les résultats des deux codes pour parvenir à une estimation satisfaisante.

Des positons et neutrons ont tout d'abord été tirés dans GEANT-4 et TRIPOLI-4 afin de comparer les deux codes sur le critère de l'écart en temps entre prompt et retardé (cf figure 5.2). Les deux simulations usent de la même géométrie du détecteur et contiennent le même liquide scintillant dopé à 0,17 % en masse en gadolinium.

En raison d'un traitement différent de la physique des neutrons dans GEANT-4 et TRIPOLI-4, et ce particulièrement à basse énergie, la partie à $\Delta t < 6 \mu s$ est différente dans les deux codes. Cette partie du spectre correspond au temps nécessaire pour le neutron à se thermaliser et à diffuser dans le liquide scintillant avant d'atteindre le temps où la probabilité de se faire capturer est maximale ($\sim 8 \mu s$). Le temps de capture moyen du neutron τ est en revanche similaire pour les deux codes tout en étant plus faible que celui trouvé expérimentalement (cf tableau 5.3).

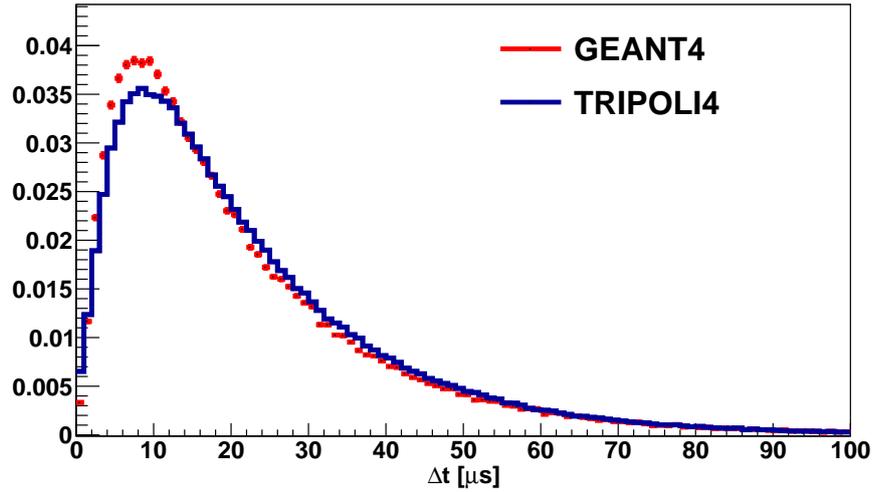


FIGURE 5.2: Distribution des écarts en temps entre prompt et retardé dans Nucifer avec GEANT-4 et TRIPOLI-4.

	TRIPOLI-4	GEANT-4	Données
Temps de vie moyen du neutron	18,0 μs	17,8 μs	19,7 \pm 0,8 μs
Fraction d'événements rejetés par la coupure $\Delta t > 6 \mu s$	12,4 %	13,3 %	-
Fraction d'événements rejetés par la coupure $\Delta t < 40 \mu s$	14,3 %	15,3 %	-
Fraction d'événements avec $6 \mu s < \Delta t < 40 \mu s$ ($\varepsilon_{\Delta t}$)	73,3 %	71,4 %	-

TABEAU 5.3: Comparaison entre TRIPOLI-4 et GEANT-4 sur la coupure Δt

Nous trouvons donc une efficacité due à la coupure en temps de 73,3 % avec TRIPOLI-4 alors qu'elle n'est que de 71,4 % avec GEANT-4. Nous choisissons de prendre TRIPOLI-4 comme référence car ce code est considéré comme un code de référence en ce qui concerne la neutronique [104].

En appliquant la coupure en temps ainsi que celles en énergie dans la simulation GEANT-4, nous trouvons une efficacité de détection totale de 29,6 %. Nous corrigeons ensuite ce résultat de façon à prendre en compte l'écart entre TRIPOLI-4 et GEANT-4 sur la coupure temporelle et trouvons alors $\varepsilon_{tot} = 30,3 \%$.

5.1.3 Incertitudes systématiques et taux attendu

Une source d'incertitude sur l'efficacité est l'écart entre les modélisations et les données en ce qui concerne le temps de capture moyen de neutron τ . Pour évaluer son impact, un calcul a été réalisé avec un simple modèle consistant en une gaussienne pour la partie à faible Δt convoluée à une exponentielle de temps de vie τ variable. Un écart relatif de 2,2 % a été trouvé dans les efficacités entre les modèles pour $\tau = 18 \mu s$ et $\tau = 19,6 \mu s$.

En ce qui concerne l'incertitude sur l'échelle en énergie, nous avons comparé le spectre en énergie des événements retardés lorsque le réacteur est éteint, ce qui correspond au spectre des

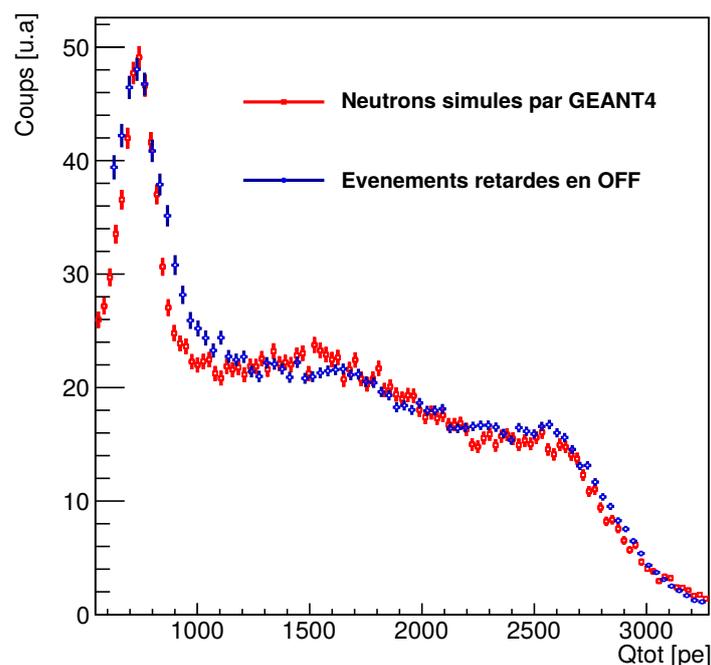


FIGURE 5.3: Spectres en énergie des événements retardés avec le réacteur éteint et des neutrons simulés par GEANT4.

signaux dus aux neutrons induits par les muons, au spectre simulé par GEANT-4 de neutrons tirés uniformément dans le détecteur et ses blindages (cf figure 5.3). Prendre ce spectre permet d'avoir une estimation de l'incertitude sur l'ensemble du volume du détecteur plutôt qu'une estimation locale obtenue avec une source. De plus, ces données sont indépendantes des données de calibration utilisées pour ajuster la simulation GEANT-4. Nous reconnaissons le pic à 730 pe qui correspond aux gammas de 2,2 MeV émis par la capture des neutrons sur l'hydrogène situé dans le détecteur mais aussi dans le polyéthylène des blindages. Ce spectre s'étend jusqu'à la capture des neutrons sur le gadolinium à 8 MeV. À partir de là, nous pouvons quantifier la déviation de la simulation aux données en trois points de différentes énergies : le maximum du pic de capture hydrogène, le point à mi-hauteur de la bosse due aux reculs de protons et le point à mi-hauteur de la bosse due à la capture sur le gadolinium (cf tableau 5.4). Nous prenons ensuite l'écart le plus important comme incertitude sur l'échelle en énergie soit 2,5 %. Mille simulations GEANT4 ont alors été réalisées en tirant aléatoirement pour chaque simulation les valeurs des coupures en énergie dans des gaussiennes centrées sur les énergies des coupures standards et d'écart-type de 2,5 % de l'énergie de coupure. L'écart-type de la distribution des efficacités obtenues est de 0,01. Nous prenons donc une incertitude de 3,3 % sur l'efficacité des coupures en énergie.

Cette incertitude est la plus grande de toutes nos incertitudes systématiques. Les importants effets entre le bas et le haut du détecteur n'ont pas pu être reproduits fidèlement et sont sans doute à l'origine des déviations observées entre simulation et données. Un effet qui pourrait peut-être expliquer ces déviations lorsque la source est proche des PM est le suivant : la charge détectée par les PM n'est pas la même selon si le rayon lumineux arrive avec une incidence normale ou rasante. En haut de la canne de calibration, c'est-à-dire proche des PM, la source radioactive va engendrer plus de rayons rasants qu'en bas, ce qui peut expliquer l'écart des données à la simulation plus important lorsque la source est en haut.

Point choisi	Énergie	Écart aux données
Maximum du pic de capture sur l'hydrogène	730 pe	+1,6 %
Point à mi-hauteur de la bosse des reculs de protons	1920 pe	+2,5 %
Point à mi-hauteur de la bosse de capture sur le gadolinium	2870 pe	-1,6 %

TABLEAU 5.4: Écart à trois énergies différentes de la simulation GEANT4 aux données.

	Incertitude
Δt	2,2 %
Échelle en énergie	3,3 %
Distance	3,1 %
Puissance thermique	2 %
Spectres	2,2 %
Fractions de fission	1 %
Nombre de protons	1 %
Globale	6 %

TABLEAU 5.5: Bilan des incertitudes.

Parmi les autres sources d'incertitudes systématiques (cf tableau 5.5), nous retrouvons l'incertitude sur la distance entre le détecteur et le cœur du réacteur. Des mesures précises ont permis de réduire cette incertitude de façon à obtenir $L = 7213 \pm 112$ mm soit une incertitude de 3,1 % pour le taux d'antineutrinos étant donnée sa dépendance en $1/L^2$. Il reste ensuite l'incertitude due à la puissance thermique du réacteur connue à 2 % près [96], l'incertitude sur le spectre des antineutrinos émis par l'uranium 235 de 2,2 % [59, 60], celle sur les fractions de fission à 1 % et enfin celle sur le nombre de protons de 1 %. Toutes ces incertitudes mènent finalement à une incertitude systématique globale de 6 % sur le taux prédit d'antineutrinos.

Pour pouvoir comparer le taux d'antineutrinos prédit à celui mesuré, nous devons d'une part prendre en compte l'effet d'asymétrie suivant la barre de contrôle utilisée et d'autre part normaliser le taux prédit à la puissance moyenne à laquelle le réacteur a fonctionné sur la période considérée soit $66,5 \text{ MW}_{th}$. Nous avons donc :

$$R_{\bar{\nu}_e}^{prédit} = \frac{\langle P_{th} \rangle}{P_{th}^{NuMC}} \left(\frac{t_{BC3}}{t_{tot}} \times R_{\bar{\nu}_e}^{NuMC}(BC3) + \frac{t_{BC4}}{t_{tot}} \times R_{\bar{\nu}_e}^{NuMC}(BC4) \right) \times \varepsilon_{tot} \quad (5.3)$$

avec P_{th} la puissance moyenne à laquelle a fonctionné le réacteur, P_{th}^{NuMC} la puissance à laquelle a été calculé le taux d'antineutrinos avec NuMC, t_{BC3} (resp. t_{BC4}) le temps pendant lequel le réacteur a été contrôlé par la barre de contrôle proche de Nucifer (resp. loin de Nucifer), t_{tot} le temps total d'acquisition en réacteur ON, $R_{\bar{\nu}_e}^{NuMC}(BC3)$ (resp. $R_{\bar{\nu}_e}^{NuMC}(BC4)$) le taux d'interaction dans le détecteur calculé par NuMC avec le contrôle de la barre 3 (resp. de la barre 4) et ε_{tot} l'efficacité de détection totale du détecteur.

En prenant $\frac{t_{BC3}}{t_{tot}} = 0,68$ et $\frac{t_{BC4}}{t_{tot}} = 0,32$, nous trouvons alors $R_{\bar{\nu}_e}^{prédit} = 276,4 \pm 16,6 \bar{\nu}_e/j$, à comparer avec le taux mesuré de $R_{\bar{\nu}_e}^{mesure} = 281,1 \pm 7,1 \bar{\nu}_e/j$. Si nous calculons le rapport

$\frac{R_{\nu_e}^{mesure}}{R_{\nu_e}^{prédit}}$ nous trouvons $1,017 \pm 0,066$. Cette estimation ne prend pas en compte l'anomalie réacteur qui est de $6,7 \% \pm 2,1 \%$ [63]. La précision statistique de nos données ne nous permet malheureusement pas de confirmer ou d'infirmier ce déficit.

5.2 Application à la non-prolifération

Connaissant le taux prédit et mesuré d'antineutrinos dans Nucifer sur plus d'un an de prise de données, il est possible de mener des études de sensibilité dans le cadre de la non-prolifération. Nous pouvons d'une part réaliser un suivi du réacteur par période de cinq jours sur la période considérée et d'autre part regrouper les données par cycles pour mettre une limite sur la quantité de plutonium consommé dans le réacteur.

5.2.1 Évolution du taux d'antineutrinos détectés en fonction du temps

Les données étant prises par run d'environ quarante minutes, nous pouvons subdiviser nos données de façon à réaliser un suivi du réacteur par périodes de quelques jours. Deux problèmes limitent cependant la taille minimum de la durée d'une période. Le premier problème est tout simplement le rapport très défavorable entre le nombre d'antineutrinos détectés et le bruit : comme nous l'avons vu, nous avons seize fois plus de bruit que de signal. De là découle que, si nous voulons avoir une erreur statistique raisonnable, nous devons regrouper les données par périodes de cinq jours. En effet, en prenant une moyenne de 4733 corrélés par jour, nous avons une erreur statistique de 69 corrélés par jour si nous regroupons les données par période d'une journée alors qu'avec des périodes de cinq jours nous n'avons plus qu'une erreur de 30 corrélés par jour. Le second problème vient de la dispersion des points autour de notre modèle d'évolution du nombre de corrélés avec le taux de muons (cf figure 4.19) : plus nous subdivisons en périodes de faible durée, plus nous nous écartons du comportement moyen et donc plus la dispersion augmente. Nous savons qu'en moyenne notre modèle est correct mais que localement il reste des déviations non statistiques importantes. Cela impacte directement le graphe d'évolution car, pour déterminer le taux d'antineutrinos détectés, nous soustrayons à chaque taux de corrélés en réacteur ON le taux calculé par notre modèle sur la période considérée.

Toutes les données en réacteur ON ont été normalisées à la même puissance de $66,5 \text{ MW}_{th}$ et rapportées à la configuration pour laquelle la barre proche de Nucifer sert au contrôle du réacteur. Nous avons fait cette normalisation afin d'obtenir une prédiction constante en fonction du temps (cf figure 5.4). Dans le cas où le réacteur est éteint, nous soustrayons le taux de corrélés attendus avec notre modèle pour chaque période.

5.2.2 Sensibilité au plutonium

Pour évaluer l'impact de l'évolution du combustible sur le taux d'antineutrinos détectés, nous avons utilisé un code d'évolution simplifié appelé FIASCO [105] qui a pour but d'estimer les différentes quantités d'uranium 235, 238 et de plutonium 239 et 241 à différents instants. En entrée, l'utilisateur fournit les sections efficaces de capture et de fission, les constantes de désintégration et les énergies libérées par fission pour chacun des isotopes présents. Avec ces informations et à partir d'une composition initiale, le code résout les équations de Bateman par la méthode d'Euler ou de Runge-Kutta d'ordre 4 afin de fournir en sortie les masses de chacun

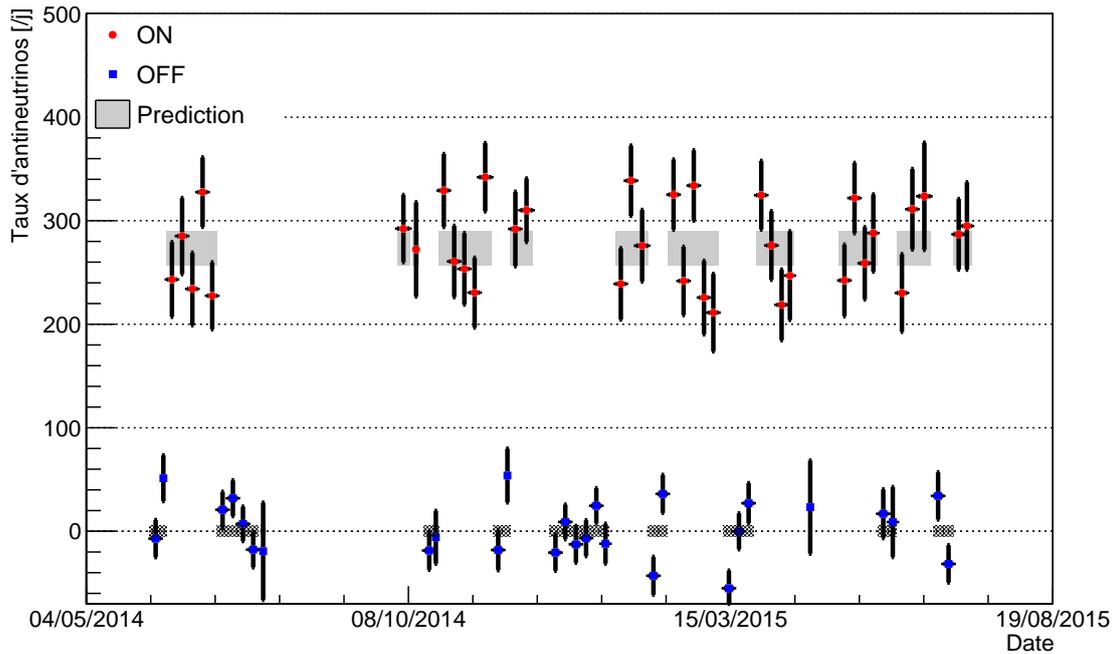


FIGURE 5.4: Évolution du taux d'antineutrinos détectés en fonction du temps regroupés en périodes de 5 jours (en rouge) superposé à notre prédiction (en gris). La largeur de la prédiction correspond à l'incertitude de 6 % (sauf lorsque le réacteur est éteint où elle n'est là que pour la visualisation).

des isotopes. La puissance est fixée par l'utilisateur et le code adapte alors le flux de neutrons en conséquence.

Pour valider ce code et fixer les valeurs des sections efficaces effectives, nous avons comparé les résultats obtenus avec l'évolution d'un combustible chargé à 20 % en uranium 235 et à 80 % en uranium 238 avec une puissance thermique de 70 MW_{th} , à ceux obtenus avec MURE. Pour reprendre les conditions d'exploitation d'Osiris, nous faisons un rechargement tous les vingt jours par septième de cœur et nous partons d'une masse initiale de 20,318 kg en uranium 235 et 82,245 kg en uranium 238. Comme FIASCO considère le combustible homogène et ne prend pas en compte les effets géométriques, nous avons dû adapter les sections efficaces afin de retrouver les proportions de fission de chaque isotope obtenus avec MURE (cf figure 5.5). Nous observons un comportement similaire entre les deux codes avec des proportions de fission à l'équilibre à moins de 3 % d'écart.

Une fois que nous connaissons le nombre de fissions de chaque isotope, nous pouvons trouver l'évolution du taux d'antineutrinos émis par le combustible en fonction du temps passé en réacteur. Nous considérons que le réacteur opère à puissance constante, les données sont donc normalisées à la même puissance. Lorsque l'enrichissement n'est réalisé qu'avec de l'uranium 235, le taux d'antineutrinos diminue car, petit à petit, le plutonium 239 se forme et participe à la fission et, comme nous l'avons vu en figure 3.1, le plutonium produit moins d'antineutrinos pour plus d'énergie par fission. L'écart entre le début d'exploitation d'un combustible frais et l'équilibre n'est que de 3,5 % (cf figure 5.6) en raison de la faible durée des cycles. Dans le cas d'un détournement de plutonium à Osiris, il n'y aurait donc au maximum qu'un écart de 3,5 % dans le taux d'antineutrinos détectés, ce qui est complètement impossible à voir avec Nucifer en raison des barres d'erreurs statistiques qui couvrent largement cet écart. Même en regroupant les données par cycle d'exploitation, les barres d'erreurs statistiques restent trop importantes à cause de l'important bruit de fond présent dans la casemate de Nucifer : un cycle de 20 jours

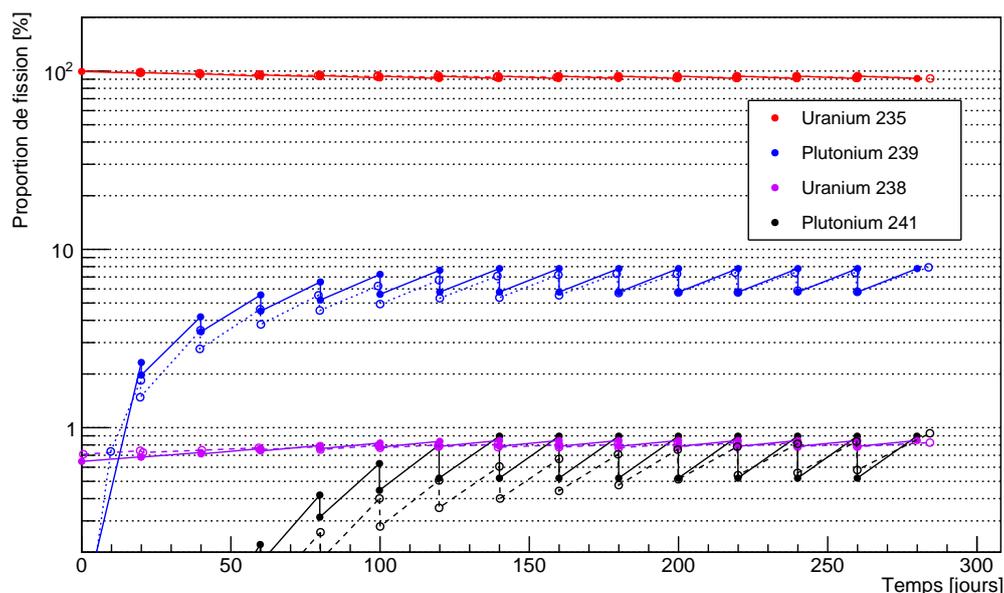


FIGURE 5.5: Évolution des proportions de fission pour chaque isotope dans le cœur d'Osiris avec MURE (en traitillé) et FIASCO (en trait plein).

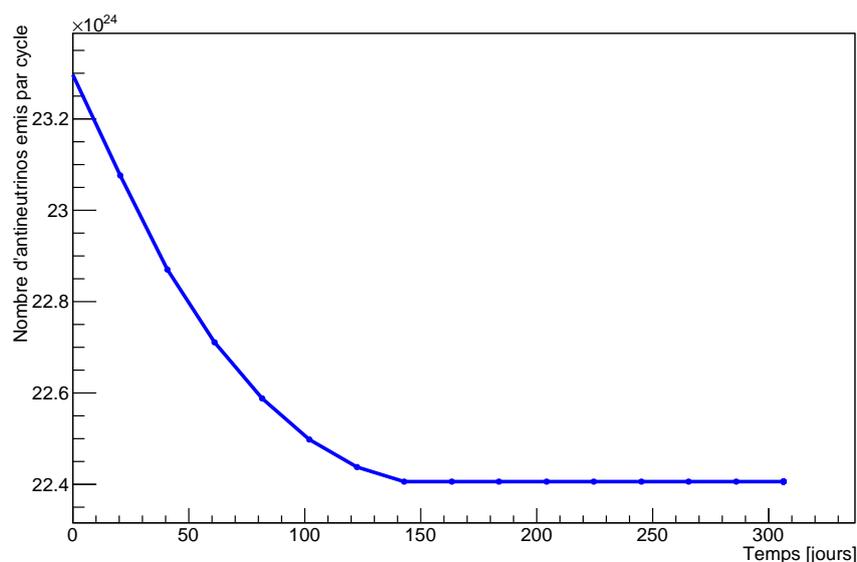


FIGURE 5.6: Évolution du taux d'antineutrinos émis dans Osiris avec un combustible enrichi à 20% en uranium 235 prédit par FIASCO.

présente en effet une erreur statistique de 7%. Les erreurs systématiques n'interviennent pas ici car il s'agit d'une comparaison relative des points d'un cycle à un autre.

Détecter un détournement de plutonium à Osiris avec un détecteur de type Nucifer n'est donc pas réalisable dans les conditions de bruit de fond actuelles. En revanche, il est possible d'imaginer une autre utilité à un tel détecteur telle que connaître la masse de plutonium brûlée en réacteur. Certains états comme les États-Unis et la Russie cherchent en effet à détruire une partie du plutonium 239 provenant du démantèlement d'armes atomiques. En étant placé dans un réacteur nucléaire, le plutonium fissionne et devient alors inutilisable pour des fins militaires.

Par rapport au cas d'un enrichissement pur d'uranium 235, l'évolution va être différente : le

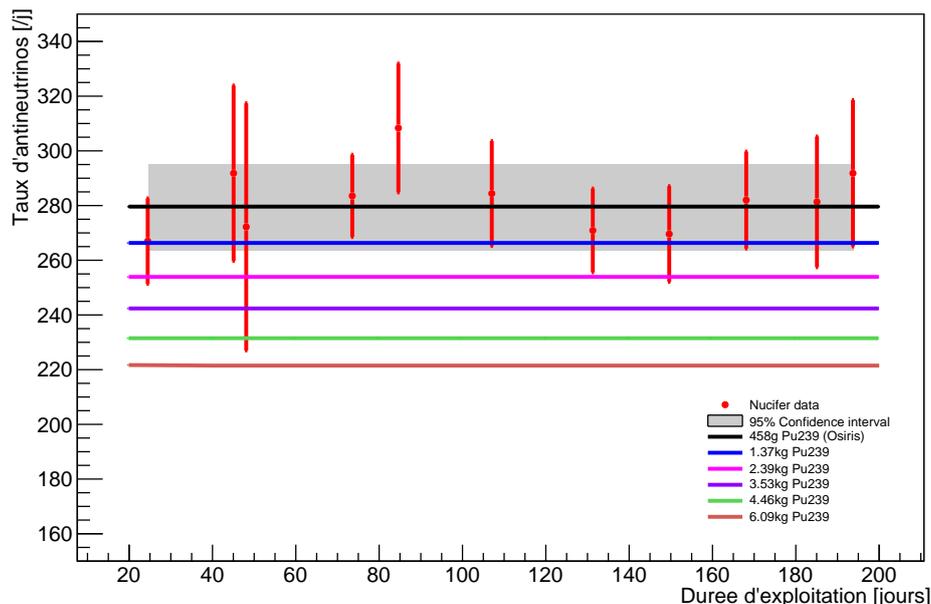


FIGURE 5.7: Évolution du taux d'antineutrinos détectés dans Nucifer (en rouge) superposé aux différents taux attendus à l'équilibre pour différentes compositions initiales de combustible. La masse moyenne de plutonium présente dans le cœur est indiquée.

taux d'antineutrinos émis va d'abord augmenter avant d'atteindre un équilibre. Cela s'explique par le fait que le plutonium 239 fissionne plus rapidement que l'uranium 235 et va donc être aussi consommé plus rapidement. Au fur et à mesure que l'uranium 235 prend de l'importance dans la proportion de fissions, le taux d'antineutrinos augmente donc. Suivant la quantité de plutonium contenue initialement dans le combustible, le taux d'antineutrinos à l'équilibre va varier pour une même puissance : plus le combustible sera enrichi en plutonium qui produit plus d'énergie par fission et moins d'antineutrinos que l'uranium 235, plus le taux d'antineutrinos détecté sera faible. Nous avons étudié plusieurs compositions de combustible variant de 0 % à 10 % en plutonium 239, le reste de la matière fissile étant complété par de l'uranium 235 de façon à atteindre 20 % en matière fissile, les 80 % restant étant de l'uranium 238. En comparant le taux d'antineutrinos détectés aux taux attendus à l'équilibre pour les différentes compositions initiales (cf figure 5.7), nous pouvons déterminer la masse minimum de plutonium 239 présente dans le cœur que nous pouvons détecter avec 95 % de confiance. Dans le cas d'Osiris, nous trouvons une masse limite de plutonium de 1,55 kg.

5.2.3 Bilan et perspectives

Placé à seulement 7,2 m d'un coeur de réacteur nucléaire et de conception relativement simple, le détecteur Nucifer a pu détecter un taux de $281 \pm 7,1$ antineutrinos par jour sur onze cycles de réacteur ON répartis sur une année. La stabilité du détecteur a été confirmée au niveau du pourcent par des mesures réalisées à plusieurs mois d'intervalle et aucun problème de sécurité n'a été reporté tout au long de l'acquisition. Un suivi du réacteur a pu être réalisé à l'échelle de cinq jours avec une précision statistique de 7 % sur le taux de comptage moyen, limitée par l'important bruit de fond accidentel induit par le réacteur.

Sur une période de 144 jours de réacteur ON, le taux moyen mesuré d'antineutrinos permettrait de confirmer à 95 % de confiance la présence de 1,55 kg de plutonium 239 dans le cœur d'Osiris, dans le cadre d'un combustible de type MOX destiné à brûler du plutonium de qualité

militaire. Les conditions défavorables de bruit de fond dues à la proximité du cœur ainsi que du circuit de désactivation empêchent malheureusement de réaliser un suivi plus précis du réacteur à l'échelle de la journée. De plus, la faible protection de Nucifer aux muons atmosphériques et donc aux neutrons induits par spallation rend le détecteur sensible aux variations de pression qui ont pu être corrigées en mesurant une droite de corrélation moyenne. Des fluctuations résiduelles autour de cette droite apparaissent lorsqu'on veut suivre l'évolution du réacteur à la journée. Combinées à l'importante erreur statistique engendrée par le bruit accidentel, ces fluctuations expliquent que seules des périodes d'au moins cinq jours sont présentées ici.

