



HAL
open science

Mesure du paramètre de corrélation angulaire bêta-neutrino dans la désintégration de l' ${}^6\text{He}$

P. Velten

► **To cite this version:**

P. Velten. Mesure du paramètre de corrélation angulaire bêta-neutrino dans la désintégration de l' ${}^6\text{He}$. Physique Nucléaire Théorique [nucl-th]. Université de Caen, 2011. Français. NNT : . tel-00626170

HAL Id: tel-00626170

<https://theses.hal.science/tel-00626170>

Submitted on 23 Sep 2011

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 de CAEN/BASSE-NORMANDIE
U.F.R. de SCIENCES
ÉCOLE DOCTORALE SIMEM

THÈSE

présentée par

Philippe VELTEN

et

soutenue

le 24 juin 2011

en vue de l'obtention du

DOCTORAT de l'UNIVERSITÉ de CAEN

Spécialité : Constituants Élémentaires et Physique Théorique

Arrêté du 07 août 2006

Titre :

Mesure du paramètre de corrélation angulaire
bêta-neutrino dans la décroissance de l' ${}^6\text{He}$.

MEMBRES du JURY

Monsieur Bertram BLANK, Directeur de recherches, CENBG, Bordeaux	<i>(Rapporteur)</i>
Monsieur Yorick BLUMENFELD, Directeur de recherches, CERN, Genève	
Monsieur Étienne LIÉNARD, Maître de conférences, Université de Caen	
Monsieur David LUNNEY, Directeur de recherches, CSNSM, Orsay	<i>(Rapporteur)</i>
Monsieur Oscar NAVILIAT-CUNCIC, Professeur, Université de Caen	<i>(Directeur de thèse)</i>
Monsieur Jean-Charles THOMAS, Chargé de recherches, GANIL, Caen	

Remerciements

Mes premiers remerciements vont bien sûr vers Xavier F. et Étienne L. avec qui j'ai partagé la plus grande partie de mes relations de travail. Moi qui ai tendance à me considérer comme une personne plutôt malchanceuse, je réalise en l'occurrence la chance que j'ai eu de pouvoir effectuer ma thèse au LPC en interaction directe avec ces deux personnages. Ils conjuguent en effet une rigueur professionnelle et une humanité dont je ne suis pas parvenu à déceler la limite (en revanche, je ne remercie pas la frappe de balle foudroyante de Xavier qui m'a plus d'une fois fait entrer en collision avec les murs du court de squash à une énergie cinétique bien plus importante que je ne l'aurais souhaité...). Peut être n'aurais-je pas accumuler autant de retard dans ma thèse si mes conditions de travail avaient été moins agréables? (humour)

La réussite de cette thèse doit aussi beaucoup à mon directeur de thèse, Oscar N., qui a toujours accueilli avec enthousiasme et un esprit critique constructif les explorations hasardeuses que je tentais de présenter durant les réunions de travail. Son soutien et l'importance accordée à mon travail ont été des éléments importants pour m'encourager à persister dans des analyses quelques fois ingrates.

Je n'oublie pas non plus de remercier Daniel C. et François M. qui m'ont été d'un grand secours durant la première partie de ma thèse pour me mettre les pieds dans les deux étriers qu'ont été ROOT et GEANT4. Le novice total que j'étais remercie ces deux experts pour l'avoir aidé à se transformer en un utilisateur averti de ces outils.

Gilles B. et Dominique D. reçoivent aussi mes remerciements, non seulement pour leurs inputs durant les réunions en tant que membres du groupe Interactions Fondamentales, mais aussi pour le soutien qu'ils m'ont apporté, à leur manière, jusqu'à la fin de la thèse et au-delà.

Je tiens aussi à souligner le plaisir que j'ai eu de partager mon bureau avec Thomas L. durant ces quatre années. Grâce à lui, j'ai eu l'opportunité de me plonger dans la peau d'une secrétaire particulière, expérience singulière s'il en est!

Ma reconnaissance va aussi vers ceux qui sont devenus (beaucoup) plus que des collègues : Benoît G., Yves L., Arnaud C., Grégory L., Jean-Luc L.. Ils ont beaucoup contribué à faire du laboratoire et d'autres lieux moins propices à la réflexion intellectuelle, des endroits riches d'échanges et de partages de toute sorte...

Souhaitons bon courage à Claire C., qui prend ma relève et doit ingurgiter le gloubi-boulga que constitue mes codes en plus des autres tâches qui lui incombent : «Tiens bon, c'est pas si compliqué!»

Enfin, j'adresse une pensée chaleureuse aux nombreuses personnes du laboratoire qui mériteraient aussi de figurer dans ces remerciements pour leur contribution à faire de ce laboratoire un lieu de travail particulièrement plaisant et épanouissant.

À mon père.

Table des matières

Introduction	11
I Motivations physiques	15
I.1 L'interaction faible	15
I.1.1 La période "classique" et la théorie de Fermi	15
I.1.2 La violation de la parité et la théorie V–A	19
I.1.2.1 Historique de la découverte	19
I.1.2.2 La théorie V–A	22
I.1.3 Unification électrofaible et Modèle Standard	25
I.2 La désintégration bêta nucléaire et la corrélation angulaire β - ν	32
I.2.1 La corrélation angulaire β - ν comme sonde de l'interaction faible.	32
I.2.2 Historique des expériences de corrélation angulaire β - ν	35
I.2.2.1 Les expériences du 20 ^e siècle	36
I.2.2.2 Le développement des pièges (>2000).	38
I.2.2.3 Les mesures en cours.	40
I.2.2.4 Les projets	42
I.2.3 Conclusion	44
II Le dispositif LPCTrap	45
II.1 La mesure du paramètre $a_{\beta\nu}$ sur LPCTrap	45
II.1.1 Le choix du noyau ${}^6\text{He}$	45
II.1.2 La technique de mesure	47
II.1.3 L'objectif de l'expérience LPCTrap	50
II.1.3.1 Considérations statistiques	50
II.1.3.2 Discussion sur les incertitudes systématiques	51
II.2 La ligne de préparation du faisceau	52
II.2.1 La production des ions par SPIRAL/LIRAT	52
II.2.2 Présentation générale de la ligne de préparation du faisceau	54
II.2.2.1 La chambre d'entrée	54
II.2.2.2 Le refroidisseur regroupueur à gaz tampon (Radio Frequency Quadrupole Cooler and Buncher, RFQCB)	54
II.2.2.3 La ligne de transfert RFQCB \rightarrow Piège de Paul Transparent	57
II.2.2.4 Conclusion	59
II.3 Le piège de Paul transparent	59
II.3.1 Principe de fonctionnement	59
II.3.2 La géométrie transparente en anneaux	61
II.3.3 Caractéristiques du nuage piégé	64
II.3.3.1 La phase de refroidissement	64
II.3.3.2 Le temps de vie des ions dans le piège	65

II.3.3.3	Caractéristiques du nuage à l'équilibre	66
II.3.3.4	Capacité du piège	69
II.3.4	Conclusion	69
II.4	Bilan du fonctionnement de la ligne LPCTrap	70
II.4.1	Paramètres de fonctionnement	70
II.4.2	Performances	71
II.5	Le système de détection	71
II.5.1	Le télescope β	71
II.5.1.1	Le scintillateur plastique et son photomultiplicateur	71
II.5.1.2	La diode silicium à pistes	72
II.5.2	Le détecteur d'ions : galette à micro-canaux avec lignes à retard	73
II.5.3	Systèmes électroniques et acquisition des données	75
III	La simulation Monte-Carlo basée sur GEANT4	77
III.1	Géométrie de la chambre du piège	77
III.1.1	Les volumes "passifs"	77
III.1.2	Le détecteur d'électrons	78
III.1.3	Le détecteur d'ions	78
III.2	Modélisation des processus physiques	81
III.2.1	Le nuage d'ions piégés	82
III.2.2	La décroissance radioactive de l' ^6He	83
III.2.3	La propagation des particules	84
III.2.3.1	Seuils de production	84
III.2.3.2	La diffusion β	84
III.2.3.3	Le champ quadripolaire radiofréquence	94
III.2.4	Exemple d'améliorations possibles	96
IV	Analyse statistique exploratoire	97
IV.1	Présentation des pseudo-expériences et de la procédure d'auto-analyse	98
IV.2	Optimisation de la procédure d'estimation de $a_{\beta\nu}$	99
IV.2.1	Influence de la statistique expérimentale	100
IV.2.2	Influence du nombre de classes (binning)	101
IV.2.3	Influence de la statistique des événements simulés	104
IV.3	Tests statistiques d'hypothèses	106
IV.3.1	Test d'homogénéité entre deux distributions de temps de vol.	108
IV.3.2	Profile likelihood test	111
IV.4	Ajustement de la température du nuage d'ions	113
IV.4.1	Cas idéal	113
IV.4.2	Avec détermination de la distance nuage d'ions/détecteur	115
IV.5	Bilan	120
V	Analyse des données de l'expérience $^6\text{He}^+$ d'octobre 2008	123
V.1	Historique	123
V.2	Calibration des détecteurs	125
V.2.1	Le silicium à pistes	125
V.2.1.1	Calibration des pistes	125
V.2.1.2	Mise en place du filtre en position β	128
V.2.2	Le scintillateur plastique	133
V.2.3	Le TDC pour la mesure du temps de vol de l'ion de recul	139

V.2.4	Fonction de réponse de la galette à micro-canaux	141
V.2.5	Le TDC pour la mesure de la phase de la tension radiofréquence	149
V.3	Analyse des données	150
V.3.1	Soustraction des bruits de fond	150
V.3.2	Analyse des observables de contrôles	154
V.3.3	Ajustement du modèle et estimation de $a_{\beta\nu}$	157
V.3.4	Comparaison Expérience/Modèle Axial	163
V.3.5	Bilan et perspectives.	165
	Conclusion	169
A	Précisions sur les tests de significativité	173

Introduction

Le Modèle Standard, qui décrit le monde des particules élémentaires, a survécu quasi-inchangé depuis plus de trente ans. Il doit sa longévité à la solidité des principes théoriques le régissant et à l'extraordinaire précision de ses prédictions dont aucune n'a véritablement été prise en défaut jusqu'à aujourd'hui. Toutefois, même ses plus grands thuriféraires s'accordent pour dire que le Modèle Standard n'est pas le fin mot de l'histoire, ne serait-ce qu'à cause du très grand nombre de paramètres libres qu'il contient. De plus, certains aspects du monde tel qu'il est lui échappent complètement, comme la gravitation pour ne citer qu'un des exemples les plus évidents.

Le Modèle Standard prête particulièrement le flanc s'agissant de la nature de l'interaction faible. Considérant cet aspect, les contraintes posées à la théorie par les résultats expérimentaux sont les seules à avoir voix au chapitre et ce, depuis la première théorie de l'interaction faible, il y a plus de 70 ans. Pour élaborer sa théorie, Fermi avait postulé une interaction de type purement vectoriel sans argument solide si ce n'était une similitude recherchée avec la brillante théorie de l'électrodynamique quantique qui venait d'être élaborée. Peu de temps après, l'observation de décroissances β nucléaires inconciliables avec une interaction purement vectorielle ont conduit à modifier la théorie pour y ajouter un couplage de type axial-vecteur, la transformant en ce qui est encore aujourd'hui appelé la "théorie" $V-A$, mais qui n'est finalement qu'une structure mathématique adoptée empiriquement au vu de résultats expérimentaux. Cette "structure" a toutefois été confortée par toutes les expériences menées jusqu'à présent et c'est selon ses préceptes qu'a été bâtie la théorie moderne de l'interaction faible qui, ironie de l'histoire, est parvenue à retrouver une proximité telle avec l'électromagnétisme qu'on considère aujourd'hui ces deux forces comme deux manifestations différentes de la même interaction fondamentale. Depuis son invention, la théorie électrofaible a eu plus d'une fois l'occasion de démontrer sa justesse de manière éclatante, en particulier lors de la découverte des bosons médiateurs de l'interaction faible, où la masse mesurée pour ces derniers s'est trouvée être extrêmement proche des prédictions du modèle. Ne manque plus que la découverte du boson de Higgs, qui se fait toujours attendre, pour que ce modèle ait effectué un sans faute. Il n'en reste pas moins que les prémisses de la théorie électro-faible, qui constitue avec la chromodynamique quantique les deux piliers du Modèle Standard, peuvent sembler à bien des égards relativement fragiles. En effet, il est singulier que la structure en $V-A$, ou, en d'autres termes, l'absence de couplages "exotiques" dans l'interaction faible, soit si peu contrainte : expérimentalement les couplages de type scalaire et tenseur ne sont exclus que dans la mesure où leurs intensités ne peuvent pas représenter plus d'une dizaine de pour cent de celles des couplages majoritaires. Encore plus singulier est le fait que les promesses de contraintes futures concernant un aspect aussi fondamental que les symétries de l'interaction faible ne proviennent pas des expériences conduites à très haute énergie mobilisant la majorité des ressources allouées à la physique des particules mais plus sûrement à la mesure de précision d'un phénomène qui, somme toute, est étudié depuis plus d'une centaine d'années. Les désintégrations β nucléaires, puisque c'est bien de cela qu'il s'agit, peuvent sembler banales mais elles n'ont peut-être pas pour autant livré tous leurs secrets.

Ainsi, malgré des débuts difficiles (les premières expériences avaient abouti à des résultats complètement contraires à la théorie $V-A$) et des difficultés expérimentales qui ne se démentent pas, de nouveaux projets d'expérience voient régulièrement le jour, qui se proposent d'augmenter toujours plus la précision des mesures effectuées. Ce type de projet a de plus connu un regain d'intérêt depuis quelques années grâce au développement de nouvelles technologies relatives notamment aux pièges à ions et à atomes qui permettent de disposer de sources de décroissance de qualité inégalée.

Le dispositif LPCTrap s'inscrit tout à fait dans cette mouvance puisque ce projet s'articule autour d'un piège à ions transparent à la détection des produits de décroissance des ions piégés, précédé d'une ligne de préparation de faisceau dont la pièce principale est un refroidisseur-regroupeur à gaz tampon fonctionnant sur un principe très similaire au piège de mesure. Ce dispositif a été mis au point dans le but de détecter en coïncidence la particule β et l'ion ${}^6\text{Li}^{++}$ émis lors de la désintégration de type Gamow-Teller pure de l' ${}^6\text{He}^+$. L'intérêt d'une détection en coïncidence est que cela permet une mesure propre de l'énergie de recul nucléaire par le biais de la mesure de temps de vol de l'ion jusqu'au détecteur. Or, il se trouve que l'énergie de l'ion de recul est directement sensible au coefficient de corrélation angulaire $\beta\nu$, lui-même dépendant de la valeur des constantes des couplages jouant un rôle dans la désintégration. Plus précisément, une déviation de la valeur prédite par le Modèle Standard du coefficient $a_{\beta\nu}$ serait la signature d'une composante de couplage de type tenseur dans la désintégration de l' ${}^6\text{He}^+$. À ce jour, la plus forte contrainte sur l'existence d'un couplage de type tenseur a été obtenue en 1963 par l'équipe de Johnson *et al*, avec une mesure du coefficient $a_{\beta\nu}$ présentant une incertitude relative de 1 %. L'ambition du projet LPCTrap est de réitérer cette mesure avec un dispositif expérimental complètement différent et avec une précision au moins deux fois supérieure.

Le sujet de cette thèse est l'analyse des données de l'expérience qui a eu lieu sur LPCTrap au cours du mois d'octobre 2008. Afin de prendre en compte l'ensemble des effets systématiques qui ont un impact sur l'estimation qui est faite de $a_{\beta\nu}$, une simulation numérique la plus complète possible a été réalisée avec GEANT4. Le choix s'est tourné vers ce logiciel car il permet de modéliser très précisément la géométrie du dispositif et la diffusion des électrons. Ce processus est notablement complexe à modéliser à basse énergie (les particules β atteignent au maximum 3.5 MeV lors de la désintégration de l' ${}^6\text{He}^+$) mais sa prise en compte est indispensable pour ne pas compromettre la précision recherchée sur la mesure de $a_{\beta\nu}$.

Le premier chapitre de cette thèse est consacré à la présentation du cadre théorique dans lequel s'inscrit l'expérience LPCTrap. Une approche historique a été choisie pour présenter de manière progressive les différents aspects de l'interaction faible et les raffinements théoriques qui ont conduit jusqu'à la forme actuelle de la théorie de l'interaction faible telle qu'elle prend place dans le Modèle Standard. Le coefficient de corrélation angulaire $\beta\nu$ comme observable de prédilection dans les décroissances β nucléaires pour tester la théorie $V-A$ sera ensuite introduit. Suivant là encore un déroulement chronologique, un florilège des expériences dédiées à la mesure de cette quantité sera proposé. Si la liste ne se prétend pas exhaustive, elle devrait néanmoins permettre d'apprécier la richesse des différentes approches expérimentales qui ont été mises au point au cours du temps, notamment en s'appropriant les innovations technologiques les plus récentes.

Le deuxième chapitre s'attache à présenter le dispositif LPCTrap. Cette partie s'appuie complètement sur les travaux réalisés dans les thèses précédentes, étant donné que le projet était déjà pratiquement arrivé à maturité dès le début de celle-ci.

Le troisième chapitre est dédié à la description des principaux organes de la simulation GEANT4. Une étude du traitement de la diffusion des électrons par l'algorithme gérant ce processus physique est aussi proposée dans cette partie étant donné l'aspect critique que revêt ce phénomène dans l'analyse des données.

Le quatrième chapitre se veut une tentative pour préciser les conditions d'une estimation la plus fiable possible du coefficient $a_{\beta\nu}$. Cette partie repose principalement sur l'exploitation de "pseudo-données" expérimentales, qui sont des données simulées complètement contrôlées mais soumises à l'analyse tout comme des données réelles. Cette approche permet notamment de valider la justesse et la stabilité des ajustements du modèle simulé en fonction de la valeur de $a_{\beta\nu}$ incluse dans les pseudo-données, la taille de l'échantillon analysé, *etc.* Une ouverture vers des tests statistiques d'hypothèses est ensuite proposée comme méthode complémentaire à l'estimation d' $a_{\beta\nu}$ comme test des prédictions du Modèle Standard.

Enfin, le dernier chapitre est consacré à l'analyse des données de l'expérience de 2008. Les calibrations des détecteurs sont présentées en détail, ainsi que la procédure de soustraction des différents bruits de fond. Il sera malheureusement démontré à ce moment-là qu'un dysfonctionnement du détecteur d'ions a compromis de manière irrémédiable l'estimation d' $a_{\beta\nu}$ alors même que le reste du dispositif s'est comporté conformément aux attentes et qu'une statistique suffisante avait été accumulée pour atteindre l'objectif de précision recherché. Les outils développés durant cette thèse pourront toutefois être réutilisés pour analyser les données de la nouvelle campagne de mesures qui a eu lieu récemment (novembre 2010). La présentation succincte de cette expérience sera l'objet de la toute dernière partie de cette thèse.

Chapitre I

Motivations physiques

I.1 L'interaction faible

I.1.1 La période "classique" et la théorie de Fermi

La découverte de la principale manifestation à notre échelle de ce qui sera appelé plus tard l'interaction faible remonte à 1896 lorsque H. Becquerel observa par accident l'émission spontanée d'un rayonnement inconnu à partir d'échantillons d'uranium [Bec96]. En étudiant finement ce rayonnement, E. Rutherford [Rut99] put distinguer deux types différents de radiations en se basant sur leurs pouvoirs de pénétration différents dans la matière : il nomma rayonnement α la moins pénétrante et β la plus pénétrante. L'observation que le rayonnement β était dévié par des champs électriques et la découverte de l'électron par J.J. Thomson l'année suivante [Tho97] permirent de l'identifier rapidement comme étant une émission d'électrons. En 1914, J. Chadwick montra que le rayonnement β possédait un spectre d'énergie continu [Cha14]. Pour expliquer ce phénomène, il fallait soit renoncer à la conservation de l'énergie lors de l'interaction, soit postuler l'existence d'une particule supplémentaire émise simultanément avec l'électron mais jamais détectée. C'est cette deuxième hypothèse qui eut la préférence de W. Pauli, qui suggéra en 1930 l'existence d'une particule neutre et de masse très faible voire nulle, dotée d'un spin $1/2$ [Pau30]. En raison de sa très faible interaction avec le reste du monde, il faudra attendre 1953 et l'expérience de F. Reines et C. Cowan [RC53] pour mettre en évidence de façon directe l'existence de ce qu'on appelle désormais le neutrino. Cette expérience a consisté à placer un énorme réservoir d'eau près d'un réacteur nucléaire, source intense de neutrinos, pour observer les produits de l'interaction de ces derniers avec les protons des molécules d'eau. Malgré la hardiesse de la prédiction de Pauli et la mise au point encore toute récente par Dirac de l'équation qui allait porter son nom, Fermi réussit le tour de force de proposer, dès 1934, une théorie de la désintégration faible incorporant le neutrino et directement formulée dans le cadre de la théorie quantique des champs [Fer34]. Sa théorie s'appuie sur le même cadre théorique que celui adopté pour formuler la théorie quantique de l'électromagnétisme et qui allait prendre le nom d'électrodynamique relativiste à la suite des raffinements qui lui seront apportés au cours des années 40.

Faisant suite à la découverte du neutron en 1932 [Cha32] et à la suggestion que le noyau atomique est composé de protons et de neutrons [Hei32], Fermi conjectura que le rayonnement β transmutant un noyau ${}^A_Z X$ en un noyau ${}^A_{Z+1} Y$ devait être interprété comme la manifestation d'un processus plus fondamental : la désintégration d'un neutron en un proton suivant la réaction

$$n \rightarrow p + e^- + \nu$$

L'essentiel de la théorie de Fermi peut être obtenu à partir de la théorie des perturbations

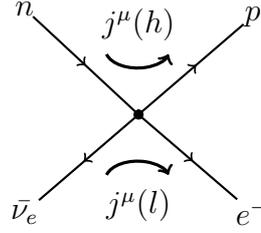


FIGURE I.1 – Désintégration β du neutron par interaction ponctuelle et représentation des courants hadronique et leptonique.

dépendant du temps de la mécanique quantique qui exprime le taux de transition d'un système depuis un état initial i à un état final f de la façon suivante (formule connue sous le nom de Règle d'Or de Fermi) :

$$\lambda = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle f; e^-, \nu | H_{\text{INT}} | i \rangle|^2 \rho(E_0) \quad (\text{I.1})$$

où λ est la constante radioactive de transition, $\rho(E_0)$ est la densité d'états finals par unité d'énergie et $V_{fi} = |\langle f; e^-, \nu | H_{\text{INT}} | i \rangle|^2$ est l'élément de matrice connectant l'interaction de la désintégration faible avec les fonctions d'ondes décrivant les particules concernées par le processus.

Sans pouvoir spécifier la nature de l'interaction, Fermi procéda par analogie avec l'électromagnétisme en postulant que l'interaction pouvait être exprimée comme le produit de deux courants "faibles" : $j^\mu(h)$ et $j^\mu(l)$, respectivement un courant hadronique et un courant leptonique (voir fig. I.1). La densité hamiltonienne est alors de la forme :

$$\mathcal{M} \approx G(\bar{u}_p \gamma^\mu u_n)(\bar{u}_e \gamma_\mu u_\nu)$$

où conformément à l'équation de Dirac, les courants prennent la forme de covariants bilinéaires, combinaisons linéaires des composantes des bi-spineurs attribués à chaque particule et de produits obtenus à partir des matrices de Dirac. Le covariant bilinéaire de type $\bar{\psi}\gamma\psi$ se transforme comme un quadrivecteur lors d'une transformation de Lorentz, c'est donc une interaction locale de type vecteur-vecteur qui est imaginée par Fermi pour l'interaction faible. La constante G , appelée aussi constante de Fermi, caractérise l'intensité de l'interaction, jouant ainsi un rôle similaire à la charge de l'électron pour l'électromagnétisme.

Dans le cas d'un noyau dont la transition d'un état initial i à un état final f correspond à la transformation d'un neutron en un proton accompagnée de l'émission d'un électron et d'un neutrino, le postulat d'une interaction ponctuelle vecteur-vecteur conduit à un élément de matrice pour la décroissance de la forme suivante :

$$V_{fi} = G \int \bar{\psi}_p(x) \gamma^\mu \psi_n(x) \bar{\psi}_e(x) \gamma_\mu \psi_\nu(x) d^3x$$

où les leptons peuvent être décrits par des fonctions d'ondes planes, solutions de l'équation de Dirac, et limitées à l'intérieur du volume nucléaire :

$$\bar{\psi}_e(x) = \frac{e^{-ip_e \cdot x}}{\sqrt{V}} \bar{u}_e \quad \psi_\nu(x) = \frac{e^{-ip_\nu \cdot x}}{\sqrt{V}} u_\nu$$

où \bar{u}_e et u_ν sont les bi-spineurs de Dirac décrivant les leptons et p_e , p_ν leurs impulsions.

Pour la partie hadronique, une approximation non relativiste se justifie étant donné les énergies relativement faibles mises en jeu dans les désintégrations β nucléaires. Dans ce cas, les spineurs u_N décrivant les nucléons se simplifient

$$u_N^{(s)} = \begin{pmatrix} \phi^{(s)} \\ 0 \end{pmatrix} \text{ où } s = 1, 2$$

avec

$$\phi^{(1)} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \phi^{(2)} = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$$

Dans cette approximation, le courant vecteur se réduit à $\bar{u}\gamma^\mu u = 0$ sur la partie espace et 1 sur la partie temps. L'élément de matrice s'écrit alors

$$V_{fi} = \frac{G}{V} \int (\psi_p^\dagger \psi_n)(\psi_e^\dagger \psi_\nu) d^3x$$

La partie leptonique $\psi_e^\dagger \psi_\nu$ contient le terme $e^{-i(p_e + p_\nu) \cdot x}$. Pour $x \approx R$ (le rayon nucléaire), le produit $(p_e + p_\nu) \cdot x$ dans les décroissances β nucléaires est généralement de l'ordre de 10^{-2} . Les termes successifs du développement en série du facteur exponentiel correspondent à l'émission de paires électron/neutrino avec $l=0,1,2,\dots$ unités de moment angulaire orbital par rapport au noyau, ce dernier subissant un changement Δl équivalant de son moment angulaire entre les états i et f . Comme le produit $(p_e + p_\nu) \cdot x$ est petit, les termes successifs du développement décroissent de manière très rapide et on peut donc associer $l = 0$ avec des transitions dites "permises" car très probables par rapport aux transitions avec $l \geq 1$, beaucoup moins probables et donc "interdites". En considérant uniquement les transitions permises, l'élément de matrice se résume à

$$V_{fi} = \frac{GM_{fi}}{V}$$

où $M_{fi} = \int \psi_p^\dagger \psi_n d^3x$ est l'élément de matrice nucléaire. Les nucléons étant liés dans le noyau, ils ne peuvent être décrits simplement par des fonctions d'ondes et M_{fi} peut être difficile à déterminer suivant la complexité du noyau considéré.

Reste à calculer le terme d'espace de phase $\rho(E_0)$ de (I.1) pour obtenir la distribution de la probabilité de décroissance en fonction de l'impulsion de l'électron pour les transitions permises :

$$d\lambda(p_e) = \frac{1}{2\pi^3} \frac{G^2 |M_{fi}|^2}{\hbar^7 c^3} p_e^2 (E_0 - E_e)^2 dp_e$$

En exploitant les données disponibles concernant les désintégrations β nucléaires, Fermi fit une première évaluation de la constante de couplage et établit que la masse du neutrino devait être très faible, sinon nulle. La valeur actuellement la plus précise pour la constante de Fermi est celle obtenue à partir de la décroissance du muon¹ :

$$G/(\hbar c)^3 = 1.16637(1) \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$$

La correspondance avec les données expérimentales peut être améliorée si l'on tient compte de l'influence de la charge finale du noyau sur l'électron émis. Cet effet est pris en compte avec l'ajout de la fonction de Fermi $F(Z, p_e)$ où Z est conventionnellement le numéro atomique du noyau final.

Finalement, la probabilité de décroissance pour une transition β nucléaire donnée est obtenue après intégration sur l'impulsion accessible à l'électron :

$$\lambda = \frac{1}{2\pi^3} G^2 |M_{fi}|^2 f(Z, p_0) \frac{m_e^5 c^4}{\hbar^7}$$

1. Particle Data Group, <http://pdg.lbl.gov>

où

$$f(Z, p_0) = \int_0^{p_0} p^2 F(Z, p) (W_0 - W)^2 dp$$

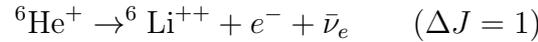
avec les variables sans dimension $W = E_e/m_e c^2$, $W_0 = E_0/m_e c^2$ et $p = p_e/m_e c$.

Utilisant la demi-vie mesurée $t_{1/2} = \ln(2/\lambda)$ (où $\frac{t_{1/2}}{\text{BR}}$ où BR est le rapport d'embranchement dans le cas de transitions multiples), la grandeur appelée demi-vie comparée est définie par

$$ft = f(Z, p_0)t_{1/2} = \frac{\text{constante}}{|M_{fi}|^2}$$

qui permet de relier les observables des décroissances β à l'intensité de l'interaction faible et aux fonctions d'ondes initiales et finales du noyau, s'affranchissant ainsi de la structure nucléaire. Les valeurs ft varient d'une fraction de seconde à plusieurs millions d'années, c'est pourquoi on utilise plus souvent $\log(ft)$. Les valeurs de $\log(ft)$ les plus faibles ($\approx 3-4$) correspondent aux transitions dites super-permises, les transitions permises mais avec un plus faible recouvrement des fonctions d'ondes nucléaires correspondent à $\log(ft) \approx 5-6$ et les transitions interdites se trouvent à $\log(ft) > 6$. L'efficacité de l'approche phénoménologique de Fermi est illustrée par le constat que cette seule interaction suffit pour décrire des transitions situées dans une gamme ft aussi étendue.

Toutefois, l'électron et le neutrino ayant chacun un spin $\frac{1}{2}\hbar$, la paire peut être *a priori* émise soit sous forme singulet ($S = 0$), soit sous forme triplet ($S = 1$). Dans ce dernier cas, et en vertu de la conservation du moment angulaire total, un changement du spin nucléaire ΔJ doit pouvoir être observé. Ce genre de transition existe, par exemple :



En 1936, Gamow et Teller ont donc élargi les règles de sélection pour les transitions possibles [GT36] :

- Transitions permises ($\Delta l = 0$) :

Transition de type Fermi (F) : $\Delta J = 0$

Transition de type Gamow-Teller (GT) : $\Delta J = 0, \pm 1$

- Transitions premières interdites ($\Delta l = 1$) :

Transition de type Fermi : $\Delta J = 0, \pm 1$

Transition de type Gamow-Teller : $\Delta J = 0, \pm 2$

etc.

Les transitions entre états de spin nucléaire nul sont donc absolument interdites en cas de transport de moment angulaire total non nul, et des transitions dites mixtes (F+GT) peuvent survenir pour des états nucléaires de spin non nul. L'existence de transitions de type Gamow-Teller impose l'existence de types de couplage autres que vectoriel dans l'interaction faible.

À la recherche du quantum de la force nucléaire prédit par Yukawa [Yuk35], Anderson et Neddermeyer procèdent la même année à l'analyse systématique d'émulsions photographiques soumises à des rayons cosmiques. Ils découvriront effectivement une nouvelle particule, dont la masse correspond à celle de la particule recherchée [AN37]. Mais en 1946, une expérience conduite à Rome par Conversi, Pancini et Piccioni [CPP47] montre que cette particule interagit peu avec la matière, une observation incompatible avec le rôle de médiateur de la force nucléaire

qu'on pensait lui faire jouer. De fait, la particule découverte est le muon, μ , qui n'a rien à voir avec la force nucléaire mais se révèle être une particule élémentaire en tout point similaire à l'électron à ceci près qu'il possède une masse 200 fois plus élevée. L'étude de la désintégration de cette particule révélera qu'elle procède de l'interaction faible par le processus suivant :

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu + \bar{\nu}$$

Une fois que le muon fut correctement intégré à la famille des leptons, il s'avéra que cela constituait le premier exemple de processus faible purement leptonique, à la différence des désintégrations β nucléaires qui couplent des hadrons avec des leptons (processus semi-leptonique). La constante de couplage déterminée à partir du temps de vie mesuré du muon ($\tau_\mu \approx 2.10^{-6}$ s [Pup48]) correspond assez bien à celle déterminée à partir des désintégrations nucléaires. Cette correspondance se confirma avec l'estimation issue du taux de capture de muons négatifs par des protons [Opa64] :

$$\mu^- + p \rightarrow \nu + n$$

Ces concordances conduisirent à l'hypothèse de l'universalité de l'interaction de Fermi entre quatre champs de fermions, l'intensité étant donnée par la constante de Fermi, G .

Le médiateur de la force nucléaire, appelé d'abord méson de Yukawa puis finalement pion, π , sera découvert en 1947 par C. Lattes, G. Occhialini et C. Powell [L+47]. La désintégration de cette particule ($\tau_\pi \approx 2.10^{-8}$ s) fournit un nouvel exemple de décroissance semi-leptonique :

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu$$

La théorie phénoménologique de Fermi s'avère extrêmement performante pour décrire la quasi-totalité des processus faibles observés dans la nature, même si le postulat sur le type de courants mis en jeu se révélera faux.

I.1.2 La violation de la parité et la théorie V–A

I.1.2.1 Historique de la découverte

Une fois le méson de Yukawa découvert et malgré l'incongruité de la découverte du μ , la communauté scientifique put penser pendant un bref moment de l'année 1947 que les problèmes majeurs de la physique des particules étaient résolus. Mais très rapidement et de façon continue pendant plusieurs années, grâce en particulier à la mise en fonctionnement des premiers accélérateurs de particules modernes, une multitude de nouvelles particules fut découverte : K^0 , K^+ , η , ϕ , ω , ρ pour les mésons et Λ , Σ , Ξ , Δ pour les baryons.

Ces particules semblèrent particulièrement étranges à la communauté car leur taux de production très important (sur une échelle de temps de l'ordre de 10^{-23} s) ne correspondait pas du tout à leur vitesse de désintégration (typiquement de l'ordre de 10^{-10} s). La seule explication possible était donc que deux mécanismes complètement différents étaient mis en oeuvre pour leur création et leur désintégration. En l'occurrence, toutes ces particules sont produites par interaction forte mais se désintègrent par interaction faible. En 1953, M. Gell-Mann [GM56] et K. Nishijima [NN53] leur attribuèrent un nouveau nombre quantique, l'étrangeté, et établirent la règle qui stipule que ce nombre doit être conservé par l'interaction forte mais violé par l'interaction faible.

L'identification de ces nouvelles particules se faisait par l'étude de leurs modes de désintégration en analysant des clichés de trajectoires de particules chargées. Il n'était pas évident de pouvoir assimiler à une seule particule plusieurs modes de désintégration différents. Il en fut

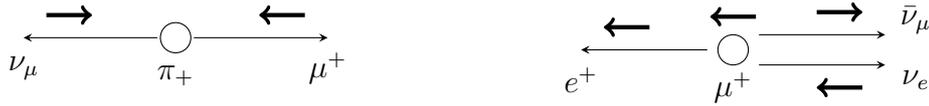


FIGURE I.2 – À gauche : schéma de désintégration du pion. Le spin de chaque particule est indiqué par une flèche en gras. À droite : polarisations des particules dans la configuration la plus probable de la décroissance $\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu$.

ainsi du “puzzle τ - θ ” où deux nouvelles particules, θ et τ , furent initialement identifiées via les modes de désintégration suivants :

$$\theta^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0$$

et

$$\tau^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^+ + \pi^-$$

La grande similarité entre les masses mesurées et les temps de vie de ces deux particules hypothétiques [A⁺56] poussa les physiciens à admettre qu’elles n’en formaient en fait qu’une, désignée plus tard sous le nom de kaon, K^+ . Cette hypothèse conduisait pourtant à une difficulté sérieuse puisque les systèmes à 2π et 3π de moment angulaire total nul ont une parité de $+1$ et -1 respectivement. Cette constatation poussa Lee et Yang à vérifier s’il existait des preuves expérimentales de la conservation de la parité dans l’interaction faible. N’en trouvant pas, ils proposèrent une série d’expériences visant à tester l’hypothèse [LY56].

L’expérience décisive fut conduite par C. S. Wu et ses collaborateurs en 1956 [W⁺57]. Elle a consisté à enregistrer la direction d’émission des électrons issus de la désintégration β nucléaire d’atomes de Cobalt 60 dont les spins avaient été précédemment alignés dans le même sens. Il a été observé une large asymétrie de la distribution angulaire des β , la majorité d’entre eux étant émis dans la direction du spin nucléaire. Cette corrélation entre la direction de polarisation des noyaux et l’impulsion des électrons, $\langle J_i \cdot p_e \rangle \neq 0$, constitue une preuve indubitable de l’existence de termes pseudoscalaires dans l’Hamiltonien de l’interaction faible, seuls capables de changer le signe d’observables sous transformation de symétrie miroir.

D’autres suggestions suivies d’expériences confirmèrent la violation de parité dans l’interaction faible. Ainsi, dans l’hypothèse d’une masse nulle pour les neutrinos, la mesure de leur hélicité revêt une importance expérimentale certaine puisque cette quantité devient une propriété fixe et fondamentale attribuée à chacun d’entre eux et en l’absence de violation de parité, une répartition égale entre les populations de neutrinos “gauches” et “droits” est attendue. Une expérience extrêmement ingénieuse de M. Goldhaber, L. Grodzins et A. W. Sunyar [GGS58] fut conduite pour mesurer l’hélicité de neutrinos émis lors de la décroissance par capture d’électrons K de l’état métastable de l’ ^{152}Eu vers l’état excité $^{152}\text{Sm}^*$, ce dernier décroissant vers son état stable par émission γ . Ils exploitèrent le fait qu’en raison de la conservation du moment angulaire total, le problème de la détermination de l’hélicité du neutrino (quasiment indétectable) pouvait être déporté sur la mesure de la polarisation des γ émis dans la même direction que le noyau de recul $^{152}\text{Sm}^*$. Cette expérience confirma la violation de parité et ce, de façon maximale, puisqu’une hélicité bien définie, -1 , put être attribuée au neutrino émis lors de la capture d’électrons K.

D’autres expériences abondèrent dans le même sens, notamment l’expérience de R.L. Garwin, L.M. Lederman et M. Weinrich [GLW57] qui mesurèrent la polarisation des muons émis dans la chaîne de désintégration du pion : $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$, puis $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$. Toujours par conservation du moment angulaire total, si l’hypothèse de violation maximale se vérifie, le muon émis doit systématiquement avoir une hélicité de -1 (voir fig I.2 Gauche). Le spectre en énergie du positron émis lors de la désintégration du muon mis au repos montre que la

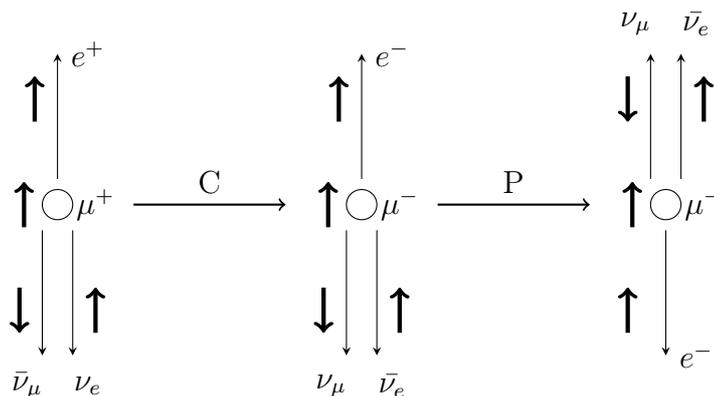


FIGURE I.3 – Schéma représentant la désintégration $\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu$ sous les transformations successives de Conjugaison de charge (C) et de Parité (P).

configuration de décroissance la plus probable est celle où les deux neutrinos sont émis dans la même direction et le positron à l'opposé (voir fig I.2 Droite). On s'attend donc à observer une asymétrie dans la distribution angulaire du positron par rapport à la direction du spin du muon, avec plus de positrons émis parallèlement à cette dernière ou, autrement dit, plus de positrons émis dans la direction opposée à celle du muon incident. Expérimentalement, la distribution angulaire est de la forme $I(\theta) = 1 - \frac{1}{3} \cos(\theta)$ où θ est mesuré par rapport à la ligne de vol du muon incident. Ainsi, non seulement l'hypothèse de violation est confirmée, mais de plus la forme de la distribution correspond à la structure en V–A qui sera associée à l'interaction faible pour corriger la théorie de Fermi qui ne prenait pas en compte la violation de parité (voir section suivante). La violation de parité est donc une signature claire, franche et distinctive des processus faibles et son corollaire est que tous les neutrinos sont gauchers et que tous les anti-neutrinos sont droitiers.

L'interaction faible, en plus de violer la parité, viole aussi l'invariance de conjugaison de charge (C) comme on peut le comprendre en appliquant la transformation C pour la configuration la plus probable de la désintégration du muon (fig. I.3) : l'hélicité obtenue pour les neutrinos n'est effectivement jamais observée dans la nature. En revanche, si l'on fait suivre cette opération par la transformation de parité, on retrouve des hélicités observées pour ces particules. L'interaction faible violant séparément les symétries P et C ne semble pas, *a priori*, violer la symétrie combinée CP.

Toutes les théories modernes des particules élémentaires reposent sur la structure de la Théorie Quantique des Champs (QFT) et cette dernière est impossible à construire sans postuler la symétrie CPT, combinaison des transformations de conjugaison de charge, parité et d'invariance par renversement du temps (T) [Sch57].

L'invariance par transformation CP, remplaçant celle uniquement de parité, a pu un moment laisser penser que notre attachement viscéral à un monde possédant la symétrie sous inversion temporelle pourrait être préservé. Malheureusement, cette loi de symétrie se révèle elle aussi défailante concernant l'interaction faible. Le test a été conduit suite une prédiction géniale de Gell-Mann et Pais concernant une propriété singulière du méson K neutre [GMP55]. Cette particule a la capacité de se transformer par oscillations en sa propre antiparticule : $K^0 \rightarrow \bar{K}^0$ via des courants faibles de second ordre. Les particules effectivement observées en laboratoire sont donc des combinaisons linéaires des états K^0 et \bar{K}^0 :

$$|K_1\rangle = (1/\sqrt{2})(|K_0\rangle - |\bar{K}_0\rangle) \quad \text{et} \quad |K_2\rangle = (1/\sqrt{2})(|K_0\rangle + |\bar{K}_0\rangle)$$

et on peut montrer que

$$CP |K_1\rangle = |K_1\rangle \quad \text{et} \quad CP |K_2\rangle = -|K_2\rangle$$

Les valeurs propres différentes sous transformation de CP pour ces deux états imposent des contraintes sur leur modes de désintégration. En l'occurrence, K_1 ne peut se désintégrer qu'en 2 pions (état de parité $P = +1$) et K_2 en 3 pions (état de parité $P = -1$) :

$$K_1 \rightarrow 2\pi \quad , \quad K_2 \rightarrow 3\pi$$

Or, il se trouve que la désintégration en 2 pions est bien plus rapide car l'énergie libérée est plus grande. Donc si l'invariance sous CP est plus ou moins vérifiée, on doit être en mesure de distinguer les deux états par leurs temps de vie très différents. Cette prédiction a été confirmée expérimentalement en 1956, avec l'observation d'une diminution plus rapide des décroissances en 2π par rapport aux 3π en fonction de l'éloignement de la source de kaons [L⁺56]. Toutefois, ce même phénomène permet aussi de tester une éventuelle violation minimale de CP, puisqu'il devrait être théoriquement possible de produire un faisceau de K_2 arbitrairement pur en s'éloignant suffisamment de la source initiale. Mais en 1964, J. Cronin et V. Fitch sont parvenus à mettre en évidence la présence significative d'événements à 2π à une distance telle qu'ils ne devraient plus y en avoir si l'invariance CP était strictement respectée [C⁺64]. Le kaon neutre à longue durée de vie n'est donc pas un état propre de l'opérateur CP, mais possède une petite composante de K_1 :

$$|K_L\rangle = \frac{1}{\sqrt{1+|\epsilon|^2}}(|K_2\rangle + \epsilon |K_1\rangle)$$

Le coefficient ϵ est une mesure de l'écart par rapport à une invariance parfaite sous CP. Expérimentalement, elle atteint 2.3×10^{-3} . De façon apparemment paradoxale, cette violation légère est plus difficile à intégrer à la théorie que la violation maximale de parité et, actuellement, elle n'est prise en compte dans le Modèle Standard que de façon phénoménologique par l'adjonction d'une phase complexe dans la matrice de Kobayashi-Maskawa (voir section suivante).

À l'heure actuelle, aucune observation infirmant le théorème CPT n'a effectivement été reportée et aucune théorie en germination n'est susceptible de venir bouleverser le cadre fourni par la QFT. Ce théorème implique que, si une symétrie individuelle ou une combinaison de deux symétries est violée, il doit forcément exister une asymétrie de compensation dans la ou les opérations restantes afin d'assurer l'invariance de l'opération globale CPT. Ceci explique la nécessité expérimentale de découvrir de façon indépendante l'existence d'une violation de T, qui doit compenser celle de CP. Étant donné la difficulté expérimentale pour tester la symétrie par renversement du temps, il a fallu attendre 1998 et l'expérience CPLEAR au CERN [A⁺98] pour obtenir la première preuve directe de la violation de T. Cette expérience a approfondi l'étude des oscillations de kaons neutres en utilisant une méthode originale basée sur la mesure des asymétries dépendantes du temps de désintégration. Elle a en outre confirmé la violation CP en utilisant les mêmes outils.

I.1.2.2 La théorie V–A

Prenant acte de la violation CP de l'interaction faible, G. Sudarshan et R. Marshak, et parallèlement R. Feynman et M. Gell-Mann [FGM58], entreprirent en 1956 de modifier la théorie de Fermi, plus précisément le type d'interaction mis à contribution, pour tenir compte des phénomènes non explicables par le postulat d'une interaction purement vecteur-vecteur. La seule contrainte théorique pour les courants faibles présents dans l'Hamiltonien d'interaction

TYPE	COVARIANT BILINERAIRE	APPROXIMATION NON RELATIVISTE
scalaire (S)	$\bar{\psi}\psi$	$\phi^\dagger\phi$
vecteur (V)	$\bar{\psi}\gamma^\mu\psi$	$\phi^\dagger\phi$
tenseur (T)	$\bar{\psi}\sigma^{\mu\nu}\psi$	$\phi^\dagger\sigma\phi$
axial-vecteur (A)	$i\bar{\psi}\gamma^5\gamma^\mu\psi$	$\phi^\dagger\sigma\phi$
pseudo-scalaire (P)	$\bar{\psi}\gamma^5\psi$	0

FIGURE I.4 – Covariants bilinéaires invariants de Lorentz. Leur propriété de transformation avec leur abréviation courante ainsi que leur approximation non relativiste sont indiquées (ϕ^\dagger et ϕ représentent alors les fonctions d'onde des nucléons interagissant).

est qu'ils soient invariants de Lorentz. L'Hamiltonien le plus général peut donc contenir un mélange de tous les covariants bilinéaires présentant cette caractéristique (voir le tableau I.4).

L'interaction faible violant la parité, l'Hamiltonien le plus général sera donc la combinaison d'une partie scalaire :

$$\mathcal{M} \propto \sum_i C_i (\bar{u}_p O_i u_n) (\bar{u}_e O_i u_\nu)$$

et d'une partie pseudo-scalaire couplant des covariants de parités opposées :

$$\mathcal{M} \propto \sum_i C'_i (\bar{u}_p O_i u_n) (\bar{u}_e O_i \gamma_5 u_\nu)$$

ce qui donne :

$$\mathcal{M} \approx \sum_i C_i (\bar{u}_p O_i u_n) [\bar{u}_e O_i (1 + \frac{C'_i}{C_i} \gamma_5) u_\nu]$$

Des contraintes sur les constantes de couplages C_i et C'_i relatives à chaque type d'interaction peuvent être apportées si l'on fait les hypothèses suivantes :

invariance sous renversement du temps	\rightarrow	C_i et C'_i réelles
violation maximale de parité	\rightarrow	$C_i = \pm C'_i$
projection de chiralité	\rightarrow	$\frac{C'_i}{C_i} = -1$

Le projecteur de chiralité sur les leptons revient à ne sélectionner que la composante du spineur des leptons effectivement observée dans la Nature : hélicités négatives pour les créations de paires (e^- , $\bar{\nu}$) et positives pour les créations de paires (e^+ , ν) lors de désintégrations β .

La forme générale de l'Hamiltonien avec ces hypothèses est donc

$$\mathcal{M} = \frac{G}{\sqrt{2}} \sum_i C_i (\bar{u}_p O_i u_n) [\bar{u}_e O_i (1 - \gamma_5) u_\nu]$$

où G correspond à la constante de Fermi et où les constantes de couplages sont données en unités de G .

Pour déterminer les O_i , il a fallu confronter les prédictions théoriques avec les résultats expérimentaux, principalement issus des désintégrations β nucléaires. Pour préciser les prédictions attendues concernant les observables issues des désintégrations en fonction des types d'interactions mis en jeu, on se place dans l'approximation non relativiste qui est toujours vérifiée dans le cas de nucléons se désintégrant. La contribution éventuelle du terme pseudo-scalaire est supprimée car elle fait intervenir un facteur v/c où v est la vitesse, toujours négligeable, du

nucléon. La présence des matrices de Pauli pour les couplages T et A autorise un changement de spin nucléaire lorsque ces derniers contribuent au processus d'interaction, ce qui correspond aux transitions de type Gamow-Teller. À l'inverse, les transitions de Fermi ne peuvent recevoir que des contributions de type S et V. Pour chaque type de transition, si les deux types de courants possibles avaient une contribution, un terme d'interférence dit "de Fierz" devrait apparaître, déformant de manière caractéristique les spectres d'énergies β [Fie37]. Comme aucun effet de ce type n'a jamais été observé (e.g. le terme d'interférence est nul) on en a conclu que les transitions de Fermi sont de type S ou V et celles de Gamow-Teller de type T ou A. Dans les désintégrations β , il est possible de montrer au travers de la corrélation angulaire β - ν (voir chapitre suivant) que l'hélicité des électrons possède une valeur fixe en fonction du type de couplage considéré. Plus précisément, si les couplages sont constitués de la paire V et A, l'électron doit forcément avoir une hélicité négative et inversement pour la paire T et S. Tous les résultats expérimentaux amassés jusqu'à maintenant font état d'hélicités négatives pour les électrons, allant dans le sens d'une interaction faible faisant intervenir uniquement le couple V et A [Gro59]. Les expériences portant sur la mesure du paramètre de corrélation angulaire β - ν , $a_{\beta\nu}$, ont aussi contribué de manière importante à fixer les couplages entrant en jeu dans les désintégrations nucléaires faibles et feront l'objet d'une section dédiée dans le chapitre suivant.

Considérant uniquement les couplages V et A, l'Hamiltonien s'écrit de la façon suivante :

$$\mathcal{M} = \frac{G}{\sqrt{2}} [\bar{u}_p \gamma^\mu (C_V + C_A \gamma^5) u_n] [\bar{u}_e \gamma^\mu (1 - \gamma^5) u_\nu]$$

GC_V est déterminé à partir des valeurs ft des transitions super permises de Fermi ($0^+ \rightarrow 0^+$) : ^{14}O , $^{26}\text{Al}^m$, ^{34}Cl , $^{38}\text{K}^m$, ^{42}Sc , ^{46}V , ^{50}Mn et ^{54}Co .

La constante de Fermi peut être déterminée à partir du temps de vie du muon. La désintégration de ce dernier est un processus purement leptonique, l'élément de matrice s'écrit

$$\mathcal{M} = \frac{G}{\sqrt{2}} [\bar{u}_{\nu_\mu} \gamma^\rho (1 - \gamma^5) u_\mu] [\bar{u}_e \gamma^\rho (1 - \gamma^5) u_{\nu_e}]$$

et en utilisant la règle de d'or de Fermi, on trouve la relation suivante entre le temps de vie du muon τ_μ et G :

$$\tau_\mu = \frac{192\pi^2}{G^2 m_\mu^5}$$

La valeur trouvée dans ce cas est quasiment égale au GC_V déterminé avec les transitions super permises, ce qui conduit à $C_V \cong 1$. Les intensités relatives des couplages V et A peuvent être déterminées, par exemple, en comparant les valeurs ft entre des transitions de Fermi et de Gamow-Teller. La valeur actuelle dans la désintégration du neutron est approximativement $C_A/C_V = -1.26$. Le signe "−" provient de l'observation d'interférences destructives entre les termes de Fermi et de Gamow-Teller dans la transition mixte du neutron [Abe09].

Finalement, en faisant l'approximation $C_A \approx -C_V \approx -1$, on obtient l'élément de matrice de l'interaction en V−A :

$$\mathcal{M} = \frac{G}{\sqrt{2}} [\bar{u}_p \gamma^\mu (1 - \gamma^5) u_n] [\bar{u}_e \gamma^\mu (1 - \gamma^5) u_\nu]$$

Le fait que la valeur de C_V ne soit quasiment pas modifiée entre les processus faibles faisant intervenir des objets sensibles à l'interaction forte (les hadrons), et les processus purement leptoniques a été formalisé par ce qu'on appelle l'hypothèse du Courant Vectoriel Conservé (CVC). La conséquence théorique est que dans les transitions vectorielles, les charges faibles des hadrons ne sont pas renormalisées par des termes d'interactions d'ordre supérieur à 2

(émissions de pions virtuels, *etc.*). Étant donné CVC et l'universalité de l'interaction faible (même valeur de G pour tous les processus), R. Feynman et M. Gell-Mann ont proposé une généralisation de l'interaction en $V-A$ obtenue ci-dessus pour inclure dans l'Hamiltonien tous les processus faibles. Ils définirent un courant faible sommant les courants leptoniques :

$$J_e^\mu = \bar{u}_e \gamma^\mu (1 - \gamma^5) u_{\nu_e} + \text{termes correspondant aux autres leptons avec la même amplitude}$$

et les courants hadroniques :

$$J_h^\mu = \bar{u}_p \gamma^\mu (1 - \gamma^5) u_n + \text{termes correspondant aux particules étranges}$$

L'élément de matrice est alors vu comme l'interaction du courant faible avec lui-même, sans boson intermédiaire :

$$\mathcal{M} = \frac{G}{\sqrt{2}} J^\mu J_\mu$$

La théorie $V-A$ de l'interaction faible s'est avérée extrêmement efficace pour décrire la quasi totalité des processus faibles observés dans la nature jusqu'à la fin des années 50. Toutefois, cette théorie présente des difficultés théoriques incontournables qui la rendent caduque à haute énergie (théorie non renormalisable, absence de boson intermédiaire) et n'allait pas permettre de décrire le comportement des processus faibles avec changement d'étrangeté (voir section suivante). Toutefois, elle reste encore aujourd'hui tout à fait adaptée pour décrire les décroissances β nucléaires et c'est dans ce cadre que sont interprétés les résultats des expériences contemporaines visant à améliorer notre connaissance de la nature de l'interaction faible.

I.1.3 Unification électrofaible et Modèle Standard

S'appuyant toujours sur l'apparente universalité de l'interaction faible, une théorie plus satisfaisante put être établie par Glashow, Weinberg et Salam (théorie GWS) en 1964 [Gla61, Wei67, Sal68]. Cette nouvelle théorie, reformulant celle de Fermi, permit pour la première fois une prédiction ferme de la masse des hypothétiques particules médiatrices de l'interaction, baptisées W^\pm et Z^0 . Il fut prouvé par 't Hooft quelques années plus tard [Hoo71] que cette théorie est renormalisable.

Les bosons de l'interaction faible étant massifs, leurs propagateurs ne s'écrivent plus $-ig_{\mu\nu}/q^2$ comme pour le photon dans la théorie de l'électrodynamique quantique (Quantum Electrodynamics, QED [Dir27]) mais

$$\frac{-i(g_{\mu\nu} - q_\mu q_\nu / M^2 c^2)}{q^2 - M^2 c^2}$$

où $M = M_W$ ou M_Z .

En général, et particulièrement dans les désintégrations β nucléaires, l'impulsion du boson virtuel est beaucoup plus petite que sa masse : $q^2 \ll (Mc)^2$. Une excellente approximation peut donc être utilisée pour le propagateur :

$$\frac{ig_{\mu\nu}}{(Mc)^2}$$

Le vertex leptonique fondamental est représenté sur la fig. I.5.

Les règles de Feynman s'appliquent comme pour QED hormis que le facteur de vertex est à présent

$$\frac{-ig_w}{2\sqrt{2}} \gamma^\mu (1 - \gamma^5)$$

La désintégration du neutron, pour prendre un exemple de processus semi-leptonique, ne procède plus de l'interaction ponctuelle représentée sur la figure I.1 mais elle est remplacée par la

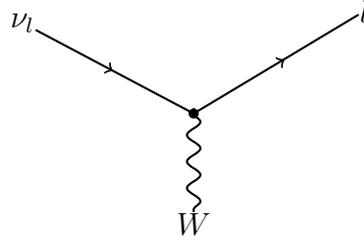
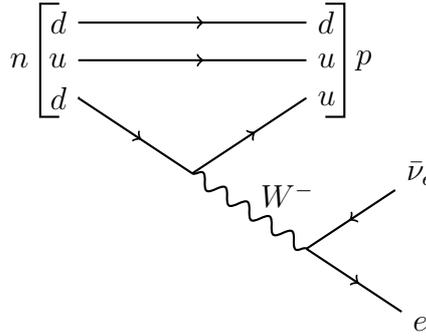


FIGURE I.5 – Vecteur leptonique fondamental de la théorie électrofaible.

FIGURE I.6 – Désintégration β du neutron dans le modèle GWS.

transformation d'un des quarks d du neutron en un quark u avec émission d'un boson W , qui se désintègre ensuite en une paire de leptons (voir la fig. I.6).

L'Hamiltonien de la désintégration s'écrit à présent

$$\mathcal{M} = \frac{g_w^2}{8(M_W c^2)^2} [\bar{u}_p \gamma^\mu (C_V + C_A \gamma^5) u_n] [\bar{u}_e \gamma^\mu (1 - \gamma^5) u_\nu]$$

La théorie de Fermi combinait donc le propagateur du W avec deux facteurs de vertex, faisant chacun intervenir la constante de couplage faible g_w , pour produire une interaction effective à quatre particules avec la constante de couplage de Fermi G . On exprime traditionnellement l'une en fonction de l'autre avec la relation :

$$G_F \equiv \frac{\sqrt{2}}{8} \left(\frac{g_w}{M_W c^2} \right)^2 (\hbar c)^3$$

L'approche de Fermi est très efficace en raison de la qualité de l'approximation du propagateur présentée ci-dessus. La forme du couplage V–A est bien entendu conservée à chaque vertex d'interaction pour assurer la violation maximale de parité observée expérimentalement.

L'interaction faible ne conserve pas la saveur des quarks et, plus troublant et à l'inverse du cas des leptons², elle permet des réactions entre quarks de différentes générations. Par exemple, la désintégration du lambda zéro : $\Lambda^0 \rightarrow p^+ + \pi^-$ suppose la transformation du quark s en un quark u (voir fig. I.7). Néanmoins, on constate expérimentalement que les amplitudes des désintégrations avec changement d'étrangeté sont plus faibles d'un facteur significatif par rapport aux amplitudes des désintégrations faibles sans changement d'étrangeté comme celle

2. L'hypothèse d'oscillations des neutrinos [Pon58] qui semble être confirmée par plusieurs expériences récentes [F⁺98, A⁺05] est le seul processus permettant à un neutrino d'une saveur donnée d'en changer. La conséquence de cette découverte est que les neutrinos possèdent une masse, différente pour chaque saveur. Ce phénomène nécessite une adaptation du Modèle Standard puisque dans ce dernier les neutrinos sont considérés comme n'ayant pas de masse.

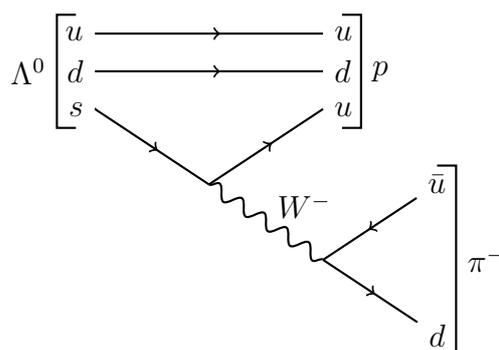


FIGURE I.7 – Désintégration du lambda en proton plus pion. Cette réaction fait intervenir un changement du nombre d'étrangeté.

du neutron (fig. I.6). Pour expliquer ce phénomène tout en préservant le caractère universel de l'interaction faible, Cabibbo en 1963 [Cab63] puis Glashow, Iliopoulos et Maiani en 1970 [GIM70] ont suggéré que les états propres de quarks auxquels l'interaction faible se couplait n'étaient pas ceux, "physiques", de l'interaction forte : $\{d, s\}$ mais des états "pivotés" par l'angle de Cabibbo :

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_C & \sin \theta_C \\ -\sin \theta_C & \cos \theta_C \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \end{pmatrix}$$

Cette théorie nécessitait d'introduire un nouveau quark, c , pour obtenir un couplage hadronique des bosons W avec deux générations complètes de quarks :

$$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}$$

similaire au couplage leptonique avec les deux générations de leptons connues à l'époque : $\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}$ et $\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}$. Avant même la découverte du quark c , Kobayashi et Maskawa [KM73] généralisèrent ce phénomène en introduisant une troisième génération de quarks : $\{t, b'\}$ afin d'inclure dans ce schéma la violation de la symétrie CP. Les états propres des trois générations de quarks de l'interaction faible sont reliés aux états physiques par la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) :

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}$$

Ce postulat fut confirmé par la découverte de tous les quarks prédits, le dernier en date étant le quark "top" découvert au Tevatron en 1995 [A⁺95a].

Le Modèle Standard ne fournit pas de contraintes sur la matrice CKM hormis des conditions d'unitarité qui réduisent le nombre de paramètres indépendants de la matrice à quatre. La détermination des éléments de la première ligne est la plus répandue étant donné qu'elle fait intervenir les quarks les plus légers et donc les plus facilement mesurables. La vérification de la condition d'unitarité des éléments de la première ligne :

$$V_{ud}^2 + V_{us}^2 + V_{ub}^2 = 1$$

peut être ainsi entreprise à un haut niveau de précision en mesurant V_{ub} à partir de la désintégration de mésons B³, V_{us} à partir de la désintégration de mésons K et V_{ud} à partir des

3. Voir "DETERMINATION OF V_{cb} AND V_{ub} " du Particle Data Group, <http://pdg.lbl.gov/>.

transitions super-permises $0^+ \rightarrow 0^+$, des désintégrations du neutron et du pion, et plus récemment des transitions miroirs $T = 1/2$ [NCS09]. On constate donc que les décroissances β nucléaires jouent ici aussi un rôle important puisque dans ces dernières seuls les quarks u et d interviennent au premier ordre, ce qui donne :

$$d' \simeq V_{ud}d = \cos \theta_C d$$

introduisant effectivement l'élément de matrice V_{ud} dans l'amplitude du courant hadronique. La valeur la plus précise de V_{ud} retenue actuellement est

$$|V_{ud}| = 0.97425 \pm 0.00022 \quad [\text{TH09}]$$

qui conduit à un angle de Cabibbo $\theta_C \simeq 13^\circ$. Le test de l'universalité de l'interaction faible par la vérification de l'unitarité de la matrice CKM demeure une des approches privilégiées pour tester le Modèle Standard.