Concernant la prédiction du taux d'antineutrinos, la calibration imparfaite du détecteur avec la simulation GEANT-4 implique une incertitude qui est la plus grande de nos incertitudes systématiques : 3,3 % due aux coupures en énergie. Cette incertitude doit pouvoir être réduite dans de prochaines études.

Par la suite, le détecteur Nucifer pourrait être déployé auprès d'un réacteur de puissance dans un site plus favorable. Étant donné la puissance bien supérieure d'un tel réacteur par rapport à Osiris, il est possible d'éloigner le détecteur du cœur tout en ayant un taux d'antineutrinos détectés plus élevé : à 20 m, on peut attendre encore plus de 490 antineutrinos détectés par jour et par GW_{th} dans Nucifer en supposant la même efficacité de détection. S'éloigner du cœur permet ainsi de réduire le bruit de fond accidentel venant du réacteur tout en diminuant la quantité de blindage nécessaire. Avec moins de blindages, nous pouvons attendre moins de bruit corrélé car tout ce qui entoure le détecteur constitue une cible pour les muons qui vont produire des neutrons rapides. Dans ces conditions plus favorables et avec un réacteur commercial qui épuise totalement son combustible sans rechargements trop rapprochés et avec un plus faible enrichissement en uranium 235, le détecteur pourrait être sensible à l'évolution de 10 % du taux d'antineutrinos détectés et ainsi tester d'autres scénarios de diversions avec plus de sensibilité.

Troisième partie

L'expérience Stéréo

Chapitre 6

Présentation de l'expérience Stéreo

L'expérience Stéreo s'inscrit dans la ligne directe des travaux réalisés à l'IRFU commencés par la réévaluation des spectres antineutrinos de réacteurs et débouchant sur l'*anomalie réacteur*. Ce détecteur utilise une technologie similaire au détecteur Nucifer tout en améliorant ses performances. Installé à dix mètres du réacteur à haut de flux (RHF) de l'Institut Laue Langevin (ILL) à Grenoble, il a pour but de démontrer l'existence ou non d'une nouvelle oscillation à courte distance à travers un état stérile du neutrino à l'eV. Pour cela, le choix s'est porté sur un détecteur segmenté en plusieurs cellules afin de pouvoir observer une éventuelle distorsion du spectre en énergie en fonction de la distance entre la source et le détecteur tout en s'affranchissant au maximum des systématiques liées à la prédiction. Pour être suffisamment précis et ainsi aboutir à un résultat sans ambiguïté, le détecteur doit certes posséder de très bonnes capacités de reconstruction des événements mais aussi s'affranchir de tout bruit pouvant détériorer sa sensibilité.

6.1 Introduction à l'expérience

Débutée en 2011 à la suite de la découverte de l'*anomalie réacteur* et financée en 2013 par l'Agence Nationale de la Recherche (ANR), l'expérience Stéreo fait partie des différentes expériences visant à conclure sur l'existence ou non d'un neutrino stérile de l'ordre de l'électronvolt. Pour ce faire, le détecteur est placé à dix mètres d'un réacteur nucléaire de recherche, le réacteur à haut flux de l'ILL qui accueille de nombreuses autres expériences utilisant des faisceaux de neutrons et de rayons gammas avec parfois une instrumentation générant d'importants champs magnétiques. Dès lors, il faudra composer avec cet environnement défavorable pour réaliser des mesures les plus précises possibles.

6.1.1 Objectifs et stratégie retenue

Le neutrino stérile n'interagissant pas avec son environnement autrement que par gravitation, son existence ne peut être confirmée que par une expérience de disparition, c'est-à-dire une expérience révélant un déficit dans le taux d'antineutrinos détectés en fonction de la distance. Son mélange avec les trois autres saveurs donnerait en effet lieu à une nouvelle oscillation. Comme la longueur de cette oscillation varie suivant l'énergie du neutrino émis (cf chapitre 1), il existe plusieurs façons de la mettre en évidence : sur des lignes de faisceaux de neutrinos muoniques comme MiniBooNE, à proximité d'une intense source d'antineutrinos électroniques

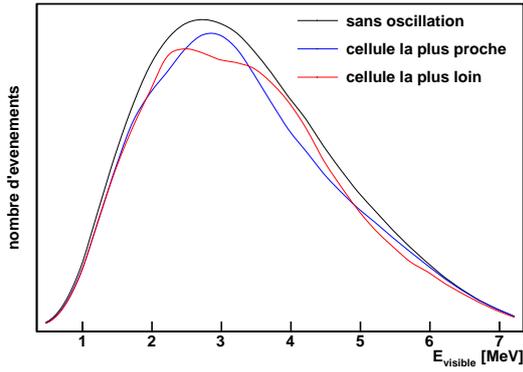


FIGURE 6.1: Spectre en énergie attendu avec (rouge et bleu) et sans oscillation (noir).

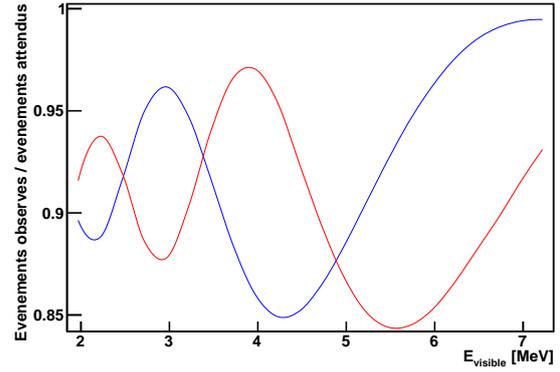


FIGURE 6.2: Rapport des spectres en énergie entre les cas avec et sans oscillation dans les deux cellules les plus éloignées de Stéreo.

comme le cérium 144 [106] ou d'un réacteur nucléaire comme pour Nucifer. De nombreuses expériences [107] ont pour ambition d'observer cette oscillation à travers ces différents canaux dont certaines ont fait le choix, comme Stéreo, de se placer auprès d'un réacteur nucléaire. Nous pouvons citer ici les expériences Poseidon [108], Neutrino-4 [109], DANSS [110], Prospect [111], Solid [84] ou encore NEOS [112].

Pour s'affranchir de plusieurs systématiques liées à la prédiction et observer l'oscillation à la fois en énergie et en distance, il est nécessaire de pouvoir faire des mesures à différentes positions. C'est pourquoi une expérience voulant mettre une limite précise sur l'existence du neutrino stérile doit segmenter son détecteur ou posséder une excellente résolution en vertex. Pouvoir déplacer le détecteur autour de la longueur d'oscillation ou, à défaut, posséder deux détecteurs à deux positions différentes augmentera encore la précision de la mesure. En ce qui concerne Stéreo, le détecteur sera constitué de six cellules de 37 cm de large, indépendantes et remplies de liquide scintillant dopé au gadolinium. À dix mètres du cœur et d'une longueur de détection effective de 2,1 m, il pourra être reculé de 1,4 m afin d'augmenter son potentiel de découverte mais aussi pour vérifier ses erreurs systématiques. Avec cette segmentation, en comparant les spectres attendus en énergie des antineutrinos détectés dans les deux cellules les plus éloignées l'une de l'autre (cf figure 6.1), nous constatons que, pour les paramètres de mélange ajustant au mieux l'anomalie réacteur [24], l'oscillation est en opposition de phase à 3 MeV, soit le point du spectre possédant le plus de statistique (cf figure 6.2).

Pour être sensible à cette oscillation, il est primordiale que le détecteur possède une bonne résolution spatiale et en énergie. Connaissant l'expression de la phase d'oscillation, il est possible de calculer sa sensibilité à la distance et à l'énergie :

$$\frac{\Delta\phi}{\phi} = \sqrt{\left(\frac{\Delta L}{L}\right)^2 + \left(\frac{\Delta E}{E}\right)^2} \quad (6.1)$$

Souhaitant avoir $\Delta L \ll L_{osc}$ avec L_{osc} la longueur d'oscillation, nous trouvons donc :

$$\frac{\Delta E}{E} \ll \frac{L_{osc}}{L} \quad (6.2)$$

Sachant que L_{osc}/L est de l'ordre de 40 % pour le meilleur ajustement de l'anomalie réacteur dans les conditions de Stéreo, la résolution du détecteur en énergie doit être de l'ordre de la

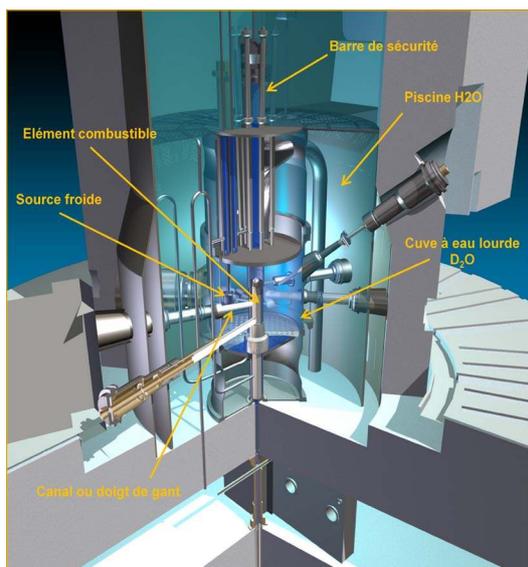


FIGURE 6.3: Vue générale du réacteur à haut flux.

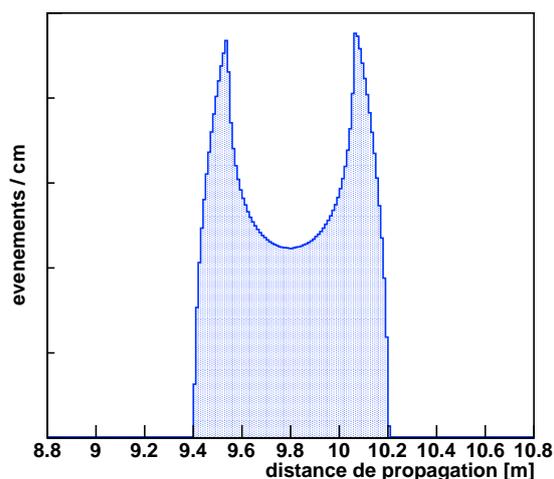


FIGURE 6.4: Distribution des longueurs de propagation des antineutrinos du coeur du RHF au détecteur Stéréo. L'écart-type est de 24 cm.

dizaine de pourcents au seuil de la réaction de désintégration β inverse. Pour ce faire, l'utilisation de liquide scintillant est une technologie éprouvée par de nombreuses expériences précédentes. Les parois constituées de plaques en acrylique enfermant une feuille de VM-2000, un réflecteur spéculaire produit par 3M [113], avec un espace d'air assure quant à lui une réflexion presque parfaite et limite les variations de réponse entre le haut et le bas d'une cellule. Enfin, une couronne de liquide scintillant non dopé au gadolinium entourera toutes les cellules afin de limiter les fuites qui détériorent la résolution.

En ce qui concerne la résolution spatiale, un point critique est la taille du cœur du réacteur nucléaire utilisé : étant donné que la longueur d'oscillation attendue est de l'ordre du mètre, l'effet des oscillations pourrait être complètement moyenné dans un cœur trop grand. Pour l'expérience Stéréo, le choix s'est donc porté sur le réacteur à haut flux de l'ILL.

6.1.2 Le réacteur à haut flux de l'ILL

Fondé en 1967 par la France et l'Allemagne et rejoint en 1972 par l'Angleterre, l'Institut Laue Langevin est un organisme de recherche internationale délivrant les sources de neutrons les plus intenses au monde : jusqu'à $1,5 \cdot 10^{15}$ neutrons par seconde et par cm^2 . Des domaines aussi variés que la physique nucléaire et la physique fondamentale, la physique du solide, la physique des matériaux, la chimie ou encore la biologie utilisent ces lignes de neutrons venant du réacteur à haut flux (cf figure 6.3).

D'une puissance thermique de 58 MW, ce réacteur nucléaire possède un cœur fait d'un seul élément combustible cylindrique et creux, constitué de 280 plaques courbes en alliage d'uranium et d'aluminium. Très compact, le diamètre externe ne fait que 40 cm tandis que son diamètre interne est de 26 cm, le tout pour une hauteur de 80 cm. Cela contribue à une incertitude de 24 cm sur la longueur de propagation des antineutrinos de leur point de création à leur point de détection (cf figure 6.4).

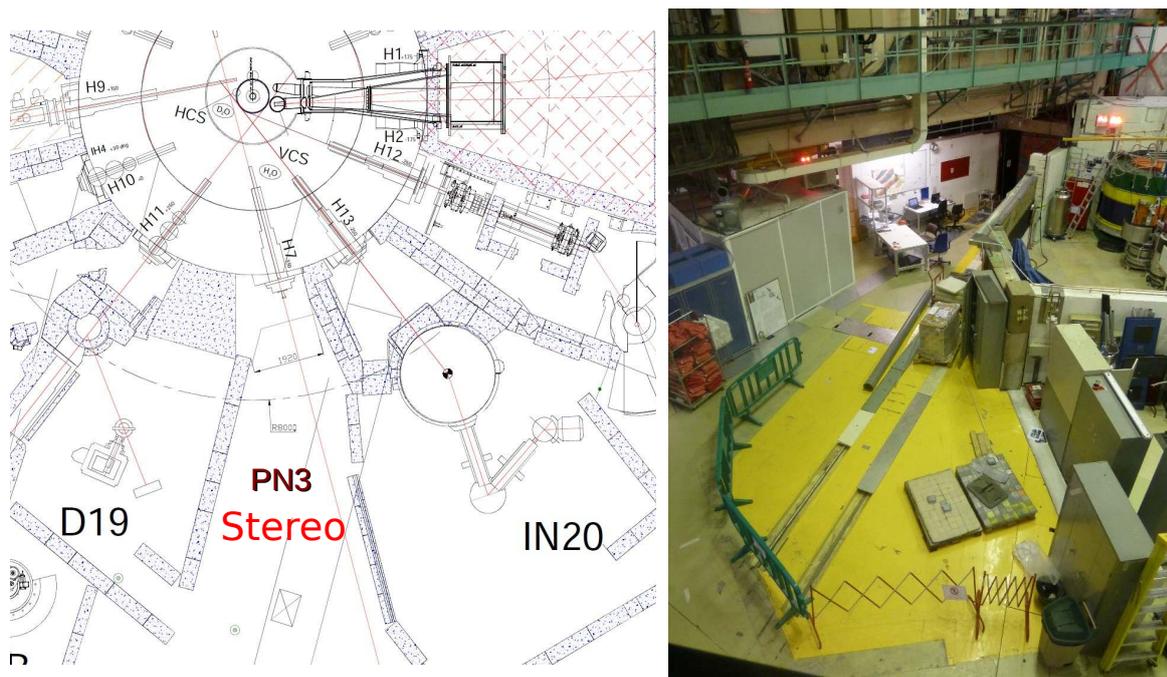


FIGURE 6.5: Plan (à gauche) et photo (à droite) du site avant l'installation de Stéréo. La casemate PN3 se trouve entre D19 et IN20 à la sortie du tube de neutrons H7.

Enrichi à 93 % en uranium 235, le combustible neuf contient 8,57 kg de cet isotope et, au bout d'un cycle d'environ 50 jours, 40 % y sont brûlés. Le cœur est refroidi et modéré par de l'eau lourde qui sert aussi de réflecteur. De 2,5 m de diamètre, la cuve d'eau lourde est entourée par de l'eau légère contenue dans une piscine de 6 m de diamètre et 14 m de profondeur qui joue le rôle de protection contre les rayonnements. Le réacteur est contrôlé par une barre absorbante cylindrique centrale et cinq barres de sécurité entourent le cœur pour arrêter la réaction en chaîne.

Treize canaux horizontaux et quatre canaux inclinés transpercent la piscine et la cuve pour transporter les neutrons jusqu'au hall expérimental et aux expériences se situant parfois à 100 m du réacteur.

De manière standard, le réacteur fonctionne pendant 4 cycles par an de chacun 50 jours. Un arrêt d'été d'une durée d'un mois permet la réalisation de maintenances tandis qu'un arrêt d'hiver d'une durée de 3 mois est mis à profit pour les modifications et maintenances lourdes.

6.1.3 Emplacement du détecteur

L'emplacement du détecteur se trouve au niveau C, c'est-à-dire au niveau du réacteur, dans la casemate nommée PN3 (cf figure 6.5) située entre les casemates D19 et IN20. Du point de vue de l'étude des oscillations, cette position est idéale car l'axe horizontal du détecteur est proche de celui de propagation des antineutrinos, limitant ainsi la dispersion spatiale dans une cellule. De plus, huit mètres seulement séparent le début de la casemate du cœur, ce qui implique un flux important d'antineutrinos.

Cette casemate se situe juste en dessous du canal de transfert du combustible qui est rempli d'environ six mètres d'eau à l'intérieur d'une enceinte de deux mètres de béton. En alignant le détecteur avec ce canal, nous gagnons une protection non négligeable contre les muons atmosphériques qui, comme nous l'avons vu dans Nucifer, constituent une part importante du

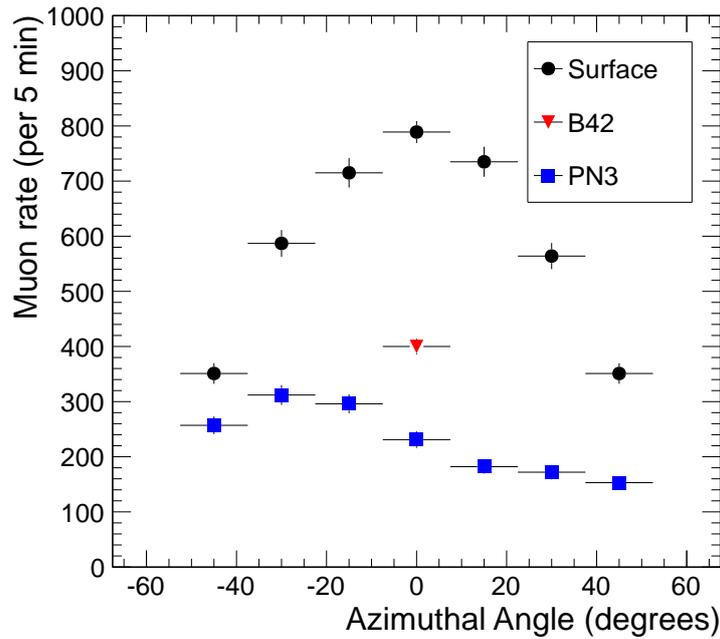


FIGURE 6.6: Distributions des taux de muons à différents emplacements : en surface (en noir), dans la casemate PN3 (en bleu), celle de Stéréo, et dans la casemate B42 (en rouge), située au sous-sol où eut lieu la précédente expérience de détection d'antineutrinos à l'ILL [115].

bruit de fond. Des mesures ont été réalisées à l'ILL afin de connaître cette atténuation aux muons dans PN3 [114]. L'asymétrie observée suivant l'angle zénithal s'explique par le fait que l'axe du détecteur n'est pas exactement aligné avec l'axe central du canal (cf figure 6.6). Avec la surface, nous avons donc, pour les muons verticaux, un facteur d'atténuation de 4. Par comparaison avec Nucifer où nous n'avons qu'un facteur 2,7 et 344 Hz de muons, nous pouvons estimer le taux de muons attendu dans le détecteur Stéréo : environ 500 Hz, soit un temps mort de 5 % pour un veto de 100 μs .

Comme nous le verrons plus en détail par la suite, la présence d'expériences utilisant des faisceaux de neutrons à proximité immédiate du détecteur Stéréo induit un important bruit de fond de neutrons mais aussi de rayons gammas. Cet inconvénient est compensé par le fait que la charge au sol autorisée en PN3 est la plus élevée du bâtiment : 10 t/m³, ce qui permet d'installer de lourds blindages de plomb et polyéthylène tout autour du détecteur. Cependant, il ne s'agit pas du seul bruit engendré par ces expériences : à droite de l'emplacement du détecteur, l'expérience en IN20 utilise également des bobines de Helmholtz générant des champs magnétiques de 6 à 15 T. Par simulation Comsol [116] et Maentouch [117], il a pu être déterminé que lorsque l'aimant est positionné au plus près de Stéréo, soit 3 m, le champ de fuite atteint 6 G pour les PM les plus exposés [118] (cf figure 6.7), un champ dix fois supérieur au champ magnétique terrestre de 0,6 G. Avec la présence d'un tel champ magnétique, la collecte des charges par les PM peut être fortement détériorée. Des mesures effectuées sur un banc de test ont montré qu'avec un blindage autour du PM en mu-métal, un alliage de nickel et de fer déviant les lignes de champ magnétique, l'effet d'un champ magnétique externe de 0,6 G était limité à 1 % [119]. Un blindage en fer doux et en mu-métal a donc été conçu pour entourer le détecteur et devrait ainsi amener le champ de fuite externe à 0,2 G.

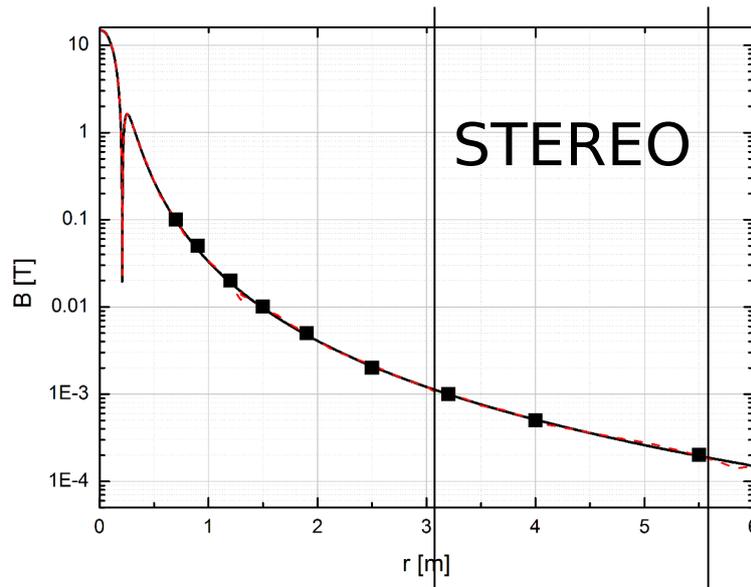


FIGURE 6.7: Simulation COMSOL (en rouge) et modèle analytique (en noir) de l'intensité du champ magnétique en fonction de l'éloignement à l'aimant de 15 T utilisé dans IN20. Les traits verticaux représentent la position de Stéréo.

6.2 Description de Stéréo

Constitué d'une cible segmentée en six cellules entourée d'une couronne de liquide scintillant non dopé, appelée *gamma-catcher*, le détecteur devra être protégé du bruit de fond ambiant par de nombreux blindages : en plomb pour les rayons gammas, en polyéthylène pour les neutrons et en mu-métal pour le champ magnétique. De plus, un veto muon recouvrira la partie supérieure du détecteur de façon à rejeter les événements suivant un muon. Ainsi placé et blindé, Stéréo pourra observer à 95 % de confiance une nouvelle oscillation ou, dans le cas contraire, exclure une large partie du contour de l'anomalie réacteur.

6.2.1 Cible et *gamma-catcher*

Le volume cible du détecteur est constitué d'un aquarium en acrylique de six cellules (cf figure 6.8) optiquement indépendantes les unes des autres grâce à une surface réfléchissante, le VM-2000. Chaque cellule de dimension $(37 \times 90 \times 90)$ cm³ contient du liquide scintillant dopé au gadolinium de composition suivante : 75 % de LAB, 20 % de PXE et 5 % de DIN à quoi s'ajoutent 0,2 % en masse de gadolinium, 7 g/L de PPO et 20 mg/L de bis-MSB pour un volume cible total d'environ 2 m³. Les parois entre cellules ainsi que le liquide scintillant ont fait l'objet d'études que nous détaillerons plus loin.

Entourant ce volume cible tout en étant séparé optiquement par le VM-2000, le *gamma-catcher* a une largeur de 28 cm sur les côtés du détecteur alors qu'il a la largeur d'une cellule, soit 37 cm, à l'avant et à l'arrière du détecteur. Il est composé d'environ 2,3 m³ du même liquide que la cible à l'exception du gadolinium qui n'est pas ajouté ici et de la concentration en PPO un peu plus faible : 3 g/L de PPO. Son rôle est multiple. Tout d'abord, en augmentant le volume de détection, il permet de limiter les fuites de gammas et ainsi, augmente l'efficacité de détection tout en rendant plus homogène la réponse de la cible. Il fait également office de blindage actif en détectant les muons qui vont saturer l'ensemble des PM, mais aussi les rayonnements gammas et neutrons venant de l'extérieur. Trente centimètres correspondent en effet

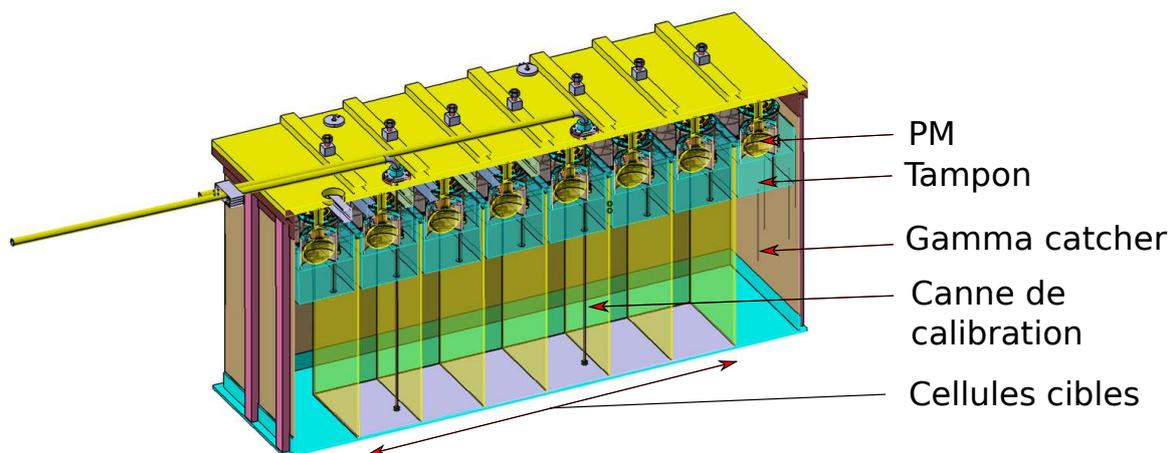


FIGURE 6.8: Schéma du détecteur Stéréo sans ses blindages.

à la longueur d'interaction des gammas de quelques MeV dans le liquide scintillant alors qu'un positon produit par désintégration bêta dans la cible ou dans le *gamma-catcher* ne parcourt pas plus de quelques millimètres avant de s'annihiler. Demander que la charge déposée dans la cible soit supérieure à celle éventuellement déposée dans le *gamma-catcher* réduit donc le bruit d'un facteur deux. Les effets de bord dus aux neutrons produits par désintégration β inverse entrant et sortant du liquide cible devront être évalués par simulation.

Au-dessus de chaque cellule et du *gamma-catcher* se trouve un tampon de 20 cm en acrylique pour, comme dans Nucifer, séparer les PM du liquide scintillant et homogénéiser la réponse du détecteur. Quatre PM de 8 pouces par cellule et vingt-quatre de 8 pouces également pour le *gamma-catcher*, soit 48 PM au total, viennent compléter le système de détection.

Pour calibrer le détecteur en énergie, deux cannes sont introduites verticalement dans deux cellules de la cible éloignées l'une de l'autre : l'une au centre de la cible et l'autre au bord. Différentes sources de différentes énergies pourront être introduites dans le détecteur pour estimer la variation du facteur de calibration avec la hauteur et l'énergie. Une canne passe également sous le détecteur pour pouvoir placer des sources sous chaque cellule et ainsi, les calibrer entre elles. Enfin, un système est prévu pour faire circuler des sources tout autour du *gamma-catcher* tout en pouvant faire varier la hauteur de la source (cf figure 6.9). En détectant un des deux gammas de 511 keV émis dos-à-dos par une source de sodium 22 en coïncidence avec un cristal LYSO [120] de $(5 \times 5 \times 20)$ mm³, nous pouvons étudier la dépendance en hauteur du facteur de calibration à cette énergie dans le *gamma-catcher*, mais aussi dans les cellules en choisissant les rayons gammas n'ayant pas déposé d'énergie dans le *gamma-catcher* (cf figure 6.10).

Comme pour Nucifer, des fibres optiques seront introduites dans chaque cellule ainsi que le *gamma-catcher* pour étalonner les PM en photo-électrons et suivre la linéarité et la stabilité du détecteur.

6.2.2 Blindages et veto muon

Pour protéger le détecteur de l'ambiance agressive de l'ILL, différents blindages entourent la cible et le *gamma-catcher*. En partant de l'intérieur, ce blindage est constitué de plaques en mu-métal de 1,5 mm pour dévier les lignes de champ magnétique de l'aimant de IN20.