La théorie GWS ne se résume pas à la description de la seule interaction faible mais elle fournit un cadre théorique qui permet de décrire avec la même structure mathématique l'interaction faible et l'électromagnétisme. Cette théorie unit ces deux forces en les décrivant comme des manifestations différentes d'une même interaction "électrofaible" plus fondamentale. Les disparités les plus évidentes entre ces deux interactions que sont, d'une part, la différence de masse entre les médiateurs (masse nulle pour le photon mais extrêmement grande pour les particules W^\pm, Z^0) et, d'autre part, la nature du couplage (purement vectoriel : γ^μ pour l'électromagnétisme et mélange vectoriel et axial-vectoriel : $\gamma^\mu(1 - \gamma^5)$ pour l'interaction faible) sont résolues respectivement par le mécanisme de Higgs et l'inclusion de la composante $1 - \gamma^5$ dans le spineur décrivant la particule.

Les courants chargés, portés par les bosons W^\pm ne couplent que les leptons et quarks gauchers (L signifiant "Left handed") qui se regroupent en trois générations de doublets d'isospin faible :

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}_L$$

Les doublets d'isospin faible sont composés d'états de fermions chiraux $u_L(p)$ qui sont obtenus à partir des spineurs de Dirac $u(p)$ par l'application de l'opérateur de projection $1 - \gamma^5$:

$$u_L(p) = \frac{1 - \gamma^5}{2} u(p)$$

Les leptons droitiers forment, quant à eux des singlets $u_R(p) = \frac{1 + \gamma^5}{2} u(p)$ puisque les neutrinos droitiers n'existent pas :

$$e_R, \mu_R, \tau_R$$

De même pour les quarks droitiers :

$$u_R, d_R, c_R, s_R, t_R, b_R$$

Dans ce formalisme, le courant faible négatif décrivant par exemple le couplage d'un électron et d'un neutrino au W^- (voir fig. I.5 en remplaçant l par e et ν_l par ν_e) s'écrit

$$j_\mu^- = \bar{\nu}_L \gamma_\mu e_L$$

Ce facteur de vertex faible est purement vectoriel mais il ne couple que des électrons et neutrinos gauchers. Le couplage électromagnétique couple, lui, à la fois les électrons gauchers et droitiers :

$$j_\mu^{em} = -\bar{e}_L \gamma_\mu e_L - \bar{e}_R \gamma_\mu e_R$$

Englobant le courant faible positif et usant de la notation χ_L pour représenter un doublet gaucher, on peut réécrire le courant faible de manière plus compacte :

$$j^\pm = \bar{\chi}_L \gamma_\mu \tau^\pm \chi_L \quad \text{où} \quad \tau^+ \equiv \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \tau^- \equiv \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$$

Un courant d'hypercharge faible est introduit par similitude avec le formalisme d'isospin de l'interaction forte⁴ :

$$j_\mu^Y = 2j_\mu^{em} - 2j_\mu^3$$

où

$$j_\mu^3 = \bar{\chi}_L \gamma_\mu \frac{1}{2} \tau^3 \chi_L \quad \text{où} \quad \tau^3 \equiv \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$$

La théorie postule qu'à chaque vertex le courant d'isospin faible \mathbf{j}_μ se couple à un isotriplet de bosons vectoriels \mathbf{W} avec une force g_w tandis que le courant d'hypercharge faible j_μ^Y se couple à un champ isosinglet B avec une force $g'/2$:

$$-i \left[g_w \mathbf{j}_\mu \cdot \mathbf{W} + \frac{g'}{2} j_\mu^Y B^\mu \right]$$

Les fonctions d'onde des particules W^\pm s'écrivent

$$W^\pm \equiv (1/\sqrt{2})(W_\mu^1 \mp iW_\mu^2)$$

Dans le cas du processus $e^- \rightarrow \nu_e + W^-$, on obtient alors le terme de couplage suivant :

$$-ig_w(1/\sqrt{2})j_\mu^- W^{\mu-} = -\frac{ig_w}{2\sqrt{2}} [\bar{\nu} \gamma_\mu (1 - \gamma^5) e] W^{\mu-}$$

et on retrouve ainsi le facteur de vertex faible indiqué au début de cette section.

Les deux états neutres W^3 et B se mélangent pour produire deux combinaisons linéaires orthogonales correspondant aux champs physiques des bosons neutres :

$$\text{photon} : A_\mu = B_\mu \cos \theta_w + W_\mu^3 \sin \theta_w$$

$$Z^0 : Z_\mu = -B_\mu \sin \theta_w + W_\mu^3 \cos \theta_w$$

L'angle θ_w est appelé alternativement angle de mélange faible ou angle de Weinberg.

Le couplage au champ électromagnétique est le même que dans la théorie QED :

$$-ig_e j_\mu^{em} A^\mu$$

où $g_e = e\sqrt{4\pi/\hbar c}$ est la constante de couplage de l'électromagnétisme. Par nécessité de consistance, la relation suivante se vérifie :

$$g_w \sin \theta_w = g' \cos \theta_w = g_e$$

Le couplage au courant faible Z^0 s'écrit quant à lui

$$-ig_z (j_\mu^3 - \sin^2 \theta_w j_\mu^{em}) Z^\mu$$

4. L'hypercharge Y est reliée à la charge électrique Q et à la troisième composante de l'isospin I^3 par la formule de Gell-Mann - Nishijima :

$$Q = I^3 + \frac{1}{2}Y$$

où

$$g_z = \frac{g_e}{\sin \theta_w \cos \theta_w}$$

Le facteur de vertex du Z^0 s'écrit

$$-\frac{ig_z}{2}\gamma^\mu(c_V^f - c_A^f\gamma^5)$$

Où les coefficients c_V^f et c_A^f dépendent du quark ou du lepton (f) considéré et s'expriment en fonction de θ_w . Le courant neutre n'a donc pas une structure purement V–A comme les courants chargés et les coefficients c_V^f et c_A^f ne doivent pas être confondus avec les coefficients C_V et C_A utilisés pour exprimer le fait que les couplages peuvent être modifiés auprès de structures composites comme le proton (voir section suivante).

Enfin, la masse du Z^0 et celle des W^\pm sont liées par la relation suivante :

$$M_W = M_Z \cos \theta_w$$

Cette dernière formule, l'existence de courants neutres, ainsi que les relations entre les constantes de couplage de la nouvelle théorie à celle de l'électromagnétisme, ont constitué les prédictions historiques du modèle GWS à ceci près que ce dernier ne fournissant aucun moyen de calculer la valeur de θ_w , il a fallu la déterminer à partir d'expériences :

$$\theta_w = 28.75^\circ$$

Les courants neutres ont été observés en 1973 dans des expériences de diffusion de neutrinos [H⁺73]. La portée très courte de l'interaction faible se traduit par des particules médiatrices extrêmement lourdes, ce qui explique que la découverte de ces dernières dut attendre les années 80 et la mise en service du gigantesque collisionneur proton-antiproton, le SPS (Super Proton Synchrotron) au CERN, qui était le seul capable d'atteindre les énergies nécessaires pour fabriquer ces particules. Le W sera finalement découvert en janvier 1983 [A⁺84b] et le Z cinq mois plus tard [A⁺84a] par le même groupe de chercheurs. Leurs masses mesurées :

$$M_W = 80.403 \pm 0.029 \text{ GeV}/c^2 \quad , \quad M_Z = 91.188 \pm 0.002 \text{ GeV}/c^2$$

sont très proches des prédictions de la théorie GWS. Cette confirmation expérimentale d'un ingrédient crucial de ce qui, à l'époque, était déjà appelé le Modèle Standard fut accueillie avec un grand enthousiasme teinté de soulagement par toute la communauté de physique des particules.

Les interactions de la théorie GWS possèdent les symétries sous-jacentes du groupe de jauge $SU(2)_L \times U(1)_Y$. $SU(2)_L$ est le groupe générant les invariants de jauge aboutissant aux courants chargés W^\pm , tandis que le groupe $U(1)$ de l'électrodynamique est généré par une combinaison de $U_Y(1)$, le groupe de la symétrie d'hypercharge, et le groupe d'isopin faible inclus dans $SU(2)_L$. Dans sa formulation fondamentale, tous les champs de jauge sont sans masse. Pour parvenir au comportement attendu, c'est-à-dire une transition de phase à une certaine échelle d'énergie procurant une masse aux bosons W^\pm et Z^0 , différenciant ainsi les interactions faible et électromagnétique, une brisure spontanée de symétrie est invoquée. Cette brisure est générée par le mécanisme de Higgs qui consiste à introduire un nouveau champ complexe dans le Lagrangien de la théorie :

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}$$

Avec cet ajout, l'état fondamental ne présente plus la même symétrie que son Lagrangien. Grâce à la condition d'invariance de jauge, le boson de Goldstone qui apparaît nécessairement dans un modèle présentant une telle brisure [Gol61] est absorbé par les champs de jauge \mathbf{W} et B avec comme conséquence d'induire une masse aux bosons de jauge W^\pm et Z^0 . Un corollaire indispensable à ce mécanisme est l'apparition d'un boson scalaire (spin 0) η , baptisé "boson de Higgs". Peu de choses sont connues de cette particule hormis qu'elle doit nécessairement être très massive, au moins assez pour expliquer qu'elle n'ait pas été encore observée dans les collisions produites par les accélérateurs actuels. D'autre part, certains arguments découlant du Modèle Standard suggèrent que sa masse doit être inférieure à 1.4 TeV, tandis que des modèles alternatifs se passent de l'existence de cette particule. La recherche du boson de Higgs est un des principaux objectifs du nouveau collisionneur du CERN, le LHC⁵ actuellement en fonctionnement. L'énergie des collisions atteinte dans cet accélérateur (les premières collisions à 3.5 TeV par faisceau ont eu lieu le 30 Mars 2010 et le record d'intensité de faisceau du Tevatron a été battu le 22 avril 2011 avec une luminosité de $4.67 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$) devrait être suffisante pour trancher entre les modèles et indiquer si le boson de Higgs existe réellement ou pas.

Que le Modèle Standard soit conforté ou non par la découverte du boson de Higgs, il présente des insuffisances trop importantes pour être envisagé comme une théorie finale. Tout d'abord, il ne propose pas de moyen pour unir l'interaction forte et l'interaction électrofaible, ces deux interactions étant traitées de manière indépendante par respectivement la chromodynamique quantique (Quantum ChromoDynamics) et la théorie GWS. Il est de plus irréconciliable avec la théorie de la Relativité Générale qui décrit l'interaction gravitationnelle, sans parler de la Matière Noire et de l'Énergie Noire qui lui échappent complètement. C'est la tâche des théories dites de grande unification (Grand Unified Theory, GUT) que de proposer une méthode pour unir toutes les interactions en une seule et de combler les manquements du Modèle Standard. Les plus populaires d'entre-elles sont probablement la Supersymétrie et la théorie des cordes mais elles peinent toujours à sortir du domaine de la spéculation théorique pure.

D'autre part, le Modèle Standard présente des déficiences qu'on pourrait qualifier d'intrinsèques. Il ne fournit en effet aucune explication concernant la matrice CKM, le nombre de générations de particules⁶, les masses des quarks et des leptons (quoique ces dernières pourraient être générées par le mécanisme de Higgs, d'une manière qui demeure peu claire), l'angle de mélange électrofaible de Weinberg, *etc.*. Toutes ces quantités doivent être déterminées empiriquement en procédant à des expériences. Enfin, le Modèle Standard ne précise pas non plus l'origine de la nature de couplage $V-A$ de l'interaction faible. La seule contrainte théorique étant que le Lagrangien soit invariant de Lorentz, d'autres types de couplages pourraient être envisagés. Si les résultats expérimentaux amassés jusqu'à présent vont tous dans le sens de la théorie $V-A$, les contraintes apportées sur l'inexistence de "courants exotiques" sont relativement faibles. Les expériences de précision portant sur la mesure de décroissances nucléaires faibles sont des moyens privilégiés pour sonder la présence éventuelle d'une "nouvelle" physique au-delà du Modèle Standard. Une compilation récente du potentiel de découverte de ces expériences de précision, incluant la désintégration du neutron et une présentation des extensions théoriques possibles du Modèle Standard électrofaible est disponible dans [Her01, SBNC06]. Le chapitre suivant se concentre sur le coefficient de corrélation angulaire $\beta-\nu$ étant donné que

5. Large Hadron Collider, <http://www.lhc-france.fr/>

6. Étant donné que le Z^0 peut se désintégrer en n'importe quelle paire de quark/antiquark et lepton/antilepton à condition que la masse de la particule soit inférieure à $45 \text{ GeV}/c^2$, la mesure précise de son temps de vie permet de compter le nombre de particules de masse inférieure à cette valeur. Les expériences conduites [A⁺89] indiquent *a minima* que le nombre de générations de neutrinos légers n'est compatible qu'avec trois : 2.99 ± 0.06 .

c'est la mesure de la valeur de ce paramètre qui est l'objectif poursuivi par l'expérience étudiée dans cette thèse.

I.2 La désintégration bêta nucléaire et la corrélation angulaire β - ν

La désintégration bêta nucléaire a constitué, au travers du rayonnement β , la première manifestation sensible de l'interaction faible. Tout au long de l'édification théorique de cette interaction, les observables qu'elle fournissait ont permis de contraindre et de guider la théorie pour lui donner sa forme actuelle. Si aujourd'hui la majorité des efforts est dévolue aux expériences de haute énergie, pour notamment tester les prédictions du Modèle Standard concernant la production de particules lors de collisions très violentes, la faiblesse des contraintes apportées sur un certain nombre de paramètres fondamentaux régissant l'interaction faible suggère que les processus à basses énergies sont toujours susceptibles de fournir des informations précieuses. Plus précisément, les expériences réalisées à ces énergies se proposent de déceler des signatures de nouvelles interactions, dites "exotiques", et/ou de mettre en lumière d'éventuelles inconsistances dans la théorie.

I.2.1 La corrélation angulaire β - ν comme sonde de l'interaction faible.

L'observable de prédilection pour identifier quel type de couplage intervient dans telle ou telle transition est la corrélation angulaire β - ν . En effet, il se trouve que la probabilité de désintégration dépend de l'angle relatif entre les leptons, $\theta_{\beta\nu}$, et cette dépendance est fixée par la nature des couplages mis en jeu. La forme asymétrique de la distribution angulaire β - ν devrait donc permettre, en principe, de remonter à la valeur précise des constantes de couplages. Malheureusement, $\theta_{\beta\nu}$ est inaccessible à la mesure directe car, à la différence de la particule β , le neutrino est quasiment indétectable. Il faut donc se rabattre sur la mesure des observables cinématiques relative à l'ion de recul, ce qui rend ce genre d'expérience très difficile à réaliser comme le montre le fait que les expériences initiales portant sur la mesure de corrélation angulaire avaient conclu à des interactions de types S et T au lieu de V et A [RR55].

Partant de l'Hamiltonien le plus général possible, J.D. Jackson *et al.* [JTW57b, JTW57a] ont fourni les expressions des taux de désintégration des transitions permises dans différents types d'expériences suivant que les polarisations du noyau et de l'électron émis sont mesurées ou non. Les expressions sont paramétrées en fonction de l'énergie du β et des angles solides des leptons et les observables qui y apparaissent dépendent des constantes de couplage de l'interaction faible. L'expression obtenue dans le cas d'une sommation sur les polarisations des noyaux et des électrons et avec l'hypothèse de l'invariance par renversement du temps est la suivante :

$$d\lambda = \frac{F(Z, E_\beta)}{(2\pi)^5} p_\beta E_\beta (E_0 - E_\beta)^2 \xi \left[1 + a_{\beta\nu} \frac{\vec{p}_\beta \vec{p}_\nu}{E_\beta E_\nu} + b_{\text{Fierz}} \frac{m_e}{E_\beta} \right] dE_\beta d\Omega_\beta d\Omega_\nu$$

où

$F(Z, E_\beta)$ est la fonction de Fermi qui permet de prendre en compte l'interaction coulombienne entre la particule β émise et le noyau fils de numéro atomique Z ;

$$\xi = |M_F|^2 \left(|C_V|^2 + |C'_V|^2 + |C_S|^2 + |C'_S|^2 \right) + |M_{GT}|^2 \left(|C_A|^2 + |C'_A|^2 + |C_T|^2 + |C'_T|^2 \right)$$

$a_{\beta\nu}$ est le paramètre de corrélation angulaire β - ν :

$$a_{\beta\nu} = \left(|M_F|^2 \left(|C_V|^2 + |C'_V|^2 - |C_S|^2 - |C'_S|^2 \right) - \frac{1}{3} |M_{GT}|^2 \left(|C_A|^2 + |C'_A|^2 - |C_T|^2 - |C'_T|^2 \right) \right) \xi^{-1}$$

et b_{Fierz} le coefficient du terme d'interférence de Fierz :

$$b_{\text{Fierz}} = \left(-\text{Re} \left(|M_F|^2 (C_S C_V^* + C'_S C'_V^*) + |M_{GT}|^2 (C_T C_A^* + C'_T C'_A^*) \right) \right) \xi^{-1}$$

$a_{\beta\nu}$ et b_{Fierz} étant facteurs de termes purement cinématiques, ils introduisent des anisotropies dans la distribution angulaire des produits de décroissance. Pour expliciter l'effet de ces paramètres, on peut réécrire le taux de désintégration de la manière suivante :

$$d\lambda = C(E_e) \left(1 + \tilde{a}_{\beta\nu} \frac{v_\beta}{c} \cos \theta_{\beta\nu} \right) dE_\beta d\Omega_\beta d\Omega_\nu$$

où

$$C(E_e) = \frac{F(Z, E_\beta)}{(2\pi)^5} p_\beta E_\beta (E_0 - E_\beta)^2 \xi \left(1 + b_{\text{Fierz}} \frac{m_e}{E_\beta} \right)$$

et

$$\tilde{a}_{\beta\nu} = \frac{a_{\beta\nu}}{1 + b_{\text{Fierz}} \frac{m_e}{E_\beta}}$$

$\theta_{\beta\nu}$ étant l'angle entre le neutrino et l'électron et v_β la vitesse de ce dernier.

Le facteur $1 + \tilde{a}_{\beta\nu} \frac{v_\beta}{c} \cos \theta_{\beta\nu}$ dicte la répartition de la direction des impulsions des 3 produits de la désintégration. C'est à cette répartition que sont sensibles les mesures expérimentales, et donc la seule observable à laquelle nous ayons accès via des mesures de corrélations angulaires est $\tilde{a}_{\beta\nu}$.

Tous les résultats obtenus jusqu'à présent sont compatibles avec une valeur nulle pour le coefficient de Fierz, on considèrera donc dans la suite que $b_{\text{Fierz}} = 0$ ce qui entraîne $\tilde{a}_{\beta\nu} = a_{\beta\nu}$.

L'expression de $a_{\beta\nu}$ se simplifie selon que l'on se place dans des transitions de type purement Fermi ou purement Gamow-Teller, puisque les types de couplages possibles en dépendent directement :

$$a_F = \frac{|C_V|^2 + |C'_V|^2 - |C_S|^2 - |C'_S|^2}{|C_V|^2 + |C'_V|^2 + |C_S|^2 + |C'_S|^2}$$

$$a_{GT} = -\frac{1}{3} \frac{|C_A|^2 + |C'_A|^2 - |C_T|^2 - |C'_T|^2}{|C_A|^2 + |C'_A|^2 + |C_T|^2 + |C'_T|^2}$$

Les prédictions dans le cadre du Modèle Standard qui postule une interaction de type V-A avec violation maximale de la parité ($C_i = C'_i$ pour $i = V, A$) s'ensuivent directement et on peut expliciter les déviations attendues en cas de couplages exotiques. Soit a_0 la valeur prédite par le Modèle Standard et α la déviation relative due à la présence de couplages exotiques :

$$a = a_0 \frac{1 - \alpha}{1 + \alpha} \approx a_0 (1 - 2\alpha)$$

On obtient alors pour chaque type de transition :

- Transition de Fermi :

$$a_{F0} = +1 \quad \text{et} \quad \alpha_F = \frac{|C_S|^2 + |C'_S|^2}{2C_V^2}$$

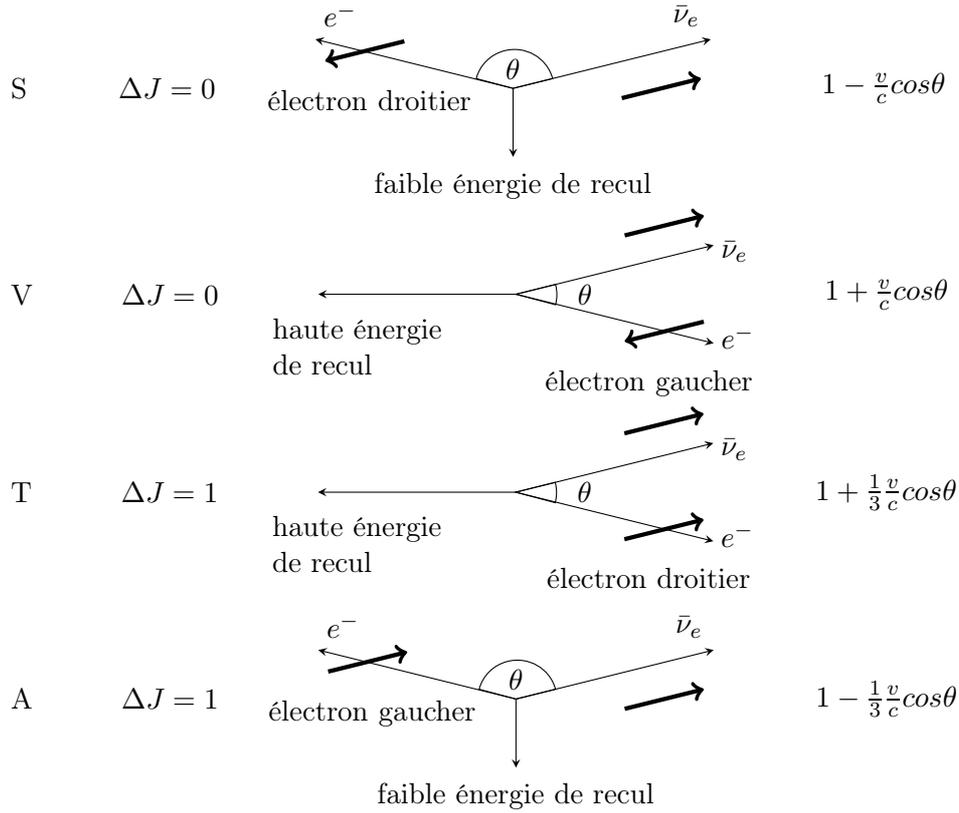


FIGURE I.8 – Corrélation angulaire électron-antineutrino pour les interactions S,V,T et A. Les interactions V et A donnent lieu à des électrons gauchers tandis que les interactions S et T fournissent des électrons droitiers.

- Transition de Gamow-Teller :

$$a_{GT0} = -\frac{1}{3} \quad \text{et} \quad \alpha_{GT} = \frac{|C_T|^2 + |C'_T|^2}{2C_A^2}$$

La déviation par rapport aux valeurs prédites par le Modèle Standard est un peu plus complexe dans le cas de transitions mixtes :

$$a_0 = \frac{1}{3} \left(\frac{3 - \rho^2}{1 + \rho^2} \right) = \frac{1}{3} (4x - 1)$$

où $\rho = \frac{C_A M_{GT}}{C_V M_F}$ est le rapport entre les contributions de Gamow-Teller et de Fermi, et $x = \frac{1}{1 + \rho^2}$ est la fraction de Fermi.

La figure I.8 montre les configurations de désintégration les plus probables en fonction du type de couplage considéré et avec l'hypothèse d'antineutrinos toujours droitiers. L'hélicité des électrons et la valeur du paramètre de corrélation angulaire qui en résultent sont explicitées dans chaque cas et on retrouve le fait que dans le cadre de la théorie V–A, les désintégrations β nucléaires ne peuvent produire que des électrons gauchers, ce qui se vérifie expérimentalement.

Dans le cas de transitions pures, on s'affranchit de plus de la connaissance des éléments de matrices nucléaires M_F et M_{GT} , à l'inverse des transitions mixtes. Pour ces dernières, étant donné que le Modèle Standard prédit une évolution linéaire de $a_{\beta\nu}$ entre $x = 0$ (transition de Gamow-Teller pure) et $x = 1$ (transition de Fermi pure), l'écart entre la mesure et la droite reliant ces deux points fournit la déviation par rapport à la théorie. La figure I.9 regroupe les mesures les plus précises de $a_{\beta\nu}$ obtenues à partir de différents isotopes émetteurs β : ${}^6\text{He}$,

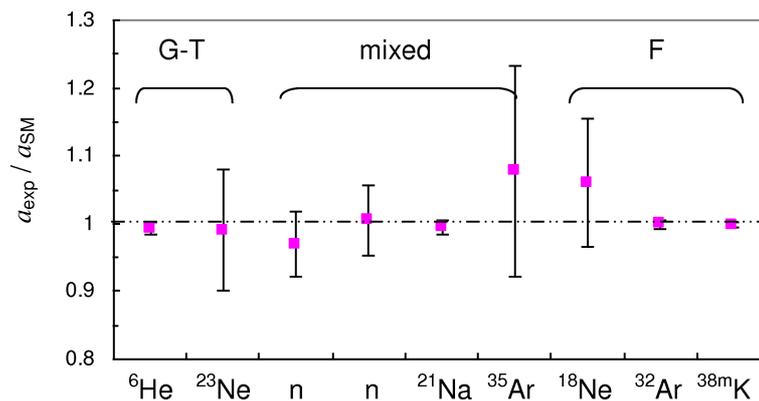


FIGURE I.9 – Mesures les plus précises de $a_{\beta\nu}$ obtenues pour chaque type de transition, représentées en fonction de leur écart relatif par rapport à la prédiction du Modèle Standard. De gauche à droite, ces résultats ont été tirés de [JPC63, A⁺59b, SDW78, B⁺02, V⁺08, A⁺59b, E⁺97, A⁺99, G⁺05b].

neutron, *etc.* Il en résulte que tous les résultats obtenus jusqu'à présent sont en accord avec une interaction de type V–A.

Une compilation récente et exhaustive de l'ensemble des mesures issues des décroissances β a été réalisée [SBNC06], et fait état des contraintes suivantes sur les proportions de couplages exotiques :

$$\left| \frac{C_S}{C_V} \right| < 0.070 \quad \text{et} \quad \left| \frac{C_T}{C_A} \right| < 0.090 \quad (95.5 \% \text{ CL})$$

La mesure de $a_{\beta\nu}$ est très délicate à réaliser expérimentalement et le fait que la proportion d'éventuels courants exotiques dépende de façon quadratique de la déviation mesurée sur ce paramètre explique l'ordre de grandeur relativement faible des contraintes actuelles. Nous avons vu précédemment que la compilation des données a fourni la proportion relative des courants axiaux et vectoriels dans la désintégration du neutron :

$$\left| \frac{C_A}{C_V} \right| \cong 1.26$$

Or comme $C_V \approx 1$ (hypothèse CVC), il en résulte que la contrainte sur les contributions de type scalaire est meilleure d'un facteur 1.6 environ par rapport à celles de type tensoriel.

I.2.2 Historique des expériences de corrélation angulaire β - ν .

Cette partie est dédiée à passer en revue les principales expériences consacrées à la mesure du paramètre de corrélation angulaire passées et en cours. Ce balayage rapide permet d'apprécier l'évolution des techniques expérimentales et illustre aussi la difficulté inhérente à ce genre de mesures. Comme expliqué précédemment, améliorer les contraintes sur la présence de courants exotiques nécessite de mesurer le paramètre de corrélation angulaire avec une très haute précision. Or le neutrino étant quasiment indétectable, il faut se rabattre sur l'exploitation plus ou moins directe du recul nucléaire, ce qui est probablement le seul point commun de toutes ces expériences. En effet, comme le suggère qualitativement la figure I.8, dans les transitions de Fermi (resp. Gamow-Teller) une interaction de type scalaire (resp. axial-vecteur) aura tendance à générer des énergies de recul nucléaire relativement plus faibles que dans le cas d'une interaction de type vecteur (resp. tenseur). La difficulté principale de ce genre d'expériences réside donc dans la mesure précise de ce recul nucléaire puisque ce dernier reste toujours très faible

dans les décroissances β (de quelques centaines d'eV à quelques keV au maximum) et les observables liées à ce recul sont susceptibles d'être perturbées par de nombreux effets expérimentaux. Afin de se forger des convictions solides quant au statut des connaissances à un moment donné, il est nécessaire de procéder à des analyses globales reprenant de manière critique l'ensemble des résultats expérimentaux publiés jusqu'à ce jour. Plusieurs articles de revues ont été publiés [B⁺84], dont la dernière en date [SBNC06] a fourni les contraintes globales données dans la section précédente. Ces difficultés justifient de disposer d'un panachage le plus important possible de transitions radioactives et de réitérer des mesures déjà effectuées en variant les techniques instrumentales utilisées.

I.2.2.1 Les expériences du 20^e siècle

Il est remarquable que les premières expériences réalisées dans les années 50 se proposaient d'extraire le paramètre $a_{\beta\nu}$ à partir de mesures en coïncidence [AJ53, MAJ55, GL57, AH57]. En effet, *a priori* ce choix se justifie pleinement puisque cette technique permet principalement de réduire de façon drastique le bruit de fond lié aux activités des radionucléides polluants ou aux désintégrations de l'élément radioactif étudié à l'extérieur de la source, mais aussi de disposer de l'état de charge de l'élément fils (ce dernier pouvant réémettre un électron de son cortège électronique juste après la désintégration, phénomène dit de "shake-off"). De plus, la détermination de plusieurs observables de la désintégration permet, en principe, de mieux contrôler les effets expérimentaux. Malgré tout, les premiers résultats issus de coïncidences furent des échecs après-coup puisqu'ils conclurent à des interactions essentiellement de type S et T. Les raisons de ces faillites tiennent principalement à une mauvaise connaissance de la source d'ions et à une soustraction faussée du bruit de fond. Les résultats de ces premières expériences furent mis en doute à la suite, entre autres, des mesures d'hélicité des neutrinos [GGS58] qui laissaient présumer une interaction de type majoritairement axial pour la désintégration de l'⁶He. De nouvelles expériences furent donc conduites, cette fois en préférant des mesures intégrées des spectres d'énergie de recul et sans coïncidence [H⁺57, A⁺59a]. Cette technique présente l'avantage, outre d'être plus simple à mettre en oeuvre, de permettre l'obtention d'une grande statistique assez facilement puisque ni sélection drastique liée aux angles solides de détection des particules ni temps mort important ne surviennent. En outre, la perte de contrôle due à la mesure d'une seule observable est censée être compensée par le fait que, dans une mesure intégrée, la connaissance des caractéristiques de la source et de la géométrie du dispositif sont beaucoup moins critiques que lors d'une mesure en coïncidence. C'est avec cette technique qu'en 1959 J.S. Allen *et al.* établirent pour la première fois de manière correcte la nature de la force responsable des transitions β pour les éléments radioactifs suivants : ⁶He, ¹⁹Ne, ²³Ne et ³⁵Ar. Les dispositifs expérimentaux utilisés à cette occasion étaient quasiment les mêmes que lors des premières mesures en coïncidence, hormis que, outre la suppression du détecteur d'électrons/positrons, un effort supplémentaire avait été fait pour réduire les sources de bruit de fond en amont de la détection. La nature essentiellement de type V et A de l'interaction faible put toutefois être confirmée par des mesures en coïncidence, une fois les problèmes initiaux identifiés et résolus. Ainsi Ridley *et al.* [Rid61] obtinrent pour la première fois une estimation correcte de $a_{\beta\nu}$ par la méthode des coïncidences dans la décroissance de l'⁶He. Le résultat obtenu ($a_{GT} = -0.353^{+0.033}_{-0.053}$) était compatible et compétitif avec celui de J.S. Allen ($a_{GT} = -0.353 \pm 0.05$). De même, J.B. Vise *et al.* [VR63] reprirent leurs mesures en coïncidence et parvinrent, eux aussi, à un résultat compatible avec une interaction purement axiale pour la désintégration de l'⁶He ($a_{GT} = -0.319 \pm 0.028$). Ces deux résultats furent obtenus avec quasiment les mêmes dispositifs que lors des premières tentatives [RR55] mais, ce qui fit la différence, fut la détermination exhaustive de toutes les sources d'erreurs possibles sur la mesure de spectres de temps de vol

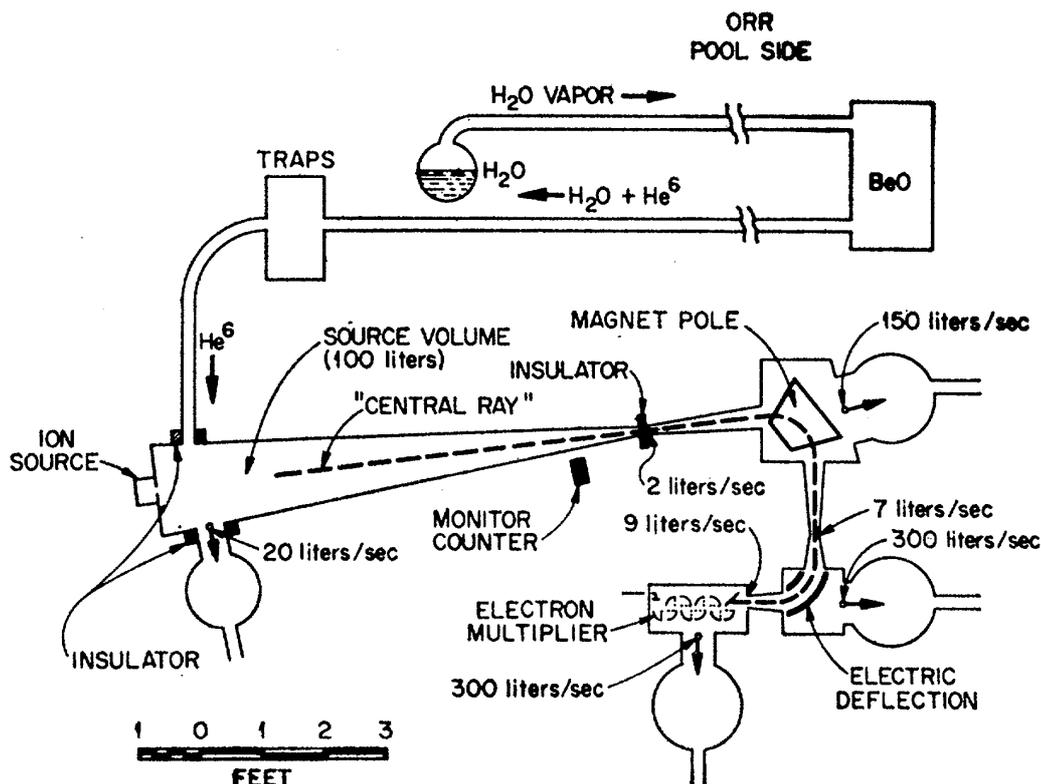


FIGURE I.10 – Dispositif expérimental utilisé par Johnson *et al.* en 1963 [JPC63].

et une mesure spécifiquement dédiée du bruit de fond. Si les mesures en coïncidence ont pu finalement fournir des résultats valables, ces péripéties illustrent la délicatesse de l'utilisation de cette méthode.

Finalement, c'est encore une mesure intégrée qui fournit la mesure la plus précise de $a_{\beta\nu}$ et donc la contrainte la plus forte sur l'existence de courant tensoriel dans l'interaction faible. Ce résultat exceptionnel fut obtenu par C.H. Johnson *et al.* [JPC63] à partir de la mesure du spectre de l'énergie de recul issue de la désintégration de l' ${}^6\text{He}$. Les atomes radioactifs d' ${}^6\text{He}$ étaient produits auprès du réacteur d'Oak Ridge par bombardement de neutrons sur une cible de BeO en poudre avec la réaction ${}^9\text{Be} + n \rightarrow {}^6\text{He} + \alpha$. Les atomes radioactifs étaient acheminés vers l'enceinte de décroissance par un flux de vapeur d'eau.

Cette vapeur d'eau était éliminée par des pièges froids avant l'entrée dans l'enceinte de décroissance de sorte que la source radioactive soit la plus pure possible. L'énergie des ions de recul provenant de l'enceinte était analysée par un spectromètre électromagnétique (voir fig. I.10). Le comptage des ions était échantillonné par tranche d'énergie grâce à un multiplicateur d'électrons et la valeur de $a_{\beta\nu}$ fut extraite du spectre complet en énergie de l'ion de recul. La valeur initiale ($a_{\text{GT}} = -0.3343 \pm 0.0030$) fut modifiée par Glück en 1998 [Glu98] pour tenir compte de corrections radiatives :

$$a_{\text{GT}} = -0.3303 \pm 0.0030$$

sans toutefois modifier l'accord avec une interaction de type purement axial. Outre la statistique accumulée d'événements très importante, l'excellence de ce résultat découle de l'importance dévolue au contrôle du dispositif et à la démarche très méthodique suivie pour l'analyse des données, consistant à identifier de manière claire et exhaustive toutes les sources d'erreurs possibles. Une telle précision telle dans les transitions purement Gamow-Teller ne fut jamais

plus atteinte, la communauté de physiciens préférant se consacrer aux transitions de type Fermi.

Il faudra attendre 1993 [SR93, Ade93] avant qu'une mesure de a_F n'atteigne une précision comparable à celle de a_{GT} . La difficulté d'une pareille mesure réside dans le fait qu'il n'existe pas d'élément radioactif β procédant par transition de type purement Fermi qui ne soit assez léger pour que l'énergie de recul soit facilement mesurable. Dans ce cas, une technique de mesure indirecte peut être adoptée, consistant à détecter les particules réémises par le noyau fils créé lors de la désintégration β dans un état excité. Ces particules étant émises pendant le recul, elles subissent un décalage cinématique assimilable à l'effet Doppler. L'analyse fine de l'effet induit sur le spectre d'énergie mesurée (l'élargissement en cas de mesure en "single" ou directement le décalage Doppler dans le cas de mesures en coïncidence) permet alors de remonter à l'énergie de recul et de là d'en extraire la corrélation angulaire. Cette technique est rendue possible par le fait que la durée de vie des états excités peuplés par la désintégration β est si petite que le noyau de recul n'a pas le temps de subir de perturbations avant l'émission secondaire. Une mesure plus précise de a_F fut obtenue en 1999 par Adelberger *et al.* [A+99] à partir de l'élargissement cinétique du spectre en énergie des protons secondaires émis par les noyaux de recul après la décroissance de l' ^{32}Ar sur un niveau non lié du ^{32}Cl . Le résultat obtenu est le suivant :

$$a_F = 0.9989(65)$$

Il est à noter que ce résultat souffre de deux défauts qui entachent un peu la confiance qu'on pourrait lui porter. Premièrement, la masse de l' ^{32}Ar n'était connue à l'époque qu'à 50 keV près (remesurée précisément depuis à ISOLTRAP [B+03b]) ; or, la masse du noyau radioactif se désintégrant influe directement sur le coefficient de corrélation angulaire, via l'énergie maximale de l'ion de recul accessible par la valeur de Q_β . Deuxièmement, le niveau excité ^{32}S qui était utilisé comme source de protons de calibration a été remesuré depuis [P+02] et le résultat est en désaccord avec la valeur qui avait été utilisée pour l'analyse des données. Il serait donc souhaitable que l'étude soit reprise entièrement, et, à ce jour, aucun nouveau résultat n'a été publié bien qu'un travail partiel ait été réalisé [Gar07].

I.2.2.2 Le développement des pièges (>2000).

Depuis une dizaine d'années, une nouvelle technique s'est développée pour les expériences de corrélation angulaire β - ν : le confinement d'atomes ou d'ions radioactifs, via des pièges électromagnétiques ou magnéto-optiques. Cette méthode présente l'avantage évident de pouvoir concentrer dans un espace très restreint et bien localisé les éléments radioactifs, dans le vide et à de très basses énergies. Par ce biais, il est possible de disposer de sources bien mieux définies que par le passé, limitant *de facto* les problèmes inhérents à un contrôle insuffisant de ces dernières.

Les pièges électromagnétiques, apparus dans les années 30 avec le piège de Penning [Pen36] (combinant un champ électrique et magnétique) puis en 1958 avec le piège de Paul [P+58] (uniquement électrique) offrirent de nombreux débouchés à la physique fondamentale. Le piège de Paul fut initialement mis à contribution en tant que spectromètre de masse car la simplicité de son principe de fonctionnement et l'absence de champ magnétique en faisaient un outil particulièrement commode et efficace [PS53]. Plus récemment, des expériences consistant à piéger un petit nombre d'ions mais à des températures les plus basses possibles permirent d'observer de façon directe le comportement quantique des niveaux d'énergies des atomes [N+80, QSW89], confirmant de manière définitive les lois d'émissions et d'absorptions élaborées au début du 20^e siècle. Enfin, le développement des lignes de faisceaux radioactifs, comme SPIRAL/GANIL ou

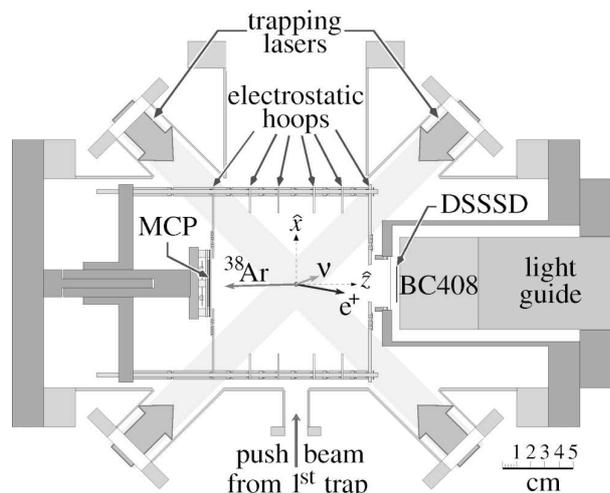


FIGURE I.11 – Schéma de la chambre de détection utilisée dans l'expérience de TRIUMF [G⁺05b].

PSB-ISOLDE/CERN dans les années 90 rendit nécessaire la conception de dispositifs permettant d'étudier le plus rapidement possible et avec précision les propriétés des noyaux radioactifs produits en faibles quantités relatives. Le concept de confinement d'ions fut alors mis à contribution au sein d'un nouveau dispositif de refroidissement et de regroupement rapide des ions d'intérêt. Il s'agit d'une enceinte cylindrique remplie d'un gaz thermalisant au sein duquel est placé un piège de Paul linéaire dont le rôle est de maintenir les ions du faisceau incident le long de l'axe de l'appareil le temps nécessaire à leur refroidissement et leur regroupement [Moo95].

Entre-temps, un nouveau type de piège fut mis au point associant un champ magnétique avec une mélasse optique [PRB86]. L'intérêt de cette technique est qu'elle permet d'obtenir des atomes piégés à la température la plus basse obtenue à ce jour, de l'ordre du μK . La physique atomique a grandement profité de cette innovation, permettant une spectroscopie des niveaux atomiques d'ultra haute résolution et des études de collisions à très basse énergie. Du point de vue technique, des horloges atomiques basées sur le principe de la fontaine atomique, ainsi que divers interféromètres de précision ont pu être construits [AD94]. Dans le domaine de la physique fondamentale, les pièges magnéto-optiques (Magneto-Optical Trap, MOT) ont permis de piéger des atomes à des énergies si faibles tout en étant tellement concentrés dans l'espace que la superposition de leur longueur d'onde a permis d'observer la condensation de Bose Einstein, état dans lequel l'aspect ondulatoire de la matière domine [A⁺95b].

Initiés par l'amélioration de la maîtrise des faisceaux exotiques, des projets de mesure de précision autour de pièges à ions ou à atomes furent démarrés. Deux expériences ont d'ores et déjà fourni des résultats importants.

Transition de Fermi du noyau $^{38}\text{K}^m$ Cette expérience s'est intéressée à la décroissance β^+ du noyau métastable $^{38}\text{K}^m$ [G⁺05b]. Le dispositif consiste en deux pièges magnéto-optiques successifs. Les ions $^{38}\text{K}^m$ produits par le dispositif ISAC de TRIUMF sont tout d'abord stoppés puis évaporés à l'état d'atomes par une feuille de Zr portée à 900°C . Les atomes sont ensuite piégés dans le premier MOT puis transférés vers le second MOT pour s'affranchir du bruit de fond constitué par les atomes $^{38}\text{K}^m$ non piégés et les ^{38}K restés dans la première chambre. La détection des désintégrations se fait par une mesure en coïncidence des positrons et des différents états de charge du noyau de recul d' ^{38}Ar (voir fig. I.11).

Un champ électrostatique appliqué dans la chambre de détection permet de guider et de séparer par temps de vol les ions $\text{Ar}^{+1,+2,+3}$. Le télescope β est constitué d'un Silicium à pistes

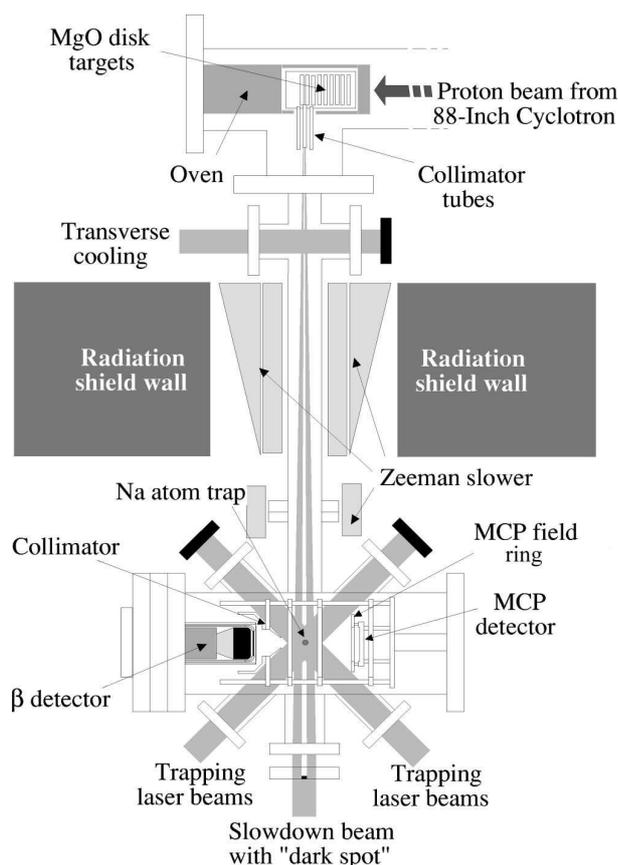
et d'un scintillateur plastique permettant respectivement de mesurer la position et l'énergie du positron, le scintillateur assurant, de plus, le déclenchement de la mesure en coïncidence. La détection du recul est assurée par des galettes à micro-canaux et une anode résistive fournit en sus sa position. La valeur $a_{\beta\nu}$ est déterminée à partir d'ajustements de simulations Monte Carlo (GEANT4) sur le spectre de temps de vol des ions de recul et sur la distribution angulaire β - ν reconstruite à partir des autres observables cinématiques mesurées. Le résultat obtenu, $a_F = 0.9981 \pm 0.0030(\text{stat}) \pm 0.0037(\text{syst})$, est compatible avec le Modèle Standard et impose les contraintes les plus fortes à ce jour sur l'existence de couplages scalaires dans l'interaction faible. Ce travail pionnier conforte aussi la mesure de Adelberger *et al.* tout en usant d'une technique de mesure complètement différente, démontrant la faisabilité et l'efficacité de la technique de détection en coïncidence de particules issues de la désintégration de noyaux radioactifs piégés.

Transition mixte du noyau ^{21}Na Cette expérience utilise aussi la technique de piégeage magnéto-optique mais concerne la transition mixte du ^{21}Na [S⁺03]. Pour l'étude des transitions miroirs telles que $^{21}\text{Na} \rightarrow ^{21}\text{Ne}$, la fraction respective de chaque type de transition (Fermi et Gamow-Teller) peut être déduite assez précisément à partir du rapport entre les valeurs ft des transitions superpermises ($0^+ \rightarrow 0^+$) et la transition considérée, ce qui entraîne malgré tout une incertitude sur la prédiction théorique concernant $a_{\beta\nu}$ [TH09]. Les atomes de sodium sont produits grâce au cyclotron du Lawrence Berkeley National Laboratory par le bombardement d'une cible de MgO avec un faisceau à 85 MeV. La cible étant chauffée à 1000 °C, ils parviennent jusque dans la chambre de détection par diffusion, tout en étant refroidis et ralentis par l'utilisation de lasers transverses et radiaux et à l'aide d'un gradient de champ magnétique axial (Zeeman slower). La chambre de détection, comprenant le MOT et les détecteurs, ainsi que la technique de mesure ressemblent beaucoup à ceux de l'expérience de TRIUMF, à la différence que, dans ce cas-ci, les détecteurs ne sont pas sensibles à la position des particules (voir fig. I.12).

Le paramètre $a_{\beta\nu}$ est ainsi déduit des spectres en temps de vol des ions de recul guidés vers le détecteur d'ions par un champ électrostatique. Le premier résultat publié fit état d'une mesure de $a_{\beta\nu}$ présentant une déviation de plus de 3σ par rapport aux prédictions du Modèle Standard et dépendant du nombre d'atomes piégés [S⁺04]. Depuis, il fut montré que du sodium moléculaire Na_2 se formait dans le piège par photoassociation due à la présence des lasers [V⁺08]. La distorsion des spectres d'énergie des ions de recul aboutissant à une "mauvaise" estimation de $a_{\beta\nu}$ provenait d'événements de coïncidence correspondant à la désintégration d'un des atomes de la molécule Na_2 . L'expérience fut donc reconduite en diminuant la population d'atomes piégés et en améliorant le dispositif de détection : le télescope β fut remplacé par une galette à microcanaux afin de déclencher la coïncidence, non plus sur la détection de la particule β , mais sur les électrons de basses énergies émis suite au phénomène de shake-off. Le nouveau résultat est compatible avec les prédictions du Modèle Standard, $a_{\beta\nu} = 0.5502 \pm 0.0038(\text{stat}) \pm 0.0046(\text{syst})$, mais n'a pas permis d'augmenter les contraintes sur l'existence de courants scalaires ou tensoriels dans l'interaction faible. En revanche, ces données ont été utilisées pour déterminer V_{ud} dans les transitions miroirs [NCS09].

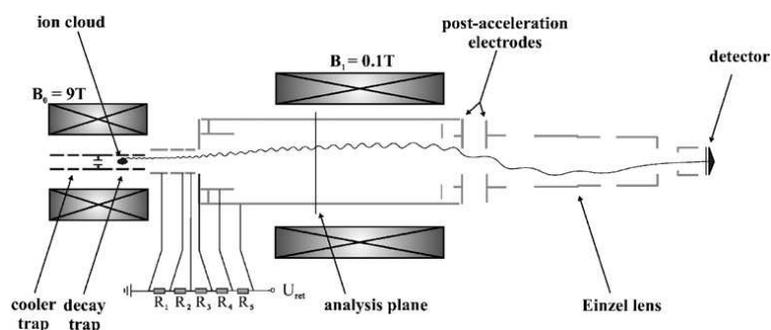
I.2.2.3 Les mesures en cours.

L'expérience WITCH Cette expérience se propose de mesurer la corrélation angulaire β - ν dans une grande variété d'isotopes radioactifs chargés. Pour réaliser cet objectif ambitieux, un système de confinement à base d'un double piège de Penning a été conçu [B⁺03a]. Les pièges de Penning, combinant un champ magnétique pour le confinement radial et un champ électrique quadripolaire pour le confinement axial, permet en principe de piéger n'importe quel ion. Ce

FIGURE I.12 – Schéma du dispositif de l'expérience de Berkeley [S⁺03].

choix ouvre des possibilités plus étendues que les MOT, limités aux atomes ayant des transitions optiques adaptées. Le dispositif est monté derrière le regroupueur/refroidisseur à basse énergie REXTRAP et le faisceau incident est fourni par ISOLDE, installation qui permet de produire une grande variété d'isotopes radioactifs avec de hautes intensités. Les paquets d'ions issus de REXTRAP sont tout d'abord injectés dans le premier piège pour y être refroidis par gaz tampon et recentrés puis transférés par un système de pompage différentiel dans le second piège, où leur désintégration est mesurée (voir fig. I.13).

Derrière ce second piège, se trouve un spectromètre à retardement où règne un gradient de champ magnétique dont le but est de guider les ions de recul sans modifier leur énergie (par conversion adiabatique de leur énergie radiale en énergie cinétique axiale) jusqu'au détecteur. À l'entrée du spectromètre, les ions sont sélectionnés en fonction de leur énergie par un système

FIGURE I.13 – Schéma du dispositif de l'expérience WITCH [B⁺03a].

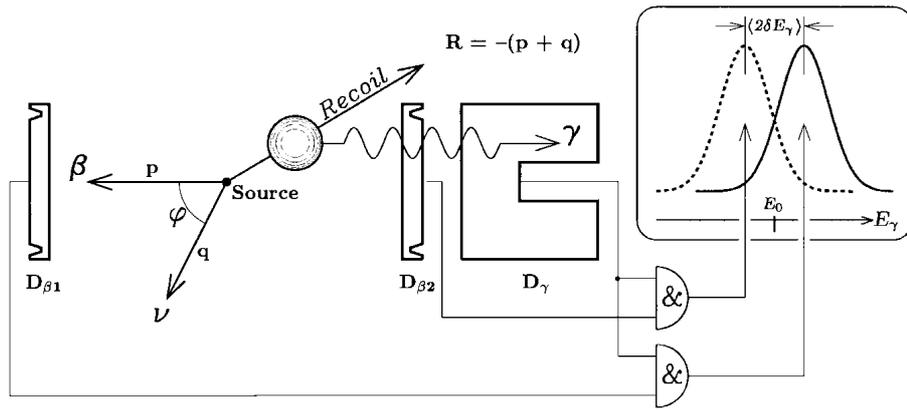


FIGURE I.14 – Schéma du principe de détection en coïncidence du double décalage Doppler

d'électrodes de retardement. Ainsi, en mesurant le taux de comptage des ions pour différentes valeurs de potentiels de retardement, il est possible d'obtenir le spectre cumulé d'énergie des ions de recul. La preuve de principe de l'expérience a pu être apportée en 2006 par l'obtention d'un spectre d'énergie de recul à partir de la désintégration de l'isotope ^{124}In [K⁺08] malgré des dysfonctionnements (claquages dans le spectromètre, problème de temps mort dans l'acquisition). Depuis, plusieurs améliorations ont été réalisées et, en novembre 2009, un run de test avec de l' ^{35}Ar (transition "miroir" avec une large composante de type Fermi) s'est déroulé avec succès [Tan10], même si des problèmes expérimentaux demeurent (phénomène d'ionisation secondaire dans le spectromètre). Des runs dédiés à l'étude des effets systématiques sont prévus à court terme, avant de procéder à la prise de données sur l' ^{35}Ar en vue de déterminer $a_{\beta\nu}$.

L'expérience aSPECT Cette expérience s'attache à déterminer $a_{\beta\nu}$ via la mesure des décroissances β de neutrons libres non polarisés utilisant un spectromètre à retardement, au fonctionnement similaire à celui de l'expérience WITCH [G⁺05a]. Les neutrons produits par la ligne de neutrons froids PF1B de l'Institut Laue-Langevin sont emmenés jusque dans un volume placé à la masse où une petite fraction de ceux-ci se désintègrent. Les protons de recul produits sont alors guidés dans le spectromètre à l'aide d'un fort champ magnétique et sélectionnés par une barrière de potentiel variable. Le comptage des protons dans les tranches d'énergies successives permet d'établir le spectre complet d'énergie. Une prise de données a eu lieu en 2008 apportant la preuve de principe de l'expérience [S⁺09]. À cette occasion, une précision statistique de 2 % par jour de faisceau pour la mesure de $a_{\beta\nu}$ a été annoncée. Malgré un piégeage optimal et un bruit de fond contenu, l'analyse des données fait valoir une dépendance de la valeur de $a_{\beta\nu}$ sur les bornes d'intégrations du signal proton, ce qui suggère que la compréhension et la maîtrise des effets systématiques n'ont pas encore atteint un niveau suffisant. De nouvelles prises de données sont prévues dans le futur et la collaboration est confiante d'obtenir une précision totale de l'ordre de 0.3 % sur la mesure de $a_{\beta\nu}$ pour le neutron [Kon10].

I.2.2.4 Les projets

Une proposition d'expérience dans le cadre d'une nouvelle ligne de recherche à NSCL [NC⁺10] vise à mesurer $a_{\beta\nu}$ dans la désintégration pure Gamow-Teller du ^8He . La technique proposée consiste à mesurer en coïncidence la particule β et le rayon γ émis à 981 keV par le ^8Li produit dans un état excité, et ce pour deux détecteurs β , placés de part et d'autre de la source de décroissances (voir fig. I.14).

L'écart entre les deux spectres d'énergies γ obtenus revient à mesurer un double décalage

Doppler, lui-même fonction de la cinématique de réaction et donc de la corrélation angulaire β - ν . L'ion de recul n'étant pas directement détecté, l'utilisation de pièges pour disposer d'une source bien définie n'est pas nécessaire. En l'occurrence, il est prévu d'arrêter les ions d' ^8He avec une cible de carbone assez épaisse pour s'assurer que les ions de recul avec l'énergie maximale autorisée ne s'échappent pas de la cible. Si la statistique nécessaire pour atteindre l'objectif de 1 % de précision sur $a_{\beta\nu}$ ne devrait pas poser problème, le contrôle des effets systématiques va demander du temps et des efforts additionnels.

Concernant la désintégration du neutron, deux projets américains ambitieux sont en cours d'élaboration.

Le dispositif aCORN [W⁺09], qui est en voie d'achèvement, sera installé au NCNR⁷ pour mesurer le coefficient de corrélation β - ν à partir de la détection en coïncidence des particules β et des protons émis par la désintégration de neutrons froids. Les détecteurs sont positionnés face à face, ce qui entraîne que, pour chaque "vraie" coïncidence détectée, la conservation du moment cinétique oblige l'impulsion du neutrino à se trouver dans deux régions distinctes de l'espace cinématique de la désintégration, suivant qu'il est émis soit en corrélation soit en anticorrélation avec l'électron. Ces deux configurations peuvent être distinguées par la mesure du temps de vol du proton à condition d'appliquer une sélection appropriée sur l'énergie de la particule β . L'asymétrie du nombre d'événements comptés dans ces deux groupes fournit alors une mesure de $a_{\beta\nu}$, sans avoir à se soucier d'une spectroscopie précise de l'énergie du proton. La précision statistique visée $\sigma_a/a = 0.5$ % devrait être atteinte courant 2012, après un peu plus de deux ans de prise de données en continu. Des efforts importants ont été fournis en amont pour limiter les sources d'erreurs systématiques. Le dispositif de détection a été conçu de manière à minimiser au maximum la part de l'erreur causée par la rétrodiffusion des électrons sur la surface des détecteurs. Des instruments de correction et de contrôle vont être mis en place afin de garantir en permanence la qualité des champs électromagnétiques utilisés pour guider les particules jusqu'à leurs détecteurs respectifs.

Le projet de la collaboration Nab [P⁺09b] est de développer un spectromètre électromagnétique innovant pour détecter en coïncidence, et avec un angle solide de 4π , les électrons et les protons issus de la désintégration des neutrons froids fournis par l'installation Fundamental Neutron Physics Beamline du SNS⁸. Un champ électrostatique doublé d'un champ magnétique doit permettre de récolter la totalité des produits de décroissance tout en permettant une mesure précise de l'énergie cinétique que leur a conférée la désintégration. De cette manière, muni de l'information nécessaire pour qualifier entièrement la cinématique de chaque décroissance, la corrélation angulaire entre l'électron et le neutrino peut être établie. Plus précisément, plusieurs estimations indépendantes de $a_{\beta\nu}$ pourront être effectuées suivant la sélection en énergie de la particule β utilisée fournissant un moyen puissant pour contrôler les effets systématiques. En raison de l'important taux de détection attendu et du temps de faisceau qui lui sera alloué, la précision atteinte par l'expérience Nab ne devrait pas être limitée par la statistique. L'objectif affiché est de parvenir à limiter les erreurs systématiques pour obtenir une précision globale sur $a_{\beta\nu}$ de l'ordre de $\sigma_a/a = 0.1$ %. On peut noter que cette expérience se propose aussi de mesurer le paramètre d'interférence de Fierz à partir du seul spectre d'énergie de la particule β . Ce paramètre n'a encore jamais été mesuré dans la désintégration du neutron. Les simulations Monte-Carlo, visant à valider complètement la faisabilité du projet, sont achevées et la proposition de financement a été acceptée. La construction des différents éléments du dispositif doit débiter au courant de l'année 2011.

7. NIST Center for Neutron Research, Gaithersburg, Maryland

8. Spallation Neutron Source, Oak Ridge, Tennessee

I.2.3 Conclusion

Depuis la mise au point de la théorie de l'interaction faible, les résultats expérimentaux ont joué un rôle prépondérant s'agissant de contraindre le type de couplage existant. Jusqu'à aujourd'hui, toutes les mesures sont compatibles avec la théorie V–A mais, étant donné la difficulté inhérente à ce genre de mesures, les contraintes apportées sur la présence éventuelle de courants exotiques scalaires et tensoriels restent relativement faibles (de l'ordre de 10 %). Comme aucun argument théorique solide ne permet de les exclure, des expériences supplémentaires se justifient pleinement.

Ce type de recherche s'inscrit tout à fait dans le cadre des expériences au-delà du Modèle Standard puisqu'une déviation observée par rapport aux prédictions concernant la corrélation angulaire serait la signature claire de nouveaux types de couplages. Les améliorations importantes et récentes, à la fois de la maîtrise des faisceaux radioactifs, de la précision des détecteurs ainsi que des nouvelles techniques de confinement, permettent d'envisager des projets d'expériences à basses énergies innovants, portant la promesse de mesures encore plus précises. Malgré tout, le contrôle des effets systématiques demeure un préalable incontournable et qui peut se révéler problématique, étant donné la précision recherchée sur la mesure de $a_{\beta\nu}$.