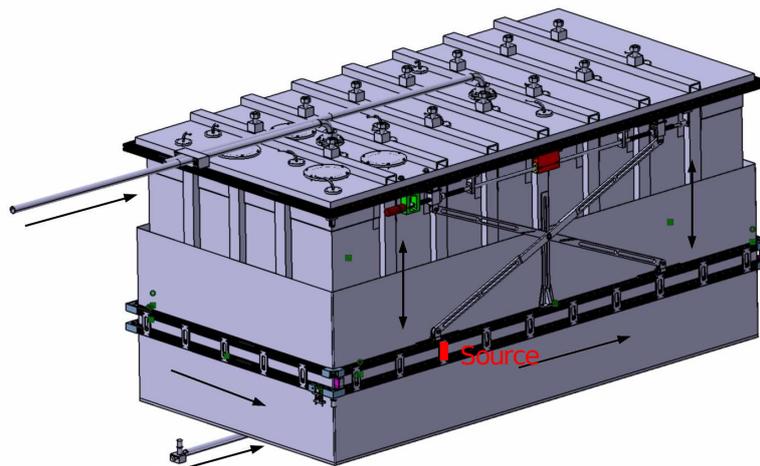


FIGURE 6.9: Système de calibration autour du détecteur. La source radioactive (en rouge) peut être déplacée entre le *gamma-catcher* et les blindages (non représentés ici).

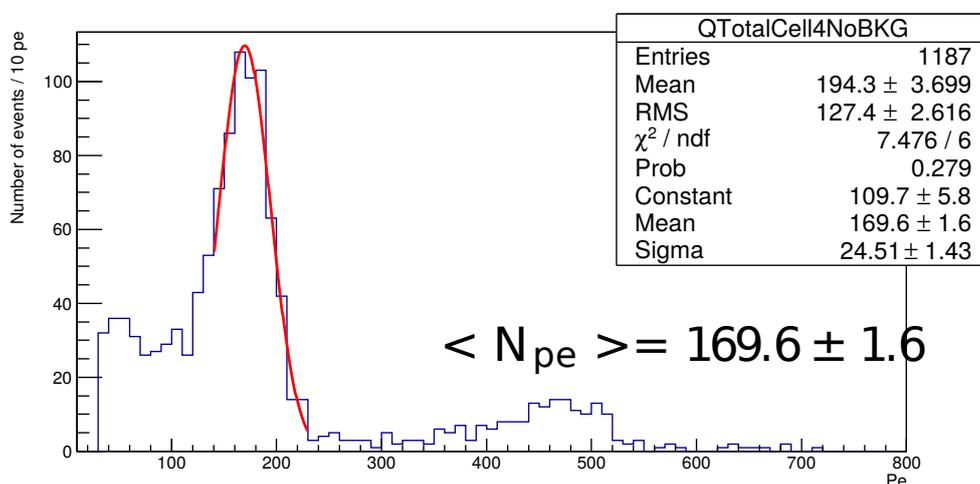


FIGURE 6.10: Spectre simulé dans une cellule centrale de Stéreo avec la source de sodium 22 à l'extérieur et verticalement centrée. Le pic à basse énergie correspond à la détection en coïncidence du rayon gamma de 511 keV tandis que la bosse à plus haute énergie correspond à la détection du rayon gamma de 1,275 MeV.

Ces plaques sont collées à des blocs de 20 cm d'épaisseur de polyéthylène boré présents pour stopper les neutrons venant des muons et de l'ILL, trente centimètres sont prévus sur le dessus du détecteur. Dix centimètres de plomb sur les faces latérales viennent ensuite stopper les gammas, vingt centimètres sont installés sous le détecteur pour arrêter les gammas venant des boucles du circuit primaire circulant au niveau inférieur. Pour atténuer le flux provenant du réacteur, un mur supplémentaire de plomb et de polyéthylène boré se situe entre l'avant du détecteur et le réacteur. Le blindage en plomb est encore entouré de fer doux et de feuilles de B_4C pour arrêter les neutrons thermiques avant qu'ils ne se fassent capturer dans le fer. Une protection contre le feu devrait finir l'ensemble du dispositif. L'ensemble pèse 93 tonnes et repose sur douze coussins d'air qui permettront de déplacer le détecteur de la zone de montage à la casemate.

Des murs séparent la casemate de Stéreo des autres expériences et entourent le détecteur : un mur de 30 cm de béton lourd recouvert de 5 mm de B_4C suivi de 10 cm de plomb du côté de D19 et un autre mur de 15 cm de plomb et 15 cm de polyéthylène du côté d'IN20 (cf figure 6.11).

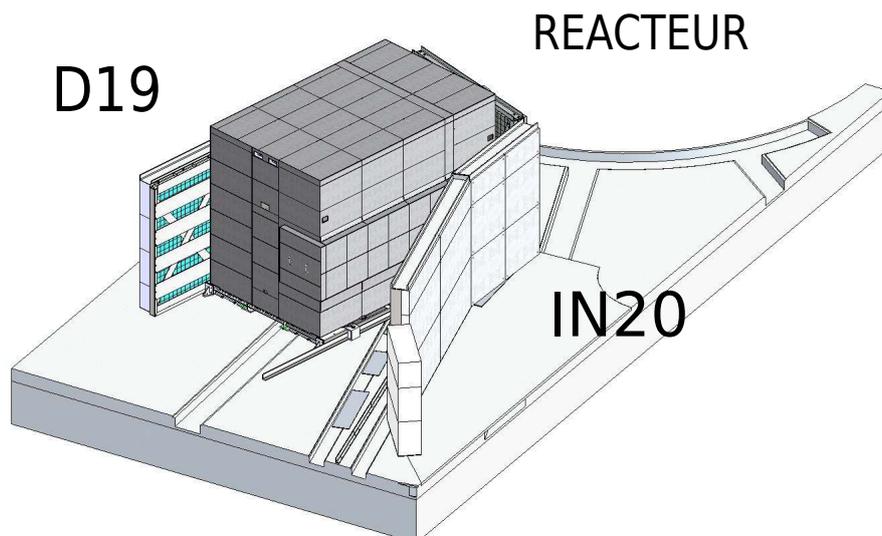


FIGURE 6.11: Schéma du détecteur Stéréo dans ses blindages et entouré des murs protecteurs.

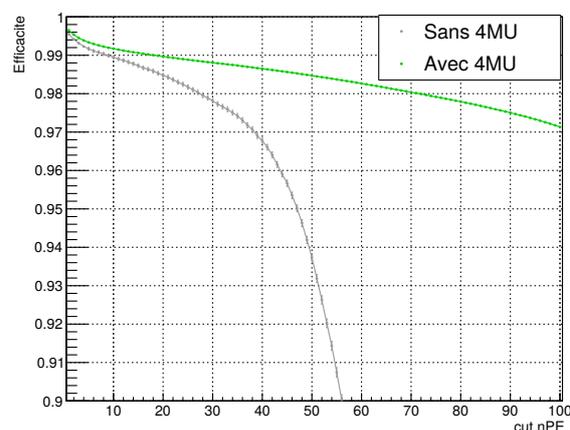
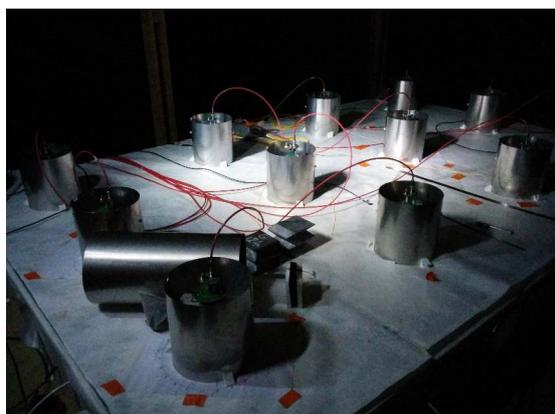


FIGURE 6.12: À gauche : photo du prototype du veto muon. À droite : courbe d'efficacité en fonction du seuil de détection avec le décalage d'onde (en vert) et sans (en gris) [121].

Un veto muon est installé au dessus du détecteur. Son rôle est de signaler le passage d'un muon pour stopper l'acquisition et ainsi éviter de détecter le bruit dû à son passage. De trente centimètres de haut et recouvrant la surface du détecteur, il est rempli d'eau dopé avec un composé fluorescent, l'hymecromone (4MU), et est surmonté de PM servant à détecter la lumière produite par effet Cerenkov. Le seuil de détection doit être ajusté de sorte à détecter les muons atmosphériques mais doit laisser passer les rayons gammas. Un prototype a été construit au LPSC de Grenoble et a permis d'étudier l'évolution de l'efficacité en fonction du seuil (cf figure 6.12). Alors que sans 4MU, l'efficacité de détection est de 96,8 % pour un seuil à 40 pe, elle remonte à 98,6 % avec [121].

6.2.3 Performances et potentiel de découverte

Une simulation GEANT-4 du détecteur Stéréo a été réalisée pour évaluer ses performances et aider à finaliser le design du détecteur [122]. Avec la géométrie décrite précédemment, nous pouvons donc ici résumer les principales caractéristiques du détecteur.

Tout d'abord, la quantité de photo-électrons collectée par MeV d'énergie déposée est estimée à environ 290 pe/MeV dans la cible alors qu'elle est de 490 pe/MeV dans le *gamma-catcher*. Cet écart s'explique par la composition différente des liquides scintillants. Celui du *gamma-catcher* n'est pas dopé en gadolinium, ce qui lui donne une longueur d'atténuation plus grande que dans la cible : 7,0 m contre 5,9 m à 430 nm. L'incertitude sur l'énergie apportée par le nombre de photons détectés n'est cependant pas l'effet limitant : à 2 MeV, elle est estimée à 4,2 %.

Un autre point important est l'impact des fuites de lumière d'une cellule à une autre. À cause des zones de collage sur les bordures des plaques d'acrylique non recouvertes de VM-2000, environ 9 % de la lumière provenant de la détection d'électrons de 2 MeV dans une cellule se fait détecter dans les cellules voisines ou dans le *gamma-catcher*. Suivant la position de la cellule, au centre ou au bord de la cible, la répartition de la lumière ne sera pas la même : 5 % de lumière fuit dans le *gamma-catcher* pour une cellule en bord de cible contre seulement 1 % pour une cellule au centre. Il est donc important de corriger cet effet dans la reconstruction en énergie des événements pour obtenir une réponse homogène dans l'ensemble du détecteur.

Pour évaluer la résolution du détecteur, des positons de 2 MeV sont simulés dans différentes cellules (cf figure 6.13). Après reconstruction de l'énergie et correction des effets de fuite de lumière, l'écart-type des distributions est identique dans chaque cellule et d'environ 12 %. Cette valeur prend donc en compte la distorsion du spectre due à l'échappement d'un des deux gammas de 511 keV produits lors de l'annihilation du positon qui donne l'incertitude sur l'échelle en énergie dominante. Avec des électrons de 2 MeV, l'écart-type n'est en effet plus que de 6,6 % dans les cellules de la cible. 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 %.

Enfin, pour déterminer l'efficacité de détection due à la coupure en énergie sur l'événement retardé, une simulation avec des neutrons de 20 keV a été réalisée (cf figure 6.14). Suivant la cellule dans laquelle les neutrons sont lancés, la réponse du détecteur ne sera pas exactement la même car l'absence de gadolinium dans le *gamma-catcher* implique que moins de neutrons soient détectés lorsque ceux-ci sont simulés dans une cellule en bord de cible. Ainsi, pour une cellule centrale, l'efficacité avec 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.

Ces différents effets montrent l'importance de calibrer précisément chaque cellule du détecteur ainsi que le *gamma-catcher*. C'est pourquoi des campagnes de calibration auront lieu régulièrement avec des sources radioactives pouvant être déplacées tout autour du détecteur mais aussi à l'intérieur.

Connaissant les différentes caractéristiques du réacteur et du détecteur, il est possible d'évaluer le nombre d'antineutrinos détectés par jour dans Stéréo : environ 410 antineutrinos par jour sont attendus. Pour estimer la sensibilité de Stéréo à l'anomalie réacteur, les hypothèses suivantes ont été faites [114] :

- six cycles de réacteurs en fonctionnement, soit 300 jours ;
- un rapport signal sur bruit de 1,5, décroissant en $1/E$ et constant à haute énergie ;
- une coupure sur l'événement prompt à 2 MeV et sur l'événement retardé à 5 MeV ;
- une incertitude de 2 % sur l'échelle en énergie ;
- une incertitude de 3,7 % corrélée et de 1,7 % non corrélée sur la normalisation du spectre prenant en compte l'incertitude sur le nombre de protons cibles, sur la puissance du réacteur, sur l'angle solide, sur l'efficacité de détection, sur les effets de bord et sur la prédiction du taux d'antineutrinos émis par l'uranium 235 ;
- les incertitudes non corrélées sur le spectre en énergie des antineutrinos venant de l'uranium 235.

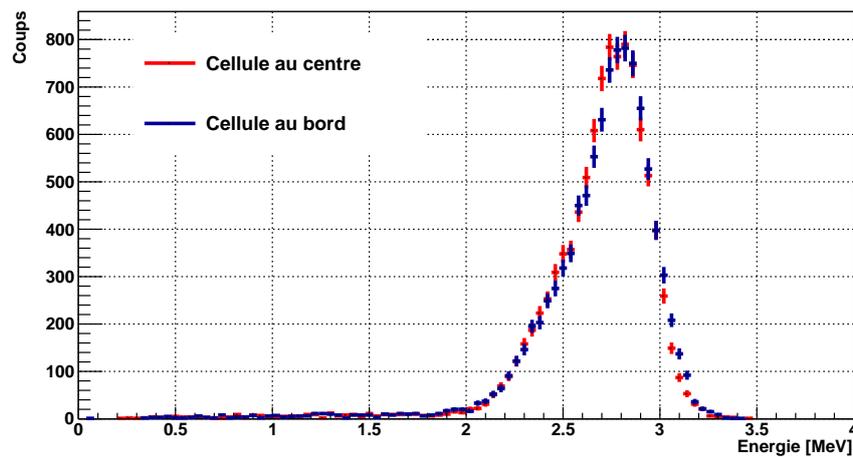


FIGURE 6.13: Spectres en énergie simulés par GEANT-4 de positons de 2 MeV dans deux cellules de la cible, au centre (en rouge) et en bord de cible (en bleu).

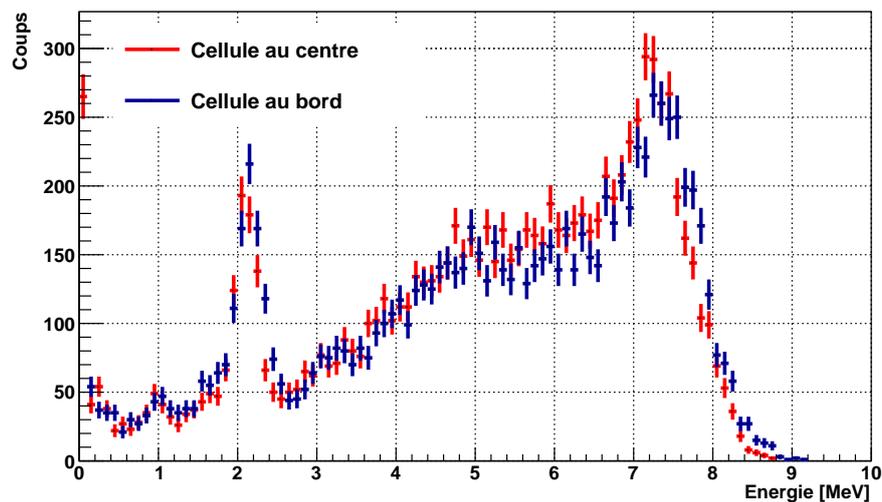


FIGURE 6.14: Spectres en énergie simulés par GEANT-4 de neutrons de 20 keV dans deux cellules de la cible, au centre (en rouge) et en bord de cible (en bleu).

Le contour à 95 % de confiance est représenté en figure 6.15. Une grande part du contour à 95 % de l'*anomalie réacteur*, dont le meilleur ajustement de l'anomalie réacteur, est ainsi recouvert par Stéréo au même degré de confiance.

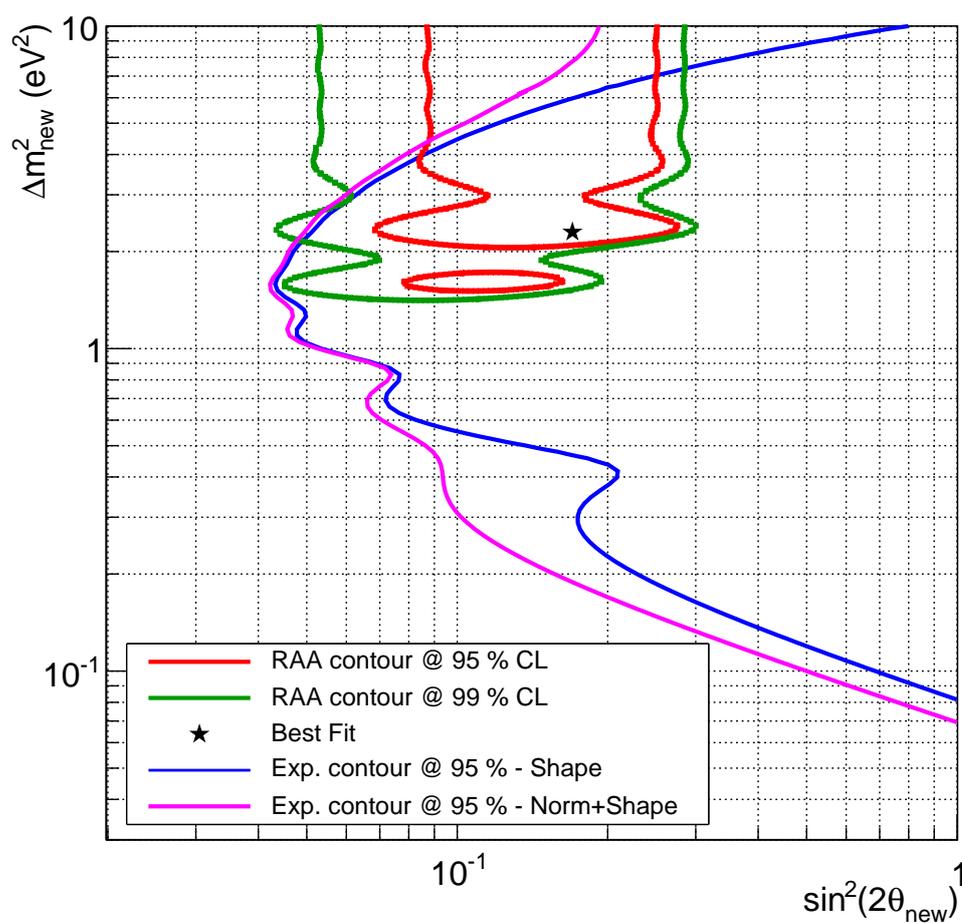


FIGURE 6.15: Contours de sensibilité de l'expérience Stéreo à 95 % de confiance superposés aux contours de l'anomalie réacteur.

Chapitre 7

Caractérisation des bruits de fond

Le détecteur Stéréo attend environ 410 antineutrinos par jour qui devront être extraits du bruit de fond présent à l'ILL. Bien qu'il soit possible de connaître précisément le taux d'événements parasites par des mesures en ligne, l'incertitude statistique due à un trop grand taux de comptage total peut venir dégrader la sensibilité de l'expérience comme nous l'avons vu avec Nucifer. C'est pourquoi il est essentiel de connaître l'environnement du détecteur pour pouvoir prévoir les blindages nécessaires. Parmi les différents types de bruits figurent les rayons gammas de haute énergie qui peuvent venir soit directement du cœur, soit des captures de neutrons sur les éléments environnants. Les neutrons rapides arrivant du cœur doivent également être maîtrisés. Pour cela, des simulations ont été réalisées et plusieurs séries de mesures sur site ont permis de mieux comprendre l'origine des différents bruits et de trouver les moyens de les limiter. L'objectif est d'atteindre moins de 100 Hz de bruit dans la fenêtre d'énergie des événements prompts, soit de 2 à 8 MeV, et moins de 1 Hz dans celle des événements retardés, soit de 5 à 9 MeV, cela afin d'obtenir un signal sur bruit proche de un.

7.1 Simulation des flux de neutrons et de rayons gammas

Le réacteur à haut flux est traversé par de nombreux guides amenant des neutrons produits dans le cœur jusqu'aux différentes expériences situées tout autour de l'emplacement de Stéréo. Un de ces guides, appelé H7, traverse totalement le réacteur et débouche directement dans la casemate où se situait auparavant une expérience de spectroscopie gamma nommée GAMS5. L'autre extrémité du guide débouche de l'autre côté du réacteur auprès de l'expérience GAMS4, toujours en activité. Par simulation Monte-Carlo, nous avons propagé des neutrons du cœur du réacteur jusqu'à la casemate à travers H7 pour connaître leur flux ainsi que leur énergie. Un bouchon a ainsi pu être conçu pour stopper au mieux ce rayonnement. Les neutrons venant de la casemate voisine, IN20, ont aussi été étudiés.

7.1.1 Propagation des neutrons du cœur à la casemate

Le code Monte-Carlo utilisé pour cette étude est MCNPX [123]. Développé initialement lors du projet Manhattan pour simuler le fonctionnement des armes nucléaires, ce code est encore aujourd'hui en développement au Laboratoire national de Los Alamos qui est propriétaire du code source et en diffuse l'exécutable. Référence mondiale du calcul de propagation des neutrons et rayons gammas, il est l'un des codes les plus utilisés à travers le monde en ce qui concerne les

calculs de radioprotection, de criticité, de dosimétrie ou encore de réacteurs nucléaires. Étant stochastique, il suit le parcours des neutrons de leur production à leur capture ou leur sortie du système étudié. L'utilisateur fournit en entrée un fichier texte détaillant la géométrie du système à étudier, la composition des différents matériaux le constituant avec leur densité, les caractéristiques de la source (ici le réacteur) et les quantités que l'on souhaite chiffrer appelées "tallies".

Nous sommes parti d'une simulation préexistante et utilisée par le bureau d'étude de l'ILL. Cette simulation contient toute la géométrie du RHF avec les caractéristiques précises du cœur, la composition exacte des matériaux et les différents guides de neutrons. Dans un premier temps, nous nous sommes concentrés sur H7 qui débouche directement dans PN3 (cf figure 7.1). Pour adapter la simulation à nos besoins, nous avons réalisé quelques modifications. Tout d'abord, nous avons ajouté le collimateur de trois mètres présent à l'intérieur de H7 qui n'était pas implémenté. Constitué d'une succession d'éléments en fer, en plomb et en boral, il a été optimisé pour l'ancienne expérience GAMS5 afin de stopper les neutrons sans générer de rayons gammas parasites. Ensuite, le porte-source servant à irradier les échantillons à analyser par le spectromètre GAMS4 a également été introduit au milieu du guide. En zircaloy et avec plusieurs éléments en graphite, il peut diffuser les neutrons dans la direction du guide et donc avoir un rôle non négligeable dans le flux de neutrons sortant de H7.

Propager des neutrons du cœur du réacteur à la sortie du guide huit mètres plus loin n'est pas simple car ils doivent traverser de l'eau lourde avant d'arriver à l'intérieur du guide de neutrons où ils devront y être déviés de sorte à progresser dans l'axe du guide, ce qui rend cette situation peu probable. Un simple calcul prendrait des journées pour ne faire arriver que quelques neutrons en fin de guide. Nous avons alors mis en œuvre deux techniques de biaisage. La première consiste à concentrer le calcul autour du guide de neutrons, c'est-à-dire à accorder progressivement plus en plus d'importance aux neutrons qui s'en approchent. Des ellipses centrées sur le guide et de demi-petit axe de plus en plus grand sont ajoutées artificiellement de façon à pouvoir définir des cellules d'importance grandissante à mesure que les neutrons se rapprochent du guide (cf figure 7.1). Le biaisage est donc appliqué dans l'espace mais aussi en énergie : les neutrons de plus grande énergie ont une importance plus grande que ceux de basse énergie car ce sont eux qui nous intéressent principalement et qui ont le moins de chance d'arriver en fin de guide. La seconde technique repose sur l'utilisation d'une sphère DXTRAN qui force le transport des neutrons jusqu'à une zone d'intérêt, ici la sortie du guide. Le résultat est bien sûr pondéré par la probabilité d'arriver jusqu'à cette zone. En plaçant le tally donnant le flux de neutrons dans cette sphère, nous obtenons le résultat présenté en figure 7.2.

Nous reconnaissons la bosse à basse énergie correspondant aux neutrons qui se sont thermalisés pendant leur diffusion jusqu'au guide, puis la pente décroissante avec l'énergie venant des neutrons n'ayant pas été totalement ralentis et enfin, une chute après 6 MeV signifiant que les neutrons de plus haute énergie n'ont pu arriver jusque là sans perdre la moindre énergie. L'intégrale sur toutes les énergies de ce spectre correspond à un flux total de $3,44.10^9 \pm 2.10^7$ neutrons/cm²/s. Le flux de rayons gammas peut être déterminé de la même façon : $1,85.10^8 \pm 5.10^6$ gammas/cm²/s.

Un détail important manque cependant dans cette simulation : un cylindre en lithium possédant un effet non négligeable sur le spectre des neutrons est en effet placé juste avant le collimateur.

7.1.2 Lithium et design du bouchon

En entrée de collimateur, un disque de lithium est inséré afin de stopper le flux incident de neutrons thermiques sans générer de rayons gammas qui auraient pu perturber les mesures de

FIGURE 7.1: Vue de dessus du RHF avec une coupe du guide H7 tirée du fichier d'entrée de la simulation MCNPX. Le cœur est visible à gauche dans la cuve d'eau lourde entourée elle-même d'une piscine remplie d'eau légère, l'enceinte en béton lourd est représenté en rouge et le collimateur alterne plomb, fer et boral. Les ellipses d'importances progressives sont visibles autour du guide vers le cœur du réacteur.

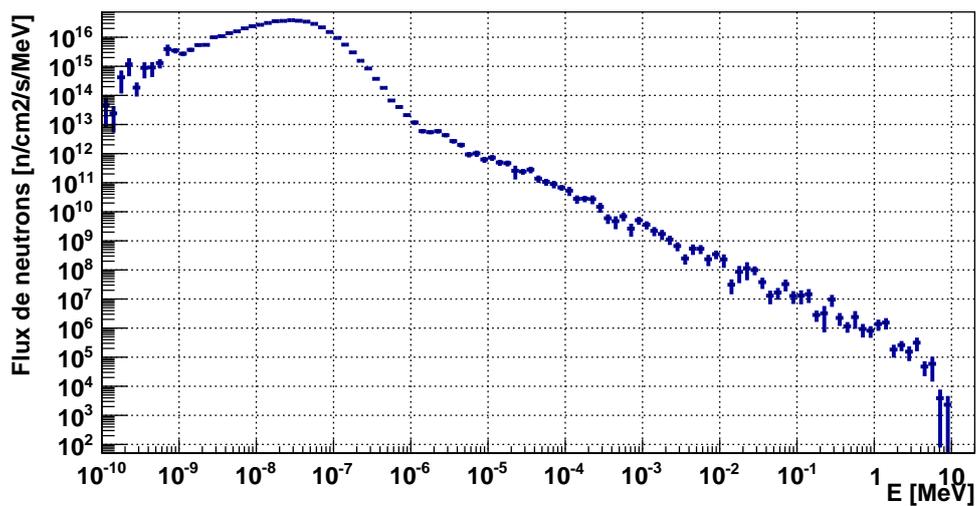


FIGURE 7.2: Spectre en énergie des neutrons sortant de H7.

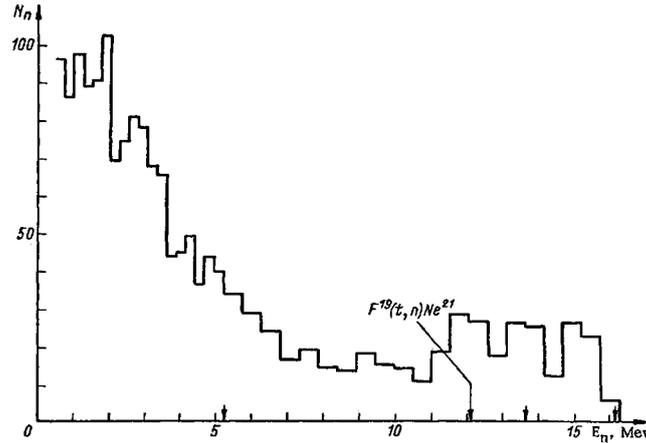
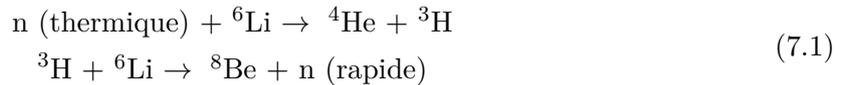


FIGURE 7.3: Spectre en énergie des neutrons après bombardement d'un échantillon de LiF par des tritons [126].

l'expérience. En revanche, l'utilisation de lithium peut générer un flux secondaire de neutrons rapides émis avec une énergie pouvant aller jusqu'à 16 MeV [124] selon les réactions :



Ces réactions ne sont cependant pas encore implémentées dans les bases de données utilisées par MCNPX. Pour connaître leurs impacts sur les flux de neutrons sortant de H7, il a donc fallu faire appel à un autre code Monte-Carlo appelé PHITS (pour Particle and Heavy Ion Transport code System) [125] permettant de calculer le flux de neutrons rapide à partir du flux de neutrons thermiques incidents sur la pastille de lithium. Si, en raison d'effets de break-up, la forme du spectre de neutrons rapides obtenu ne correspond pas à celle des spectres expérimentaux [126], cette étape intermédiaire permet de connaître le facteur de conversion entre neutrons thermiques incidents et neutrons rapides émis. Nous avons donc corrigé la forme du spectre calculé en prenant le résultat d'un spectre d'une mesure expérimentale (cf figure 7.3).