Le projet LPCTrap, présenté dans le chapitre suivant, est symptomatique de ce renouveau puisqu'il conjugue à la fois des techniques innovantes (refroidissement d'un faisceau radioactif d' ${}^6\text{He}$) et une technique de mesure simple mais ambitieuse : la mesure en coïncidence du β et de l'ion de recul issus de la désintégration des ions ${}^6\text{He}$ confinés dans un piège de Paul. L'objectif affiché étant d'améliorer la précision de la mesure réalisée en 1963 par Johnson *et al.*.

Chapitre II

Le dispositif LPCTrap

Le dispositif LPCTrap a été mis au point dans le but de réaliser des expériences de précision portant sur la mesure de décroissances β d'ions radioactifs produits par l'installation SPIRAL/LIRAT. Il s'appuie sur la détection en coïncidence des produits de désintégration provenant d'une source d'ions radioactifs quasiment au repos et très localisée spatialement. Cette source est obtenue par confinement des ions dans un piège de Paul spécialement développé pour faciliter au maximum la détection des produits de désintégration.

Le candidat ${}^6\text{He}^+$ a été retenu, en premier lieu pour des raisons d'intérêt physique, mais aussi pour plusieurs raisons de faisabilité expérimentale : une production en quantité suffisante et des propriétés intrinsèques de la décroissance compatibles avec le dispositif. Ces arguments seront présentés succinctement.

Un piégeage optimal ne peut se faire que de façon séquentielle et avec une énergie moyenne et une dispersion de l'énergie des ions incidents très faibles, de l'ordre respectivement de la centaine d'eV et de l'eV. Le faisceau d'ions délivré par la ligne LIRAT doit donc être tout d'abord ralenti et refroidi. Les ions doivent ensuite être regroupés en paquets pour pouvoir être injectés de façon efficace dans le piège de Paul. Ces tâches sont prises en charge par la ligne de préparation du faisceau qui assure la liaison entre LIRAT et le piège de Paul.

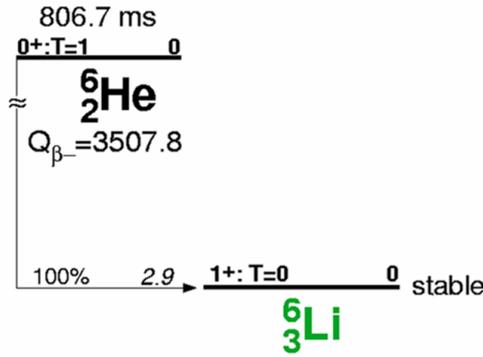
Cette partie s'attache donc à présenter dans l'ordre : la technique de mesure utilisée, la production des ions par SPIRAL et leur transport dans LIRAT, la ligne de préparation du faisceau, le piège de Paul utilisé pour confiner les ions et enfin le système de détection des décroissances radioactives.

Tous ces dispositifs ayant été plusieurs fois décrits avec moult détails dans des ouvrages précédents ([Ban03, B⁺04, Dar04, D⁺04, B⁺05, L⁺05, R⁺06, M⁺07, D⁺08]), nous nous contenterons ici d'une présentation succincte de chacun d'eux, comportant uniquement leurs principales caractéristiques et performances ainsi que les informations nécessaires à la compréhension des chapitres suivants. Le cas échéant, il sera fait état des modifications apportées depuis l'achèvement de la thèse précédente [Mé07].

II.1 La mesure du paramètre $a_{\beta\nu}$ sur LPCTrap

II.1.1 Le choix du noyau ${}^6\text{He}$

La limite actuelle sur l'existence éventuelle de couplage tensoriel dans l'interaction faible a été imposée par l'expérience de C.H. Johnson *et al.*, réalisée il y a plus de 40 ans. Ce résultat exceptionnel a fortement conforté la structure théorique en V–A utilisée depuis pour décrire l'interaction faible. La grande précision obtenue a été rendue possible par les caractéristiques

FIGURE II.1 – Schéma de décroissance de l' ${}^6\text{He}^+$.

intrinsèques de l' ${}^6\text{He}$ qui en font le candidat idéal dans le domaine des transitions pures Gamow-Teller. Toutefois, la mesure de la désintégration de ce noyau n'a pas été retenue depuis, les expérimentateurs se concentrant principalement sur des mesures portant sur des décroissances de type Fermi ou mixte. Malgré tout, la contrainte apportée reste relativement faible, ce qui justifie de tenter une nouvelle mesure de la corrélation angulaire dans la désintégration de l' ${}^6\text{He}$, en vue, si possible, d'en améliorer la précision.

L'intérêt en est renforcé par l'utilisation d'une technique de mesure complètement différente de la précédente : mesure d'un temps de vol par une détection en coïncidence en lieu et place d'une mesure intégrée de l'énergie de l'ion de recul. La même année que C.H. Johnson et après de nombreuses difficultés, J.B. Vise *et al.* étaient parvenus à obtenir une mesure compatible de $a_{\beta\nu}$ à partir de la décroissance d' ${}^6\text{He}$ et avec la technique de détection en coïncidence (voir chapitre précédent). Malheureusement, le manque de statistique et des effets systématiques insuffisamment maîtrisés avaient abouti à une précision bien moindre sur le paramètre de corrélation angulaire. Ces dernières années, les progrès récents concernant à la fois la production de faisceaux d'ions radioactifs et les techniques de piégeage d'ions ont rendu possible des expériences atteignant des précisions similaires à celles de l'expérience de C.H. Johnson *et al.* mais pour le secteur scalaire. Dans ce cadre, il était légitime de vouloir mettre en oeuvre ces nouvelles techniques pour le secteur tensoriel, comme se le propose l'expérience LPCTrap.

Le choix de l'ion ${}^6\text{He}^+$ (voir Fig.II.1) a pu être entériné pour des raisons de faisabilité expérimentale. Tout d'abord, l'énergie du recul nucléaire, toujours très faible, doit être néanmoins la plus grande possible pour ne pas être disqualifiante du point de vue de la détection. La faible masse de l' ${}^6\text{He}^+$ implique que l'énergie cinétique acquise par l'ion ${}^6\text{Li}^{++}$ de recul peut atteindre des valeurs relativement grandes ($T_{max} = 1.4$ keV). Une détermination de l'énergie par la mesure du temps de vol est alors possible, méthode qui est en outre compatible avec l'utilisation d'un piège à ions quasiment transparent à la détection. De plus, le rapport d'embranchement de 100 % vers l'état fondamental stable de l'ion lithium assure que la trajectoire de cet ion de recul ne sera pas perturbée par des désintégrations secondaires. Ainsi, hormis des corrections théoriques (corrections radiatives et coulombiennes par exemple) ou d'éventuels effets systématiques expérimentaux (comme la perturbation de la trajectoire des ions de recul par le champ de piégeage), la mesure du temps de vol de l'ion fournit directement l'information sur l'énergie de recul de la désintégration, permettant une détermination non biaisée du paramètre $a_{\beta\nu}$. Deuxièmement, le temps de vie de l'ion candidat doit être suffisamment grand pour qu'un nombre significatif d'entre eux survive au délai nécessaire à la préparation de la source et à son étude. Cet intervalle de temps comprend les temps relatifs à la production des ions, à leur transport jusqu'au site de l'expérience, à la préparation du faisceau en vue de l'injection dans le piège de mesure et enfin à celui du cycle de la mesure elle-même (ces phases sont dé-

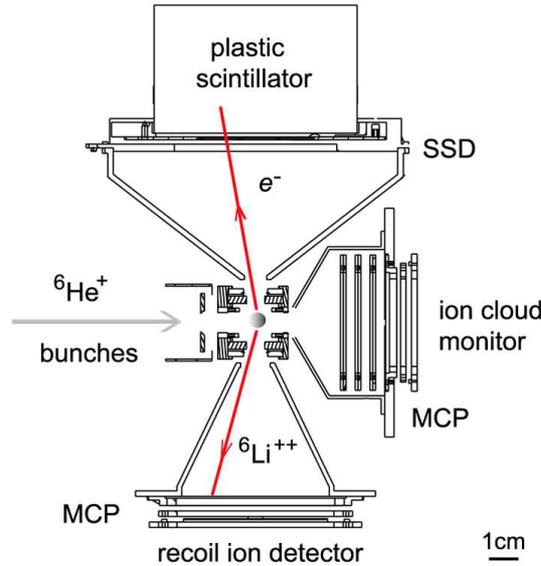


FIGURE II.2 – Schéma de l'intérieur de la chambre du piège illustrant le principe de détection en coïncidence des produits de désintégration de l' ${}^6\text{He}^+$.

taillées dans les chapitres suivants). En revanche, ce temps de vie doit être suffisamment petit pour permettre d'accumuler une statistique suffisante pendant un temps de prise de données raisonnable (typiquement de l'ordre d'une semaine). Le temps de vie de l' ${}^6\text{He}$, de l'ordre de 800ms, satisfait à ces contraintes.

Enfin, il est nécessaire de disposer d'une installation capable de produire une quantité suffisante de ces ions ${}^6\text{He}^+$ et dans des conditions exploitables par notre dispositif. C'est le cas de la ligne basse énergie LIRAT de SPIRAL/GANIL qui a été développée en grande partie pour réaliser ce type d'expérience.

II.1.2 La technique de mesure

L'utilisation d'un piège de Paul permet de disposer d'une source d'ions radioactifs quasiment au repos, très localisée spatialement et plongée dans un vide très poussé. En plaçant des détecteurs autour du piège, il est possible de détecter directement les ions de recul ${}^6\text{Li}^{++}$ mais aussi les particules β émises lors de la désintégration (voir fig. II.2).

L'intérêt d'une détection en coïncidence des deux particules réside en premier lieu dans la détermination rendue simplifiée de l'énergie de l'ion de recul via la mesure de son temps de vol. Ce type de détection présente aussi l'énorme avantage de réduire drastiquement le bruit de fond associé à la détection des ions. La coïncidence donne en outre accès à d'autres observables que la seule énergie de recul, ce qui permet un meilleur contrôle de la détection et rend possible le rejet d'événements cinématiquement impossibles. Afin de limiter au maximum la détection de décroissances survenant à l'extérieur du piège, des collimateurs sont placés devant chacun des détecteurs. Pour réduire le bruit de fond lié à de fausses détections du détecteur β , un Silicium à pistes est placé devant le scintillateur plastique qui fournit le signal rapide de déclenchement et permet de mesurer l'énergie du β . Ce détecteur très fin valide le passage d'un électron dans la gamme d'énergie correspondant à la décroissance de l' ${}^6\text{He}^+$ permettant donc de rejeter les événements correspondant à des déclenchements du scintillateur plastique dus au bruit de fond de la salle ou au bruit d'obscurité de l'ensemble scintillateur+photomultiplicateur.

Le système de détection fournit, pour chaque événement, l'énergie du β , E_β , le temps de vol de l'ion de recul, ToF , mais aussi leurs positions respectives. Ainsi, les deux mesures de positions

permettent ainsi de reconstruire l'angle relatif ϕ entre le β et l'ion de recul, ce qui fournit un total de 3 variables cinématiques mesurées pour chaque évènement. La désintégration à 3 corps de l' ${}^6\text{He}^+$ étant décrite par 5 variables cinématiques, mais dont 2 seulement sont indépendantes, la surdétermination de la cinématique de désintégration par le système de détection permet de s'assurer de la consistance des spectres obtenus et de mettre en lumière d'éventuels effets systématiques.

L'extraction du paramètre de corrélation angulaire, extrait du spectre en temps de vol de l'ion de recul, est rendu possible par le fait que l'asymétrie dans la distribution angulaire engendrée par la valeur de $a_{\beta\nu}$ a tendance à générer des énergies de recul en moyenne plus faibles dans le cas d'une interaction de type axial que dans le cas hypothétique d'une interaction de type tenseur (voir fig. I.8). L'effet sera bien entendu inversé sur l'observable ToF , les ions les plus rapides correspondant évidemment à des ions de haute énergie relative :

$$p_r = \frac{M_r d}{ToF}$$

où p_r est l'impulsion de l'ion de recul, M_r sa masse (ici $M_r = M_{6\text{Li}}$) et d la distance parcourue par l'ion correspondant environ à la distance entre la position du nuage d'ions piégés et le détecteur d'ions. Le temps de vol est obtenu par la différence en temps entre le signal de détection de la particule β , qui fait alors office de déclenchement de la mesure en coïncidence, et le signal de détection de l'ion de recul. Dans le cas de piégeage d'ions à l'aide de pièges électromagnétiques, il n'est pas possible de récupérer la totalité des ions de recul produits à l'aide d'un champ électrostatique comme cela est effectué dans les mesures intégrées et celles utilisant un MOT. Le placement relatif des détecteurs va donc opérer une sélection sur l'espace de phase de la désintégration disponible à la détection. Une étude de l'impact de la position des détecteurs sur la sensibilité de $a_{\beta\nu}$ et de la compatibilité avec les angles solides offerts par le piège a été conduite par P. Delahaye dans sa thèse [Del02]. L'étude de la figure de mérite dans l'espace (E_β, p_r) a montré que le placement le plus judicieux consiste à mettre les détecteurs face à face, combinant à la fois la plus grande sensibilité du spectre de temps de vol à la valeur de $a_{\beta\nu}$ et une statistique maximale. Les détecteurs sont positionnés à environ 10 cm de part et d'autre du piège ce qui conduit, étant donné leurs dimensions respectives (le système de détection sera présenté plus en détails dans un chapitre ultérieur), aux angles solides de détection suivants : $\Omega_\beta = 2.63 \%$ et $\Omega_{\text{recul}} = 3.57 \%$. L'angle relatif entre les deux particules est, quant à lui, limité à $\phi_{\text{lim}} = 135^\circ$ si l'on considère des désintégrations se produisant exactement au centre du piège. Les figures II.3 montrent les répartitions des désintégrations dans le plan cinématique (E_β, p_r) calculé par tirage Monte Carlo pour les cas purement axial ($a_{\beta\nu} = -1/3$) et purement tenseur ($a_{\beta\nu} = 1/3$) et pour l'espace de phase complet par rapport à celui limité par les détecteurs. Dans ce dernier cas, les particules ont été propagées de la manière la plus réaliste possible jusqu'au détecteur avec la simulation basée sur GEANT4 qui sera présentée dans un chapitre ultérieur. La sélection opérée par la détection en coïncidence est clairement visible avec les tracés des isocontours en ϕ , même si des évènements *a priori* interdits cinématiquement sont détectés, principalement en raison du phénomène de diffusion des β sur les volumes présents dans la chambre du piège. Ces évènements conduisent à une mauvaise corrélation angulaire et leur prise en compte est la principale raison d'être de la simulation GEANT4. L'efficacité géométrique de détection obtenue avec la simulation fait état d'une valeur de 0.51 % pour un couplage purement axial et de 0.61 % pour un couplage purement tensoriel. À ces valeurs manquent les facteurs correspondant aux efficacités des détecteurs, de l'ordre respectivement de $\epsilon_\beta \approx 100 \%$ et $\epsilon_{\text{ion}} \approx 50 \%$, ce qui conduit à un taux de détection dans le cas axial de 0.25 %.

Les figures II.4 présentent l'allure des spectres de temps de vol et d'énergie β en fonction de la valeur $a_{\beta\nu}$ obtenue pour des évènements simulés en coïncidence. Une dépendance sur la valeur

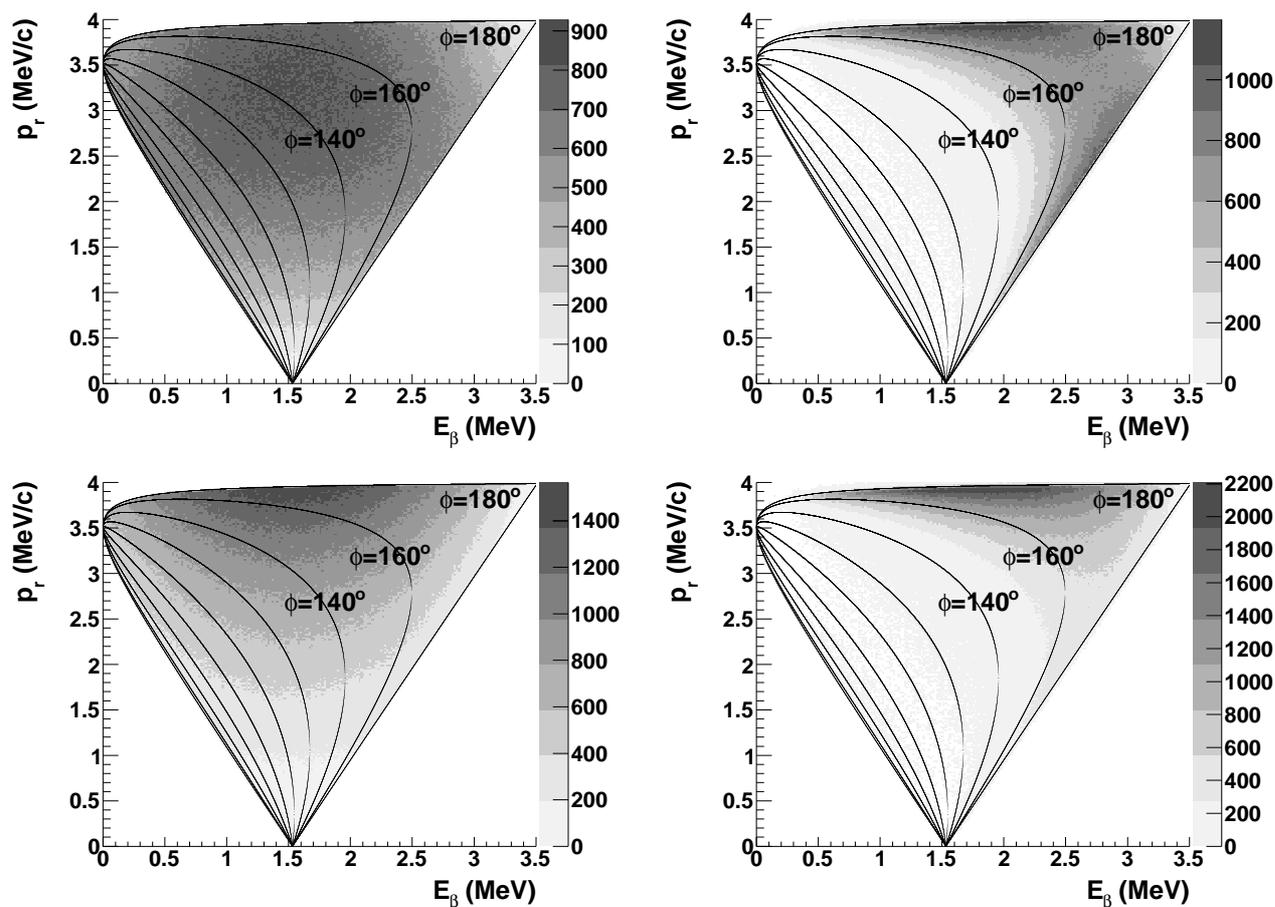


FIGURE II.3 – Répartition des désintégrations de l' ^6He dans l'espace cinématique (E_β, p_r) pour les cas purement axiaux (haut) et dans les cas purement tenseurs (bas), pour l'espace cinématique complet (gauche) et avec la sélection géométrique du système de détection en coïncidence (droite)

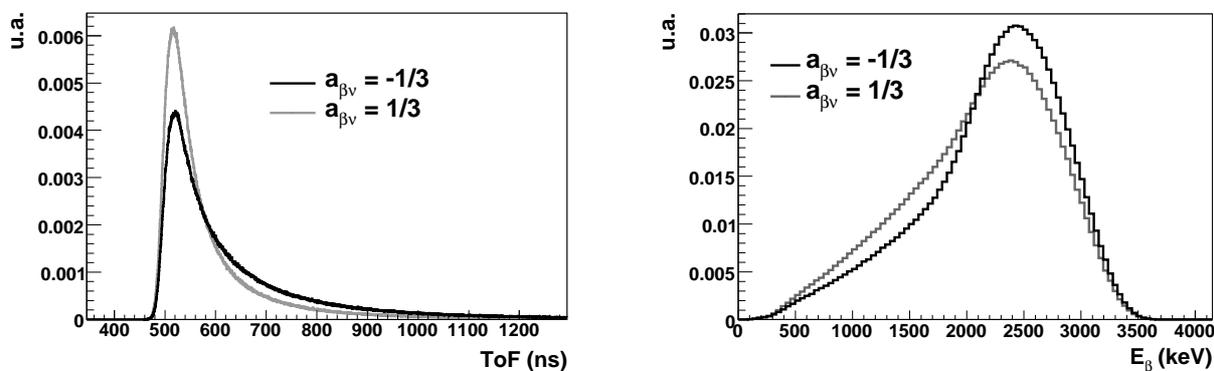


FIGURE II.4 – Allure des spectres de temps de vol de l'ion de recul (gauche) et d'énergie β (droite) pour des événements simulés correspondant aux cas purement axial (en noir) et purement tenseur (en gris)

de $a_{\beta\nu}$ est visible non seulement sur le temps de vol mais aussi sur l'énergie β , ce qui s'explique par la sélection en angle opérée par le système de détection. L'estimation de $a_{\beta\nu}$ pourrait donc tirer parti de l'information donnée par ces deux observables. En raison de la faible résolution du télescope β utilisé et de la complexification que cela entraînerait sur l'analyse des données, seule la distribution en temps de vol est mise à contribution. L'estimation de la valeur de $a_{\beta\nu}$ se fait par un ajustement du spectre expérimental avec une combinaison linéaire des spectres simulés pour les cas purement axial ($a_{\beta\nu} = -1/3$) et purement tenseur ($a_{\beta\nu} = 1/3$) tels que ceux présentés dans les figures II.4.

Avant de pouvoir exploiter les spectres expérimentaux, il est nécessaire de parvenir à franchir plusieurs étapes incontournables :

- identifier toutes les sources de bruits de fond et parvenir à déterminer les formes de leur contribution respective sur chacune des observables ;
- caractériser la fonction de réponse de chacun des détecteurs, et effectuer leur calibration ;
- identifier et quantifier tous les effets expérimentaux susceptibles de perturber de façon systématique les spectres à exploiter et, si possible, les inclure dans la simulation.

Ces étapes seront détaillées dans le chapitre consacré à l'analyse des données récoltées lors de l'expérience réalisée en 2008 avec ${}^6\text{He}^+$.

II.1.3 L'objectif de l'expérience LPCTrap

L'objectif de l'expérience LPCTrap est de mesurer le paramètre de corrélation angulaire β - ν dans la décroissance de ${}^6\text{He}$ en améliorant la précision obtenue par C.H. Johnson *et al.* en 1963 [JPC63], le but étant de tester la présence de couplage tensoriel dans les transitions faibles de type Gamow-Teller. Pour rappel, le résultat obtenu par l'expérience de C.H. Johnson *et al.*, modifié en 1998 par F. Glück [Glu98] pour tenir compte de corrections théoriques, est le suivant :

$$a_{\text{GT}} = -0.3303 \pm 0.0030$$

La précision exceptionnelle ($\approx 1\%$) obtenue à cette occasion sur a_{GT} explique que cette mesure n'ait plus été retentée depuis. Avec les performances du dispositif LPCTrap couplé à l'installation SPIRAL/LIRAT, une précision statistique supérieure à 1% est atteignable en quelques jours de prise de données. D'autre part, le degré de maîtrise du confinement d'ions et la précision des instruments de mesures permettent de contrôler finement les effets systématiques. Il est donc envisageable de parvenir à contenir les incertitudes systématiques à un niveau suffisant pour ne pas mettre en péril la précision recherchée sur la mesure de $a_{\beta\nu}$.

II.1.3.1 Considérations statistiques

La figure II.5 (gauche) présente des estimations de $a_{\beta\nu}$ obtenues par la routine d'ajustement du temps de vol pour des échantillons de pseudo-données expérimentales de taille variable. Le préfixe pseudo- signifie qu'il s'agit en réalité de données simulées mais analysées comme des données expérimentales. Ce type d'auto-analyse est développé en détails dans le chapitre IV. Il est introduit ici car il permet entre autres de prévoir dans quelle mesure la procédure d'ajustement est capable d'estimer correctement $a_{\beta\nu}$ en fonction de la taille de l'échantillon expérimental. Les pseudo-données utilisées ici ont été générées avec $a_{\beta\nu} = -0.3266$ soit une déviation de 2% par rapport à la valeur prédite par la théorie V-A. Dans l'exemple montré, l'échantillon de 2.5×10^5 événements aboutit à une estimation qui n'encadre pas la valeur utilisée dans la simulation à 1σ mais qui est compatible avec $a_{\text{SM}} = -1/3$. En revanche, les

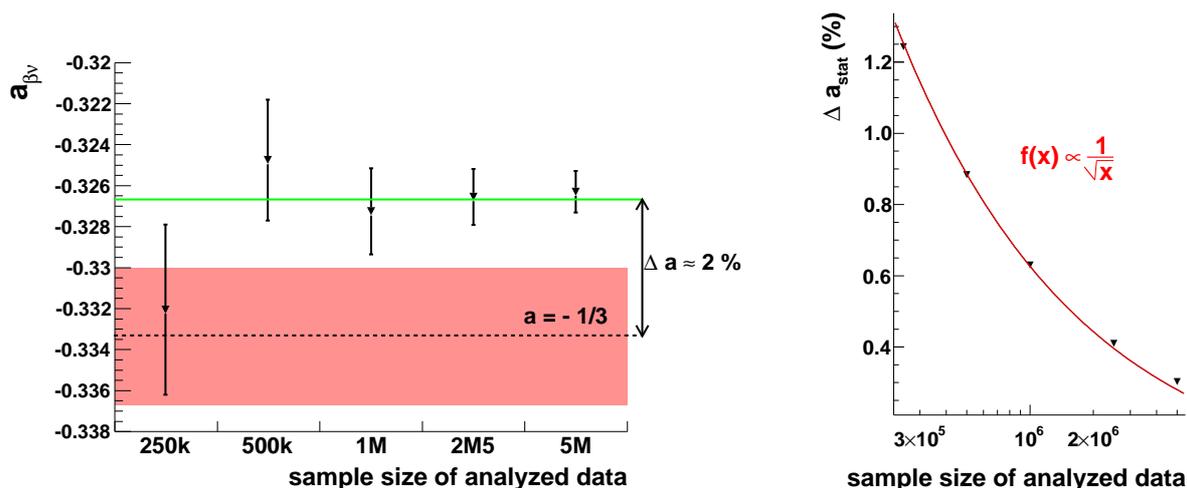


FIGURE II.5 – À gauche : Estimations de $a_{\beta\nu}$ à partir d'échantillons de pseudo-données de taille variable avec l'encadrement à 1σ . La valeur de $a_{\beta\nu}$ utilisée pour générer les pseudo-données est indiquée par la ligne continue horizontale et correspond à un écart relatif d'environ 2 % par rapport à la valeur prédite par la théorie V–A. Le trait pointillé représente la valeur prédite par la théorie V–A et la zone grisée un encadrement à $\pm 1\%$ de cette dernière. À droite : Évolution de la précision statistique de l'ajustement en fonction de la taille de l'échantillon de données expérimentales.

échantillons de taille supérieure parviennent tous à encadrer la valeur initiale et à produire une incertitude qui exclut a_{SM} à plus de 2σ .

La figure de droite représente l'augmentation de la précision de l'ajustement en fonction de la taille de l'échantillon analysé. On observe que cette augmentation suit relativement bien la loi attendue dans le cas où l'erreur est purement d'origine statistique. D'après cette tendance, une précision statistique de 0.5 % est atteinte aux environs de 1.575×10^6 coups dans la distribution en temps de vol ajustée.

Le calcul prévisionnel de la durée nécessaire de l'expérience prend en compte les performances les plus récentes de la ligne LPCTrap, un faisceau d' ${}^6\text{He}^+$ de bonne qualité et la fraction d'événements rejetée par l'analyse des données finales. Cette prévision indique que moins d'une semaine de prise de données est nécessaire pour atteindre la précision statistique de 0.5 %.

II.1.3.2 Discussion sur les incertitudes systématiques

Si la précision statistique est atteignable dans l'hypothèse d'une prise de données se déroulant dans de bonnes conditions, l'incertitude systématique finale doit être le résultat d'une analyse fine et exhaustive de l'ensemble des paramètres expérimentaux susceptibles d'avoir un effet sur l'estimation de $a_{\beta\nu}$. L'étude des différents paramètres systématiques sera le sujet de chapitres dédiés et, dans cette section, une première présentation qualitative sera faite de chacun d'eux.

Les incertitudes systématiques proviennent de deux sources différentes. La première source est liée au dispositif de détection et comprend :

- la fonction de réponse des détecteurs, en particulier la résolution en temps pour la mesure de temps de vol et celle en énergie du télescope β ;
- le bruit de fond généré par les détecteurs et l'effet du filtre de validation du Silicium à pistes ;

- le placement des détecteurs, notamment la position exacte du détecteur d'ions de recul qui a un effet direct sur la forme du spectre en temps de vol ;
- le temps mort généré par la détection en coïncidence et la déformation induite sur le spectre de temps de vol par le fonctionnement en "single hit" du TDC codant le temps de vol.

La deuxième source est liée au dispositif expérimental lui-même et comprend :

- les caractéristiques de la source d'ions (c'est à dire le nuage d'ions piégés) : position moyenne, extension spatiale, évolution au cours du temps, *etc.* ;
- les effets physiques susceptibles de perturber la trajectoire des produits de décroissances : diffusion des β , déviation de la trajectoire de l'ion de recul par le champ de confinement, *etc.* ;
- les bruits de fond générés par les coïncidences perdues et les décroissances ayant lieu hors du piège.

Les premières études concernant les incertitudes systématiques, réalisées par des simulations en parallèle du développement de la ligne, ont permis de défricher le terrain [Del02, Dar04]. La prise de données de 2006 a été consacrée à l'évaluation exhaustive de l'ensemble des effets systématiques et un gros effort d'analyse a permis d'acquérir une vision précise de l'ensemble du dispositif, préparant la prise de données de 2008. Un constat important de cette expérience a été que le phénomène de diffusion des électrons pouvait entraîner un biais significatif sur le résultat de $a_{\beta\nu}$. Pour cette raison, une nouvelle modélisation a été entreprise dans le but d'inclure la totalité des effets expérimentaux, diffusion des électrons incluse. Cette modélisation a été réalisée avec GEANT4 et constitue une partie importante du travail réalisé dans cette thèse.

D'autre part, à l'issue de l'analyse des données de 2006, il a été déterminé que le facteur apportant la plus grosse part d'incertitudes systématiques était la connaissance incomplète de l'espace de phase occupé par le nuage piégé. Pour cette raison, un nouveau modèle a été développé qui incorpore la température du nuage en tant que paramètre libre et dont l'ajustement sur des échantillons expérimentaux de taille comparable à celle attendue durant l'expérience 2008 semble tout à fait satisfaisant.

II.2 La ligne de préparation du faisceau

II.2.1 La production des ions par SPIRAL/LIRAT

La production des ions est assurée par l'ensemble cible-source de SPIRAL qui utilise la technique ISOL (Isotope Separation On Line) (voir fig II.6).

Les atomes radioactifs d' ${}^6\text{He}$ sont issus de la fragmentation d'un faisceau de ${}^{13}\text{C}$ accéléré à 75MeV/A dans une cible épaisse de carbone graphite. Les gaz radioactifs ainsi formés sont diffusés vers une source ECR pour être ionisés. Ce type de source présente une grande efficacité, de l'ordre de 30 %, mais n'est pas sélectif. Il en résulte que les ions ${}^6\text{He}^+$ extraits de la source sont accompagnés d'une quantité énorme d'ions ${}^{12}\text{C}$ de charge 2+. Comme en plus, la ligne de guidage du faisceau vers LIRAT ne dispose pas d'une résolution suffisante pour séparer ces deux faisceaux, une quantité importante de ce polluant est transportée avec les ions ${}^6\text{He}^+$ jusque dans la ligne de préparation du faisceau.

La ligne LIRAT consiste en un dipôle à 45°, une collection de quadripôles magnétiques et des "steerers" qui permettent de conduire des faisceaux d'émittance de 100π mm.mrad avec une énergie maximale de 30 keV (voir fig. II.7). L'énergie du faisceau incident est imposée par la tension appliquée sur la plateforme de la source ECR. Dans le cadre de notre expérience,

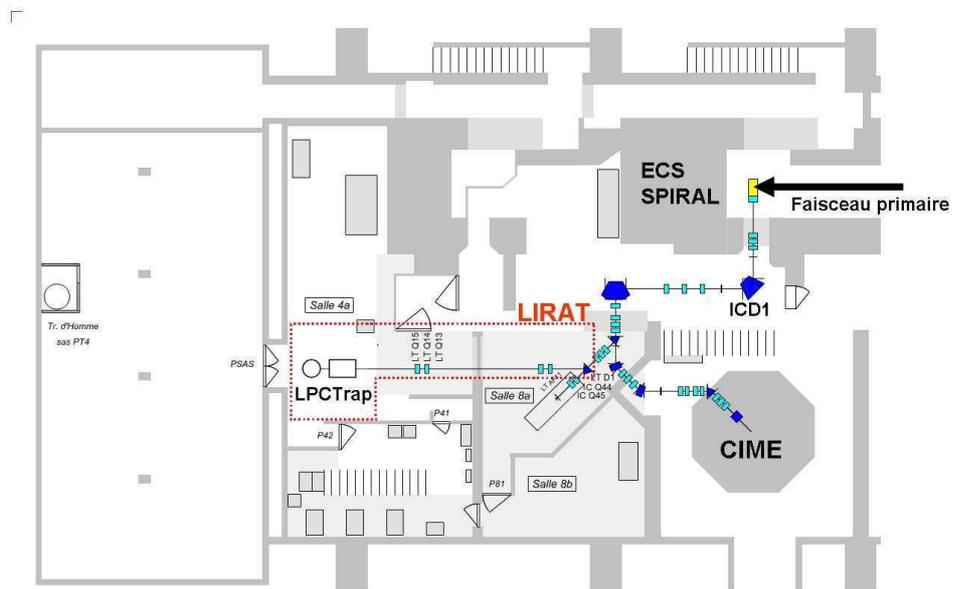


FIGURE II.6 – Implantation de la ligne basse énergie LIRAT.



FIGURE II.7 – Aperçu de la ligne basse énergie LIRAT.

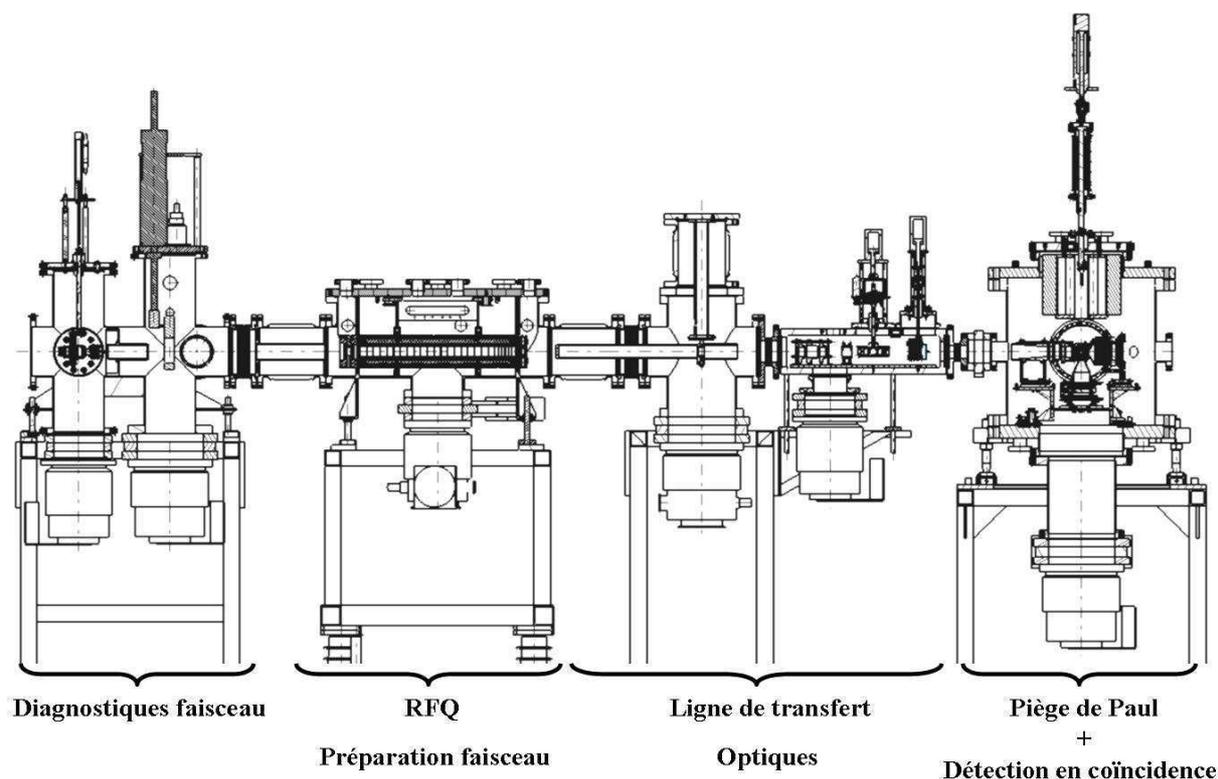


FIGURE II.8 – Schéma de la ligne de préparation du faisceau.

l'énergie du faisceau a été fixée à 10 keV car cela correspond à l'énergie maximale que l'on peut atteindre avec la source d'ions ${}^6\text{Li}^+$ hors-ligne (de marque Phrasor Scientific Inc., Duarte, California) qui a servi à régler finement toute la ligne de préparation du faisceau.

Typiquement, les intensités de faisceau obtenues à l'entrée du dispositif LPCTrap sont de 10 nA de ${}^{12}\text{C}^{2+}$ pour 30 pA de ${}^6\text{He}^+$ (soit environ 2×10^8 ions/s). La part du contaminant peut être réduite d'un facteur de l'ordre de 20 avec une perte limitée d' ${}^6\text{He}^+$ (30 %) par un réglage correct de la ligne de guidage et l'utilisation de fentes au niveau de ses dipôles. Plus de détails sur le réglage de la ligne LIRAT sont disponibles dans [Mé07].

II.2.2 Présentation générale de la ligne de préparation du faisceau

La figure II.8 présente une vue d'ensemble du dispositif LPCTrap, où sont visibles les principaux éléments de la ligne.

II.2.2.1 La chambre d'entrée

Assurant la liaison entre LIRAT et notre dispositif, la chambre d'entrée contient plusieurs détecteurs pour diagnostiquer l'ajustement du faisceau provenant de LIRAT ainsi qu'une source d'ions escamotable pour tester les réglages de l'ensemble du dispositif.

II.2.2.2 Le refroidisseur regroupueur à gaz tampon (Radio Frequency Quadrupole Cooler and Buncher, RFQCB)

Pièce maîtresse de la ligne, son rôle est de refroidir, ralentir et regrouper les ions provenant de LIRAT. En effet, les ions issus de la source ECR de SPIRAL sont délivrés sous la forme d'un

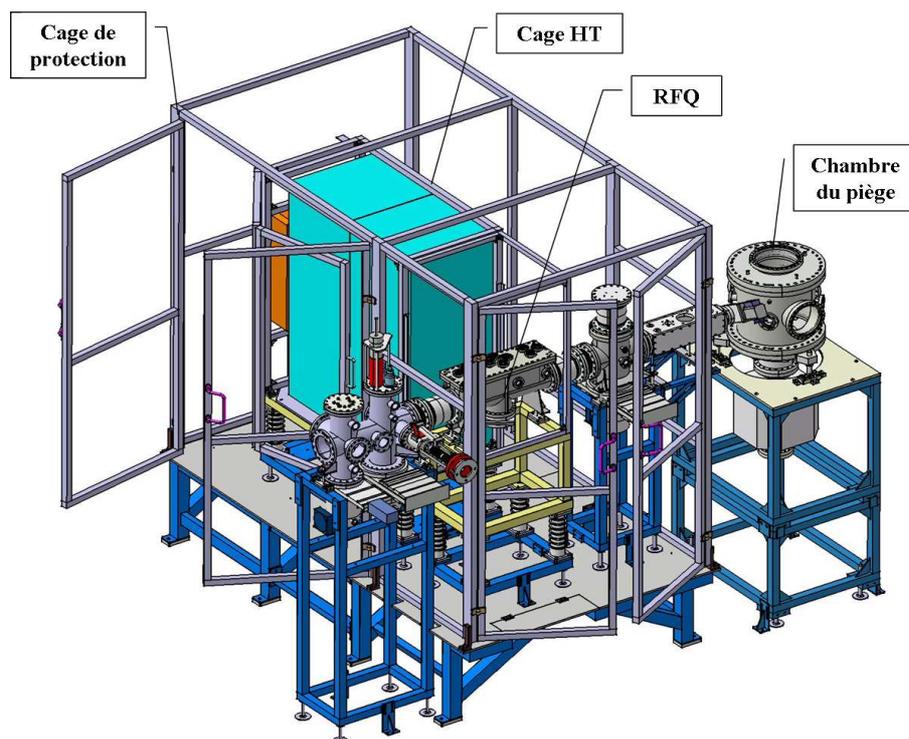


FIGURE II.9 – Vue d'ensemble de l'installation LPCTrap. L'ensemble du dispositif a été surélevé afin de s'adapter à la hauteur du faisceau LIRAT (2000 mm).

faisceau continu de grande émittance (100π mm mrad), totalement inadaptée à leur injection dans le piège de Paul.

Un système de lentilles situé en entrée du RFQCB permet tout d'abord de contrôler la forme du potentiel vue par les ions incidents afin d'optimiser leur injection dans l'enceinte du refroidisseur.

Un bon fonctionnement du RFQCB nécessite que les ions à refroidir soient à une énergie de l'ordre de la dizaine d'eV. Pour cette raison, l'ensemble du RFQCB et de son électronique sont montés sur une plateforme haute-tension, dont la tension est fixée à quelques dizaines de volts en-dessous de celle de la source ECR (voir fig. II.9).

Les ions injectés dans le RFQCB sont donc fortement ralentis, ce qui rend le faisceau très divergent. Il est alors nécessaire de reconfiner les ions sur l'axe du RFQCB et de les y maintenir tout au long de leur parcours. À cette fin, une tension radiofréquence est appliquée sur quatre barreaux disposés parallèlement à l'axe du RFQCB créant un champ quadripolaire de confinement radial. Le RFQCB n'est donc ni plus ni moins qu'un piège de Paul à 2 dimensions dont le principe de fonctionnement est tout à fait similaire à celui du piège de Paul transparent placé en bout de ligne (voir partie suivante). Le refroidissement des ions, c'est à dire la perte de leur énergie résiduelle après ralentissement, est assuré par la collision de ces derniers sur un gaz tampon d'hydrogène moléculaire H_2 . Ici aussi, le champ quadripolaire sert de force de rappel le long de l'axe du RFQCB pour les ions déviés de leur trajectoire.

Afin d'assurer le regroupement des ions et leur propagation jusqu'à la sortie du dispositif, les barreaux sont segmentés et un potentiel continu est superposé au potentiel radio-fréquence sur chacun des segments. En configuration guidage/accumulation, ces potentiels successifs forment une rampe décroissante se terminant par un puits de potentiel proche de l'extrémité du RFQCB. Les ions sont ainsi guidés puis accumulés dans ce puits pendant un certain laps de temps, puis les tensions sont basculées pour passer en configuration d'extraction (voir fig. II.10).

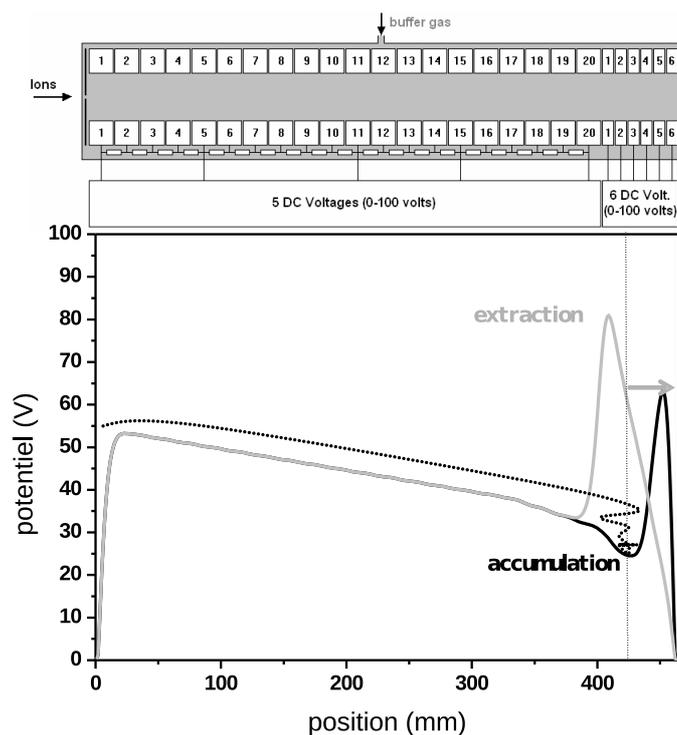


FIGURE II.10 – Allure du potentiel appliqué selon l'axe du RFQCB. Dans la partie refroidisseur (20 premiers segments), une rampe décroissante permanente guide les ions le long de la structure. Dans la partie regroupeur (6 derniers segments), deux configurations se succèdent : une configuration d'accumulation qui piège les ions dans un puits de potentiel et une configuration d'extraction qui extrait du RFQCB le paquet ainsi formé.

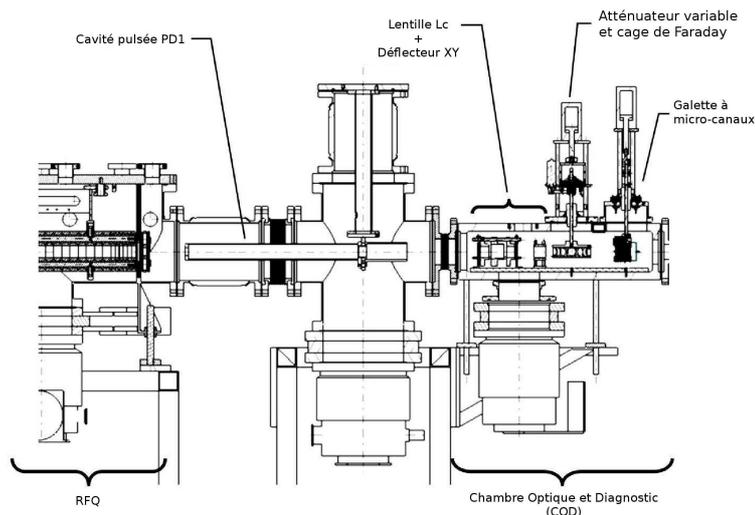


FIGURE II.11 – Vue d’ensemble de la ligne de transfert.

Le RFQCB délivre ainsi des paquets d’ions à une fréquence définie par le temps d’accumulation et tous les éléments en aval se doivent d’être synchronisés sur l’instant d’éjection des ions, en particulier le piège final de mesure. La durée du cycle de mesure des décroissances d’ions piégés correspondra forcément au temps d’accumulation choisi pour le RFQCB. Étant donné que le but de l’expérience est de mesurer le plus possible de décroissances radioactives issues du piège, le seul critère vraiment pertinent guidant le choix de la durée de ce cycle est le nombre moyen d’ions dans le piège de mesure. La méthode consiste donc à trouver le meilleur compromis entre le temps de vie des ions dans le RFQCB et les temps de vie et de refroidissement des ions dans le piège de Paul transparent (voir chapitre suivant). Enfin, si la statistique attendue pour une prise de données est estimée suffisante, il peut être décidé d’allonger la durée d’accumulation dans le RFQCB tout en limitant la durée de piégeage à une valeur inférieure afin d’obtenir un échantillon d’événements en coïncidence caractéristiques de décroissances survenant hors du piège. Ainsi, alors que la durée optimale d’accumulation pour l’ ${}^6\text{He}^+$ est de 100 ms, elle a été portée pour l’expérience d’Octobre 2008 à 200 ms mais avec une éjection du nuage piégé au bout de 160 ms. Ce choix, tout en respectant *a priori* la contrainte sur la statistique nécessaire, a permis de disposer d’un échantillon important (40 ms à chaque cycle) de bruit de fond caractéristique des événements hors piège. Évidemment, pour pouvoir exploiter cette technique, il faut disposer pour chaque événement de leur étiquetage en temps relatif au cycle.

II.2.2.3 La ligne de transfert RFQCB → Piège de Paul Transparent

La ligne de transfert contient les éléments nécessaires pour propager les paquets d’ions sortant du RFQCB jusqu’à leur injection dans le piège de Paul, ainsi que des dispositifs de diagnostic (voir fig. II.11).

Deux électrodes de forme cylindrique, appelées cavités pulsées (ou “pulse down”), sont disposées l’une derrière l’autre en aval du RFQCB. La première électrode (“PD1”, voir fig. II.11) est portée à une tension inférieure d’1 kV par rapport à la haute tension du RFQCB, extrayant ainsi les ions de ce dernier avec une énergie cinétique de 1 keV. Lorsque le paquet d’ions se trouve au centre de l’électrode, sa tension est rapidement commutée à zéro (temps de commutation < 200 ns) portant l’énergie potentielle du paquet d’ions à une valeur nulle mais sans

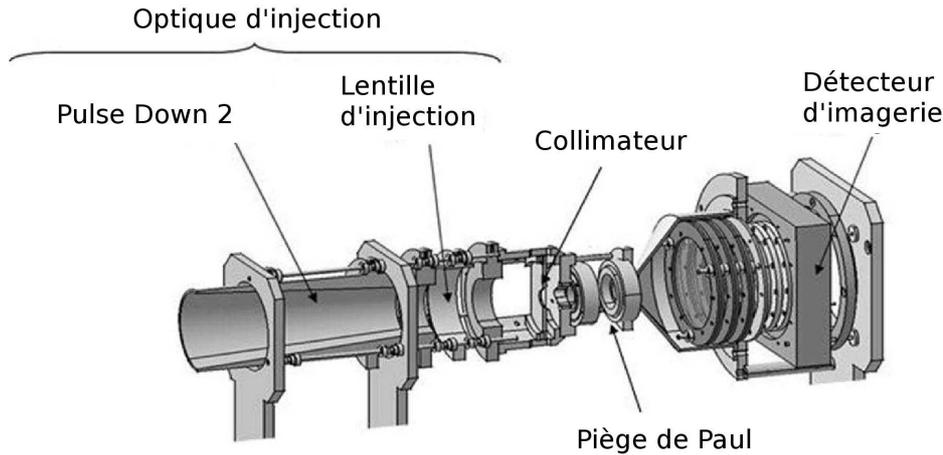


FIGURE II.12 – Système d’injection dans le piège.

modifier son vecteur vitesse. L’énergie de chaque ion du paquet à la sortie de l’électrode est donc de 1 keV, le reste ayant été absorbé par l’électronique. Suivant le même principe, lors de son passage dans la seconde cavité pulsée (“PD2”, voir fig. II.12), les ions voient leur énergie cinétique être réduite à 120 eV. Des lentilles de focalisation sont disposées après chacune des électrodes pour optimiser la transmission jusqu’au piège et *in fine*, de maximiser l’efficacité de piégeage. Un collimateur d’un diamètre de 6 mm, placé derrière la seconde lentille, assure la jonction entre la ligne de transfert et le piège de Paul. Son rôle principal est de stopper les ions se situant trop loin de l’axe central (perte de l’ordre de 50 %), et qui, ne pouvant être piégés, contribueraient à augmenter le bruit de fond constitué par les décroissances β survenant dans la chambre de détection. Son rôle secondaire est d’imposer une bonne définition des lignes de champ lors de l’injection dans le piège. La structure en anneaux du piège de Paul transparent permet de faire se succéder le champ radio-fréquence (RF) de piégeage et un potentiel continu freinant les ions incidents lors de la phase d’injection. L’idée est d’obtenir un potentiel au centre du piège égal à l’énergie cinétique moyenne des ions incidents, que l’on commute à zéro lorsque ces derniers y parviennent. Le champ RF prend alors le relais et piège les ions qui ne possèdent plus qu’une énergie résiduelle de l’ordre de la dispersion initiale en énergie cinétique. Suite à la prise de données de 2006, une conductance de vide a été installée à l’entrée du piège afin de limiter le passage des gaz neutralisés dans le RFQCB vers la chambre du piège et ainsi, permettre la diminution du bruit de fond généré sur les détecteurs par ces derniers. En contrepartie, il a été constaté qu’une injection indépendante d’H₂ dans la chambre du piège favorisait tout de même un refroidissement plus rapide des ions piégés.

Des détecteurs escamotables sont placés entre les deux cavités pulsées pour permettre un diagnostic fin des paquets d’ions arrivant à ce niveau. Ces instruments permettent de régler les différents paramètres de la ligne, depuis l’injection dans le RFQCB jusqu’à la seconde cavité pulsée, et notamment le délai en temps à imposer entre la phase d’éjection des paquets d’ions du RFQCB et la commutation à zéro du potentiel de la première cavité pulsée. Les mesures effectuées rendent possible un comptage des ions, une identification des différentes espèces d’ions éventuellement présentes (par temps de vol), une détermination de l’extension longitudinale des paquets de chacune des espèces d’après la distribution de leur temps de vol respectif, et enfin les distributions en énergie desdits paquets. Pour caractériser le paquet d’ions après la seconde cavité pulsée, et donc pour optimiser le réglage de cette dernière, le détecteur dit “d’imagerie”, placé en aval du piège (voir fig. II.12), est mis à contribution. Ce détecteur d’ions, constitué

de galettes à micro-canaux montées en chevron, est tout à fait similaire à celui utilisé pour détecter les ions de recul ${}^6\text{Li}^{++}$ en coïncidence (voir section III.3). Lorsqu'aucune tension n'est appliquée sur les anneaux du piège, le détecteur fournit un comptage des ions et une mesure de la distribution en énergie des paquets caractéristique de l'action de la seconde cavité pulsée.

II.2.2.4 Conclusion

Le réglage et l'optimisation de la ligne de préparation du faisceau ont demandé beaucoup de temps et d'efforts. Le refroidissement d'un faisceau d'ions aussi légers que ${}^6\text{He}^+$ ou le ${}^6\text{Li}^+$ par la technique du gaz tampon d' H_2 constituait un défi expérimental du fait de la faible différence relative de leur masse. La deuxième difficulté majeure fut de parvenir à transporter une quantité suffisante d'ions sous forme de paquets depuis le RFQCB jusqu'au sein du piège. La technique d'injection séquentielle dans le piège de Paul, impose que tous les dispositifs en jeu : RFQCB, première et seconde cavités pulsées, et piège de Paul transparent soient parfaitement synchronisés les uns avec les autres. Si des simulations approfondies ont été réalisées en amont pour valider les différentes étapes de la manipulation des ions, parvenir à une efficacité suffisante en pratique a nécessité de longues séances d'optimisation par tâtonnements itératifs car une optimisation successive de chaque étape prise séparément depuis l'injection dans le RFQCB jusqu'au piégeage final n'assurait pas forcément une efficacité globale maximale. En revanche, une fois ce travail effectué l'ensemble de la ligne a fait preuve de performances satisfaisantes et surtout très reproductibles pour les ions ${}^6\text{Li}^+$ - ${}^6\text{He}^+$, le temps nécessaire entre la mise en route de l'installation et la détection de quantités significatives d'événements de décroissances se réduisant à quelques heures en l'absence de panne matérielle. Les résultats expérimentaux concernant les mesures effectuées pour caractériser la ligne et établir les réglages optimaux de fonctionnement ne seront pas présentés ici puisqu'ils ont été explicités en détail dans des travaux précédents (voir principalement [Mé07]). La liste des paramètres de fonctionnement ainsi que les efficacités typiques obtenues sur la ligne de préparation du faisceau d'ions sont présentées synthétiquement en même temps que ceux relatifs au piège transparent dans le chapitre II.4.

II.3 Le piège de Paul transparent

Dans ce chapitre, sera brièvement présenté le principe de fonctionnement d'un piège de Paul en 3 dimensions ainsi que les caractéristiques du piège à géométrie transparente utilisée dans le dispositif LPCTrap. Ce piège a été spécifiquement conçu et réalisé dans le but d'effectuer des mesures de précision portant sur les décroissances radioactives de noyaux légers. Le principe de confinement du refroidisseur-regroupeur à gaz tampon (RFQCB) présenté dans le chapitre précédent se résume à un piège de Paul linéaire. Son principe de fonctionnement est tout à fait similaire mais ramené en 2 dimensions (voir ref [Daw76] pour plus de détails).

II.3.1 Principe de fonctionnement

Le piège de Paul emploie un champ électrique variable afin de former un puits de potentiel dynamique dans toutes les directions de l'espace. Pour parvenir à confiner une particule chargée en une coordonnée de l'espace, il convient de lui appliquer une force de rappel qui croît linéairement avec sa distance au point de confinement. Cet effet est obtenu par l'utilisation d'un potentiel de forme parabolique :

$$\Phi(x, y, z) \sim \alpha x^2 + \beta y^2 + \gamma z^2$$

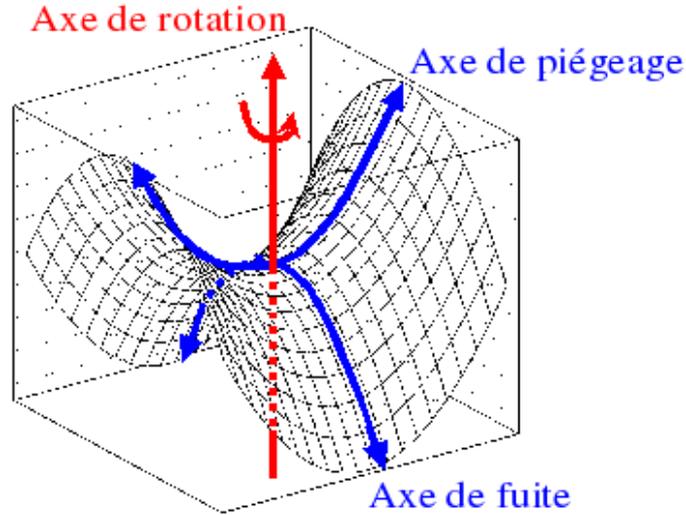


FIGURE II.13 – Représentation d'un champ de potentiel quadripolaire à deux dimensions obtenu par l'application d'un potentiel quadratique statique. L'inversion successive des axes de piégeage et de fuite obtenue par le pivotement du champ selon un axe orthogonal à ces derniers permet d'obtenir un puits de potentiel effectif en 3 dimensions.

Or, l'équation de Laplace impose à tout potentiel statique d'avoir au moins une direction de fuite pour les particules :

$$\Delta\Phi = \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = 0$$

L'idée est donc d'utiliser un champ quadripolaire et de lui faire subir une rotation dans l'espace afin d'inverser alternativement les directions de fuite et de piégeage (voir fig. II.13).

La géométrie classique d'un piège de Paul, présentée en figure II.14 est composée d'un anneau de forme hyperbolique et de deux chapeaux en forme d'hyperboloïdes de révolution. Elle permet d'obtenir un potentiel quadripolaire de symétrie cylindrique :

$$\Phi(r, z) = \frac{\Phi_0}{2r_0^2}(r^2 - z^2)$$

avec la contrainte géométrique $2z_0^2 = r_0^2$

La rotation du champ quadripolaire est assurée par l'application d'une tension périodique :

$$\Phi_0 = U_0 + V_0 \cos(\omega t)$$

La condition de piégeage effectif consiste alors à obtenir des trajectoires stables pour les ions au centre du piège. L'application de la relation fondamentale de la dynamique permet d'aboutir aux équations du mouvement d'un ion de masse m et de charge ne sous forme d'équations de Mathieu :

$$\frac{d^2\xi}{d\tau^2} + (a_\xi + 2q_\xi \cos 2\tau)\xi = 0$$

où $\xi \equiv r, z$

$$\tau = \frac{\omega t}{2}$$

$$a_z = -2a_r = -\frac{8neU_0}{mr_0^2\omega^2}$$

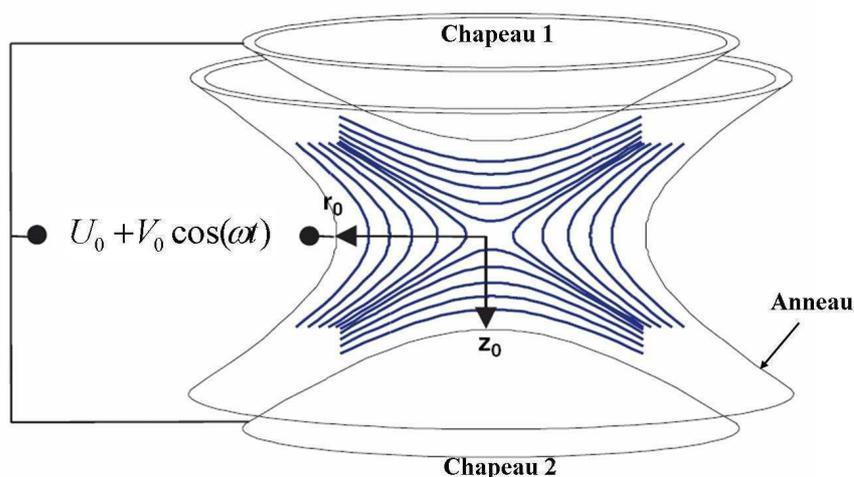


FIGURE II.14 – Vue schématique d'un piège de Paul de géométrie classique.

$$q_z = -2q_r = -\frac{4neV_0}{mr_0^2\omega^2}$$

Les solutions stables de ces équations sont des solutions oscillatoires couplées, et les valeurs prises par les paramètres de Mathieu (a_ξ, q_ξ) sont contraintes à se trouver dans des régions très restreintes (voir fig. II.15). Ceci impose des conditions sévères sur les tensions U_0 , V_0 et la fréquence $f = \frac{\omega}{2\pi}$ à appliquer au piège pour confiner des ions de masse et de charge données. Dans le cas du piégeage de ${}^6\text{He}^+$, pour que les paramètres de Mathieu tombent dans la première zone de stabilité, la tension V_0 doit être de l'ordre de la centaine de Volts et la fréquence de l'ordre du MHz, d'où le terme de tension radiofréquence.

Les amplitudes des harmoniques du mouvement des ions dans le piège ont la propriété de décroître avec la fréquence. Ce phénomène permet d'approximer le mouvement des ions en ne considérant que les premières harmoniques, des fréquences les plus basses. Dans cette approximation, le mouvement des ions peut être décrit par la superposition d'un macromouvement d'amplitude U_{macro} et de fréquence ω_{macro} et d'un micromouvement d'amplitude U_{micro} et de fréquence ω_{micro} , avec $U_{\text{macro}} \gg U_{\text{micro}}$ et $\omega_{\text{macro}} \ll \omega_{\text{micro}}$. De plus, la fréquence du micromouvement est très proche de celle de la tension radiofréquence : $\omega_{\text{micro}} \approx \omega$ et son amplitude est proportionnelle à celle du macromouvement, c'est à dire à la distance de l'ion par rapport au centre du piège (voir fig. II.16).