Le disque de LiF n'a qu'un très petit volume de 15 cm^3 mais son impact est important sur le flux de neutrons sortant de H7. Sur la partie d'énergie supérieure à un MeV, le flux qui n'était que de $1,3 \cdot 10^6$ neutrons/cm²/s sans lithium passe à $3,9 \cdot 10^6$ neutrons/cm²/s avec. De plus, le flux obtenu est constant jusqu'à 16 MeV au lieu de s'arrêter vers 6 MeV. L'impact de cette pastille de lithium est donc important sur la composante rapide du flux de neutrons sortant de H7. Elle a donc été retirée du guide en même temps que le collimateur.

Pour diminuer le flux de neutrons et de rayons gammas arrivant dans la casemate, nous avons étudié le pouvoir d'arrêt d'un bouchon qui remplace le système de collimation et reconstitue essentiellement la protection du mur réacteur. Il est constitué de boral, de plomb et de béton lourd. L'ordre dans lequel ces différents matériaux sont placés est important : en arrivant du cœur les neutrons pénètrent d'abord dans le boral où la majorité du flux de neutrons thermiques va se faire arrêter par capture sur le bore, cela évitera que trop de neutrons arrivent dans le béton lourd et s'y fassent capturer en émettant des rayons gammas de haute énergie. Ensuite, une épaisseur de plomb et de béton lourd va stopper les rayons gammas. Derrière suivront à nouveau du boral pour capturer les neutrons s'étant thermalisés dans le béton lourd et n'ayant pas été arrêtés par la première épaisseur de boral. Enfin, du plomb à nouveau vient terminer le bouchon pour stopper un peu plus les rayons gammas venant du cœur ainsi que ceux produits par la capture des neutrons dans le béton lourd et le boral.

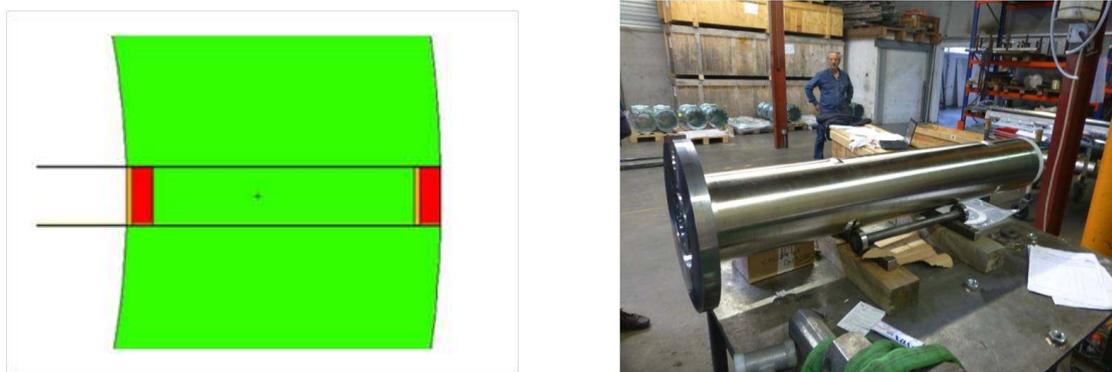


FIGURE 7.4: Implémentation du bouchon dans la simulation MCNPX (à gauche) : en orange le boral, en rouge le plomb et en vert le béton lourd et photo (à droite) du bouchon placé dans H7.

	Neutrons	Rayons gammas
Derrière le collimateur	$3,4 \cdot 10^9$ n/cm ² /s	$1,8 \cdot 10^8$ g/cm ² /s
Derrière l'interstice du collimateur	-	$7,0 \cdot 10^6$ g/cm ² /s
Derrière le bouchon	$1,2 \cdot 10^{-4}$ n/cm ² /s	$1,3 \cdot 10^1$ g/cm ² /s
Derrière l'interstice du bouchon	$5,0 \cdot 10^6$ n/cm ² /s	$1,6 \cdot 10^7$ g/cm ² /s

TABEAU 7.1: Résultats des flux de neutrons et de rayons gammas calculés par MCNPX.

La taille du bouchon est limitée par deux contraintes. La première est qu'un bouchon trop grand serait trop lourd par rapport aux contraintes de sûreté du guide. La seconde contrainte est le flux de rayons gammas que renvoie le bouchon de l'autre côté du guide, en direction de GAMS4. L'objectif est de limiter l'impact de notre bouchon sur les expériences de spectroscopie gamma qui y sont faites. Ainsi, la taille finale du bouchon est de 1,2 m (cf figure 7.4), soit l'épaisseur de l'enceinte en béton lourd de la piscine du réacteur, se répartissant comme suit : 2 cm de boral, 8 cm de plomb, 1 m de béton lourd, 2 cm de boral et 8 cm de plomb.

Avec ce bouchon, toute la partie à basse énergie (sous l'eV) du spectre de neutrons est supprimée tandis que la partie à haute énergie se situe aux alentours de 10^{-4} neutrons/cm²/s (cf tableau 7.1). Les rayons gammas ont quant à eux un flux de l'ordre de 10 gammas/cm²/s pour la partie située au MeV. Cependant ces valeurs ne prennent pas en compte l'interstice de 3 mm entre le bouchon et le guide nécessaire à son introduction. Par là peuvent passer neutrons et rayons gammas sans rencontrer d'obstacles. À la sortie du guide et au niveau de cet interstice, on trouve donc un flux de neutrons de $5,0 \cdot 10^6$ neutrons/cm²/s qui ont néanmoins tous une énergie inférieure à l'eV. Il est en effet impossible pour un neutron rapide de passer par cet interstice sans avoir au préalable diffusé dans les matériaux du guide et donc perdu une partie de son énergie car, comme nous pouvons le voir sur la figure 7.1, le guide s'élargit dans la piscine d'eau légère et donc tous les neutrons rapides qui se propagent en ligne droite sont concentrés en son centre. Ils ne peuvent donc se retrouver dans l'interstice entre le bouchon et le guide. Une feuille de B4C placée à la fin du bouchon et du guide suffit donc pour absorber les neutrons de basse énergie passant par l'interstice. Les rayons gammas sont plus problématiques car, en plus de venir du cœur, ils peuvent être créés lors de la capture des neutrons dans le béton lourd ou la gaine d'aluminium du guide. Par l'interstice, le flux est donc encore important : $1,6 \cdot 10^7$ gammas/cm²/s répartis sur une couronne de 3 mm de large. Néanmoins cet interstice était déjà présent avec le collimateur. Un blindage de plomb équivalent à celui auparavant utilisé est prévu pour atténuer ce flux venant de cet interstice complété par un mur frontal supplémentaire.

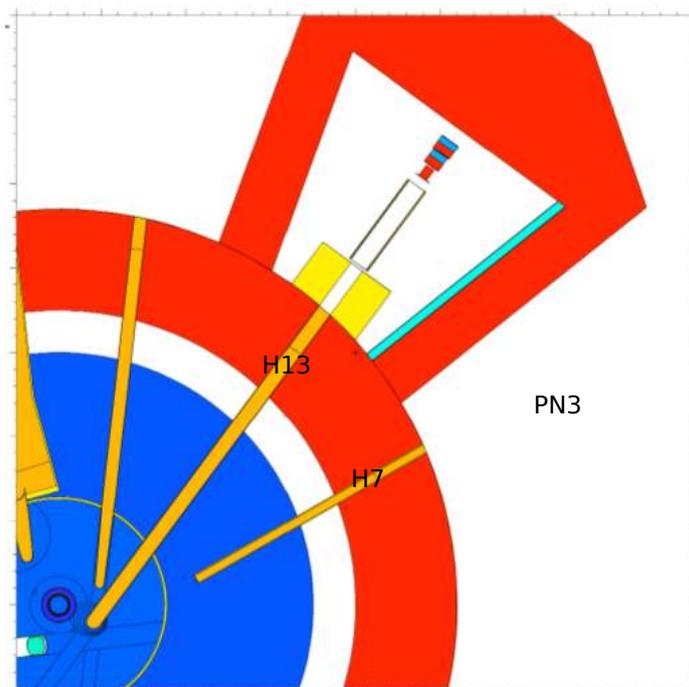


FIGURE 7.5: Vue de dessus du RHF avec une coupe du guide H13. Le cœur est visible en bas à gauche, l'enceinte ainsi que les murs de la casemate primaire de IN20 en béton lourd sont représentés en rouge, l'obturateur de la casemate primaire est en jaune et les diaphragmes sont en rouge.

7.1.3 Neutrons rapides venant de IN20

L'autre source potentielle de neutrons vient du guide de neutrons de IN20 qui possède un guide appelé H13 délivrant l'un des plus puissants flux de neutrons de l'ILL. À la différence de H7, ce guide ne traverse pas le réacteur de part en part : il s'arrête proche du cœur comme nous pouvons le voir sur la figure 7.5. Le guide débouche dans une première casemate appelée casemate primaire H13, située entre le réacteur et la casemate de IN20, dans laquelle se trouvent un obturateur en bore permettant de stopper le flux de neutrons suivi par deux diaphragmes pour réguler l'intensité du faisceau. Dans le cas où l'obturateur est fermé, les neutrons ne peuvent passer et peu de fuites en direction de IN20 sont attendues. En revanche, s'il est ouvert, le faisceau de neutrons va venir s'éclater contre les diaphragmes et provoquer leur diffusion dans toutes les directions et notamment dans celle de la casemate de Stéréo. Les diaphragmes sont des blocs contenant du bore permettant une ouverture maximale en hauteur de 24 cm et en largeur de 11 cm. Sachant que le guide a un diamètre de 17 cm, une part du flux de neutrons percute toujours ces diaphragmes même s'ils sont complètement ouverts.

Pour estimer le flux venant de cette source, nous avons dû diviser le calcul en trois étapes :

- La première étape prend en compte toute la géométrie de l'ILL et calcule le flux à la sortie de H13. De la même façon que pour H7, nous avons utilisé des cellules d'importance variable autour de l'embout du tube proche du cœur ainsi qu'une sphère DXTRAN pour pouvoir calculer ce flux. Nous trouvons alors un flux intégré sur toutes les énergies de $4,45 \cdot 10^{10} \pm 2 \cdot 10^8$ neutrons/cm²/s, soit un ordre de grandeur au-dessus de celui sortant de H7. Cela peut s'expliquer par son diamètre plus grand et par le fait que la fin du guide se situe très proche du cœur. Pour la suite, nous ne nous intéresserons qu'à la partie rapide de ce spectre, soit au-dessus de 1 keV, ce qui correspond à $8,43 \cdot 10^8 \pm 1 \cdot 10^7$ neutrons/cm²/s. Ce sont en effet les neutrons énergétiques qui vont pouvoir diffuser et

Position du tally	Diaphragmes fermés	Diaphragmes ouverts
Eloigné des diaphragmes	$8, 2 \cdot 10^4$ n/cm ² /s	$6, 9 \cdot 10^4$ n/cm ² /s
Milieu du mur	$2, 0 \cdot 10^5$ n/cm ² /s	$2, 5 \cdot 10^5$ n/cm ² /s
Proche des diaphragmes	$2, 4 \cdot 10^5$ n/cm ² /s	$2, 1 \cdot 10^5$ n/cm ² /s

TABLEAU 7.2: Résultats des flux de neutrons rapides percutant le mur de la casemate primaire H13 suivant la configuration des diaphragmes.

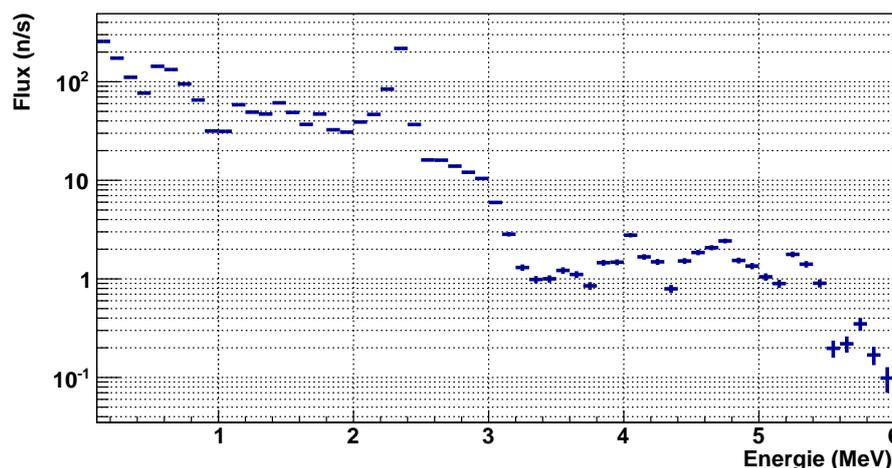


FIGURE 7.6: Flux de neutrons arrivant de la casemate de IN20

traverser le mur séparant la casemate primaire H13 de PN3, il est donc inutile de ralentir le calcul en considérant tous les neutrons de basse énergie.

- La seconde étape consiste à propager les neutrons avec le spectre en énergie calculé précédemment de la fin du guide H13 jusqu'aux diaphragmes pour récupérer en sortie le flux partant en direction de la casemate de Stéréo. Suivant si les diaphragmes sont ouverts ou fermés ainsi que la position du tally sur le mur, le flux sera différent. En positionnant le tally à trois positions différentes le long du mur séparant la casemate primaire de PN3, nous constatons que le flux de neutrons varie entre $6, 0 \cdot 10^4$ neutrons/cm²/s avec le tally éloigné des diaphragmes ouverts et $2, 5 \cdot 10^5$ neutrons/cm²/s, toujours avec les diaphragmes ouverts et le tally placé au milieu du mur (cf tableau 7.2).
- La troisième et dernière étape est la propagation des neutrons dans le mur séparant la casemate primaire H13 de PN3. Nous prenons le spectre neutron fourni à l'étape précédente comme source et nous le faisons traverser le mur constitué de plaques de B4C, de 10 cm de plomb et de 60 cm de béton lourd. Le spectre obtenu intégré sur toute la surface du mur, équivalent à 7 m², est présenté en figure 7.6. Le pic à 2,3 MeV s'explique par la composition du béton lourd : l'oxygène y est présent à plus de 57 % (en fraction atomique) et joue donc un rôle non négligeable dans la thermalisation des neutrons et il s'avère que la section efficace de diffusion des neutrons sur l'oxygène présente justement une chute à cette énergie. Ce béton lourd laisse donc passer les neutrons de 2,3 MeV. Le flux total vaut $5, 53 \cdot 10^3$ neutrons/s et, au-dessus d'un MeV, est encore supérieur à 1000 neutrons/s sur la totalité du mur, ce qui reste bien trop grand et a motivé l'installation de nouveaux blocs de polyéthylène dans la casemate primaire de IN20. Après leur installation, la simulation ne donne plus aucun neutron rapide venant de cette casemate.

Pour chaque étape, nous avons pris les résultats le plus pessimistes : les neutrons sont à chaque étape supposés monodirectionnels et frappent les diaphragmes et le mur perpendiculairement.

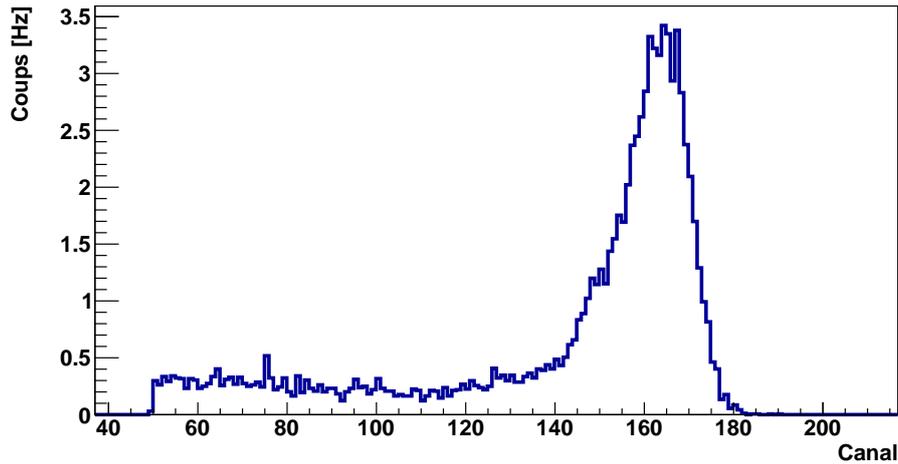


FIGURE 7.7: Spectre de neutrons détectés avec le compteur hélium.

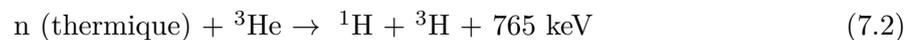
Pour la propagation des neutrons dans le mur, nous avons pris comme flux incident le flux le plus grand venant de la diffusion sur les diaphragmes ouverts.

7.2 Mesures de neutrons

Plusieurs campagnes de mesures sur site ont eu lieu pour localiser les différentes sources de bruits de fond à proximité du détecteur. Des mesures de neutrons ont été réalisées dans différentes configurations et ont permis de mieux comprendre l'environnement du détecteur. Alors que les neutrons rapides peuvent directement mimer un signal antineutrino dans le détecteur, les neutrons thermiques peuvent quant à eux se faire capturer sur des noyaux tel que le fer ou l'aluminium et ainsi engendrer des rayons gammas de haute énergie générant un signal parasite dans la fenêtre en énergie de la capture sur le gadolinium. C'est pourquoi les deux sont à éviter dans Stéréo.

7.2.1 Neutrons thermiques

Pour détecter les neutrons dans la casemate de Stéréo, nous avons utilisé un compteur à hélium ayant la forme d'un tube de 36 cm de long et de 2,5 cm de diamètre avec une pression de 10 bars. Le principe repose sur la capture des neutrons thermiques sur l'hélium selon la réaction :



Ce processus exothermique émet des particules chargées qui vont ioniser le gaz et provoquer la détection. Les deux particules peuvent être détectées ou seulement l'une des deux. Le pic du spectre mesuré correspond à l'énergie totale lorsque les deux sont détectées alors que la queue à plus faible énergie correspond à l'énergie totale moins les pertes (cf figure 7.7). Ce système est particulièrement sélectif des neutrons thermiques et insensible aux rayons gammas et aux neutrons rapides.

La casemate de Stéréo est entourée de trois murs (cf figure 7.8) : un à gauche en béton lourd qui la sépare de D19, un en plomb au fond qui la sépare du réacteur et un à droite en béton lourd qui la sépare de IN20. Les plaques de B4C sur le mur entre IN20 et PN3 n'ont été ajoutées

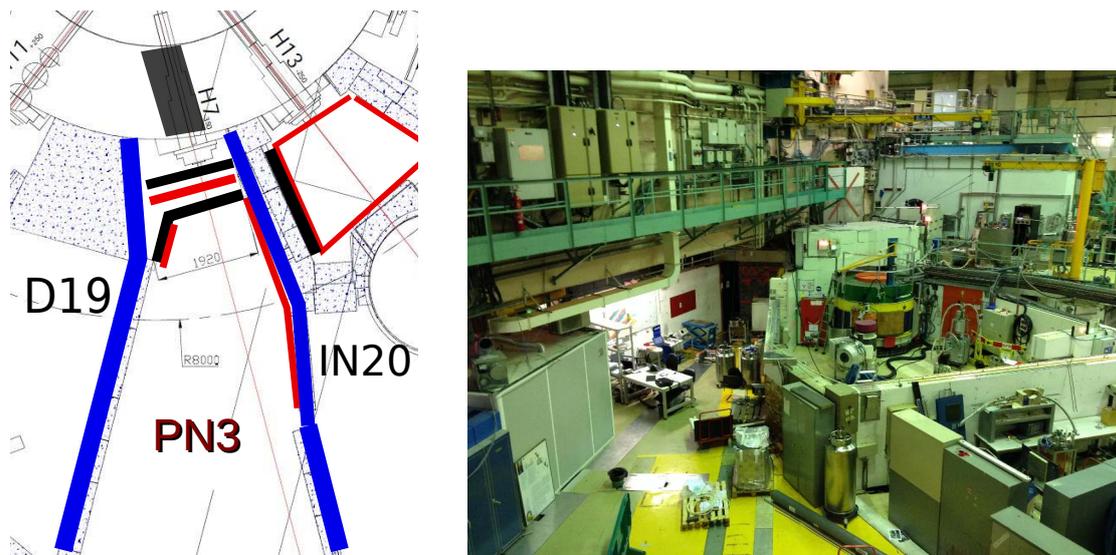


FIGURE 7.8: À gauche : plan du site actuel vu de dessus avec en bleu les murs de béton lourd, en rouge les plaques de B4C, en noir les murs de plomb et le bouchon dans H7. À droite : vue d'ensemble de PN3 et IN20.

qu'à la fin de l'été 2014 et ne couvrent que la partie proche du réacteur : comme visible sur la figure 7.8, la partie arrière du mur n'est pas couverte. L'ambiance en neutrons thermiques, à 1,8 m du mur réacteur et lorsque IN20 est en opération, est alors passée de 600 Hz à 200 Hz avec cette couverture en B4C sur l'avant du mur PN3/IN20. Lorsque IN20 est éteint, le taux de neutrons thermique à cet endroit n'est que de 60 HZ et seulement 10 Hz si on s'éloigne de plus de 6 m du mur réacteur, ce qui prouve que 70 % du flux de neutrons thermiques vient de IN20 qui diffuse énormément de neutrons dans notre casemate. De plus, lorsque IN20 est en opération, en s'éloignant du mur réacteur et donc de la zone du mur PN3/IN20 recouverte de B4C, le taux de neutrons thermiques augmente jusqu'à atteindre plus de 2000 Hz à proximité du mur PN3/IN20 lorsque le diaphragme est ouvert au maximum. Des neutrons passent donc par dessus le mur PN3/IN20 et diffusent dans toute la casemate Stéréo expliquant les taux encore élevés. En revanche, aucun effet de D19 n'a été mis en évidence.

Des scans du mur séparant PN3 de IN20 avant et après son recouvrement en B4C ont été réalisés et ont permis de mettre en évidence différents points chauds. Le coin entre le sol, le mur réacteur et le mur PN3/IN20 présentait le point le plus actif : un taux de plus de 16000 Hz de neutrons thermiques qui est passé à 120 Hz une fois le B4C posé. Le coin supérieur présentait également un point chaud de 1140 Hz qui est passé à 77 Hz avec le B4C. Néanmoins, comme nous l'avons vu, recouvrir ces points chauds de B4C ne suffit pas, il est nécessaire d'entourer l'ensemble de la casemate de plaques de B4C afin d'éviter que les neutrons ne diffusent dans toute la pièce. Ils ne sont pas directement dangereux pour le détecteur qui sera lui même entouré de B4C mais, comme nous le verrons plus tard, leurs captures sur les noyaux lourds environnants comme le fer ou l'aluminium engendrent des rayons gammas de haute énergie qui sont à minimiser pour Stéréo.

7.2.2 Neutrons rapides

Pour mesurer des neutrons de plus haute énergie, nous avons placé le tube dans un blindage en polyéthylène ayant la forme d'un parallélépipède à base carrée de 20 cm de côté et de 40 cm de haut. Des plaques de B4C entourent ce premier blindage pour empêcher les neutrons thermiques

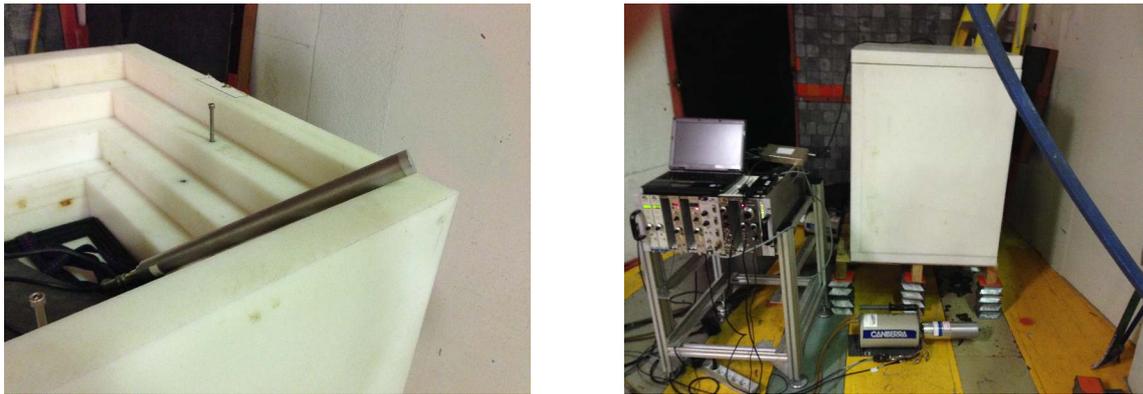


FIGURE 7.9: À gauche : compteur hélium sur la boîte de polyéthylène. À droite : la boîte de polyéthylène enfermant le tube hélium pendant une mesure.

Distance au mur réacteur	Configuration	Taux de neutrons
+1,75 m	IN20 ON et D19 ON	$46 \pm 2,6$ mHz
	IN20 OFF et D19 ON	$23,5 \pm 5,4$ mHz
+2,5 m	IN20 ON et D19 ON	$25,2 \pm 5,5$ mHz
	IN20 ON et D19 OFF	$27,6 \pm 3,8$ mHz

TABLEAU 7.3: Taux mesurés dans le tube hélium avec son blindage complet.

d'arriver jusqu'au détecteur (cf figure 7.9). Suivent ensuite quatre plaques de polyéthylène de 5 cm d'épaisseur pour thermaliser le flux de neutrons. Ces plaques peuvent être retirées et donc, en jouant sur le nombre de plaques placées entre le détecteur et l'extérieur, nous pouvons sélectionner des neutrons plus ou moins rapides et évaluer leur direction.

Des premières mesures se sont déroulées en octobre 2012, soit avant l'installation du bouchon dans la ligne H7, et ont permis de mettre en évidence les principales sources de neutrons rapides : les guides H7 et H13. En plaçant le tube dans son blindage complet et en faisant des mesures à la même position pour des configurations différentes en IN20 et D19, on obtient en effet les résultats présentés dans le tableau 7.3. Alors que le guide de D19 n'a aucun impact, chacun des deux guides H7 et H13 contribuent à part égale dans le flux de neutrons rapides présents dans la casemate PN3 : 22,5 mHz viennent de IN20 et 23,5 mHz de H7. En s'éloignant du réacteur et donc de H7 et H13, le taux passe de 46 mHz pour une distance au mur réacteur de 1,75 m à 14 mHz pour une distance au mur réacteur de 3,4 m, ce qui est compatible avec une décroissance en $1/L^2$.

Ces résultats ont été confirmés par des mesures faites en février 2013 et en novembre 2014. Cette fois, des plaques de 5 cm de polyéthylène ont été retirées à l'avant du blindage pour avoir un détecteur avec une collimation et ainsi être plus sensible à la direction des neutrons rapides. Les mêmes sources sont alors trouvées : le guide H7 et la casemate primaire de IN20 dans laquelle débouche le guide H13. En novembre 2014, des mesures furent également réalisées avec seulement le parallélépipède entouré de B4C comme blindage. En le positionnant à différentes distances du mur réacteur, on retrouve la décroissance en $1/L^2$ (cf figure 7.10). Comme nous l'avons vu précédemment, la casemate primaire de IN20 contient un obturateur et des diaphragmes. Il suffit que le premier obturateur soit ouvert pour que le taux de neutrons rapides augmente dans PN3, il n'y a pas de différence significative que les deux diaphragmes soient ouverts ou fermés.

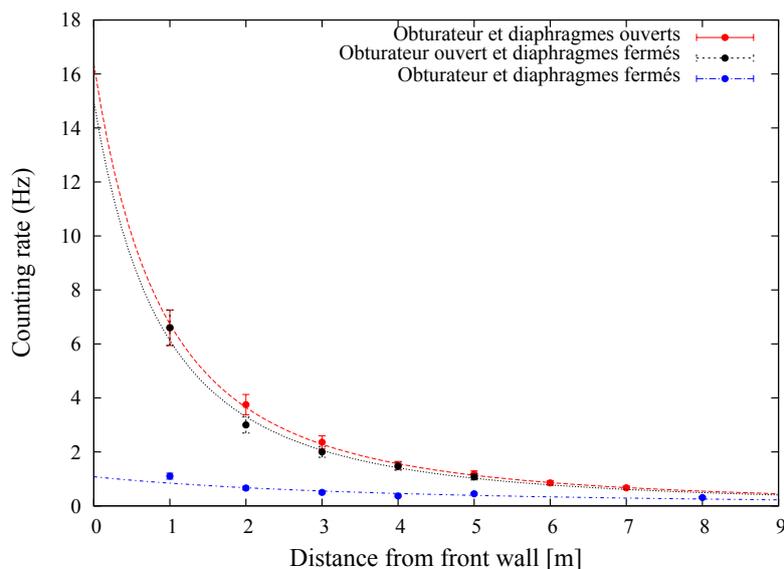


FIGURE 7.10: Évolution du taux de neutrons rapides détectés dans le parallélépipède entouré de B4C en fonction de la distance avec le mur réacteur.