Enfin, le potentiel moyen ressenti par les ions, si l'on se place dans la première zone de stabilité, peut être calculé approximativement avec les équations suivantes :

$$\begin{aligned} \overline{D}_r &= \frac{1}{2}U_0 + \frac{q_z}{8}V_0 \\ \overline{D}_z &= -\frac{1}{2}U_0 + \frac{q_z}{8}V_0 \end{aligned}$$

La profondeur atteinte par ce pseudo-potential dans le cas de notre piège est de l'ordre de $\overline{D}_z \approx 6$ V. Ce résultat implique donc effectivement qu'il faille ralentir et refroidir fortement les ions d' ${}^6\text{He}^+$ produits à 10 keV avant de les injecter dans le piège.

II.3.2 La géométrie transparente en anneaux

Une nouvelle géométrie a été mise au point pour les besoins de l'expérience LPCTrap. Le cahier des charges contenait en premier lieu la nécessité de rendre le piège le plus transparent

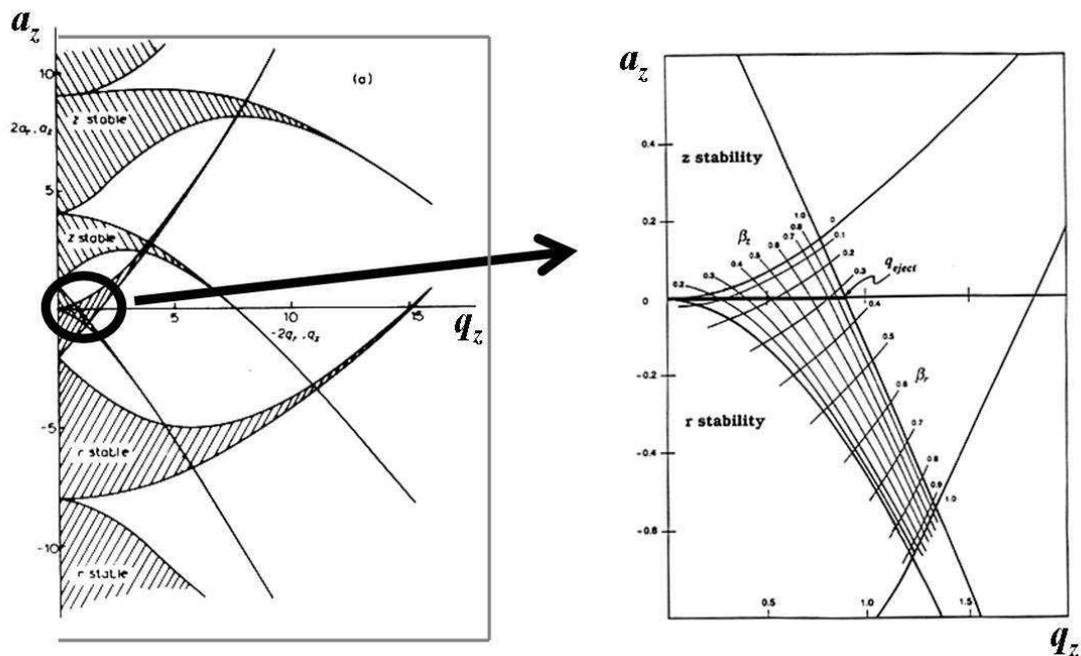


FIGURE II.15 – À gauche, le diagramme de stabilité pour le piège 3D dans l'espace (q_z, a_z) . À droite, la première zone de stabilité dans le même espace (extrait de [Pau90]).

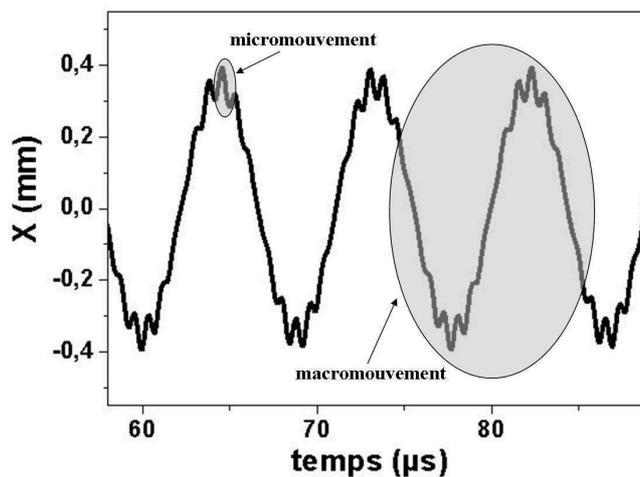


FIGURE II.16 – Mouvement d'un ion plongé dans un piège de Paul en 3 dimensions. L'oscillation de grande amplitude autour de la valeur centrale correspond au macromouvement. Le micromouvement est visible aux crêtes du macromouvement et son amplitude est proportionnelle à celle de ce dernier (Simulation pour : ${}^6\text{He}^+$, $f_{\text{RF}} = 1.8 \text{ MHz}$, $V_0 = 100 \text{ V}$, $U_0 = 0 \text{ V}$).

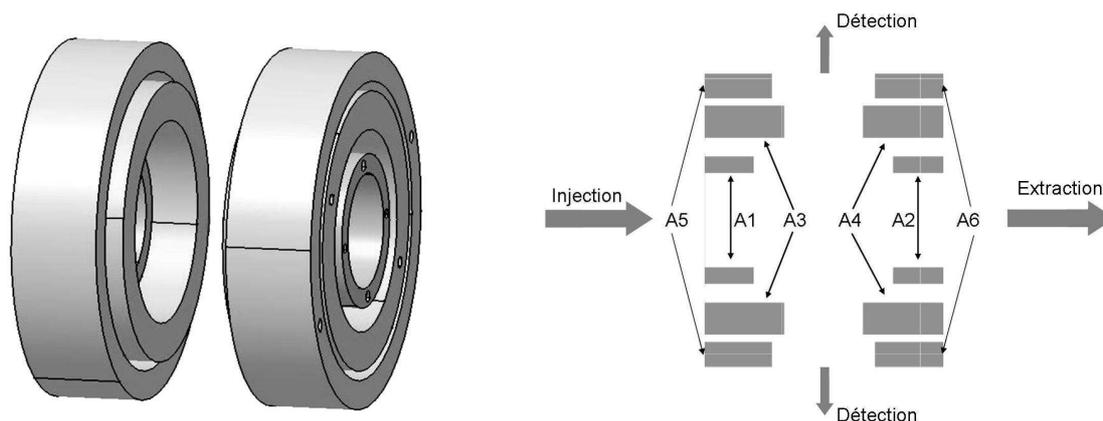


FIGURE II.17 – À gauche : vue globale de la géométrie des anneaux du piège. À droite : vue en coupe du piège avec l'identification des anneaux et une illustration symbolique du sens de fonctionnement.

possible à la détection directe des produits de décroissance β . En second lieu, le nouveau piège devait permettre à la fois une injection efficace du paquet d'ions à piéger ainsi qu'une éjection du nuage à des fins d'imagerie, objectifs que l'encombrement induit par les imposantes électrodes de la géométrie classique ne permettait évidemment pas d'atteindre. Une structure constituée de trois paires d'anneaux coaxiaux a été retenue (voir fig. II.17).

Le développement de ce nouveau piège, l'optimisation de la phase d'injection des ions et l'étude du comportement du nuage d'ions piégés ont été effectués en détail dans les thèses précédentes [Dar04, Mé07]. Dans cette partie, seront présentés succinctement les résultats obtenus avec ce piège et les éléments de compréhension qui présentent une pertinence quant à l'analyse des données de l'expérience de 2008, objet de cette thèse.

Afin d'obtenir un champ de piégeage, la tension périodique est appliquée sur les anneaux A1 et A2 les plus proches du centre du piège, tandis que les anneaux intermédiaires A3 et A4 sont placés à la masse. Les anneaux A5 et A6 sont placés à une tension constante permettant une correction du champ de piégeage afin de limiter les déviations par rapport à la configuration idéale. Les tensions des anneaux A3 et A4 servent de plus à contrôler le champ ressenti par les ions lors de la phase d'injection et d'éjection du nuage d'ions. En choisissant correctement les tensions appliquées, il est possible d'obtenir un champ quadripolaire très similaire au cas idéal dans une région délimitée par $z_{\text{limite}} = 3.5$ mm et $r_{\text{limite}} = 4.3$ mm au centre du piège (voir fig. II.18). Cette zone de confinement très restreinte présente l'inconvénient de rendre délicate la phase d'injection. Ainsi une phase d'optimisation conséquente [Mé03] a permis d'atteindre une efficacité d'injection dans le piège de l'ordre de 20 %. En effet, seuls les ions les plus centraux du paquet injecté sont effectivement piégés, les autres sont perdus dans l'enceinte de détection, donnant éventuellement lieu à du bruit dans les données expérimentales. En revanche, cette même caractéristique (une taille réduite du nuage d'ions) présente l'avantage de limiter potentiellement les incertitudes systématiques liées à une connaissance partielle des caractéristiques de la source de décroissance.

Le diamètre relativement important des anneaux A1 et A2 facilite ainsi grandement l'injection et l'éjection du nuage et l'espacement entre les paires d'anneaux procure un grand angle solide de détection selon les directions perpendiculaires à l'axe du piège ($\Omega \approx 33$ % de 4π voir fig. II.18, droite).

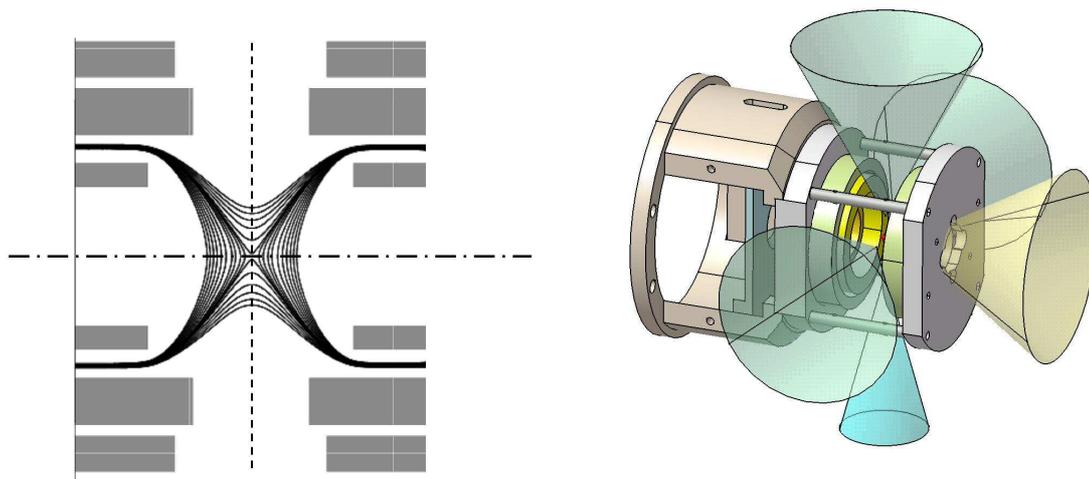


FIGURE II.18 – À gauche : allure des équipotentielles à l’intérieur du piège (SIMION®). À droite : représentation des angles solides disponibles avec le piège à anneaux.

II.3.3 Caractéristiques du nuage piégé

Des simulations ont été effectuées initialement d’après un code développé par P. Delahaye [Del02] puis avec le logiciel SIMION¹ afin de caractériser le mouvement des ions dans le piège et d’en dériver le comportement global du nuage.

Avec SIMION, la géométrie précise des électrodes du piège et des éléments environnants est incluse. Le champ RF est généré sous forme d’une carte de potentiels en 3D dont la largeur de grille est typiquement de 0.1 mm. La trajectoire des ions est alors déterminée par la résolution des équations du mouvement utilisant la méthode numérique de Runge-Kutta d’ordre 4. La collision entre les ions piégés et le gaz tampon H_2 est décrite à un niveau microscopique par l’utilisation de potentiels d’interaction aussi réalistes que possible. Cette modélisation des collisions a été validée par des données expérimentales de mobilité et de diffusivité des gaz lors d’études antérieures consacrées au développement du regroupeur du RFQCB [B⁺04].

Certains des résultats issus des simulations ont pu en outre être validés par des mesures expérimentales sur des ions ${}^6Li^+$ piégés puis extraits vers le détecteur d’imagerie placé en aval de l’axe du piège (voir fig. II.12). Le cas échéant, la phase d’extraction du nuage d’ions est reproduite dans la simulation afin de prendre en compte les distorsions que subit ce nuage lors de sa propagation jusqu’au détecteur.

II.3.3.1 La phase de refroidissement

Il a été observé que le temps nécessaire entre l’injection des ions dans le piège et le moment où le nuage atteint son état d’équilibre est significatif par rapport à la durée de piégeage totale. Ceci est préjudiciable pour notre expérience car la distribution de temps de vol des ions de recul dépend de façon complexe des caractéristiques spatiales du nuage lors de la décroissance. Comme l’extraction du paramètre de corrélation angulaire à partir du temps de vol de l’ion se fera par comparaison avec des données simulées utilisant un nuage d’ions thermalisé, il est

1. <http://simion.com/>

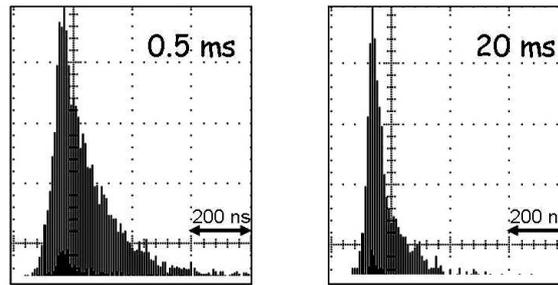


FIGURE II.19 – Spectres typiques de temps de vol obtenus par extraction des ions pour des temps de piégeage de 0.5 et 20 ms. La diminution de la largeur des paquets en fonction du temps de piégeage reflète le phénomène de refroidissement.

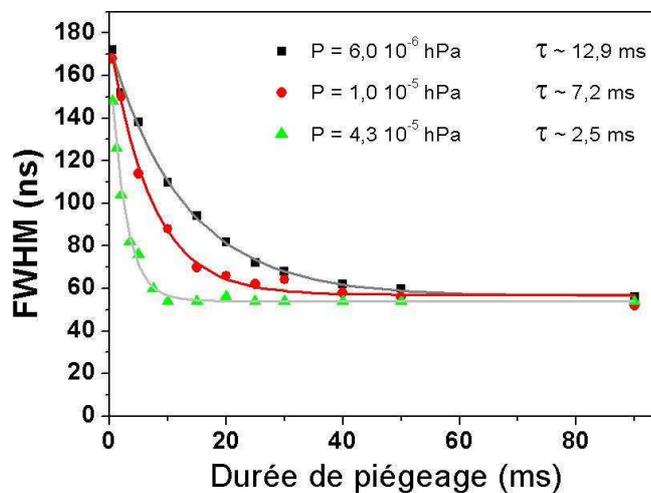


FIGURE II.20 – Mesure du temps de refroidissement des ions dans le piège pour différentes pressions d'H₂ [Mé07].

important de réduire au maximum la part de cette phase de refroidissement. C'est pour cette raison qu'une faible quantité d'H₂ est injectée directement dans l'enceinte du piège sans pour autant compromettre l'efficacité de piégeage ou changer drastiquement les caractéristiques du nuage une fois à l'équilibre. Le temps de refroidissement est déterminé expérimentalement par l'évolution de la largeur en temps de vol du paquet d'ions extrait du piège en fonction du temps de piégeage appliqué (voir fig. II.19). Lors de ces mesures, le nuage est expulsé du piège vers le détecteur d'imagerie par l'application d'une tension de 300 V sur l'anneau A3, la tension RF étant coupée simultanément.

D'après les mesures effectuées, ce temps de refroidissement est inversement proportionnel à la pression d'H₂ dans l'enceinte du piège. Ainsi pour une pression d'H₂ égale à 6×10^{-6} hPa, correspondant aux conditions de l'expérience, le temps de refroidissement est de l'ordre de 12.9 ms (voir fig II.20), résultat que les simulations incluant la présence d'H₂ corroborent.

II.3.3.2 Le temps de vie des ions dans le piège

Le temps de vie des ions dans le piège a, lui aussi, été estimé par la simulation et mesuré à l'aide d'ions ⁶Li⁺. L'observation de la variation du nombre d'ions piégés en fonction du

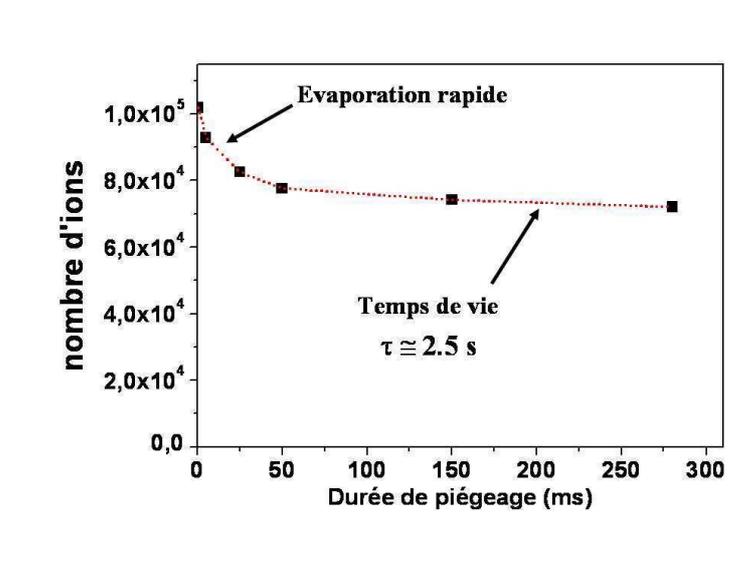


FIGURE II.21 – Mesure du temps de vie des ions ${}^6\text{Li}^+$ dans le piège ($V_0 = 120$ V, $f_{\text{RF}} = 1.15$ MHz) [Mé07].

temps (voir fig. II.21) révèle l'existence de deux phases successives : une première phase de forte diminution correspondant à l'évaporation des ions les plus chauds se trouvant sur des trajectoires limites par rapport au champ de piégeage, et une deuxième phase de diminution plus faible caractéristique du temps de vie des ions dans le piège.

La durée de la phase d'évaporation est proportionnelle à la pression d' H_2 , et expérimentalement, elle s'étend sur une durée d'environ 50 ms. Le temps de vie réel des ions piégés n'est quant à lui pas sensible à la pression d' H_2 dans une plage de valeurs réalistes mais dépend par contre fortement (de 300 ms à 3 s) de la tension RF adoptée. Des mesures ont aussi été effectuées en faisant varier le nombre d'ions contenu dans le piège mais aucun effet sur le temps de vie n'a été observé. Ces résultats semblent indiquer que les pertes dues à la présence de gaz et à la charge d'espace sont négligeables et que les imperfections du champ de piégeage gouvernent le temps de vie des ions dans le piège. Si le comportement des ions ${}^6\text{He}^+$ dans le piège doit être similaire à celui des ${}^6\text{Li}^+$, leur temps de vie est toutefois plus faible car l'échange de charge avec les molécules de H_2 est plus probable dans ce cas.

II.3.3.3 Caractéristiques du nuage à l'équilibre

À l'issue des phases d'évaporation et de refroidissement, les distributions simulées en position et en vitesse des ions piégés suivent des formes gaussiennes dont les largeurs moyennes sont définies par les caractéristiques du macromouvement des ions dans le piège. Les variations non négligeables de l'espace de phase des ions au cours d'une période de la tension radiofréquence s'expliquent quant à elles par le micromouvement des ions, la fréquence de ce dernier étant sensiblement égale à la radiofréquence. Les amplitudes des macro- et micro-mouvements sont en premier lieu définies par les caractéristiques du champ quadripolaire mais, d'après les simulations, la présence de gaz H_2 a l'effet de refroidir globalement les ions à l'équilibre. De plus, en vertu de l'équipartition des vitesses dans un gaz parfait, la dispersion des vitesses est homogénéisée dans les trois directions de l'espace. Ce phénomène combiné à la propriété intrinsèque des pièges de Paul d'avoir une oscillation du mouvement selon l'axe z deux fois plus importante que selon l'axe r conduit à retrouver ce facteur entre les largeurs des distributions en position selon ces deux mêmes axes.

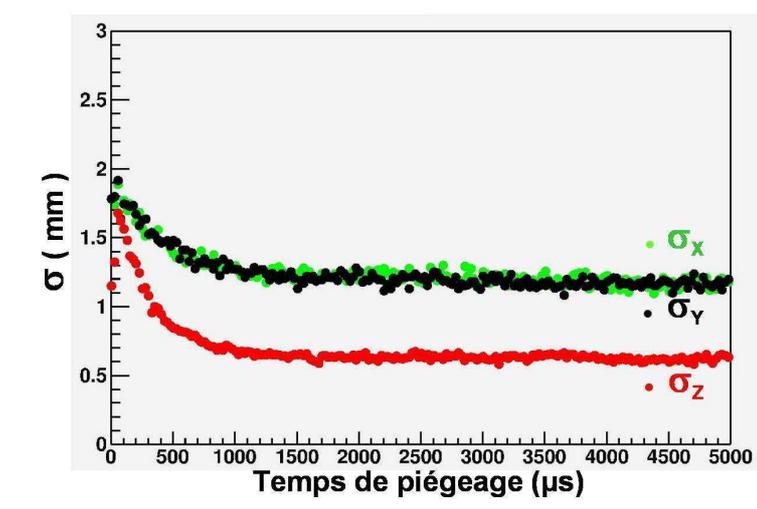


FIGURE II.22 – Évolution de la dispersion en position des ions calculée en fonction du temps de piégeage avec $P_{\text{H}_2} = 5 \times 10^{-4}$ hPa [Mé07].

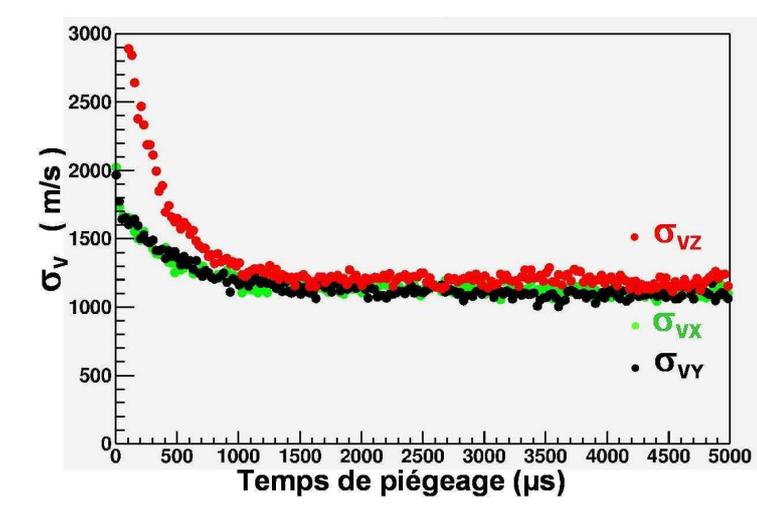


FIGURE II.23 – Évolution de la dispersion en vitesse des ions calculée en fonction du temps de piégeage avec $P_{\text{H}_2} = 5 \times 10^{-4}$ hPa [Mé07].

Les figures II.22 et II.23 présentent les évolutions des dispersions en position et en vitesse en fonction du temps de piégeage obtenues par la simulation pour un couple de tension/fréquence de piégeage de $V_{\text{RF}} = 80$ V et $f_{\text{RF}} = 1.3$ MHz et une pression d'hydrogène dans le piège de $P_{\text{H}_2} = 5 \times 10^{-4}$ hPa.

L'extension spatiale du nuage est assimilée aux largeurs des distributions en position des ions et un ajustement des distributions en vitesse par une fonction de Boltzmann détermine la température du nuage.

Les caractéristiques du nuage moyennées sur un cycle RF et après refroidissement sont ainsi

$$\begin{aligned} \langle \sigma_{\text{radial}} \rangle &\approx 1.2 \text{ mm} \\ \langle \sigma_{\text{axial}} \rangle &\approx 0.6 \text{ mm} \\ \langle \sigma_{v_{\text{radial}}} \rangle &\approx \langle \sigma_{v_{\text{axial}}} \rangle \approx 1.2 \text{ mm}/\mu\text{s} \end{aligned}$$

Ces dispersions en vitesse correspondent à une énergie thermique moyenne de l'ordre de

$$kT \approx 0.1 \text{ eV} \quad (T \approx 1200 \text{ K})$$

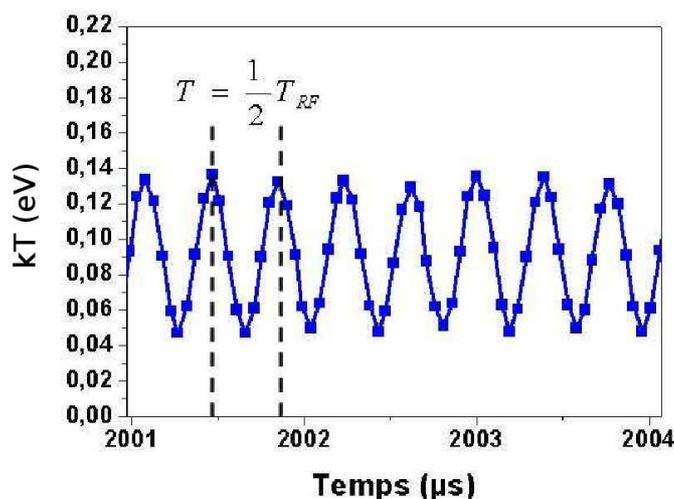


FIGURE II.24 – Évolution de la température du nuage au cours du temps. La fréquence caractéristique est 2 fois la fréquence de piégeage [Mé07].

Si le macromouvement des ions impose les valeurs moyennes du nuage, le micromouvement, quant à lui, a pour effet de générer des variations rapides de l'espace de phase du nuage autour de ces valeurs moyennes. La taille, et donc la température du nuage, varie ainsi significativement au cours d'une période RF. La figure II.24 montre une simulation de l'évolution de la température du nuage au cours du temps et une amplitude de variation du même ordre de grandeur que la température moyenne du nuage est effectivement constatée. Le facteur 2 entre la fréquence de variation de la température et la RF peut facilement s'expliquer par le fait que la vitesse des ions passent par un minimum (ou maximum) 2 fois par période RF.

Pour des raisons de contraintes techniques, il n'a pas été possible de réaliser des mesures de température moyenne et de l'espace de phase oscillant du nuage sur des ions ${}^6\text{He}^+$ avec les configurations de piégeage utilisées lors des deux prises de données expérimentales. Toutefois, une série de mesures indépendantes de température de nuage a été réalisée récemment avec le faisceau d'ions fourni par la source hors ligne de ${}^6\text{Li}^+$ à 10 keV [F⁺11b]. Une confrontation a été effectuée avec les simulations de nuage piégé les plus récentes. Les ions étaient expulsés après 75 ms de piégeage et pour trois différentes phases de la tension RF (fig. II.25 Gauche). Avec la configuration adoptée pour ces mesures, la simulation a fourni une température moyennée sur une période RF entière de $kT_{\text{sim}} = 0.09$ eV. Les comparaisons entre les données expérimentales et simulées ont été réalisées sur les spectres de temps de vol et de positions obtenus par le détecteur d'imagerie (fig. II.25 Droite). L'observable la plus pertinente pour estimer la taille (et donc la température) du nuage d'ions est évidemment le RMS de chacun de ces spectres. Pour quantifier l'écart observé en terme de température, un ajustement des données simulées a été réalisé sur chaque spectre expérimental en faisant varier la largeur des distributions en position et vitesse du nuage simulé, mimant ainsi une température légèrement différente de celle initialement obtenue par la simulation. Les résultats obtenus à partir des 9 ajustements font état d'une température moyenne de $kT = 0.110(5)$ eV soit une température 20 % plus élevée que celle prédite par la simulation. Les raisons envisageables pour un tel écart sont la présence résiduelle de H_2O et de N_2 dans la chambre du piège ou encore l'approximation des potentiels

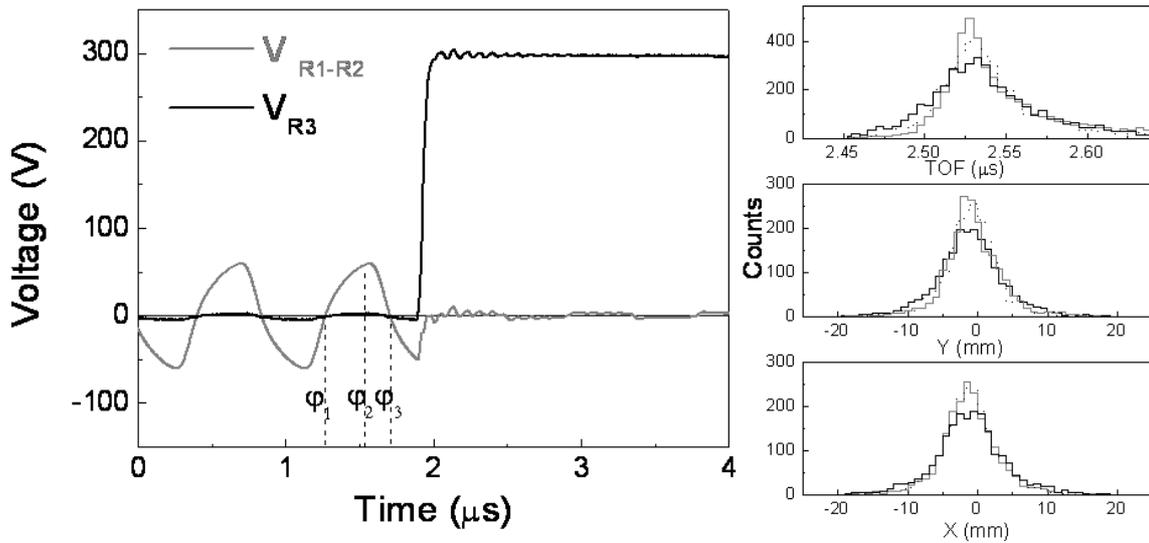


FIGURE II.25 – À gauche : séquence en temps et tensions appliquées pour l’extraction du nuage d’ions. Les trois phases RF choisies pour les mesures sont indiquées par des traits en pointillés. À droite : spectres de temps de vol et de positions enregistrés par le détecteur d’imagerie (en gris) et obtenus par simulation en utilisant deux températures de nuage différentes (pointillés noir et trait plein noir).

d’interaction utilisés pour modéliser les collisions entre les ions et le gaz tampon.

Lors de l’observation des décroissances radioactives dans le piège, la phase RF au moment de chaque désintégration est enregistrée et la simulation Monte Carlo sur laquelle s’appuie l’analyse fine des résultats prend en compte cette “respiration” du nuage, en particulier pour en vérifier l’impact sur la distribution en temps de vol de l’ion ${}^6\text{Li}^{++}$. Comme on le verra dans le chapitre concernant l’analyse des données expérimentales, il est possible d’inférer la température moyenne du nuage depuis les mesures de désintégrations en coïncidence en utilisant des observables peu sensibles au paramètre de corrélation angulaire (en l’occurrence les temps de vol courts des ions de recul et la masse reconstruite du neutrino).

II.3.3.4 Capacité du piège

Des tests ont tenté de déterminer le nombre maximal d’ions que l’on pouvait contenir dans ce piège en augmentant l’intensité de la source de ${}^6\text{Li}^+$. Les résultats montrent qu’une saturation due à l’incapacité de la ligne de transfert de propager des paquets d’ions de grande émittance apparaît à partir d’un nuage de taille égale à environ 10^5 ions piégés, ce qui constitue donc une contrainte minimale quant à la capacité du piège de Paul transparent. Avec un si faible nombre d’ions piégés dans un volume de l’ordre du mm^3 , aucun effet significatif dû à une charge d’espace n’est attendu, que ce soit au niveau des caractéristiques du nuage d’ions piégé, que de la trajectoire de l’ion de recul ${}^6\text{Li}^{++}$ issu de la désintégration β de l’ ${}^6\text{He}^+$.