En septembre 2014, soit après l'installation du bouchon dans le guide H7, des mesures avec le blindage complet ont été réalisées en réacteur OFF et ON alors que IN20 était en arrêt. Les taux mesurés de neutrons rapides étaient alors de $3,2 \pm 0,2$ mHz en OFF et $4,1 \pm 0,3$ mHz en ON. Ces résultats démontrent bien l'efficacité du bouchon pour stopper les neutrons rapides venant de H7. Des mesures sont encore en cours pour tenter de mesurer plus précisément le flux de neutrons rapides venant de H13 en utilisant cette fois l'activation neutronique de certains éléments tels que le titane, l'indium ou encore le tantale.

7.3 Ambiance et direction des rayons gammas

Les rayons gammas sont l'autre source de bruit de fond importante dans PN3. Ils trouvent leur origine à la fois dans les rayons gammas de fission se propageant dans les guides de neutrons mais aussi et surtout dans les captures de neutrons sur les différents éléments présents à proximité de la casemate. Plusieurs campagnes de mesures se sont déroulées afin de déterminer l'intensité et la direction de ce bruit indésirable. Pour remonter ensuite au spectre gamma d'origine, nous avons mis en place une méthode de déconvolution des spectres mesurés à l'aide d'une simulation.

7.3.1 Mesures d'ambiance

Pour effectuer nos mesures, nous avons bénéficié d'un détecteur au germanium prêté par l'ILL. Son excellente résolution permet de distinguer précisément les différents raies de capture et ce, sur une large gamme d'énergie. Pour le calibrer en énergie, nous avons utilisé une source d'euporium qui possède des raies bien identifiées. En la plaçant en face du détecteur et en exploitant ces raies à des énergies définies, nous pouvons trouver la correspondance linéaire entre canal et énergie.

Pour les premières mesures, le détecteur a été posé sur le sol, orienté vers IN20, sans aucun blindage et à 1,8 m du mur réacteur. En comparant différentes configurations à différentes dates, il est possible de déterminer l'importance de IN20 dans le flux de rayons gammas (cf

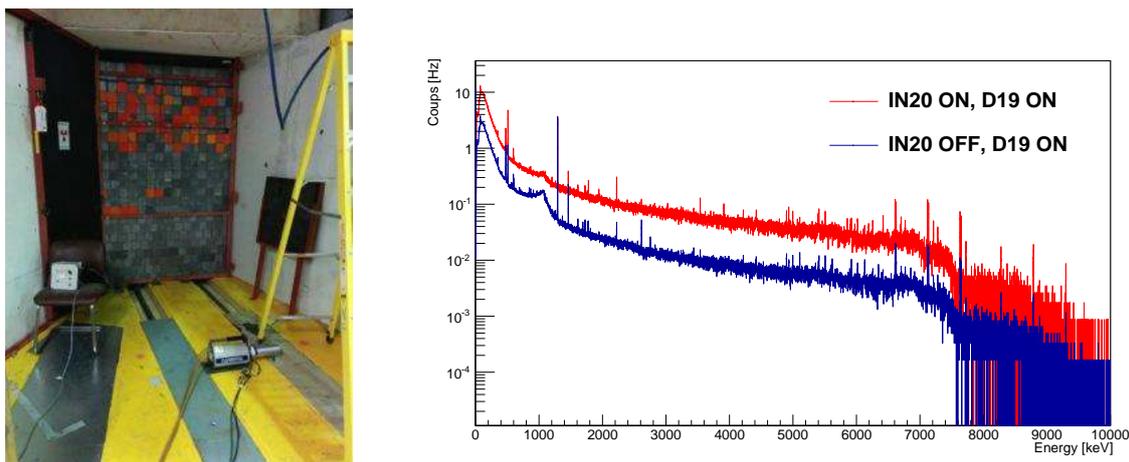


FIGURE 7.11: À gauche : photo du détecteur germanium à 1,8 m du mur réacteur (position de référence). À droite : spectres gammas obtenus en juin 2013 avec D19 ON et pour IN20 inactif (bleu) et actif (rouge).

Date	Configuration	Taux brut	
		[2-8] MeV	[5-9] MeV
Juin 2013	IN20 ON et D19 ON	258,9 Hz	70,7 Hz
	IN20 OFF et D19 ON	45,5 Hz	11,5 Hz
Juillet 2014	IN20 ON et D19 ON	202,9 Hz	33,0 Hz
	IN20 OFF et D19 ON	30,4 Hz	6,1 Hz
	IN20 OFF et D19 OFF	3,1 Hz	0,4 Hz

TABLEAU 7.4: Taux bruts mesurés avec le détecteur germanium en position de référence.

figure 7.11) ainsi que les réductions de flux obtenues par les blindages ajoutés entre 2013 et 2014 (cf tableau 7.4). Sur les spectres, nous pouvons reconnaître les différentes raies de capture sur le fer à 7631 keV et 7645 keV, sur l'aluminium à 7724 keV mais aussi sur l'azote à 6128 keV signalant la présence du circuit de désactivation à proximité. Chaque raie, correspondant au dépôt d'énergie total, est suivie d'un front Compton puis de deux nouveaux pics 511 keV et 1022 keV plus bas en énergie. Ces deux derniers pics trouvent leur origine dans la fuite d'un ou deux gammas venant de l'annihilation d'un positon produit par création de paire dans le germanium. Superposés à cela se trouvent tous les rayons gammas provenant de la diffusion Compton des gammas de fission ou de capture sur tous les matériaux entourant le détecteur.

Lorsque IN20 est inactif, le taux de rayons gammas diminue de plus de 80 % dans les fenêtres en énergie correspondant aux événements prompts de 2 à 8 MeV et retardés de 5 à 9 MeV, ce qui démontre l'importance dans le bruit de fond gamma de cette casemate. Entre juin 2013 et juillet 2014, la casemate primaire de IN20 a été recouverte de B4C et un mur de plomb de 10 cm a été ajouté, cela n'a cependant amélioré que d'un facteur 1,3 dans la fenêtre prompt et 2,1 dans la fenêtre retardée le bruit de fond gamma. Cette relativement faible atténuation peut s'expliquer par le flux toujours important de neutrons thermiques arrivant par l'arrière de la casemate PN3. Le bouchon a également été posé entre temps dans la ligne H7 et améliore d'un facteur 1,5 (prompt) et 1,9 (retardé) le bruit de fond venant de H7 et D19. En juillet 2014, nous avons pu profiter d'une inactivité en D19 en même temps qu'en IN20, situation rare lorsque le réacteur est en fonctionnement, pour évaluer le bruit de fond gamma restant. Seulement 1,5 % dans la fenêtre prompt et 1,2 % dans la fenêtre retardée du flux de rayons gammas subsistent

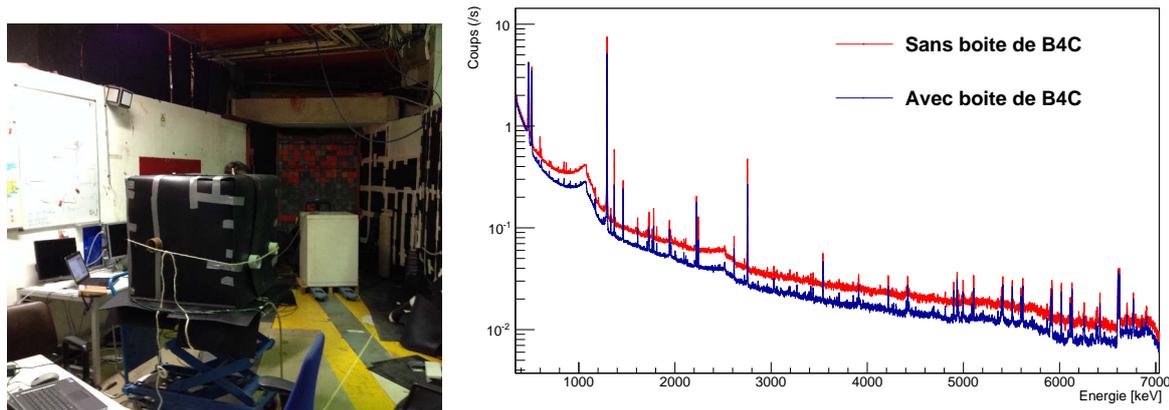


FIGURE 7.12: À gauche : photo du détecteur germanium à 4,2 m du mur réacteur sous la boîte de B4C (milieu du détecteur Stéréo). À droite : spectres gammas obtenus en octobre 2014 pour IN20 ON et D19 ON avec (bleu) et sans (rouge) la boîte de B4C.

	Énergie	Sans la boîte de B4C	Avec la boîte de B4C
Taux bruts	[2-8] MeV	142,4 Hz	99,1 Hz
	[5-9] MeV	35,3 Hz	25,7 Hz
Ge	596 keV	1769 mHz	< 1,9 mHz
Fe	7631 et 7645 keV	177 mHz	174 mHz
Al	7724 keV	34 mHz	26 mHz
N	6128 keV	117,3 mHz	112,5 mHz

TABLEAU 7.5: Taux bruts mesurés avec le détecteur germanium à 4,2 m du mur réacteur et 1 m de hauteur.

alors. Les sources de bruit de fond gamma peuvent dès lors être classées dans l'ordre suivant : IN20 pour 85 %, D19 pour 13,5 % et H7 pour 1,5 % (entre 2 et 8 MeV).

En octobre 2014, le détecteur a été placé à 4,2 m du mur réacteur, soit au milieu de la position du détecteur Stéréo et à 1 m du sol avec IN20 et D19 en fonctionnement. Nous avons effectué deux mesures à cette même position : une avec le détecteur simplement posé sur une feuille de B4C sur le chariot élévateur et une autre avec le détecteur complètement entouré de B4C (cf figure 7.12). Les feuilles de B4C servent à empêcher aux neutrons thermiques de se faire capturer à proximité du détecteur. Sur les taux bruts, cela permet de diminuer d'un facteur 1,4 le taux de rayons gammas dans les fenêtres d'énergie des événements prompts et retardés. Un bon indicateur du taux de capture des neutrons localement est la raie due à la capture des neutrons sur le germanium à 596 keV : avant de placer le détecteur dans la boîte de B4C, le taux dans cette raie était de 1769 mHz alors qu'ensuite il est inférieur à 1,9 mHz.

La raie due à la capture des neutrons sur fer n'est pas affectée par l'ajout de la boîte en B4C sur le détecteur, ce qui prouve que les captures se font dans les murs de la casemate constitués de béton lourd. De la même façon, la raie correspondant à l'azote ne semble pas diminuée. En revanche, la raie correspondant à l'aluminium est réduite sans doute en raison de la présence d'aluminium dans le réservoir d'azote liquide.

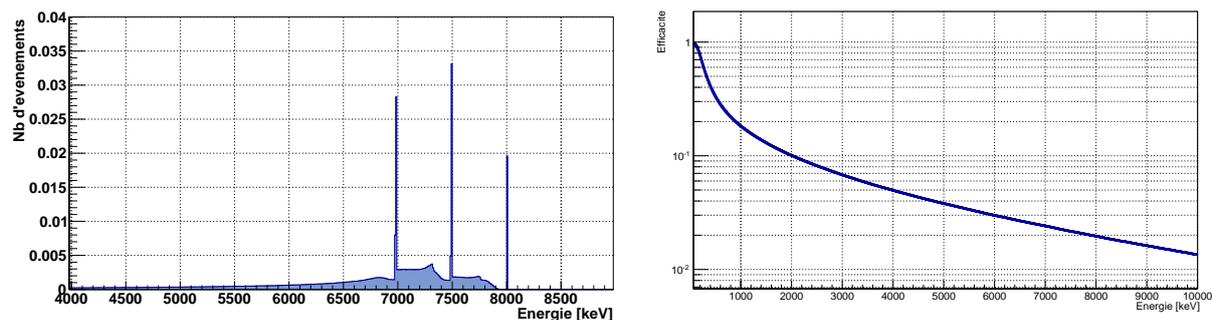


FIGURE 7.13: À gauche : réponse simulée avec MCNPX du détecteur au germanium pour des rayons gamma incidents de 8 MeV. À droite : efficacité du détecteur au germanium en fonction de l'énergie des rayons gamma incidents.

Position	Taux brut		N
	[2-8] MeV	[5-9] MeV	6128 keV
sur la 1 ^{ère} boucle le long du mur PN3/IN20	33,8 Hz	7,3 Hz	116 mHz
sur la 2 ^{ème} boucle flanc droit de Stéréo	33,2 Hz	2,9 Hz	54,5 mHz
sur un mur de soutien près de la porte de D19	3,9 Hz	0,8 Hz	< 4 mHz

TABLEAU 7.6: Taux bruts mesurés avec le détecteur germanium lors du scan de la pièce. IN20 était inactif pour toutes les mesures alors que D19 était en activité.

7.3.2 Mesures directionnelles

Simulation de l'efficacité du détecteur

Pour mesurer la contribution de chaque élément tels que le fer ou l'aluminium au spectre total, nous devons tout d'abord déterminer l'efficacité de notre détecteur à l'aide d'une simulation MCNPX. Le cristal de germanium est modélisé comme un cylindre de diamètre 5,15 cm et de hauteur 4,75 cm avec un trou de 0,9 cm de diamètre et de 3,3 cm de haut. Nous envoyons des rayons gamma mono-énergétiques de 0 à 10 MeV à partir d'une surface parallèle à la face avant du germanium. Nous obtenons alors en sortie le spectre suivant : un pic correspondant au pic d'énergie totale suivi de son front Compton puis les deux pics d'échappement avec chacun un front Compton (cf figure 7.13). L'efficacité pour chaque énergie est déterminée comme le rapport entre l'intégrale du pic d'énergie totale et l'intégrale totale. Dans le spectre expérimental, nous ajustons chaque pic d'énergie totale par une gaussienne au-dessus d'un fond Compton ajusté par un polynôme d'ordre un. Nous divisons ensuite l'intégrale de la gaussienne par l'efficacité calculée.

Scan de la pièce

Le circuit primaire du réacteur est séparé en deux boucles circulant au niveau inférieur (cf figure 7.14). Comme pour Nucifer, l'eau chargée en azote 16 émet des rayons gamma de 6,13 MeV à proximité du détecteur. Nous avons donc posé le détecteur sur le sol à différentes positions afin de scanner la pièce et ainsi déterminer les points chauds (cf tableau 7.6).

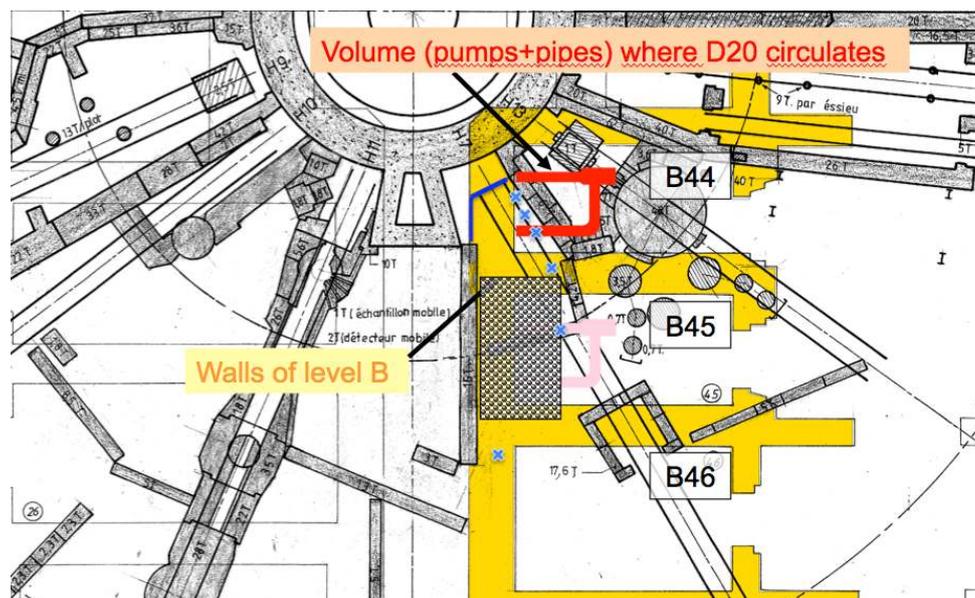


FIGURE 7.14: Plan en vue de dessus de PN3 avec les boucles du circuit primaire en rouge, les murs du niveau inférieur à Stéréo en jaune, le détecteur Stéréo quadrillé et les points de mesure en bleu.

Direction du faisceau	Taux brut		Fe	Al
	[2-8] MeV	[5-9] MeV	7631 et 7645 keV	7724 keV
Sur le mur D19/PN3	4,3 Hz	0,3 Hz	1,5 mHz	0,4 mHz
A l'arrière de D19	12,9 Hz	4,5 Hz	29,0 mHz	14,0 mHz

TABLEAU 7.7: Taux bruts mesurés avec le détecteur germanium blindé en direction de D19 à 2,5 m du mur réacteur et 40 cm de hauteur.

Les taux de rayons gammas venant de l'azote diminuent en s'éloignant de la première boucle pour être de 54,5 mHz à l'emplacement de Stéréo. En corrigeant de l'efficacité, nous trouvons 4 Hz dans le détecteur au germanium soit 1400 Hz si nous le rapportons à la surface de Stéréo. L'atténuation obtenue avec 20 cm de plomb a été calculée avec GEANT4 et la probabilité pour un rayon gamma de 6128 keV d'arriver dans la fenêtre retardée au-dessus de 5 MeV est de 2.10^{-5} . Cela réduit ainsi le taux à 30 mHz dans la fenêtre retardée soit bien en dessous des spécifications de Stéréo.

Scan de D19 et IN20

À une hauteur de 40 cm et pouvant être déplacé uniquement horizontalement en raison de son poids trop important, le détecteur au germanium est entouré par du plomb, 15 cm en dessous et au dessus, 20 cm sur les côtés et 10 cm à l'arrière tandis que l'avant pointe vers D19, et des plaques de B4C. Le faisceau de l'expérience peut être dirigé soit directement sur le mur de D19/PN3 soit à l'arrière de la casemate D19. Des mesures ont été faites dans les deux cas et sont résumées dans le tableau 7.7.

De façon inattendue, les taux de rayons gammas sont bien plus élevés lorsque le faisceau de D19 vient finir sa course dans l'arrière de la casemate de D19 que lorsqu'il frappe le mur D19/PN3. À plus grande distance du mur réacteur, le taux décroît. La situation la plus pénalisante correspond donc au détecteur placé à 2,5 m avec le faisceau de D19 s'arrêtant à

Distance au mur réacteur	Taux brut		Fe	Al
	[2-8] MeV	[5-9] MeV	7631 et 7645 keV	7724 keV
273 cm	18,8 Hz	6,1 Hz	45,6 mHz	9,5 mHz
483 cm	86,9 Hz	17,4 Hz	40,0 mHz	99,5 mHz
780 cm	1,9 Hz	0,4 Hz	2,6 mHz	0,9 mHz

TABLEAU 7.8: Taux bruts mesurés avec le détecteur germanium blindé en direction de IN20 à 40 cm de hauteur.

l'arrière de D19. Dans ce cas, une fois corrigé de l'efficacité du détecteur, le taux dû aux captures sur le fer et l'aluminium vaut 2,88 Hz dans le détecteur germanium, soit 2,8 kHz dans Stéréo. En prenant en compte l'atténuation des blindages de Stéréo, le taux reste encore de 8,4 Hz, encore bien au-dessus des spécifications de Stéréo. C'est pourquoi un mur de 10 cm de plomb côté D19 a été ajouté par la suite, il devrait réduire ce taux à 0,08 Hz.

Le détecteur étant blindé identiquement que précédemment et toujours élevé à 40 cm, un scan du mur PN3/IN20 a été réalisé (cf tableau 7.8). De grandes disparités dans les taux selon la position sont observées, particulièrement dans la raie de l'aluminium. Cela peut s'expliquer par le fait qu'une partie du guide de IN20 est en aluminium et passe derrière le mur et donc, suivant si le détecteur s'en approche ou non, le taux dû à la capture sur l'aluminium sera plus ou moins important. Au point le plus chaud, en combinant les raies dues au fer, à l'aluminium ainsi qu'au cuivre et au nickel également détectés, le taux corrigé de l'efficacité est de 10,7 Hz, soit encore 31 Hz dans Stéréo et ses blindages. Un mur de 10 cm de plomb est donc également ajouté entre PN3 et IN20, il devrait faire baisser à 0,3 Hz le taux de rayons gammas dus à ces éléments.

7.3.3 Déconvolution des spectres gammas

À partir des spectres bruts mesurés avec le détecteur au germanium, il n'est pas simple de retrouver le spectre initial. S'il est possible d'ajuster localement chaque pic avec une gaussienne au-dessus d'un bruit représenté par un polynôme du premier degré et de diviser par l'efficacité pour connaître la contribution de chaque élément, cela ne peut s'appliquer au spectre total. Diviser par l'efficacité chaque point du spectre reviendrait à compter le fond Compton et les deux pics d'échappement en trop. Il nous faut dès lors utiliser des méthodes pour pouvoir retrouver le spectre initial à partir du spectre mesuré. Nous avons mis en œuvre deux méthodes itératives : la déconvolution de Van Cittert [127] et celle de Gold [128].

Si nous notons \mathbf{X} le vecteur correspondant au spectre en énergie des rayons gammas incidents, \mathbf{Y} le vecteur correspondant au spectre en énergie mesuré par le détecteur au germanium et A la matrice de réponse du détecteur, nous avons :

$$\mathbf{Y} = A \times \mathbf{X} \quad (7.3)$$

La matrice A peut être déterminée par simulation MCNPX de la même manière que nous l'avons fait pour calculer les efficacités (cf figure 7.15).

Les algorithmes consistent à partir d'un spectre \mathbf{X}^0 , à lui appliquer ensuite la matrice de réponse $A \times \mathbf{X}^0$, puis, pour la méthode de Van Cittert, à retrancher $A \times \mathbf{X}^0$ à \mathbf{Y} et, pour la

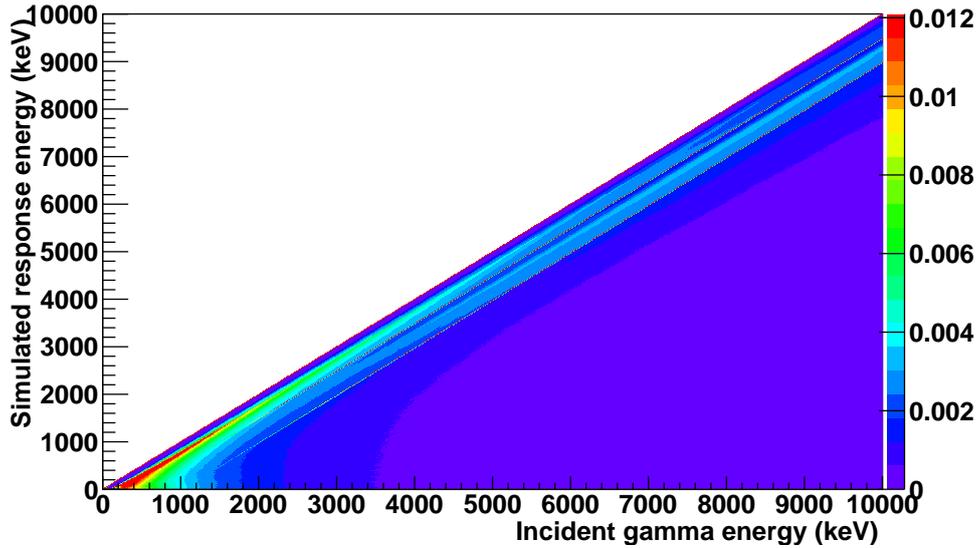


FIGURE 7.15: Simulation MCNPX de la matrice de réponse du détecteur au germanium.

méthode de Gold, à diviser \mathbf{Y} par $A \times \mathbf{X}^0$ et enfin, d'itérer jusqu'à ce que la différence soit nulle ou le rapport vaille un. Cela peut s'écrire ainsi :

- pour la méthode de Van Cittert :

$$\mathbf{X}^{k+1} = \mathbf{X}^k + (\mathbf{Y} - A \times \mathbf{X}^k) \quad (7.4)$$

- pour la méthode de Gold :

$$\mathbf{X}^{k+1} = \frac{\mathbf{Y}}{A \times \mathbf{X}^k} \times \mathbf{X}^k \quad (7.5)$$

Pour vérifier ces algorithmes, nous avons testé quelques cas simples à l'aide de simulations MCNPX. Nous avons tout d'abord simulé une source d'europium : nous envoyons les rayons gammas sur le germanium avec les différentes intensités tabulées. Le spectre en sortie de simulation est représenté en figure 7.16 et correspond aux différents pics avec leur front Compton. Avec les spectres déconvolués, nous retrouvons bien les différentes raies que nous avons envoyés dans la simulation et tous les événements Compton ont bien été redistribués dans les pics d'absorption totale. Les deux méthodes donnent des résultats semblables mais celle de Gold présente l'avantage de ne jamais donner de valeurs négatives et de converger plus rapidement. C'est donc cette méthode là que nous utiliserons par la suite.

Le spectre que nous mesurons dans PN3 n'est cependant pas constitué de pures raies de captures car les rayons gammas vont souvent d'abord faire de la diffusion Compton dans les murs de la pièce avant de se faire détecter. Nous attendons donc, même après déconvolution de la réponse de détecteur au germanium, un spectre avec un fond continu important sous les raies de capture des neutrons. Afin d'étudier la convergence numérique de l'algorithme sur ce type de spectre, nous avons donc simulé un spectre plat. Alors qu'à basse énergie, la déconvolution rend bien un spectre plat, à plus haute énergie, des oscillations se développent (cf figure 7.17) et augmentent avec le nombre d'itérations. En limitant le nombre d'itération, il est possible de limiter ces oscillations sans jamais les supprimer. Cependant elles restent centrées sur le réponse attendue, ce qui nous suffit pour nos estimations de bruit.

Nous avons donc appliqué cette méthode de déconvolution sur un spectre mesuré à l'ILL à 4,2 m du mur réacteur et à 1 m du sol avec le détecteur entouré de B4C (cf figure 7.18). Cette position est proche du centre du détecteur Stéréo. Les oscillations ont pu être limitées

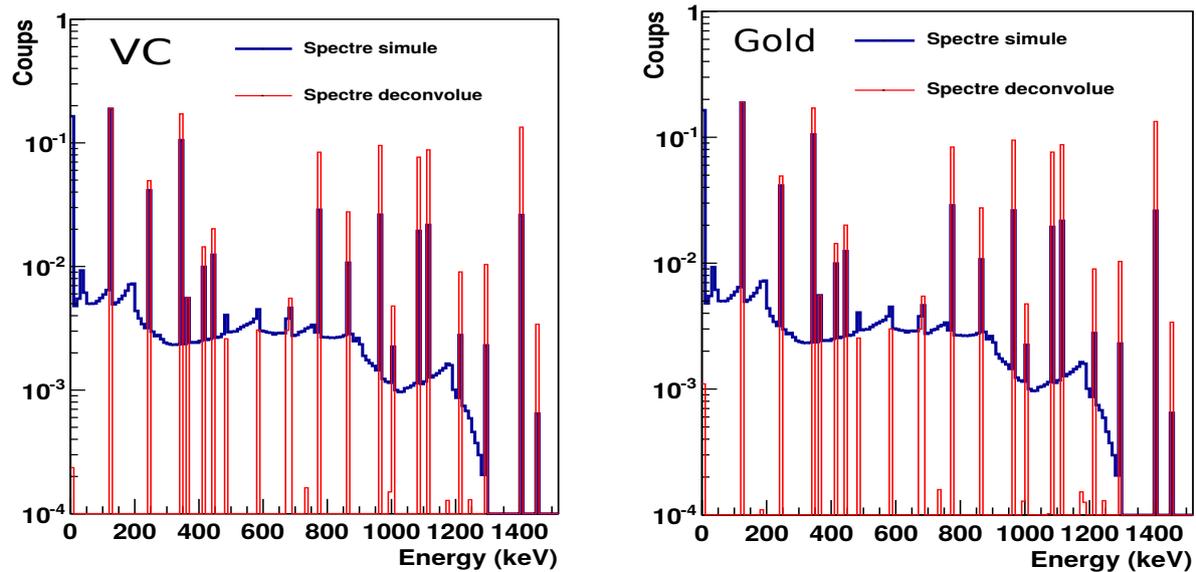


FIGURE 7.16: Spectres de l'euporium simulés avec MCNPX (bleu) et spectres déconvolués avec la méthode de Van Cittert (en rouge à gauche) et de Gold (en rouge à droite)

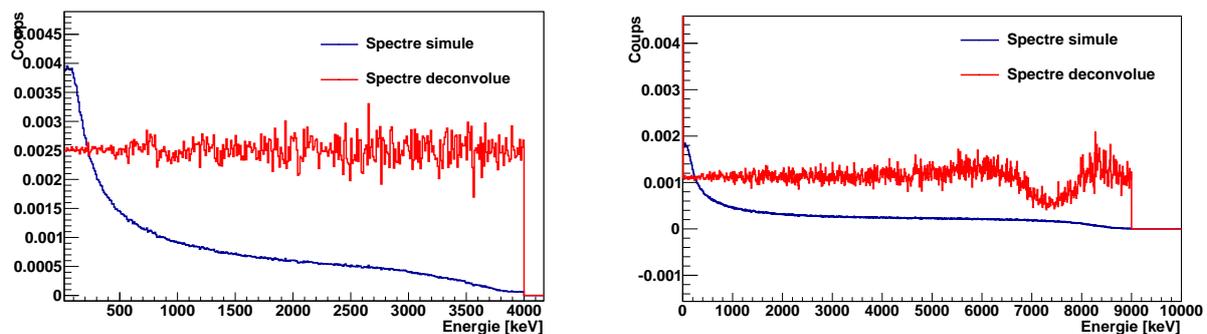


FIGURE 7.17: Spectres simulés avec MCNPX (bleu) pour un spectre incident plat jusqu'à 4 MeV (à gauche) et 9 MeV (à droite) et spectres déconvolués avec la méthode de Gold (en rouge).

en ne prenant que cinq itérations. Nous obtenons un spectre compris entre le spectre brut et celui simplement corrigé de l'inverse de l'efficacité. Au-dessus de 2 MeV, nous avons un taux de comptage à l'intérieur du détecteur n'est pas le même (cf tableau 7.9). Dans le cas où les rayons gammas frappent orthogonalement les blindages du détecteur, une atténuation supplémentaire d'un facteur 12 est nécessaire pour remplir les spécifications et ainsi avoir un rapport signal sur bruit de un. Cette atténuation devrait être apportée par les dix centimètres de plomb supplémentaires installés le long des murs D19 et IN20.

Ce spectre a été envoyé dans la simulation GEANT4 de Stéréo avec les blindages entourant le détecteur, les murs latéraux ne sont pas pris en compte. Suivant si le flux est envoyé isotropiquement ou orthogonalement, le taux de comptage à l'intérieur du détecteur n'est pas le même (cf tableau 7.9). Dans le cas où les rayons gammas frappent orthogonalement les blindages du détecteur, une atténuation supplémentaire d'un facteur 12 est nécessaire pour remplir les spécifications et ainsi avoir un rapport signal sur bruit de un. Cette atténuation devrait être apportée par les dix centimètres de plomb supplémentaires installés le long des murs D19 et IN20.

Les murs entourant le détecteur seront finalement constitués comme suit (cf figure 7.19) :

- mur frontal : 10 cm de plomb et 10 cm de polyéthylène en plus des murs déjà présents,
- mur D19 : 30 cm de béton lourd et 10 cm de plomb,
- mur IN20 : 15 cm de plomb et 15 cm de polyéthylène ainsi qu'une couverture en B4C.

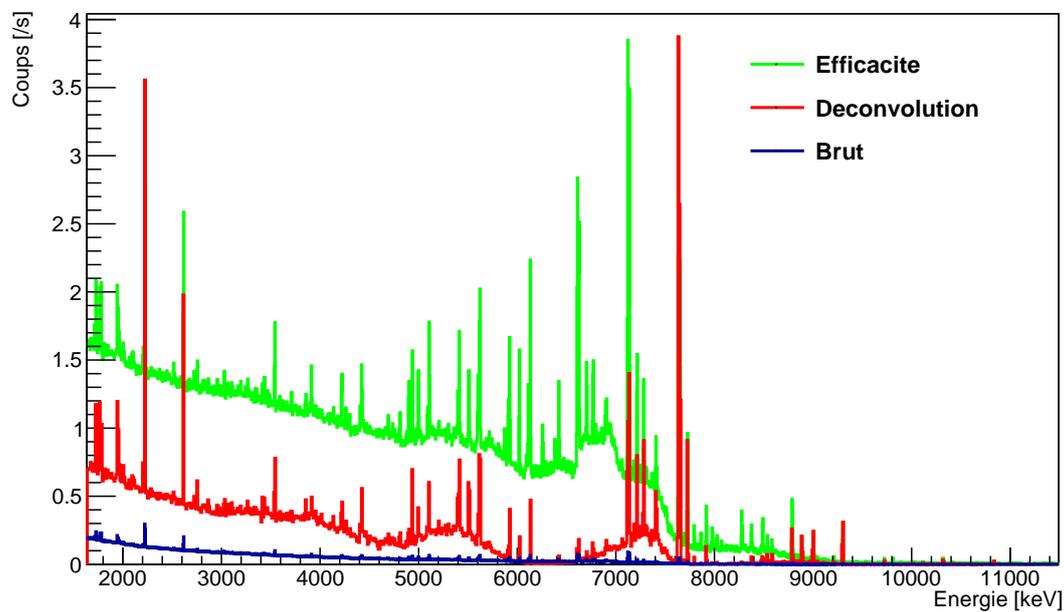


FIGURE 7.18: Spectres bruts (bleu), déconvolué (rouge) ou simplement corrigé de l'efficacité (vert) pour le détecteur germanium placé à 4,2 m du mur réacteur à 1 m du sol placé sous la boîte de B4C.

	Fenêtre prompt $E > 2 \text{ MeV}$	Fenêtre retardée $E > 5 \text{ MeV}$
Flux isotropique	55,45 Hz	9,07 Hz
Flux orthogonal	240 Hz	64 Hz

TABLEAU 7.9: Taux à l'intérieur de Stéréo obtenu à partir du spectre déconvolué et de simulation GEANT4.

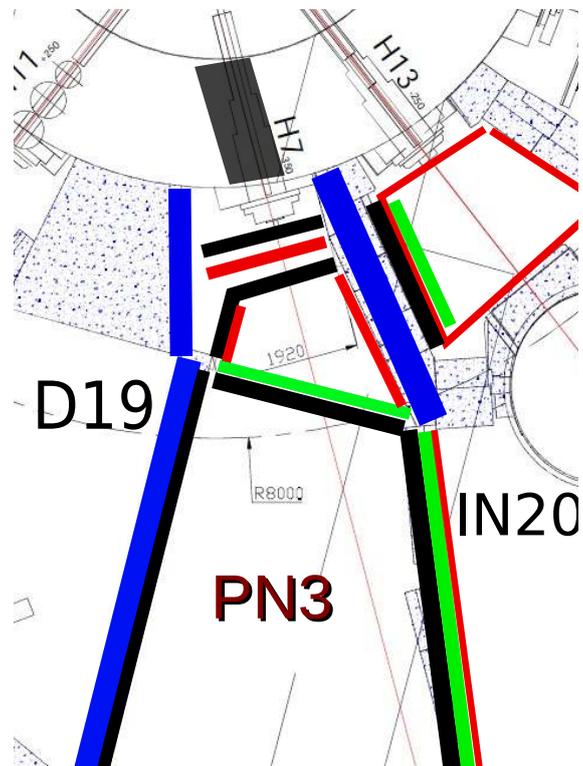


FIGURE 7.19: Plan du site prévu vu de dessus avec en bleu les murs de béton lourd, en rouge les plaques de B4C, en noir le plomb, en vert le polyéthylène et le bouchon dans H7.

Chapitre 8

Mesures préliminaires et prototype

Pour concevoir le détecteur et motiver les choix technologiques, plusieurs tests ont été mis en œuvre pour caractériser les parois du détecteur et le liquide scintillant. Ces deux éléments sont primordiaux pour l'expérience Stéréo car ils déterminent la bonne reconstruction en énergie des événements détectés. Un prototype de géométrie semblable à celle d'une cellule du détecteur final a ensuite été construit pour valider nos résultats. Il permet également de calibrer notre simulation GEANT-4, ce qui s'avérera très profitable pour la suite de l'expérience.

8.1 Tests sur le VM-2000

Chacune des six cellules du volume cible est isolée optiquement des autres cellules afin de se rapprocher le plus possible de six détecteurs indépendants mais géométriquement identiques. Le *gamma-catcher* doit lui aussi être séparé optiquement du volume cible. Une séparation en acier avait tout d'abord été envisagée mais il s'est avéré que la présence d'acier diminuait l'efficacité de détection de 2,7 % par rapport à des séparations en acrylique. En effet, le fer présente une section de capture des neutrons importante et détériore ainsi l'efficacité de détection des événements retardés. Le VM-2000 ayant déjà été utilisé pour réfléchir la lumière dans l'expérience Double Chooz et possédant d'excellentes propriétés de réflexion, le choix s'est porté sur des séparations en acrylique avec une feuille de VM-2000 à l'intérieur.

Toujours pour augmenter l'efficacité de détection et augmenter le volume utile de liquide scintillant, l'épaisseur des plaques d'acrylique a été réduite au minimum : 2 mm de chaque côté de la feuille de VM-2000 dans le volume cible contre 10 mm et 2 mm entourant le VM-2000 pour le *gamma-catcher* (cf figure 8.1) afin d'assurer la tenue mécanique de l'ensemble. En effet, les différentes parois du volume cible seront toutes solidaires les unes des autres et, au montage, l'ensemble de la cible sera introduit d'un seul bloc.

À la différence du téflon qui est lambertien, le VM-2000 produit par la société 3M est une surface réfléchissante spéculaire, c'est-à-dire qu'il réfléchit la lumière avec un angle de réflexion égal à celui d'incidence avec un coefficient de réflexion de 97,5 %. Après comparaison entre le téflon et le VM-2000 par simulation Monte-Carlo [129], il s'est avéré que ce dernier donne une résolution plus de deux fois meilleure que le téflon et limite de moitié les effets entre le bas et le haut du détecteur. En effet, la lumière parcourt moins de chemin dans le liquide scintillant lorsque le réflecteur est spéculaire, elle a donc moins de chance d'être absorbée.

Des tests réalisés à l'air libre ont permis de s'assurer que la réflectivité des parois de 97,5 % reste constante quelque soit l'angle d'incidence de la lumière. Cependant, nous avons constaté

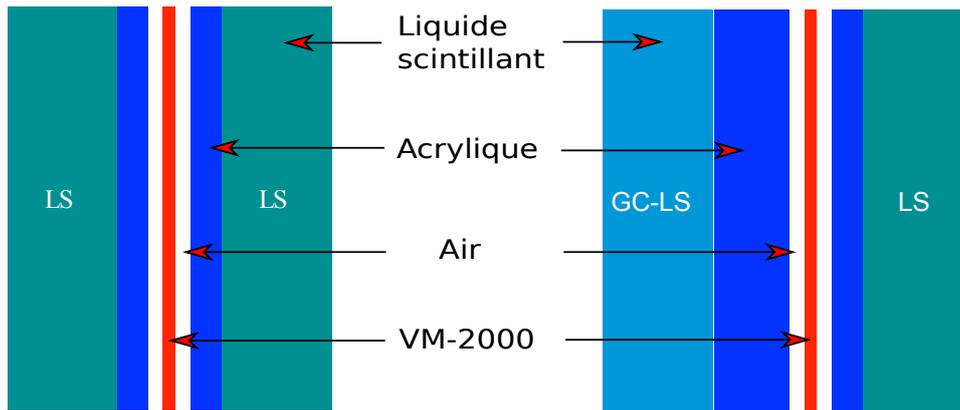


FIGURE 8.1: Séparation optique dans le volume cible (à gauche) et avec le *gamma-catcher* (à droite). Sont représentés en vert le liquide scintillant, en bleu l'acrylique, en rouge le VM-2000 et en blanc l'espace d'air.

qu'une fois plongé dans le liquide scintillant, le VM-2000 perdait cette réflectivité constante à toute angle : pour des angles d'incidence supérieurs à 60 degrés, la réflexion chute brutalement tandis que la transmission augmente. Une fois cette caractéristique implémentée dans la simulation, il est apparu que cela détériorait sévèrement la résolution obtenue tout en augmentant les effets entre le haut et le bas du détecteur, rapprochant ainsi le VM-2000 des mauvaises performances du téflon. Nous avons donc choisi de placer le film de VM-2000 entre deux plaques d'acrylique en s'assurant de conserver un espace d'air entre le VM-2000 et l'acrylique à l'aide de tulle (cf figure 8.2). Dans cette configuration, le VM-2000 reste performant et, à grand angle, la réflexion totale est assurée par l'air. La résolution du détecteur est alors estimée à 6,6 % pour une distribution uniforme dans tout le volume. Ce chiffre inclut les effets entre le haut et le bas, limités à 8 % entre les deux positions extrêmes [122].

8.2 Choix du liquide scintillant

Le liquide scintillant est l'élément permettant de convertir l'énergie des particules en lumière visible. Il doit répondre au cahier des charges suivant :

- avoir un rendement lumineux suffisant pour assurer la collecte maximale de lumière,
- être capable de différencier les neutrons des positons grâce à la discrimination par forme de signal (PSD),
- avoir une longueur d'atténuation suffisante pour limiter les effets de distorsions entre le haut et le bas du détecteur,
- être compatible sur le long terme avec les différents matériaux constituant le détecteur.

Plusieurs liquides de différentes compositions ont donc été testés : en partant d'une base de LAB, du PXE et du DIN ont été rajoutés afin d'augmenter la PSD.

8.2.1 Rendement lumineux et pouvoir discriminant

Le rendement lumineux traduit le nombre de photons émis par le liquide pour une quantité d'énergie déposée. Ce paramètre ne peut être mesuré directement sans l'aide d'une simulation et de mesures précises de notre système de détection constitué d'un PM en face d'une cellule de liquide scintillant (cf figure 8.3). Il faut en effet connaître précisément l'efficacité de détection du

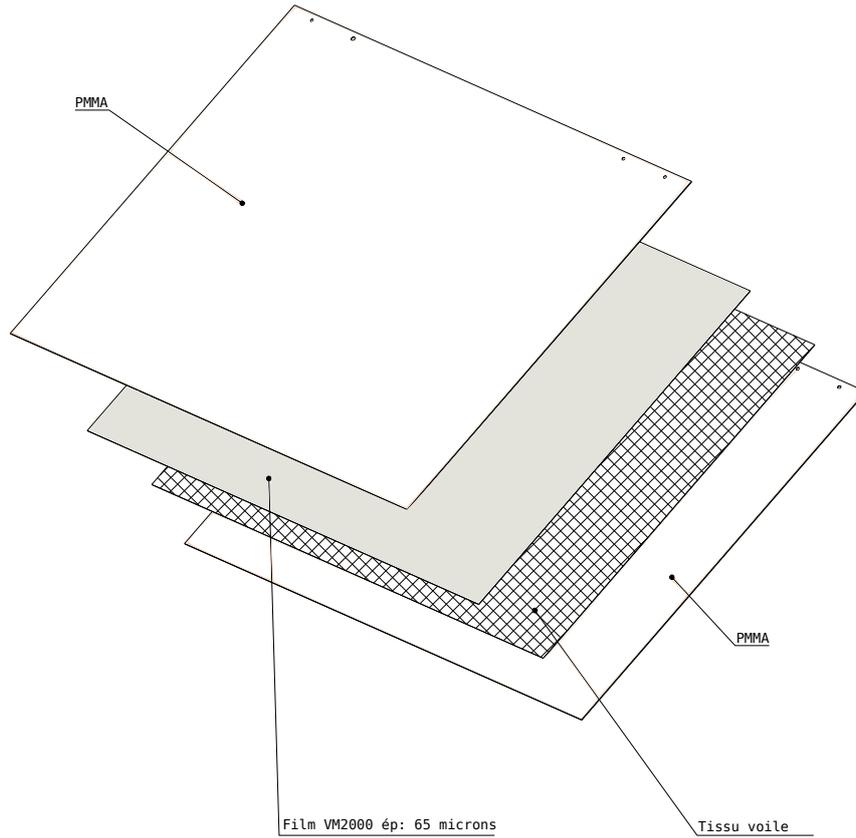


FIGURE 8.2: Éclaté des parois de Stéréo avec les deux plaques d'acrylique entourant le VM-2000 et le tulle.

système qui se décompose en plusieurs termes : l'acceptance géométrique, l'efficacité quantique et de collecte des charges du PM et enfin, la longueur d'atténuation du liquide. L'objectif ici n'est donc pas de réaliser une mesure précise du rendement absolu mais plutôt de comparer différents liquides entre eux.

Le même banc de test caractérise aussi la possibilité de distinguer neutrons et positons par PSD (cf chapitre 2). Pour rappel, les protons de recul ont une densité d'ionisation plus élevée que les positons et excitent des niveaux de plus haute énergie du liquide, ils ont donc un signal plus étalé en temps que les positons. Le rapport entre la queue du signal Q_{tail} et la charge totale Q_{tot} permet donc de distinguer neutrons et positons. Ce pouvoir discriminant est très utile pour rejeter le bruit de fond corrélé venant des neutrons rapides induits par les muons atmosphériques qui constitue une part importante du bruit de fond. Il peut être quantifié directement à travers le facteur de mérite (FM) suivant :

$$FM = \frac{\mu_n - \mu_e}{2,35 \times (\sigma_n + \sigma_e)} \quad (8.1)$$

avec μ_n et σ_n (resp. μ_e et σ_e) la valeur moyenne et l'écart-type de la distribution des Q_{tail}/Q_{tot} correspondant aux neutrons (resp. aux positons).

Le dispositif expérimental est illustré en figure 8.3 : une cellule de $(10 \times 5 \times 5)$ mm³ remplie de liquide scintillant est posée devant un PM et une source radioactive, de cobalt 60 pour le rendement lumineux ou de californium 252 pour la PSD, est placée à côté de la cellule. Le tout est enfermé dans une boîte noire. Comme nous souhaitons comparer différents liquides entre eux, il est très important de reproduire pour chaque mesure la même configuration expérimentale.

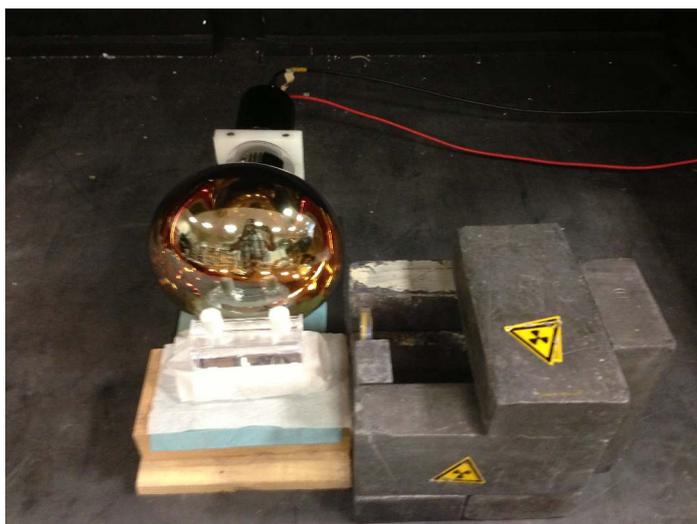


FIGURE 8.3: Dispositif expérimental pour déterminer rendement lumineux et PSD. La source est placée dans un blindage de plomb.

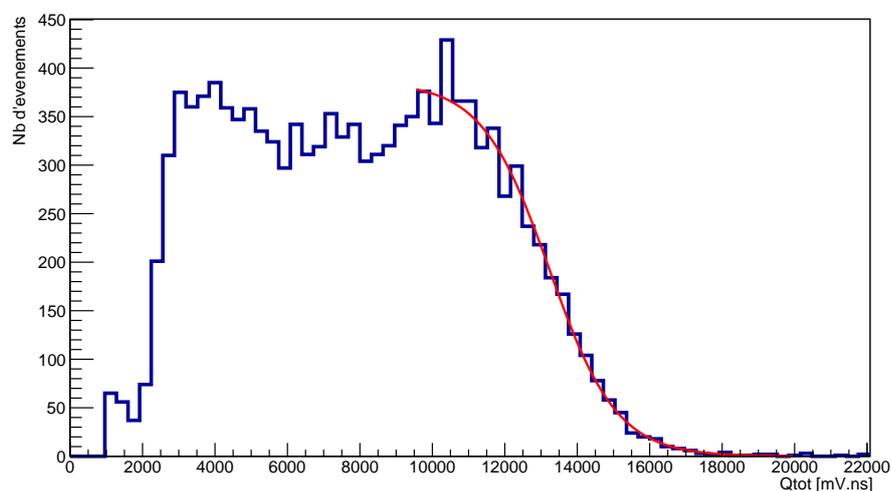


FIGURE 8.4: Spectre obtenu avec une source de cobalt 60 pour le liquide final de Stéréo.

Trois points ont un grand impact sur la mesure et doivent être maîtrisés : la distance entre le PM et la cellule, les fuites lumineuses venant de l'extérieur et la concentration en oxygène à l'intérieur de la cellule. Les deux premiers points peuvent être fixés simplement en repérant la position de la cellule au millimètre près et en entourant la boîte d'un drap noir épais. L'oxygène est chassé par un bullage à l'azote préliminaire à chaque mesure.

Le cobalt 60 émet, après désintégration β , deux rayons gammas de 1,17 et 1,33 MeV. Cependant, étant donné la mauvaise résolution de notre système et la petite taille de notre système, seul un front Compton ressort du spectre mesuré (cf figure 8.4). Pour pouvoir comparer les mesures entre elles, nous choisissons de prendre comme point de repère le point d'inflexion de ce front. Les résultats sont résumés dans le tableau 8.1. Les grandes erreurs viennent de la difficulté à reproduire exactement les mêmes conditions pour chaque mesure, notamment à cause de la présence d'oxygène qui pénètre rapidement dans la cellule non parfaitement étanche. Nous constatons que les différents liquides présentent des rendements lumineux similaires. Ce paramètre ne sera donc pas limitant pour le choix du liquide.

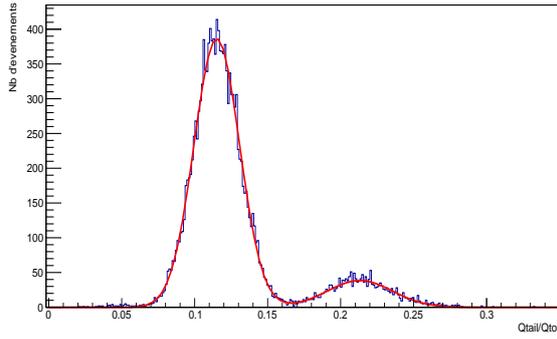


FIGURE 8.5: Distribution en Q_{tail}/Q_{tot} avec une source de californium 252 et une coupure à 2 MeV.

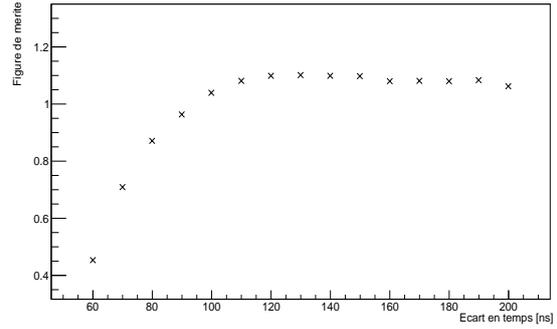


FIGURE 8.6: Évolution de la figure de mérite en fonction de l'écart entre les portes d'intégration de la queue de la charge et de la charge totale.

Composition	Point d'inflexion [mV.ns]	FM
75 % LAB, 20 % PXE, 5 % DIN avec 3 g/L de PPO	13230 ± 1000	$1,12 \pm 0,04$
80 % LAB, 20 % PXE avec 3 g/L de PPO	14074 ± 1000	$1,03 \pm 0,04$
100 % LAB avec 3 g/L de PPO	14737 ± 1000	$0,93 \pm 0,04$
100 % LAB avec 8 g/L de PPO	14039 ± 1000	$0,95 \pm 0,04$

TABEAU 8.1: Résultats des mesures de rendements lumineux et de PSD pour différentes compositions de liquide scintillant.

Le californium 252 est un élément fissionnant spontanément. Il émet donc neutrons et gammas, ce qui le rend idéal pour les études de PSD. Pour déterminer le facteur de mérite, nous choisissons de couper les événements en dessous de 2 MeV qui seront également rejetés dans Stéréo (cf figure 8.5). L'échelle en énergie est grossièrement déterminée à partir de la mesure avec le cobalt 60. Suivant l'écart en temps entre la porte d'intégration de la queue de la charge et celle de la charge totale, le facteur de mérite varie : il augmente progressivement avant d'atteindre son maximum (cf figure 8.6). Pour chaque liquide testé, c'est cette valeur maximale qui est reportée. Les résultats sont résumés dans le tableau 8.1. La meilleure PSD est obtenue avec l'ajout de DIN dans le liquide scintillant, ce sera donc ce liquide scintillant qui sera utilisé dans Stéréo. Augmenter la proportion de PXE et de DIN améliorerait sans doute les propriétés en PSD du liquide scintillant mais d'autres contraintes de toxicité et d'inflammabilité viennent limiter leur concentration.

8.2.2 Longueur d'atténuation et compatibilité

La longueur d'atténuation du liquide scintillant est aussi un paramètre très important à optimiser : une longueur d'atténuation trop faible détériore sérieusement la réponse en énergie du détecteur et augmente les différences de réponse entre le haut et le bas du détecteur. Des simulations Monte-Carlo ont montré que, dans le cas d'un détecteur avec des parois possédant une réflectivité de 97,5 %, la résolution passait de 6 % pour une longueur d'atténuation de 5 m à 12 % pour une longueur d'atténuation de 2,5 m [129]. Sachant que ce paramètre n'est pas

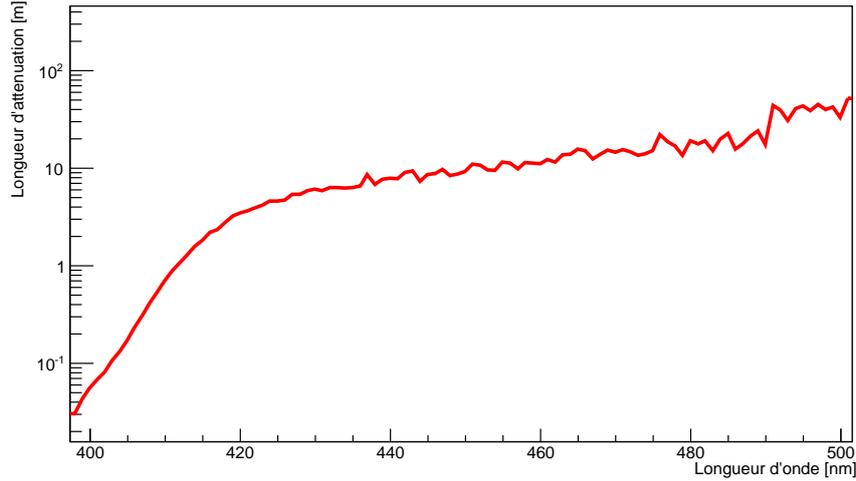


FIGURE 8.7: Longueur d'atténuation dans le liquide scintillant choisi pour Stéréo : 75 % de LAB, 20 % de PXE et 5 % de DIN.

le seul pouvant détériorer la résolution et que nous souhaitons la garder aux alentours de la dizaine de pourcents à 1 MeV, il est nécessaire d'avoir une longueur d'atténuation supérieure à 4 m dans la gamme de détection des PM, soit aux alentours de 430 nm.

Pour mesurer cette longueur d'atténuation, nous avons utilisé un spectrophotomètre [130] qui permet de mesurer l'absorbance du liquide pour différentes longueurs d'onde. Le liquide scintillant est placé dans une cellule en verre avec deux faces en quartz à travers lesquelles passe le rayon lumineux. Pour soustraire la perte d'intensité du faisceau due aux réflexions sur les parois en quartz, nous utilisons une mesure avec une cellule vide. Par la loi de Beer-Lambert, il est ensuite possible de remonter à la longueur d'atténuation du liquide L pour chaque longueur d'onde λ (cf figure 8.7) :

$$I(\lambda) = I_0(\lambda) \times \exp\left(-\frac{l}{L(\lambda)}\right) \quad (8.2)$$

et

$$A(\lambda) = -\log\left(\frac{I(\lambda)}{I_0(\lambda)}\right) \quad (8.3)$$

d'où

$$\frac{1}{L(\lambda)} = \frac{1}{l} \times \ln\left(\frac{10^{-A(\lambda)}}{T(\lambda)^2}\right) \quad (8.4)$$

avec I (resp. I_0) l'intensité après (resp. avant) le passage dans la cellule, l la longueur de la cellule, A l'absorbance mesurée et T la transmission à l'interface air-quartz qui peut être mesurée avec une cellule vide en soustrayant l'air avec une absorbance nulle.

Nous trouvons alors une longueur d'atténuation de 6,0 m à 430 nm (cf figure 8.7). Cependant, la mesure est très sensible à l'état de surface de la cellule et donc au point d'entrée et de sortie du rayon lumineux : suivant la position de la cellule dans le spectrophotomètre, il peut y avoir des déviations importantes dans la mesure de l'absorbance qui est une grandeur de l'ordre de $5 \cdot 10^{-2}$ à 430 nm. Une faible déviation en valeur absolue sur l'absorbance peut ainsi engendrer une déviation importante sur la longueur d'atténuation. Ainsi, nous avons pu mesurer avec la même cellule et le même liquide scintillant une longueur d'atténuation de 8 m à 430 nm. Une autre façon de calculer la longueur d'atténuation est de partir de mesures d'absorbance faites sur chacun des composants du liquide lors de leur élaboration, c'est cette méthode de reconstruction qui est actuellement utilisée dans la simulation du détecteur. La valeur trouvée à 430 nm est

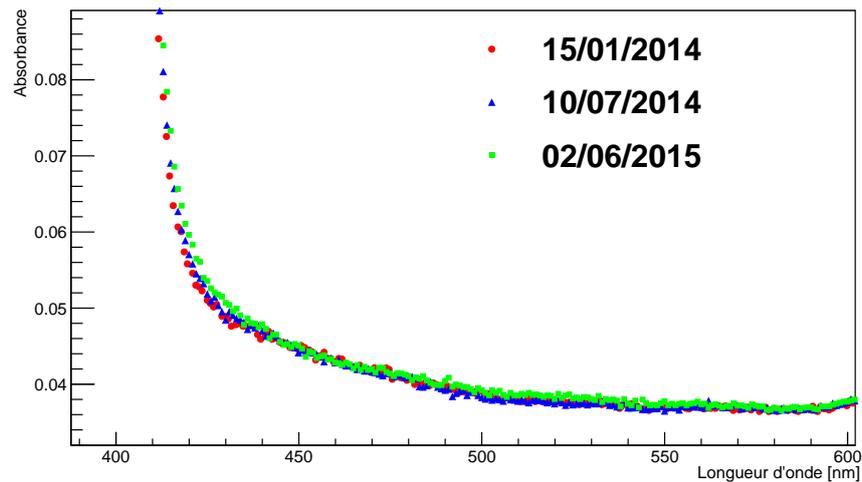


FIGURE 8.8: Courbes d'absorbance à différentes dates avec le liquide en contact du VM-2000.

alors de 5,9 m, ce qui est conforme à nos attentes. Étant donné l'imprécision de nos mesures, ce paramètre devra être ajusté dans la simulation pour l'accorder avec les futures mesures de calibration du détecteur utilisant des sources radioactives.

Il est également important de vérifier que le liquide scintillant est compatible avec les différents matériaux présents dans le détecteur et ce, sur le long terme. Pour cela, nous avons testé cinq matériaux différents qui pourront être en contact avec le liquide scintillant : le VM-2000, une colle posée sur de l'acrylique, du téflon et de l'hytrel pour les fibres optiques et enfin, un morceau d'acrylique utilisé pour la canne du prototype. Tous ces échantillons ont été plongés pendant plusieurs mois dans du liquide scintillant et, régulièrement, nous avons vérifié que leurs absorbances restaient stables (cf figure 8.8). Pour pallier les éventuels problèmes d'alignement du faisceau entre deux mesures, nous ne comparons que les formes des spectres d'absorbance obtenus. Aucune déviation en forme de plus de 6 % n'a été observée sur tous les échantillons et ce, sur plusieurs mois.

8.3 Premiers résultats avec le prototype

De dimensions similaires à celles d'une cellule du détecteur final, un prototype a été construit et installé à Saclay afin de caractériser la réponse du détecteur et ainsi de vérifier les propriétés optiques des parois réfléchissantes. Il permet également de tester notre électronique et de calibrer la simulation GEANT-4.

8.3.1 Description du prototype

Installé à près de huit mètres sous la surface du sol au CEA de Saclay, le prototype a une géométrie très similaire à celle des cellules de Stéréo : du liquide scintillant dans un volume de $(90 \times 46 \times 68)$ cm³ est surmonté par un tampon en acrylique et des photo-multiplicateurs. Cependant, à la différence du détecteur final, seulement deux PM sont placés au dessus du tampon, ce dernier faisant office de séparation avec le liquide scintillant composé de pur LAB sans être dopé au gadolinium (cf figure 8.9). Les parois internes sont quant à elles recouvertes de plaques en acrylique enfermant du VM-2000 (cf figure 8.10).

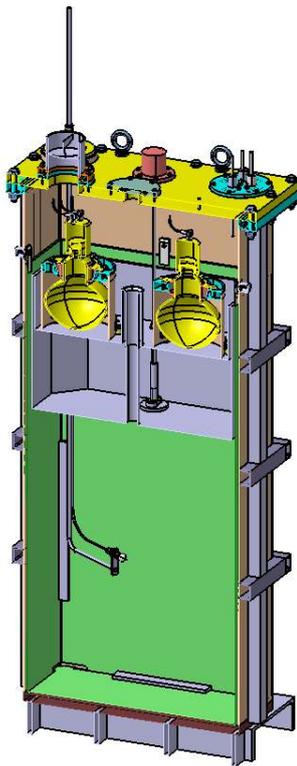


FIGURE 8.9: À gauche : Schéma en coupe du prototype. Les PM sont visibles en jaune avec le tampon en gris dessous, la canne servant à introduire la fibre optique est également représentée. À droite : photo du prototype lors de la fermeture du couvercle avec le tampon fixé en dessous.

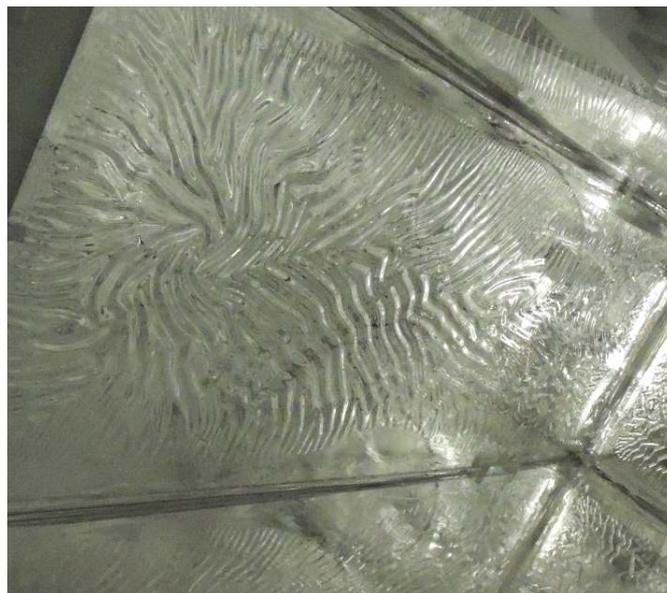


FIGURE 8.10: Photo de l'intérieur du prototype avant le remplissage.

Grâce à une canne en téflon, une fibre optique reliée à une DEL peut être introduite à différentes hauteurs dans le liquide scintillant et avec différents angles pour étudier la collecte de lumière à l'intérieur du prototype. Une autre fibre optique émettant très peu de lumière de façon à pouvoir réaliser l'étalonnage en photo-électrons est fixée au fond de la cuve. Une canne en acrylique traverse enfin la cuve verticalement afin d'introduire des sources radioactives et ainsi calibrer le détecteur. L'intérieur de la cuve est constamment sous pression d'azote pour éviter toute détérioration du liquide et tout risque d'inflammation. La pression et la température sont suivies par des capteurs.

La carte d'acquisition a été développée par le LPSC de Grenoble spécifiquement pour l'expérience Stéréo. Le prototype est l'occasion de la tester. Elle doit répondre au cahier des charges suivant :

- couvrir une large gamme d'énergie : d'un seul photo-électron à quelques milliers pour les plus hautes énergies de particules détectées,
- convertir le signal analogique sortant des PM en signal numérique et coder en ligne l'information sur la charge et ce, à la fois pour le signal total mais aussi pour sa queue uniquement,
- avoir un temps mort raisonnable dans le régime de fonctionnement du détecteur final prévu jusqu'à quelques kHz d'événements détectés.

Ces différentes fonctions sont assurées par un circuit logique programmable (FPGA) qui permet de lancer le déclenchement, l'échantillonnage du pulse, son intégration et finalement, le renvoi des informations vers l'ordinateur d'acquisition. Un logiciel a spécialement été conçu pour l'utilisation et le contrôle de la carte d'acquisition. Le seuil de déclenchement, la largeur des portes d'intégration ainsi que la fréquence d'échantillonnage peuvent être modifiés par l'utilisateur. Enfin, la charge est codée sur 200000 canaux, ce qui permet d'explorer une large gamme d'énergie, et un mode de gain $\times 10$ permet d'atteindre le signal du photo-électron seul.

8.3.2 Collecte de la lumière et calibration

Avant de commencer les études sur les propriétés optiques du prototype, la stabilité de notre équipement a d'abord été vérifiée : à une position donnée, sur plus d'une heure d'acquisition avec une diode allumée dans le prototype, les variations des charges totales mesurées sont inférieures au pourcent [131]. L'étalonnage en photo-électron a également été réalisé. Cette étape a permis par ailleurs de mettre en évidence l'impact sur la ligne de base des muons. Après le passage de ces derniers dans le prototype et donc après la saturation des PM, la ligne de base devient en effet brusquement négative avant de revenir à sa valeur initiale avec une constante de temps de l'ordre de la centaine de microsecondes. Comme c'est un piédestal moyen qui sert à soustraire la ligne de base dans le calcul de la charge, les événements suivant un muon ont systématiquement une charge négative. Pour pallier ce problème, le piédestal est dorénavant calculé pour chaque événement dans sa fenêtre d'intégration (cf figure 8.11). Le veto muon de 100 μs prévu pour Stéréo permettra de s'affranchir de ces événements à charge négative.

Le prototype a été construit en premier lieu pour valider le choix des parois réfléchissantes constituées de deux plaques en acrylique de 2 mm d'épais entourant une feuille de VM-2000. Pour vérifier la bonne réflexion et la bonne collecte de la lumière à travers le détecteur, nous avons utilisé la canne, placée dans un coin du détecteur, guidant une fibre optique reliée à une DEL. Elle débouche dans un diffuseur en téflon afin d'émettre de la lumière dans toutes les directions permettant ainsi de scanner l'intérieur du prototype en hauteur mais aussi dans le plan horizontal (cf figure 8.12 et 8.13). Des mesures ont déjà été réalisées avant le remplissage pour pouvoir par la suite les comparer avec celles faites avec le liquide scintillant (cf figure 8.14). Dans les deux situations, la déviation de la charge totale collectée par les deux PM par rapport à la position au fond du prototype n'excède pas 5 % lorsque le diffuseur est au centre

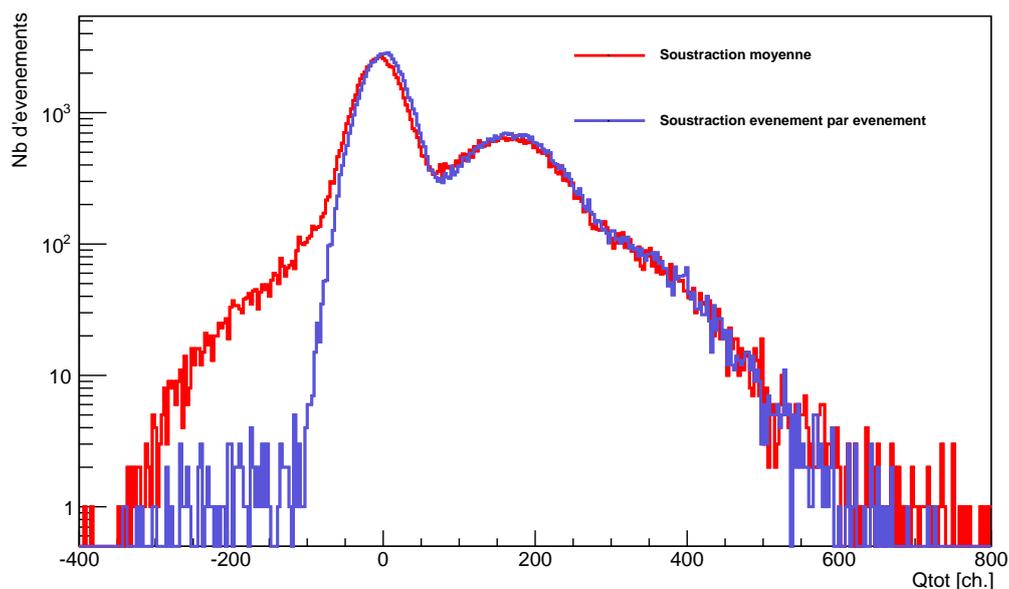


FIGURE 8.11: Impact des muons sur le spectre du SPE. Une traînée pour les charges négatives apparaît lorsque la ligne de base est déterminée en moyenne (en rouge) et non événement par événement (en bleu).

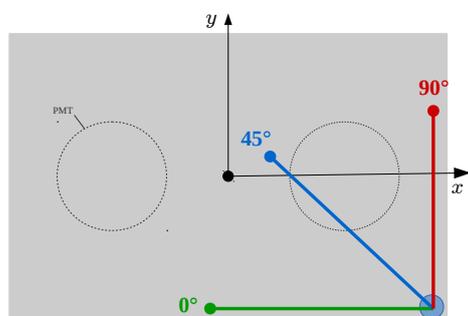


FIGURE 8.12: Schéma de la vue de dessus du prototype. Les PMT sont représentés par des cercles. La canne se situe dans le coin en bas à droite et peut tourner de 0° à 90° .

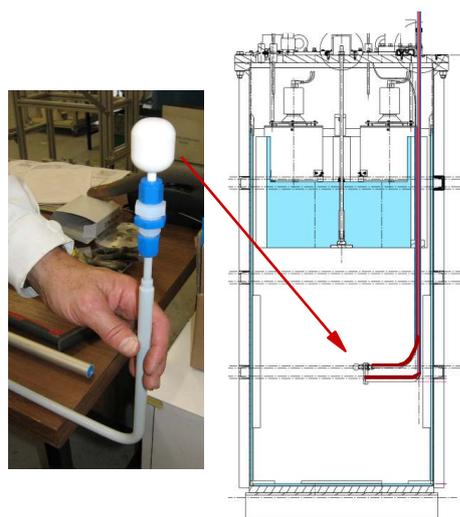


FIGURE 8.13: Photo de la canne guidant la fibre optique avec son diffuseur en téflon et coupe de profil du prototype avec la canne représentée en rouge.

du prototype, ce qui traduit une réponse homogène et valide le choix des plaques d'acrylique entourant le VM-2000. Dans le cas où le diffuseur est plaqué contre une des parois, la déviation peut cependant monter jusqu'à 10 %. Nous sommes en effet directement plus sensible aux effets locaux comme l'ombre de la fibre optique enroulée sur une paroi.

Après avoir vérifié l'homogénéité de la réponse lumineuse, des sources radioactives ont pu être introduites à l'intérieur du détecteur grâce à une canne en acrylique traversant verticalement au centre du prototype. Un scan en hauteur avec une source de cobalt 60 est représenté figure 8.15. Nous reconnaissons les deux pics dus à la détection d'un seul ou des deux gammas émis par la source de 1,17 et 1,33 MeV. En comparaison au détecteur Nucifer dont l'intérieur de la

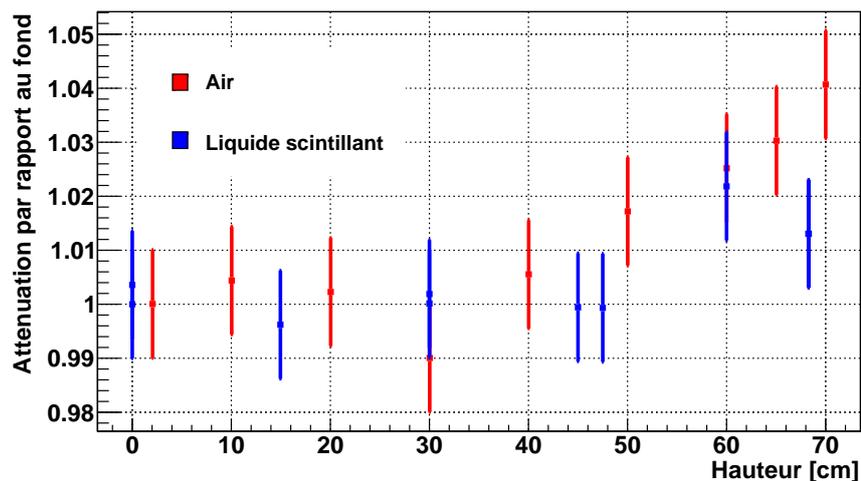


FIGURE 8.14: Atténuation par rapport au fond du prototype (0 cm) pour différentes hauteurs, au milieu du prototype, avec et sans liquide scintillant.

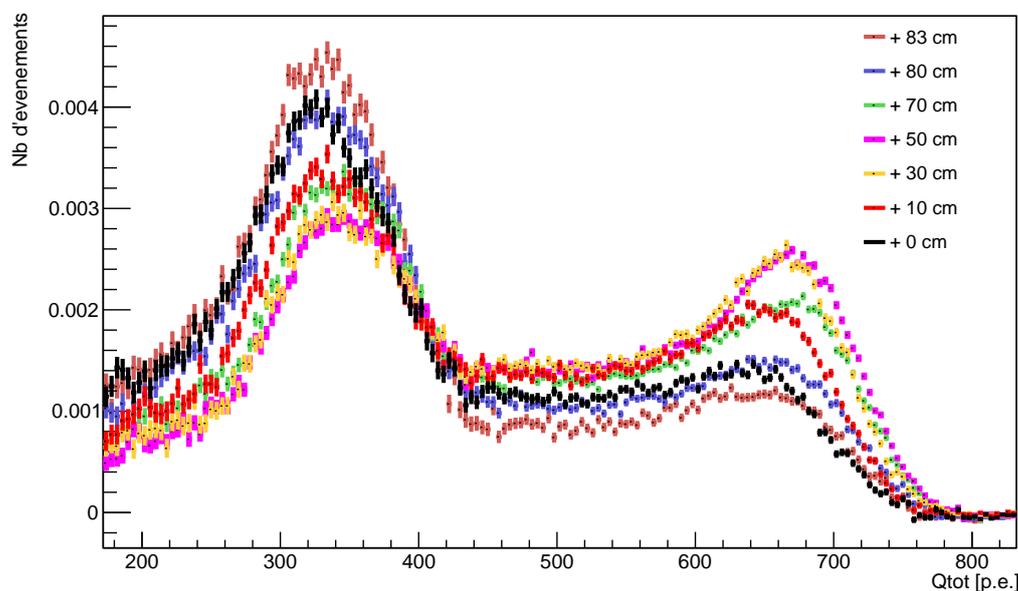


FIGURE 8.15: Spectres en énergie pour une source de cobalt placée à différentes hauteurs dans le prototype.

cuve est revêtu de téflon, la déviation en énergie avec la position de la source est bien moins importante : pas plus de 5 % sur l'ensemble de l'échelle en énergie alors qu'avec Nucifer, l'effet pouvait aller jusqu'à 21 % (cf chapitre 4). Cela confirme bien les mesures avec la diode et justifie définitivement le choix du VM-2000 par rapport au téflon. Nous remarquons également que, comme le prototype est plus petit que Nucifer, les fuites sont plus importantes et donc que le premier pic correspondant à un seul gamma détecté est systématiquement plus grand que le second pic et ce, même au milieu du volume de détection. La simulation avec GEANT-4 du prototype avec la source cobalt reproduit au pourcent près sur l'échelle en énergie les résultats expérimentaux (cf figure 8.16). Les déviations bien moins importantes entre haut et bas expliquent sans doute ce meilleur accord entre simulation et données pour le prototype que pour Nucifer.

Pour vérifier la possibilité de calibrer le détecteur avec une source située à l'extérieur, une

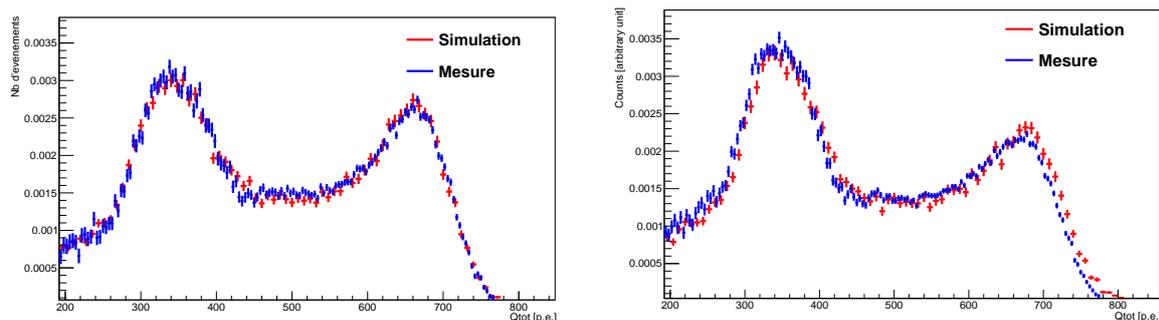


FIGURE 8.16: Comparaison entre simulation GEANT-4 et mesure pour une source de cobalt 60 placée à 30 cm (à gauche) et 70 cm (à droite) du fond du prototype.



FIGURE 8.17: Photo du système expérimental de mesure d'une source en coïncidence entre le prototype à gauche et un détecteur externe à droite.

source de sodium 22 a été utilisée. Les deux gammas de 511 keV sont détectés en coïncidence ; un dans le prototype et l'autre dans un détecteur extérieur (cf figure 8.17). Le gamma de 1,275 MeV est parfois détecté en plus d'où la légère bosse à plus haute énergie (cf figure 8.18). Comme le gamma doit traverser la cuve en acier, tous les éléments mécaniques doivent être modélisés très précisément pour pouvoir correctement calibrer notre simulation et prendre en compte les diffusions Compton multiples, ce qui rend l'exercice plus délicat (cf figure 8.19). Néanmoins, l'utilisation d'un autre détecteur en coïncidence permet de faire nettement ressortir le pic à basse énergie en éliminant le bruit de fond et rendant ainsi possible la calibration par l'extérieur.

8.3.3 Bilan du prototype

Le premier intérêt du prototype fut de traiter les éventuels problèmes qui pourraient survenir lors du montage du détecteur final. L'étape d'étalonnage des PM et de l'électronique fut l'occasion de prendre en main la nouvelle carte d'acquisition développée par le LPSC et de s'assurer qu'elle répondait bien au cahier des charges. L'impact des muons constaté sur la ligne de base et donc sur le calcul des charges ne devrait pas être un problème pour le détecteur final puisqu'un

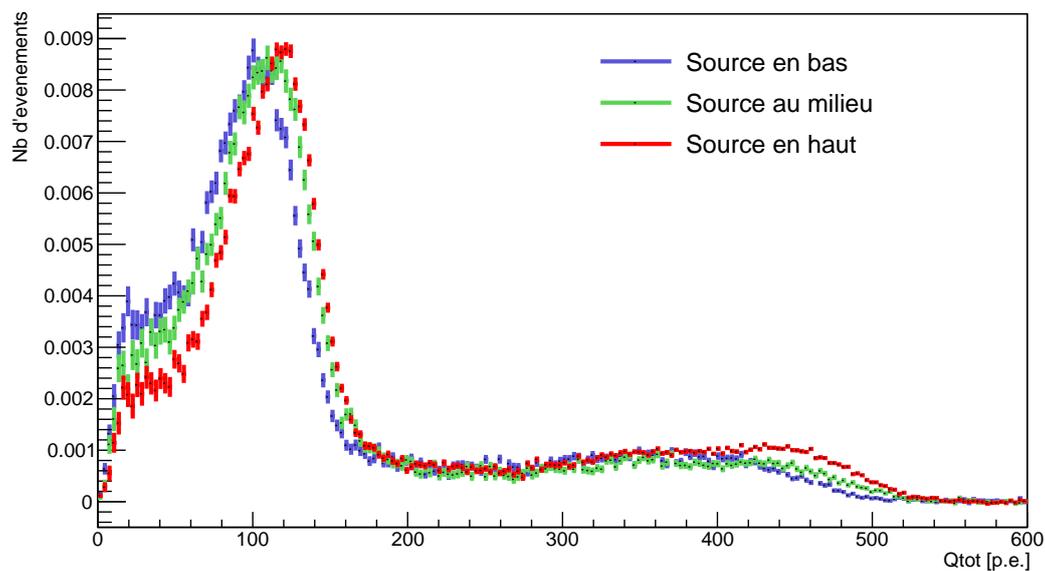


FIGURE 8.18: Spectres en énergie pour une source de sodium placée à différentes hauteurs à l'extérieur du prototype en coïncidence avec un détecteur externe.

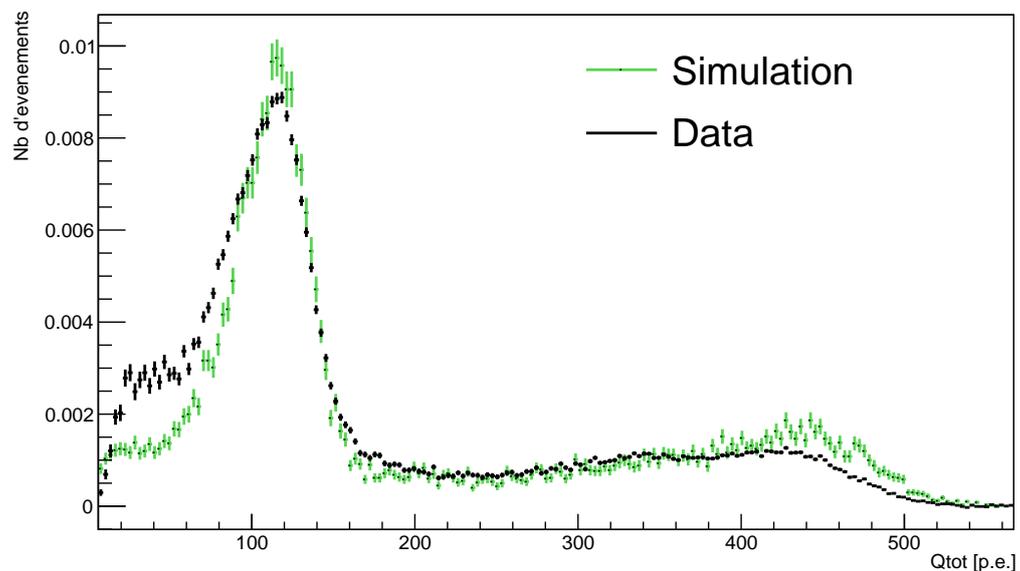


FIGURE 8.19: Spectre mesuré (en noir) et simulé (en vert) en énergie pour une source de sodium externe placée au milieu du détecteur en coïncidence avec un détecteur externe.

veto muon de 100 μ s après chaque muon sera appliqué. Le prototype a permis en outre de valider le choix de plaques enfermant le VM-2000 comme paroi réfléchissante : une déviation de moins de 5 % des charges détectées entre le haut et le bas du détecteur a été reportée. Cela a été vérifié à la fois pour de la lumière venant d'une diode mais aussi pour une source radioactive. La calibration de la simulation se trouve alors facilitée et permet de bien reproduire les données à travers tout le prototype, ce qui est important si nous voulons limiter les incertitudes sur l'échelle en énergie. Enfin, nous avons vu également qu'il est possible de calibrer par l'extérieur avec une source utilisée en coïncidence d'un autre détecteur. Cette technique permet en effet d'éliminer le bruit et de faire ressortir le signal même à basse énergie. La simulation doit en revanche soigneusement être ajustée pour donner une échelle en énergie précise.

Chapitre 9

Conclusion

De nombreux progrès ont été accomplis dans le domaine récent de la physique des neutrinos. Parmi les différentes avancées, la compréhension du phénomène d'oscillation des neutrinos constitue certainement l'un des plus grands succès de la physique moderne. Aux exceptions notables de la phase δ_{CP} et de l'octant de θ_{23} , les différents paramètres de mélange ont été déterminés expérimentalement depuis Super-Kamiokande jusqu'aux dernières mesures effectuées par les expériences de détecteurs placés à proximité des centrales nucléaires tels que Double Chooz, Daya Bay et Reno. De nombreux développements technologiques ont permis d'améliorer constamment la détection de ces particules difficilement saisissables et laissent aujourd'hui entrevoir un champ d'applications possibles à moindre coût. L'usage de la détection des antineutrinos à des fins de non-prolifération est ce qui a motivé l'expérience Nucifer.

Avec un détecteur de simple conception et contrôlable à distance, le détecteur Nucifer, nous avons pu démontrer qu'il était possible de détecter des antineutrinos à 7,2 m d'un cœur de réacteur nucléaire sans être protégé outre mesure des muons atmosphériques (12 m.w.e). Par des recherches spécifiques, nous avons pu précisément soustraire l'important bruit de fond généré par la proximité du cœur associé au bruit induit par les muons, aboutissant à un rapport signal sur bruit de 1/16. Une variation avec la pression atmosphérique du bruit de fond corrélé ayant été remarquée, nous avons mis en place un modèle pour prendre en compte ces effets et ainsi soustraire ce bruit de fond ne pouvant être soustrait en ligne comme le sont les coïncidences accidentelles. Un taux de $281,1 \pm 7,1$ antineutrinos par jour a finalement été trouvé. La prédiction prenant en compte les différents effets systématiques donne $276,4 \pm 16,6$ antineutrinos par jour. La sensibilité limitée en raison des incertitudes de normalisation empêche de trancher quant à l'existence ou non d'une nouvelle oscillation expliquant l'*anomalie réacteur*.

En raison de l'important bruit de fond sur le site d'Osiris, le détecteur ne possède pas la sensibilité nécessaire pour mettre une limite sur le contenu en plutonium produit dans le réacteur. En revanche, dans le cadre d'un scénario de destruction du plutonium militaire par sa consommation dans un réacteur nucléaire tel que défini dans l'accord signé entre les États-Unis et la Russie en 2010 (PMDA pour "Plutonium Management and Disposition Agreement" [132]), nous avons pu poser une limite sur la masse de plutonium contenue dans le réacteur à 95 % de confiance : 1,5 kg soit 10 % de la masse fissile du réacteur.

L'expérience Nucifer valide donc un détecteur stable et sûr et offre un point de calibration à 7,2 m d'un cœur de réacteur de 66,5 MW_{th}. Avec des réacteurs de puissance et un site non soumis au bruit de fond venant du réacteur comme l'étaient les sites des expériences SONGS et Rovno, la sensibilité d'un tel détecteur semble prometteuse. Nucifer ouvre également des perspectives d'inter-calibration de différents réacteurs et l'utilisation de liquides moins sensibles

mais aussi moins coûteux et moins contraignants du point de vue de la sûreté tels que les émulsions est envisageable car tous les résultats reposent sur un simple taux de comptage.

Dans la lignée des détecteurs d'antineutrinos de réacteurs nucléaires, l'expérience Stéreo profite quant à elle des derniers développements en la matière. Placé très proche du cœur du réacteur à haut flux de l'ILL, le détecteur devra apporter la preuve indiscutable de l'existence ou non d'une nouvelle oscillation à travers un état stérile du neutrino de masse de l'ordre de l'eV. 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.

Le principal obstacle de cette expérience est sans doute l'important bruit de fond provoqué par le réacteur mais aussi par les expériences voisines de Stéreo. L'ILL sert en effet à apporter des flux de neutrons à plusieurs expériences réparties tout autour du réacteur. Des champs magnétiques parasites peuvent aussi venir perturber la mesure. Pour arriver à un rapport de signal sur bruit proche de l'unité, de nouveaux blindages ont été installés tout autour de la casemate de Stéreo et un bouchon a été introduit dans la ligne débouchant à l'avant du détecteur. Les mesures sur site que nous avons réalisées ainsi que les simulations que nous avons menées ont permis de mieux comprendre l'origine de ces bruits de fond et ainsi de mieux concevoir les différents blindages et leur emplacement.

Afin de s'assurer d'une bonne reconstruction en énergie des événements détectés, nous avons étudié les parois réfléchissantes des cellules par simulation et par différents tests qui ont permis de montrer que le VM-2000 entouré d'acrylique était la meilleure des solutions. Nous avons également sélectionné le liquide scintillant afin qu'il délivre le maximum de lumière et assure une bonne discrimination entre neutrons et positons tout en étant stable et transparent sur le long terme. Par la suite, un prototype d'une cellule a été construit et a permis de confirmer ces choix technologiques, les effets de dégradation entre le haut et le bas du détecteur sont en effet limités à 5 % et permettent ainsi une bonne calibration du détecteur avec la simulation. Le détecteur final devrait être assemblé en début d'année 2016 et être prêt pour prendre ces premières données lors du premier cycle de réacteur en opération de l'ILL en avril 2016.

Plusieurs autres expériences auprès de réacteurs nucléaires avec des technologies variées ainsi qu'une expérience avec une source de cérium vont prendre des données en 2016. Ensembles, elles devraient apporter une réponse à une importante question scientifique en seulement cinq ans. Elles permettront en effet de trancher sur l'existence du neutrino stérile à l'eV et fourniront dans tous les cas de nouvelles données permettant d'approfondir l'étude des spectres d'antineutrinos émis par les réacteurs nucléaires.

Bibliographie

- [1] A. H. BECQUEREL : Sur les radiations émises par phosphorescence. *Compt.Rend.Math.*, 122:420–421, 1896.
- [2] J. CHADWICK : The intensity distribution in the magnetic spectrum of β particles from radium (B + C). *Verh. Phys. Gesell.*, 16:383–391, 1914.
- [3] W. PAULI : Dear radioactive ladies and gentlemen. *Phys.Today*, 31N9:27, 1978.
- [4] E. FERMI : An attempt of a theory of beta radiation. *Z. Phys.*, 88:161–177, 1934.
- [5] B. PONTECORVO : Nuclear capture of mesons and the meson decay. *Phys.Rev.*, 72:246, 1947.
- [6] C.L. COWAN, F. REINES, F.B. HARRISON, H.W. KRUSE et A.D. MCGUIRE : Detection of the free neutrino : A Confirmation. *Science*, 124:103–104, 1956.
- [7] B. PONTECORVO : Electron and Muon Neutrinos. *Sov.Phys.JETP*, 10:1236–1240, 1960.
- [8] G. DANBY *et al.* : Observation of High-Energy Neutrino Reactions and the Existence of Two Kinds of Neutrinos. *Phys. Rev. Lett.*, 9:36–44, 1962.
- [9] K. KODAMA *et al.* : Observation of tau neutrino interactions. *Phys.Lett.*, B504:218–224, 2001.
- [10] G. ALEXANDER *et al.* : Electroweak parameters of the Z^0 resonance and the Standard Model : the LEP Collaborations. *Phys. Lett.*, B276:247–253, 1992.
- [11] B. PONTECORVO : Mesonium and anti-mesonium. *Sov.Phys.JETP*, 6:429, 1957.
- [12] B. PONTECORVO : Inverse beta processes and nonconservation of lepton charge. *Sov.Phys.JETP*, 7:172–173, 1958.
- [13] Z. MAKI, M. NAKAGAWA et S. and SAKATA : Remarks on the unified model of elementary particles. pages 663–666, 1962.
- [14] Y. FUKUDA *et al.* : Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos. *Phys. Rev. Lett.*, 81:1562–1567, 1998.
- [15] B. T. CLEVELAND *et al.* : Measurement of the solar electron neutrino flux with the Homestake chlorine detector. *Astrophys. J.*, 496:505–526, 1998.
- [16] F.P. AN *et al.* : Observation of electron-antineutrino disappearance at Daya Bay. *Phys.Rev.Lett.*, 108:171803, 2012.
- [17] Y. ABE *et al.* : Indication for the disappearance of reactor electron antineutrinos in the Double Chooz experiment. *Phys.Rev.Lett.*, 108:131801, 2012.

- [18] J.K. AHN *et al.* : Observation of Reactor Electron Antineutrino Disappearance in the RENO Experiment. *Phys.Rev.Lett.*, 108:191802, 2012.
- [19] P. ADAMSON *et al.* : Improved search for muon-neutrino to electron-neutrino oscillations in MINOS. *Phys.Rev.Lett.*, 107:181802, 2011.
- [20] K. ABE *et al.* : Indication of Electron Neutrino Appearance from an Accelerator-produced Off-axis Muon Neutrino Beam. *Phys.Rev.Lett.*, 107:041801, 2011.
- [21] A. AGUILAR-AREVALO *et al.* : Evidence for neutrino oscillations from the observation of anti-neutrino(electron) appearance in a anti-neutrino(muon) beam. *Phys.Rev.*, D64:112007, 2001.
- [22] A.A. AGUILAR-AREVALO *et al.* : Improved Search for $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oscillations in the Mini-BooNE Experiment. *Phys.Rev.Lett.*, 110:161801, 2013.
- [23] Carlo GIUNTI et Marco LAVEDER : Statistical Significance of the Gallium Anomaly. *Phys.Rev.*, C83:065504, 2011.
- [24] G. MENTION *et al.* : The Reactor Antineutrino Anomaly. *Phys. Rev.*, D83:073006, 2011.
- [25] M.C. GONZALEZ-GARCIA et Michele MALTONI : Phenomenology with Massive Neutrinos. *Phys.Rept.*, 460:1–129, 2008.
- [26] C. GIUNTI et C. W. KIM : *Fundamentals of Neutrino Physics and Astrophysics*. Oxford University Press, 2007.
- [27] Samoil M. BILENKY et S.T. PETCOV : Massive Neutrinos and Neutrino Oscillations. *Rev.Mod.Phys.*, 59:671, 1987.
- [28] M. ALTMANN *et al.* : Complete results for five years of GNO solar neutrino observations. *Phys.Lett.*, B616:174–190, 2005.
- [29] J.N. ABDURASHITOV *et al.* : Solar neutrino flux measurements by the Soviet-American Gallium Experiment (SAGE) for half the 22 year solar cycle. *J.Exp.Theor.Phys.*, 95:181–193, 2002.
- [30] J. HOSAKA *et al.* : Solar neutrino measurements in super-Kamiokande-I. *Phys.Rev.*, D73:112001, 2006.
- [31] K.S. HIRATA *et al.* : Experimental Study of the Atmospheric Neutrino Flux. *Phys.Lett.*, B205:416, 1988.
- [32] R. BECKER-SZENDY, C.B. BRATTON, D. CASPER, S.T. DYE, W. GAJEWSKI *et al.* : The Electron-neutrino and muon-neutrino content of the atmospheric flux. *Phys.Rev.*, D46:3720–3724, 1992.
- [33] Mayly C. SANCHEZ *et al.* : Measurement of the L/E distributions of atmospheric neutrinos in Soudan 2 and their interpretation as neutrino oscillations. *Phys.Rev.*, D68:113004, 2003.
- [34] Y. ASHIE *et al.* : A Measurement of atmospheric neutrino oscillation parameters by SUPER-KAMIOKANDE I. *Phys.Rev.*, D71:112005, 2005.
- [35] M.H. AHN *et al.* : Measurement of Neutrino Oscillation by the K2K Experiment. *Phys.Rev.*, D74:072003, 2006.
- [36] D.G. MICHAEL *et al.* : Observation of muon neutrino disappearance with the MINOS detectors and the NuMI neutrino beam. *Phys.Rev.Lett.*, 97:191801, 2006.

- [37] Q.R. AHMAD *et al.* : Measurement of the rate of $\nu_e + d \rightarrow p + p + e^-$ interactions produced by ${}^8\text{B}$ solar neutrinos at the Sudbury Neutrino Observatory. *Phys.Rev.Lett.*, 87:071301, 2001.
- [38] B. AHARMIM *et al.* : Electron energy spectra, fluxes, and day-night asymmetries of B-8 solar neutrinos from measurements with NaCl dissolved in the heavy-water detector at the Sudbury Neutrino Observatory. *Phys.Rev.*, C72:055502, 2005.
- [39] S. ABE *et al.* : Precision Measurement of Neutrino Oscillation Parameters with KamLAND. *Phys.Rev.Lett.*, 100:221803, 2008.
- [40] L. WOLFENSTEIN : Neutrino oscillations in matter. *Phys. Rev.*, D17:2369–2374, 1978.
- [41] S.P. MIKHEEV et A. Yu. SMIRNOV : Resonance Amplification of Oscillations in Matter and Spectroscopy of Solar Neutrinos. *Sov.J.Nucl.Phys.*, 42:913–917, 1985.
- [42] M.C. GONZALEZ-GARCIA, Michele MALTONI et Thomas SCHWETZ : Updated fit to three neutrino mixing : status of leptonic CP violation. *JHEP*, 1411:052, 2014.
- [43] P. ADAMSON *et al.* : Combined analysis of ν_μ disappearance and $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ appearance in MINOS using accelerator and atmospheric neutrinos. *Phys. Rev. Lett.*, 112:191801, 2014.
- [44] K. ABE *et al.* : Observation of Electron Neutrino Appearance in a Muon Neutrino Beam. *Phys. Rev. Lett.*, 112:061802, 2014.
- [45] N. AGAFONOVA *et al.* : Discovery of tau neutrino appearance in the CNGS neutrino beam with the OPERA experiment. 2015.
- [46] B. ARMBRUSTER *et al.* : Upper limits for neutrino oscillations $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ from muon decay at rest. *Phys.Rev.*, D65:112001, 2002.
- [47] A.A. AGUILAR-AREVALO *et al.* : The MiniBooNE Detector. *Nucl.Instrum.Meth.*, A599:28–46, 2009.
- [48] Joachim KOPP, Pedro A. N. MACHADO, Michele MALTONI et Thomas SCHWETZ : Sterile Neutrino Oscillations : The Global Picture. *JHEP*, 1305:050, 2013.
- [49] R. DHARMAPALAN *et al.* : A new investigation of electron neutrino appearance oscillations with improved sensitivity in the MiniBooNE+ experiment. 2013.
- [50] Mitchell SODERBERG : MicroBooNE : A New Liquid Argon Time Projection Chamber Experiment. *AIP Conf.Proc.*, 1189:83–87, 2009.
- [51] L. BORODOVSKY, C.Y. CHI, Y. HO, N. KONDAKIS, Won-Yong LEE *et al.* : Search for muon-neutrino oscillations $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ in a wide band neutrino beam. *Phys.Rev.Lett.*, 68:274–277, 1992.
- [52] P. ASTIER *et al.* : Search for $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ oscillations in the NOMAD experiment. *Phys.Lett.*, B570:19–31, 2003.
- [53] M ANTONELLO, B BAIBUSSINOV, P BENETTI, E CALLIGARICH, N CANCI *et al.* : Experimental search for the “LSND anomaly” with the ICARUS detector in the CNGS neutrino beam. *Eur.Phys.J.*, C73(3):2345, 2013.
- [54] N. AGAFONOVA *et al.* : Search for $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ oscillations with the OPERA experiment in the CNGS beam. *JHEP*, 1307:004, 2013.

- [55] W. HAMPEL *et al.* : Final results of the Cr-51 neutrino source experiments in GALLEX. *Phys.Lett.*, B420:114–126, 1998.
- [56] J.N. ABDURASHITOV *et al.* : Measurement of the response of the Russian-American gallium experiment to neutrinos from a Cr-51 source. *Phys.Rev.*, C59:2246–2263, 1999.
- [57] J.N. ABDURASHITOV, V.N. GAVRIN, S.V. GIRIN, V.V. GORBACHEV, P.P. GURKINA *et al.* : Measurement of the response of a Ga solar neutrino experiment to neutrinos from an Ar-37 source. *Phys.Rev.*, C73:045805, 2006.
- [58] C. GIUNTI, M. LAVEDER, Y.F. LI, Q.Y. LIU et H.W. LONG : Update of Short-Baseline Electron Neutrino and Antineutrino Disappearance. *Phys.Rev.*, D86:113014, 2012.
- [59] Th.A. MUELLER, D. LHULLIER, M. FALLOT, A. LETOURNEAU, S. CORMON *et al.* : Improved Predictions of Reactor Antineutrino Spectra. *Phys.Rev.*, C83:054615, 2011.
- [60] Patrick HUBER : On the determination of anti-neutrino spectra from nuclear reactors. *Phys.Rev.*, C84:024617, 2011.
- [61] K. SCHRECKENBACH, G. COLVIN, W. GELLETLY et F. VON FEILITZSCH : Determination of the antineutrino spectrum from U-235 thermal neutron fission products up to 9,5 MeV. *Phys.Lett.*, B160:325–330, 1985.
- [62] A.A. HAHN, K. SCHRECKENBACH, G. COLVIN, B. KRUSCHE, W. GELLETLY *et al.* : Antineutrino Spectra From ^{241}Pu and ^{239}Pu Thermal Neutron Fission Products. *Phys.Lett.*, B218:365–368, 1989.
- [63] S. GARIAZZO, C. GIUNTI, M. LAVEDER, Y. F. LI et E. M. ZAVANIN : Light sterile neutrinos. 2015.
- [64] M. MARTINI, M. ERICSON et G. CHANFRAY : Energy reconstruction effects in neutrino oscillation experiments and implications for the analysis. *Phys.Rev.*, D87(1):013009, 2013.
- [65] D. FREKERS, H. EJIRI, H. AKIMUNE, T. ADACHI, B. BILGIER *et al.* : The Ga-71(He-3, t) reaction and the low-energy neutrino response. *Phys.Lett.*, B706:134–138, 2011.
- [66] A.C. HAYES, J.L. FRIAR, G.T. GARVEY, Duligur IBELING, Gerard JUNGMAN *et al.* : The Origin and Implications of the Shoulder in Reactor Neutrino Spectra. 2015.
- [67] C. GIUNTI, M. LAVEDER, Y.F. LI et H.W. LONG : Pragmatic View of Short-Baseline Neutrino Oscillations. *Phys.Rev.*, D88:073008, 2013.
- [68] Gianpiero MANGANO, Gennaro MIELE, Sergio PASTOR, Teguyco PINTO, Ofelia PISANTI *et al.* : Relic neutrino decoupling including flavor oscillations. *Nucl.Phys.*, B729:221–234, 2005.
- [69] P.A.R. ADE *et al.* : Planck 2015 results. xiii. cosmological parameters. 2015.
- [70] ASN : Le parc français des centrales nucléaires, 2015.
- [71] A. CHABRE : Les réacteurs expérimentaux dans le monde, 2012.
- [72] M.F. JAMES : Energy released in fission. *J. Nucl. Energy*, 23:517, 1969.
- [73] Th. A. MUELLER : *Expérience Double Chooz : simulation des spectres antineutrinos issus de réacteurs*. Thèse de doctorat, Université Paris Sud, 2010.

- [74] M.B. Chadwick et AL. : ENDF/B-VII.1 Nuclear Data for Science and Technology : Cross Sections, Covariances, Fission Product Yields and Decay Data . *Nuclear Data Sheets*, 2011.
- [75] W. MAMPE *et al.* : The double focusing iron-core electron-spectrometer bill for high resolution (n,e⁻) measurements at the high flux reactor in grenoble. *Nuclear Instruments and Methods*, 154(1):127–149, 1978.
- [76] D. LHULLIER : Reactor flux calculations. *Nucl.Phys.Proc.Suppl.*, 235-236:11–16, 2013.
- [77] A. DRUKIER et Leo STODOLSKY : Principles and Applications of a Neutral Current Detector for Neutrino Physics and Astronomy. *Phys.Rev.*, D30:2295, 1984.
- [78] G. MENTION : *Étude des sensibilité et bruits de fond de l'expérience Double Chooz pour la recherche du paramètre de mélange leptonique θ_{13}* . Thèse de doctorat, Université Claude Bernard - Lyon 1, 2005.
- [79] K.A. OLIVE *et al.* : Review of Particle Physics. *Chin.Phys.*, C38:090001, 2014.
- [80] Carlo BEMPORAD, Giorgio GRATTA et Petr VOGEL : Reactor based neutrino oscillation experiments. *Rev.Mod.Phys.*, 74:297, 2002.
- [81] John B. BIRKS : The Theory and practice of scintillation counting. 1964.
- [82] B. von KROSIGK, L. NEUMANN, R. NOLTE, S. ROTTGER et K. ZUBER : Measurement of the proton light response of various LAB based scintillators and its implication for supernova neutrino detection via neutrino-proton scattering. *Eur.Phys.J.*, C73(4):2390, 2013.
- [83] A.J. POLLITT, A.G. SMITH, I. TSEKHANOVICH, J.A. DARE et L. MURRAY : Measurements of γ -ray Energy and Multiplicity from 235U(nthermal) using STEFF. *EPJ Web Conf.*, 93:02018, 2015.
- [84] P.R. SCOVELL, A. VACHERET, A. BAIRD, N. RYDER, A. WEBER *et al.* : Low background anti-neutrino monitoring with an innovative composite solid scintillator detector. 2013.
- [85] Yu V KLIMOV, VI KOPEIKIN, LA MIKAELIAN, KV OZEROV et VV SINEV : Neutrino method remote measurement of reactor power and power output. *Atomic Energy*, 76(2): 123–127, 1994.
- [86] X.B. MA, W.L. ZHONG, L.Z. WANG, Y.X. CHEN et J. CAO : Improved calculation of the energy release in neutron-induced fission. *Phys.Rev.*, C88(1):014605, 2013.
- [87] Patrick HUBER et Thomas SCHWETZ : Precision spectroscopy with reactor anti-neutrinos. *Phys.Rev.*, D70:053011, 2004.
- [88] M. APOLLONIO *et al.* : Search for neutrino oscillations on a long baseline at the CHOOZ nuclear power station. *Eur.Phys.J.*, C27:331–374, 2003.
- [89] Michael Martin NIETO, A.C. HAYES, Corinne M. TEETER, William B. WILSON et William D. STANBRO : Detection of anti-neutrinos for nonproliferation. 2003.
- [90] Yu.V. KLIMOV, V.I. KOPEIKIN, A.A. LABZOV, I.N. MACHULIN, L.A. MIKAELIAN *et al.* : Measuring variations of the anti-electron-neutrino + p \rightarrow n + e⁺ cross-section in reactor anti-electron-neutrino flux. (In Russian). *Sov.J.Nucl.Phys.*, 51:255–258, 1990.

- [91] A. BERNSTEIN, N.S. BOWDEN, A. MISNER et T. PALMER : Monitoring the Thermal Power of Nuclear Reactors with a Prototype Cubic Meter Antineutrino Detector. *J.Appl.Phys.*, 103:074905, 2008.
- [92] N.S. BOWDEN, A. BERNSTEIN, S. DAZELEY, R. SVOBODA, A. MISNER *et al.* : Observation of the Isotopic Evolution of PWR Fuel Using an Antineutrino Detector. *J.Appl.Phys.*, 105:064902, 2009.
- [93] ASN : INB 40 - Réacteurs OSIRIS et ISIS - Evaluation complémentaire de la sureté au regard de l'accident survenu à la centrale nucléaire de Fukushima Daiichi, 2011.
- [94] F. MALOUCH : *Accroissement du flux rapide pour des expériences de dommages dans un réacteur de recherche*. Thèse de doctorat, Conservatoire nationale des arts et métiers, 2003.
- [95] Austin ANKNEY, Tim BERGUSON, James BORGARDT et Richard T. KOUZES : Muon Fluence Measurements for Homeland Security Applications. 2010.
- [96] J. PELZER : Démarrage de l'expérience Nucifer, un détecteur d'antineutrinos miniature placé à 7 mètres du cœur du réacteur OSIRIS. Rapport de stage, École polytechnique, 2012.
- [97] ELJEN TECHNOLOGY : <http://www.eljentechnology.com/index.php/products/loaded-scintillators/80-ej-331>.
- [98] J. GAFFIOT : *Études des neutrinos de réacteur : mise en place et caractérisation du détecteur Nucifer*. Thèse de doctorat, Université Paris Sud, 2012.
- [99] T.A. NGHIEM : Data analysis for the Nucifer antineutrino detection experiment. Rapport de stage, University of Cambridge, 2013.
- [100] O. MEPLAN *et al.* : MURE : MCNP Utility for Reactor Evolution - Description of the methods, first applications and results. *In European Nuclear Conference 2005*, 2005. Nuclear Power for the XXIst Century : From basic research to high-tech industry.
- [101] NUCLEAR ENERGY AGENCY : Tripoli-4.3.3 and 4.4, coupled neutron, photon, electron, positron 3-d, time dependent monte-carlo, transport calculation, 2009. <http://www.oecd-nea.org/tools/abstract/detail/NEA-1716/>.
- [102] Van Minh BUI : *La décroissance bêta des produits de fission pour la non-prolifération et la puissance résiduelle des réacteurs nucléaires*. Thèse de doctorat, Ecole des Mines de Nantes, 2012.
- [103] Alessandro STRUMIA et Francesco VISSANI : Precise quasielastic neutrino/nucleon cross-section. *Phys. Lett.*, B564:42–54, 2003.
- [104] E BRUN, F DAMIAN, CM DIOP, E DUMONTEIL, FX HUGOT, C JOUANNE, YK LEE, F MALVAGI, A MAZZOLO, O PETIT *et al.* : Tripoli-4@, cea, edf and areva reference monte carlo code. *Annals of Nuclear Energy*, 2014.
- [105] X. JOUBERT : Etude des Caractéristiques d'un Liquide Scintillant dopé au Gadolinium et Développement d'un code d'Interpolation FIASCO. Rapport de stage, École Nationale Supérieure d'Ingénieur de Caen, 2009.
- [106] J. GAFFIOT *et al.* : Experimental Parameters for a Cerium 144 Based Intense Electron Antineutrino Generator Experiment at Very Short Baselines. *Phys. Rev.*, D91(7):072005, 2015.

- [107] K. N. ABAZAJIAN *et al.* : Light Sterile Neutrinos : A White Paper. 2012.
- [108] A. V. DERBIN, A. S. KAYUNOV et V. N. MURATOVA : Search for Neutrino Oscillations at a Research Reactor. 2012.
- [109] A. P. SEREBROV *et al.* : NEUTRINO4 experiment : preparations for search for sterile neutrino at 100 MW Reactor SM-3 at 6-12 Meters. 2012.
- [110] Mikhail DANILOV : Sensitivity of DANSS detector to short range neutrino oscillations. 2014.
- [111] J. ASHENFELTER *et al.* : PROSPECT - A Precision Reactor Oscillation and Spectrum Experiment at Short Baselines. *In Community Summer Study 2013 : Snowmass on the Mississippi (CSS2013) Minneapolis, MN, USA, July 29-August 6, 2013*, 2013.
- [112] YOOMIN OH, ON BEHALF OF NEOS COLLABORATION : Reactor short baseline neutrino experiment in Korea. 25th International Workshop on Weak Interactions and Neutrinos, 2015.
- [113] 3M : http://solutions.3m.com/wps/portal/3M/en_US/NA_Optical/Systems/Technology/LightManagement/.
- [114] A. COLLIN : *Études des antineutrinos de réacteurs : mesure de l'angle de mélange leptonique θ_{13} et recherche d'éventuels neutrinos stériles*. Thèse de doctorat, Université Paris Sud, 2014.
- [115] H. KWON, F. BOEHM, A. A. HAHN, H. E. HENRIKSON, J. L. VUILLEUMIER, J. F. CAVALLIGNAC, D. H. KOANG, B. VIGNON, F. VON FEILITZSCH et R. L. MOSSBAUER : Search for Neutrino Oscillations at a Fission Reactor. *Phys. Rev.*, D24:1097–1111, 1981.
- [116] COMSOL MULTIPHYSICS VERSION 4.3A : <http://www.comsol.com/>.
- [117] G. QUÉMÉNER : Notes on field computation using the homemade program maentouch, 2007.
- [118] F. KANDZIA : *Summary of magnetic shielding simulations for the Stereo setup*. ILL. Note interne Stéréo.
- [119] A. STUTZ : *Impact of magnetif field on Stereo photomultipliers*. LPSC. Note interne Stéréo.
- [120] Rihua MAO, Liyuan ZHANG et Ren-Yuan ZHU : Lso/lyso crystals for future hep experiments. *In Journal of Physics : Conference Series*, volume 293, page 012004. IOP Publishing, 2011.
- [121] S. ZSOLDOS : *Muon veto prototype v2*. LPSC, juillet 2015. Note interne Stéréo.
- [122] A. STUTZ : *Status of the simulation*. LPSC, juillet 2015. Note interne Stéréo.
- [123] LOS ALAMOS NATIONAL LABORATORY : MCNPX : Monte Carlo N-Particle eXtended . <https://mcnpx.lanl.gov/>.
- [124] MA LONE, DC SANTRY et WM INGLIS : Mev neutron production from thermal neutron capture in li and b compounds. *Nuclear Instruments and Methods*, 174(3):521–529, 1980.
- [125] Koji NIITA, Tatsuhiko SATO, Hiroshi IWASE, Hiroyuki NOSE, Hiroshi NAKASHIMA et Lembit SIHVER : Phits—a particle and heavy ion transport code system. *Radiation measurements*, 41(9):1080–1090, 2006.

- [126] VI SEROV et B Ya GUZHOVSKII : Investigation of the reactions ${}^6\text{Li}(t, n)$, ${}^7\text{Li}(t, n)$, ${}^7\text{Li}(\text{he3}, n)$, ${}^9\text{Be}(t, n)$, ${}^{11}\text{B}$, and ${}^9\text{Be}(\text{he3}, n)$. *The Soviet Journal of Atomic Energy*, 12(1):1–7, 1962.
- [127] PH VAN CITTERT : Zum Einfluß der Spaltbreite auf die Intensitätsverteilung in Spektrallinien. II. *Zeitschrift für Physik*, 69(5-6):298–308, 1931.
- [128] Raymond GOLD : An iterative unfolding method for response matrices. Rapport technique, Argonne National Lab., Ill., 1964.
- [129] B. TAMPON : À la recherche du neutrino stérile. Rapport de stage, PHELMA, 2014.
- [130] PERKINELMER LAMBDA 19 : <http://www.perkinelmer.com/catalog/category/id/Lambda+19+Spectrometer>.
- [131] A. BONHOMME : Anomalie des neutrinos de réacteur : recherche d'un état stérile avec l'expérience Stéreo. Rapport de stage, PHELMA, 2015.
- [132] US DEPARTMENT OF STATE : 2000 Plutonium Management and Disposition Agreement . <http://www.state.gov/r/pa/prs/ps/2010/04/140097.htm>.