II.3.4 Conclusion

Le piège de Paul en anneaux s’est révélé correspondre aux attentes puisqu’il parvient à piéger une quantité significative d’ions ${}^6\text{He}^+$ et ${}^6\text{Li}^+$ provenant de la ligne de préparation du faisceau, tout en assurant une transparence aux détecteurs quasi complète. Concernant l’efficacité globale du dispositif, le facteur limitant se révèle être, non pas le piège, mais la ligne en amont puisque les tests réalisés suggèrent que l’on travaille en deçà de sa capacité maximale.

L'espace de phase oscillant du nuage à l'équilibre et l'effet du gaz H_2 sur ce dernier n'a pu être directement mesuré expérimentalement avec des ions ${}^6He^+$ et la configuration de piégeage de la prise de données finale. Les distributions effectives devront donc être déduites *a posteriori* des données expérimentales à l'aide d'observables dépendant le moins possible du paramètre de corrélation angulaire bêta-neutrino.

II.4 Bilan du fonctionnement de la ligne LPCTrap

Un temps considérable a été consacré à l'optimisation du dispositif afin de maximiser l'efficacité globale de la ligne, depuis le guidage du faisceau incident provenant de LIRAT jusqu'au piégeage du paquet d'ions dans le piège de mesure. La quasi-totalité des tests d'optimisation a été réalisée à l'aide de la source hors ligne d'ions ${}^6Li^+$ [Mé07], ressource très précieuse étant donné que les différences de comportement dans la ligne des ions ${}^6He^+$ et ${}^6Li^+$ sont pratiquement négligeables (hormis le temps de vie plus faible de l' ${}^6He^+$ lié à l'échange de charge). Il a ainsi été possible de définir une collection de paramètres de réglages permettant d'obtenir un niveau de performance maximal et très reproductible pour l'ensemble de la ligne et ce sans la nécessité de disposer du faisceau radioactif d' ${}^6He^+$.

II.4.1 Paramètres de fonctionnement

Sont ici résumés les paramètres de fonctionnement des principaux éléments de la ligne, définis à partir de la source hors ligne de ${}^6Li^+$.

Source :	$V_{\text{accel}} = 10 \text{ kV}$ $I = 40 \text{ à } 100 \text{ pA}$	
RFQCB :	$Li1 = -900 \text{ V}$ $Li2 = -700 \text{ V}$ $V_{\text{HT}} = 9960 \text{ V}$ $LS = 0 \text{ V}$	$P_{H_2} = 10^{-2} \text{ hPa}$ $V_{\text{RF}} = 400 \text{ Vpp}$ $f_{\text{RF}} = 1.88 \text{ MHz}$
Cavité pulsée n° 1 :	$V_{\text{PD1}} = 8995 \text{ V}$ $V_{L1} = 450 \text{ V}$	$T_{\text{PD1}} = 5.75 \text{ } \mu\text{s}$
Cavité pulsée n° 2 :	$V_{\text{PD2}} = 825 \text{ V}$ $V_{L2} = 285 \text{ V}$	$T_{\text{PD2}} = 12.79 \text{ } \mu\text{s}$
Piège transparent :	$V_{3\text{inj}} = 130 \text{ V}$ $V_{4\text{inj}} = 300 \text{ V}$ $V_{12\text{RF}} = 120 \text{ Vpp}$ $f_{12\text{RF}} = 1.15 \text{ Mhz}$ $V_5 = V_6 = 10 \text{ V}$ $V_{3\text{extract}} = 300 \text{ V}$	$T_{3\text{inj}} = 13.19 \text{ } \mu\text{s}$ $T_{4\text{inj}} = 13.36 \text{ } \mu\text{s}$ $T_{12\text{RF}} = 13.34 \text{ } \mu\text{s}$

(Certains éléments secondaires qui apparaissent ici au travers de leurs paramètres de réglages n'ont pas été présentés dans la description succincte qui a été faite du dispositif. Pour plus de détail sur le dispositif, voir : [Dar04, B⁺05, M⁺07].)

II.4.2 Performances

Les valeurs d'efficacités qui suivent correspondent aux performances atteintes avec la source de ${}^6\text{Li}^+$ juste avant le démarrage de la prise de données finale en ${}^6\text{He}^+$. Cette dernière a été réalisée avec le même jeu de paramètres de fonctionnement, et les performances atteintes sont du même ordre de grandeur.

Performances typiques en ${}^6\text{Li}^+$ pour $T_{\text{cycle}} = 100$ ms :

Intensité incidente :	85 pA
Transmission RFQ+PD1 :	~ 5 %
Transmission PD2+ligne+collimateur :	~ 25 %
Efficacité de piégeage :	15-20 %
Efficacité globale :	~ 0.2 %

II.5 Le système de détection

Cette partie présente de façon générale les caractéristiques techniques des détecteurs et des systèmes électroniques utilisés pour mesurer en coïncidence la particule β et l'ion de recul ${}^6\text{Li}^{++}$, produits de la décroissance des ions ${}^6\text{He}^+$ piégés. Les réglages et les analyses spécifiques à la prise de données finale (telles que les calibrations) seront présentés dans la partie idoine.

II.5.1 Le télescope β

Le détecteur de particules β est un télescope à deux étages (voir fig II.26). Le deuxième étage est composé d'un scintillateur plastique couplé à un photomultiplicateur permettant d'obtenir un signal de détection très rapide fournissant le déclenchement de la mesure en coïncidence, et donc le "START" de la mesure du temps de vol de l'ion de recul. Le choix s'est porté sur un matériau léger pour limiter le biais sur l'énergie déposée dans le scintillateur par la rétro-diffusion des électrons. L'épaisseur de plastique nécessaire pour arrêter des β jusqu'à 3.5 MeV (qui est le Q_β de la désintégration de l' ${}^6\text{He}^+$) est d'environ 2 cm. L'épaisseur plus importante (7 cm) choisie pour le scintillateur assure une collection homogène de lumière au niveau du tube photomultiplicateur et ce, indépendamment de la localisation du dépôt d'énergie du β en face avant du scintillateur.

Le premier étage du télescope consiste en une diode silicium à pistes double face (Double Sided Silicon Strip Detector, DSSSD) positionnée devant le scintillateur. Son rôle est double : premièrement, une détection ayant lieu dans la fenêtre en temps autorisée par la mesure en coïncidence permet de valider, ou non, le passage d'une particule chargée selon l'axe scintillateur-centre du piège. Deuxièmement, sa structure en pistes lui fournit une sensibilité en position dans le plan de sa surface, permettant de localiser l'impact du β avec une précision de l'ordre de la largeur d'une piste. Son épaisseur est la plus petite possible afin de perturber le moins possible la détection du β par le scintillateur placé en aval. L'énergie totale du β incident est estimée en sommant les énergies déposées dans les deux détecteurs.

II.5.1.1 Le scintillateur plastique et son photomultiplicateur

Le scintillateur utilisé est de type BC400, de forme cylindrique. Ses caractéristiques sont les suivantes :

- Temps de réponse : 1 ns

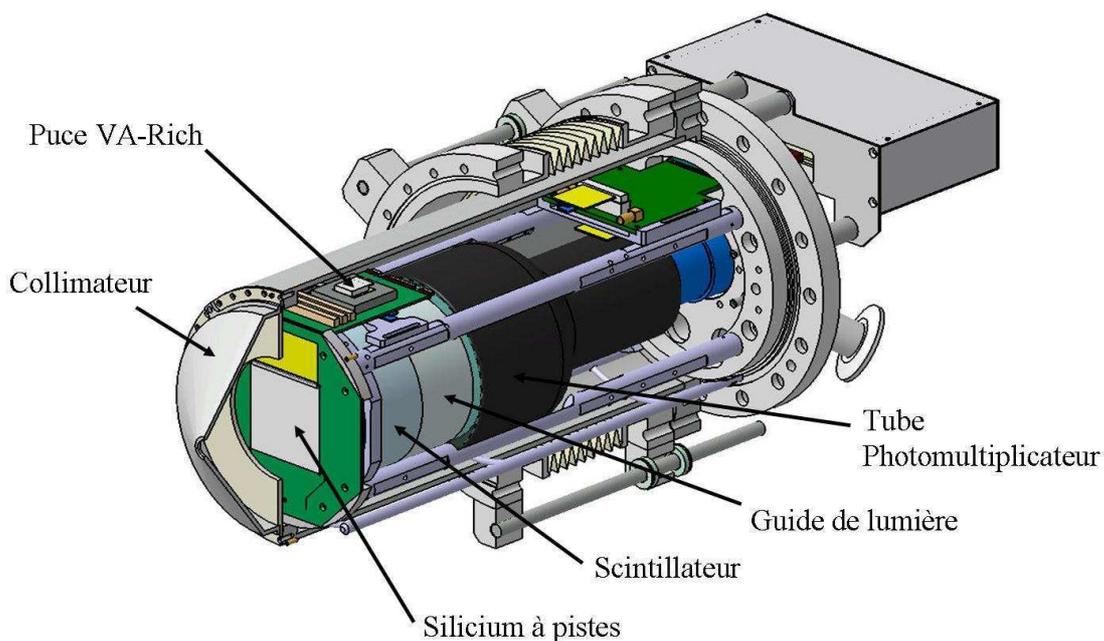


FIGURE II.26 – Le télescope β et sa structure. La découpe effectuée permet de distinguer les deux étages constituant le détecteur : le silicium à pistes et ses puces électroniques pour traiter les 120 signaux, suivi du scintillateur plastique couplé au tube photomultiplicateur.

- Temps de montée : 3 ns
- Dimensions : diamètre = 110 mm, longueur = 70 mm

Le scintillateur est recouvert d'un dépôt d'aluminium de 200 nm d'épaisseur sur sa surface d'entrée et d'une couche de téflon sur son pourtour dans le but de maximiser la collection de lumière. Il est raccordé à un photomultiplicateur via un guide de lumière en plexiglas de même diamètre et d'une longueur de 48 mm. Les pertes de transmission des photons de scintillation aux interfaces sont minimisées par l'application d'une graisse optique.

Le tube photomultiplicateur est un modèle XP4592B de Photonis.

Caractéristiques (données constructeur) :

- Nombre d'étages de multiplication électronique : 8
- Tension typique d'utilisation : 1500 V
- Tension limite d'utilisation : 2300 V
- Gain à 1500 V : 5×10^5
- Temps de montée : 2.5 ns
- Durée à mi-hauteur : 3.8 ns
- Temps de transit : 47 ns

Une résolution en temps de l'ordre de 100 ps a été mesurée pour ce détecteur.

II.5.1.2 La diode silicium à pistes

La diode silicium à pistes double face est un modèle de la série PF de Canberra.

Caractéristiques (données constructeur) :

- Surface active : 60×60 mm
- Epaisseur : $300\mu\text{m} \pm 15\mu\text{m}$
- Nombres de pistes : 60 horizontales, 60 verticales
- Largeur des pistes : 1 mm
- Epaisseur de la fenêtre d'entrée : <1500 nm
- Tension typique d'utilisation : 30 Volts
- Tension maximale d'utilisation : 40 Volts
- Courant inverse par piste à 20°C pour 40 Volts : 4 nA
- Bruit électronique : 6 à 9 keV

La résolution en position du détecteur est donc égale à la largeur des pistes, soit 1 mm. D'après les tables NIST e-STAR², la perte d'énergie moyenne dans $300\mu\text{m}$ de silicium pour des électrons de 250 keV à 3.5 MeV varie très peu, de l'ordre de 110 keV.

Le traitement analogique du signal des pistes est assuré par des cartes électroniques VA-Rich embarquées sur le télescope. Or le vide poussé dans l'enceinte du piège ($P_{\text{piège}} = 5 \times 10^{-8}$ hPa) est incompatible avec le fonctionnement de ces puces électroniques. Le télescope est donc séparé de la chambre du piège par une feuille de mylar d'une épaisseur de $1.5\mu\text{m}$ et espacée de 2.5 mm de la surface de la diode silicium. Une pompe indépendante assure un vide primaire du côté du télescope ($P_{\text{télescope}} = 2 \times 10^{-3}$ hPa). Afin de limiter une montée en température préjudiciable aux performances de la diode silicium (par augmentation du courant inverse), un système de refroidissement à base de cellules Peltier permet de maintenir une température d'environ 15°C dans le voisinage du détecteur.

Dans la majorité des cas, le passage d'une particule ionisante à travers l'épaisseur de ce détecteur libère des charges qui seront collectées par seulement une piste sur chaque face. En pratique le fait que les charges collectées par chacune des pistes soient codées à chaque déclenchement de la mesure entraîne que dans les spectres correspondants l'intégrale du piédestal est d'un facteur 60 fois plus grand (correspondant à 1 piste "touchée" sur 60 par déclenchement) que l'intégrale du signal lui-même. D'autre part, étant donné qu'il est possible que les charges libérées soient collectées sur plusieurs pistes adjacentes, les spectres d'énergie déposée par piste s'étendent donc en principe jusqu'à 0 eV. Ces effets, combinés à la résolution du détecteur (dominée par le bruit électronique), entraînent un chevauchement important du signal et du piédestal. L'optimisation du rapport signal/bruit est donc le critère qui détermine la tension de polarisation à appliquer sur les bornes du détecteur. La procédure de validation d'un événement de coïncidence par la diode silicium (choix des seuils, traitement des cas où plusieurs pistes sont touchées, reconstitution de l'énergie totale déposée dans le volume du détecteur) sera abordée dans la partie consacrée à l'analyse des données de l'expérience.

II.5.2 Le détecteur d'ions : galette à micro-canaux avec lignes à retard

La nécessité de détecter des ions d'énergie maximale atteignant 1.4 keV rend nécessaire l'utilisation de détecteurs sans zones mortes. De plus, la détection en coïncidence et la mesure de temps de vol exigent un signal rapide. Pour ces raisons, le détecteur d'ions est composé de deux galettes à micro-canaux montées en chevrons (Micro Channel Plates, MCP). L'utilisation de lignes à retard permet en sus de déterminer la position de l'impact de l'ion sur la surface du détecteur.

2. <http://www.nist.gov/pml/data/star/>

L'ensemble des galettes à microcanaux suivies des lignes à retard est fourni par la compagnie Roentdek³.

Caractéristiques :

- Diamètre extérieur : 86.6 mm
- Diamètre actif : 83 mm
- Épaisseur : 1.5 mm
- Diamètre des canaux : 25 μm
- Espacement des canaux : 32 μm
- Angle des canaux : $7^\circ \pm 2^\circ$
- Pression de travail : $< 2 \times 10^{-6}$ mbar
- Gain minimum (2 galettes) : 10^7

Ces galettes sont fabriquées dans un matériau très résistif (verre) et sont criblées de petits canaux quasiment à la perpendiculaire de la surface du détecteur. Le principe de fonctionnement est le suivant : lorsqu'un ion percute un canal sur la face d'entrée de la galette, il arrache des électrons primaires qui, sous l'action de la différence de potentiel imposée entre les faces avant et arrière, sont attirés vers l'extrémité des canaux entraînant une multiplication des électrons par émission secondaire sur les parois du canal. Le temps de montée du signal correspond au temps de formation de l'avalanche dans le canal touché, ce qui produit un signal très rapide, dont la résolution en temps est inférieure à 200 ps ([L⁺05]). Le signal récupéré en face arrière, " t_{gal} ", fournit le "STOP" de la mesure de temps de vol de l'ion de recul et le nuage d'électrons est réaccélééré vers les anodes des lignes à retards pour la mesure en position (voir Fig. II.27 Gauche). La surface sensible, ou, en d'autres termes, l'efficacité de détection géométrique, correspond à la surface couverte par les trous d'entrée des canaux, soit environ 50 %. En outre, pour s'affranchir de la dépendance de l'efficacité de détection absolue en fonction de l'énergie de l'ion incident et de leur angle d'incidence par rapport aux micro-canaux, les ions sont au préalable accélérés sur une courte distance (6 mm) par une grille dite de post-accélération placée à la masse. La face avant des galettes étant polarisée à -4 kV, les ions ${}^6\text{Li}^{++}$ acquièrent 8 keV lors du franchissement de cette zone, ce qui assure une efficacité de détection maximale et indépendante des caractéristiques de l'ion incident.

La localisation de l'impact est obtenue à partir du signal généré par les électrons sur les lignes à retard. La vitesse de propagation du signal dans les lignes étant constante, en mesurant le temps d'arrivée de ce signal à chaque extrémité de l'anode, on remonte à la position où il a été créé. Ce détecteur possède deux enroulements perpendiculaires, un pour la position en X et l'autre pour la position en Y, on mesure ainsi 4 temps de propagations (voir Fig. II.27 Droite) : T_{X1} , T_{X2} , T_{Y1} , T_{Y2} et donc :

$$X \propto T_{X1} - T_{X2} \quad \text{et} \quad Y \propto T_{Y1} - T_{Y2}$$

La précision sur les signaux en temps va se répercuter sur les mesures en position X et Y. Compte tenu de la géométrie du système de lignes à retards, la résolution en position obtenue est de l'ordre de 140 μm .

3. <http://www.roentdek.com>

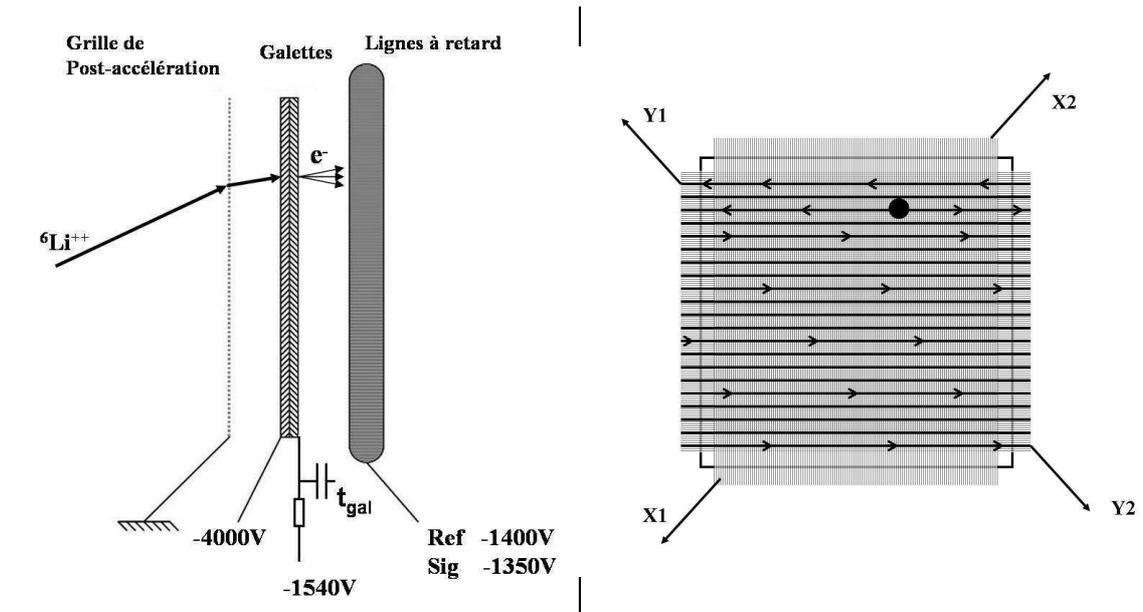


FIGURE II.27 – Schéma de polarisation des galettes et des lignes à retard. À gauche : vue de côté de l'ensemble du détecteur. Le choix des tensions est expliqué dans [L⁺05]. À droite : vue de face des lignes à retard. Chaque signal arrivant aux extrémités des deux anodes ($X1$, $X2$, $Y1$ et $Y2$) est traité de façon identique [Mé07].

II.5.3 Systèmes électroniques et acquisition des données

Le déclenchement de l'acquisition est dicté par l'obtention d'un signal dans le scintillateur, signant *a priori* la détection d'une particule β . Le signal rapide de sortie du photomultiplicateur (sortie Dynode) est divisé en deux puis une partie est envoyée vers un module GMT (Ganil Master Trigger) qui prend en charge la logique de détection : génération d'un signal logique de "trigger" de l'acquisition et ouverture d'une fenêtre en temps pour la coïncidence (largeur de $9.5 \mu\text{s}$). L'autre partie est retardée pour que son codage intervienne à l'intérieur de la fenêtre ainsi ouverte, fournissant l'énergie déposée dans le scintillateur.

Le codage des signaux est pris en charge par des modules de conversion analogique-numérique de type XDC3214⁴ permettant de coder au choix l'amplitude, la charge ou le temps sur 14 bits. La seule exception concerne le Silicium à pistes pour lequel les signaux délivrés par les 120 pistes (128 signaux sont traités en réalité, 8 fils étant déconnectés) sont multiplexés par des cartes électroniques VA-Rich embarquées directement sur le télescope (le traitement prenant environ $4 \mu\text{s}$). Ces dernières sont contrôlées par un séquenceur (CaenV551) qui reçoit le trigger de l'acquisition et le signal "Data Ready" de l'ADC Caen V550 qui va convertir le signal émis par les cartes VA-Rich.

Le signal de trigger déclenche aussi le codage du TDC pour le temps de vol (signal "START") et la coïncidence est effective en cas d'obtention d'un signal "STOP" obtenue en face arrière de la galette. Toutefois, une fois l'acquisition déclenchée par le signal du télescope, l'événement est enregistré systématiquement. L'intérêt de cette méthode, rendue possible compte tenu du taux d'événements attendu, est de disposer d'un échantillon important d'événements en "single", c'est à dire avec seulement la particule β détectée. Ces événements sont signés par un signal TDC en saturation et sont notamment utiles pour la calibration de l'ensemble scintillateur+photomultiplicateur. Il est à noter que le TDC fonctionne en mode "Single Hit", ainsi, seul le premier signal survenant dans la fenêtre de coïncidence est pris en compte et fournit un

4. Modules VXI développés par le GANIL : <http://wiki.ganil.fr/gap/wiki/Documentation>

temps de vol. Ce phénomène entraîne une légère déformation des distributions caractéristiques en temps de vol des différentes sources pouvant fournir un signal “STOP” (en l’occurrence le signal attendu, c’est à dire les décroissances d’ ${}^6\text{He}^+$ issues du piège, mais aussi les différents bruits de fond). Le signal récolté en face arrière de la galette joue le rôle de “START” pour le codage des 4 temps de propagation le long des lignes à retards qui fourniront la position de l’ion sur la surface des galettes. Enfin, la charge de ce signal est codée par un QDC à des fins de contrôle du bon fonctionnement de la galette, notamment l’homogénéité de sa réponse en fonction de la position.

Afin de disposer d’événements antérieurs à l’instant zéro du temps de vol, les codeurs fonctionnent en mode asynchrone et leurs points de validation sont tous retardés (ainsi que le signal logique du “STOP” du temps de vol) d’une même valeur. Ces événements sont, par construction, issus exclusivement de coïncidences forfeites et rendent possible la soustraction de ce type de bruit de fond sur l’ensemble des observables enregistrées.

L’information sur la position en temps de l’événement par rapport au cycle de mesure est obtenue grâce à une rampe initialisée à chaque début de cycle. L’amplitude de cette rampe est alors échantillonnée à chaque événement et codée par un ADC. La phase RF est obtenue par une mesure de temps entre un “START” donné par un signal synchronisé et en phase avec la tension RF et un “STOP” donné par le trigger de l’événement.

Pour résumer, le système de détection permet d’enregistrer pour chaque événement en coïncidence les données suivantes :

- Q_{scint} : charge délivrée par le couple scintillateur/photomultiplicateur
- ToF_{ion} : temps de vol de l’ion ${}^6\text{Li}^{++}$ par rapport au β
- $T_{x1}, T_{x2}, T_{y1}, T_{y2}$: temps de propagation le long des lignes à retard
- $V_{\text{Si}[120]}$: amplitudes des signaux de chacune des pistes du Silicium à pistes

En plus de ces observables reliées à la cinématique de la réaction, trois paramètres supplémentaires sont enregistrés à des fins d’analyse et de contrôle des effets systématiques :

- Q_{MCP} : charge récoltée en face arrière des galettes à micro-canaux
- T_{cycle} : repérage de l’instant de décroissance dans le cycle de mesure
- T_{RF} : phase RF à l’instant de la décroissance

Le temps mort associé à chaque détection en coïncidence est d’environ $250 \mu\text{s}$ et est principalement dû à la lecture séquentielle de l’ADC codant le signal des 120 pistes du Silicium à pistes.

Le système d’acquisition adopté a été développé en commun par le GANIL et le LPC Caen et utilise une station d’acquisition (PC sous Linux) qui réalise les fonctions suivantes :

- Configuration des modules électroniques
- Contrôle - Commande
- Sauvegarde et analyse en ligne des données

Les deux premières fonctions sont interfacées par le logiciel DAS. Le dialogue avec le système embarqué comprenant les châssis (VME et VXI) se fait via un bus Ethernet et permet un transfert des informations en temps réel vers la station d’acquisition, l’enregistrement des données se faisant directement sur les disques durs du PC d’acquisition. Une échelle VME (CaenV260E) comportant 16 voies indépendantes est également incluse dans le système d’acquisition, ce qui permet de suivre l’évolution de certains paramètres utiles durant la prise de données, tels que le taux de comptage instantané de chaque détecteur, ou encore le taux de déclenchements accepté par l’acquisition.

Chapitre III

La simulation Monte-Carlo basée sur GEANT4

Une simulation développée dans l’environnement GEANT4 a été entreprise afin de disposer d’une modélisation complète des décroissances provenant du nuage d’ions piégé. GEANT4 permet de modéliser l’ensemble des interactions physiques que peuvent subir les produits de décroissance de l’ ${}^6\text{He}^+$. En particulier, la diffusion des électrons dans les détecteurs mais aussi sur tous les autres éléments présents dans la chambre du piège est intrinsèquement prise en compte, d’autant plus que GEANT4 permet de décrire la géométrie du dispositif avec un niveau élevé de détails. La modularité de l’environnement permet de modifier facilement cette géométrie afin d’étudier les effets expérimentaux dus à une connaissance incomplète de certains paramètres géométriques. GEANT4 laisse en outre une grande marge de manoeuvre quant à la génération des vertex primaires et rend possible la modélisation d’un champ électromagnétique dynamique. Ces possibilités ont permis d’implanter de façon très réaliste la présence d’un champ radiofréquence, de prendre en compte la dynamique du nuage d’ions ainsi que l’effet de perturbation de la trajectoire de l’ion de recul. Enfin, la réponse des détecteurs et le format d’enregistrement des données ont été reproduits le plus fidèlement possible afin de pouvoir procéder à des comparaisons les plus pertinentes possibles avec les données expérimentales.

Cette partie introduit succinctement les différents aspects de la simulation GEANT4. Une attention particulière a été portée sur le traitement de la diffusion des particules β étant donné que la prise en compte de ce phénomène est l’argument principal qui a justifié la mise au point de cette nouvelle simulation. Une analyse un peu plus détaillée de l’algorithme de diffusion multiple des particules β sera donc présentée pour cerner l’influence de ce phénomène sur la détection en coïncidence des produits de désintégration et la mesure en temps de vols des ions de recul.

III.1 Géométrie de la chambre du piège

III.1.1 Les volumes “passifs”

Tous les éléments en proximité immédiate du nuage d’ions sont modélisés avec leur géométrie et leur composition chimique exactes (voir fig. III.1). Cela concerne en particulier le piège à ions composé de ses six anneaux en inox ainsi que de leur support en céramique (voir fig. III.2 à gauche). Le système d’injection ainsi que les collimateurs sont eux aussi précisément modélisés en raison de leur proximité relative au nuage et l’influence qu’ils peuvent avoir sur la détection, en particulier concernant la diffusion des électrons. Les éléments plus éloignés de la

source de désintégration, et donc moins susceptibles d'avoir un impact notable sur la détection, sont modélisés de façon plus grossière. Cela concerne le support des détecteurs et les diverses structures de soutien.

III.1.2 Le détecteur d'électrons

La forme simple du scintillateur plastique est reproduite par un cylindre de 100 mm de diamètre et de 70 mm de longueur (voir fig. III.2 à droite). Le volume correspondant au photomultiplicateur n'est, en revanche, pas inclus puisqu'après vérification aucun électron ne parvient jusque dans la zone qu'il occuperait. Le phénomène de scintillation et la récolte des photons optiques sur la surface du photomultiplicateur n'ont pas non plus été modélisés bien que certains outils de GEANT4 le permettent. La fonction de réponse de l'ensemble scintillateur+photomultiplicateur a uniquement été implémentée de manière *ad hoc* en convoluant le dépôt d'énergie dans le scintillateur avec une distribution gaussienne dont la largeur a été mesurée expérimentalement à l'aide d'un spectromètre à électrons (voir la section V.2.2).

Le silicium à pistes est modélisé par un parallélépipède rectangle de 60 mm de côté et de 300 μm d'épaisseur composé de silicium pur. La tolérance donnée par le constructeur sur l'épaisseur du silicium ainsi que de sa zone morte (de l'ordre de 1.5 μm) est assez large. Pour cette raison, des tests ont été conduits en faisant varier ces deux épaisseurs dans des limites raisonnables mais aucune différence significative n'a été constatée sur les spectres de dépôt d'énergie. Les dimensions standards ont donc été utilisées. Afin de mimer le fonctionnement du détecteur qui dispose de 60 pistes sur chacune de ses faces pour récolter les charges libérées par le passage d'une particule ionisante, le volume du détecteur a été divisé en 360 cellules de 1 mm de côté. À chaque événement, les énergies déposées dans les cellules sont sommées verticalement et horizontalement pour reproduire l'énergie récoltée sur toute la longueur des pistes. L'énergie déposée dans chaque piste est alors convoluée avec une distribution gaussienne dont la largeur correspond à la résolution de cette dernière, telle que déterminée dans l'analyse des données expérimentales (voir la section V.2.1.1). Les éléments autour du silicium à pistes ont été finement reproduits en raison de l'aspect critique que revêt la détection de la particule β . Ces éléments comprennent le support en époxy du silicium à pistes, la fenêtre d'entrée devant le télescope ainsi que diverses structures en inox supportant les détecteurs et assurant la solidité de l'ensemble. La feuille de mylar de 1.5 μm d'épaisseur disposée 3 mm devant le silicium à pistes est elle-aussi incluse.

III.1.3 Le détecteur d'ions

Initialement, le détecteur d'ions était implémenté dans la simulation par un volume cylindrique d'un diamètre de 83 mm et d'une profondeur de 1.5 mm composé de verre (SiO_2). Les diverses structures en acier l'entourant étaient aussi incluses. De même, la post-accélération des ions était modélisée par l'implémentation d'un champ électrique uniforme d'une intensité de -0.666 kV/mm sur une distance de 6 mm devant la galette à micro-canaux, correspondant au champ créé par la différence de potentiel entre la face avant de la galette polarisée à -4 kV et la grille de post-accélération placée à la masse. Cette dernière, présentant une largeur de maille de 360 μm , n'a en revanche jamais été incluse dans la simulation car il est attendu que sa présence n'a aucune influence sur les résultats de la simulation.

Les seules observables réellement exploitées dans l'analyse subséquente sont la position et l'instant d'arrivée de l'ion sur la surface du volume du détecteur. La propagation de l'ion dans la galette et l'information de l'énergie déposée ne présentent donc que peu d'intérêt. Ce constat est renforcé par les raisons suivantes :

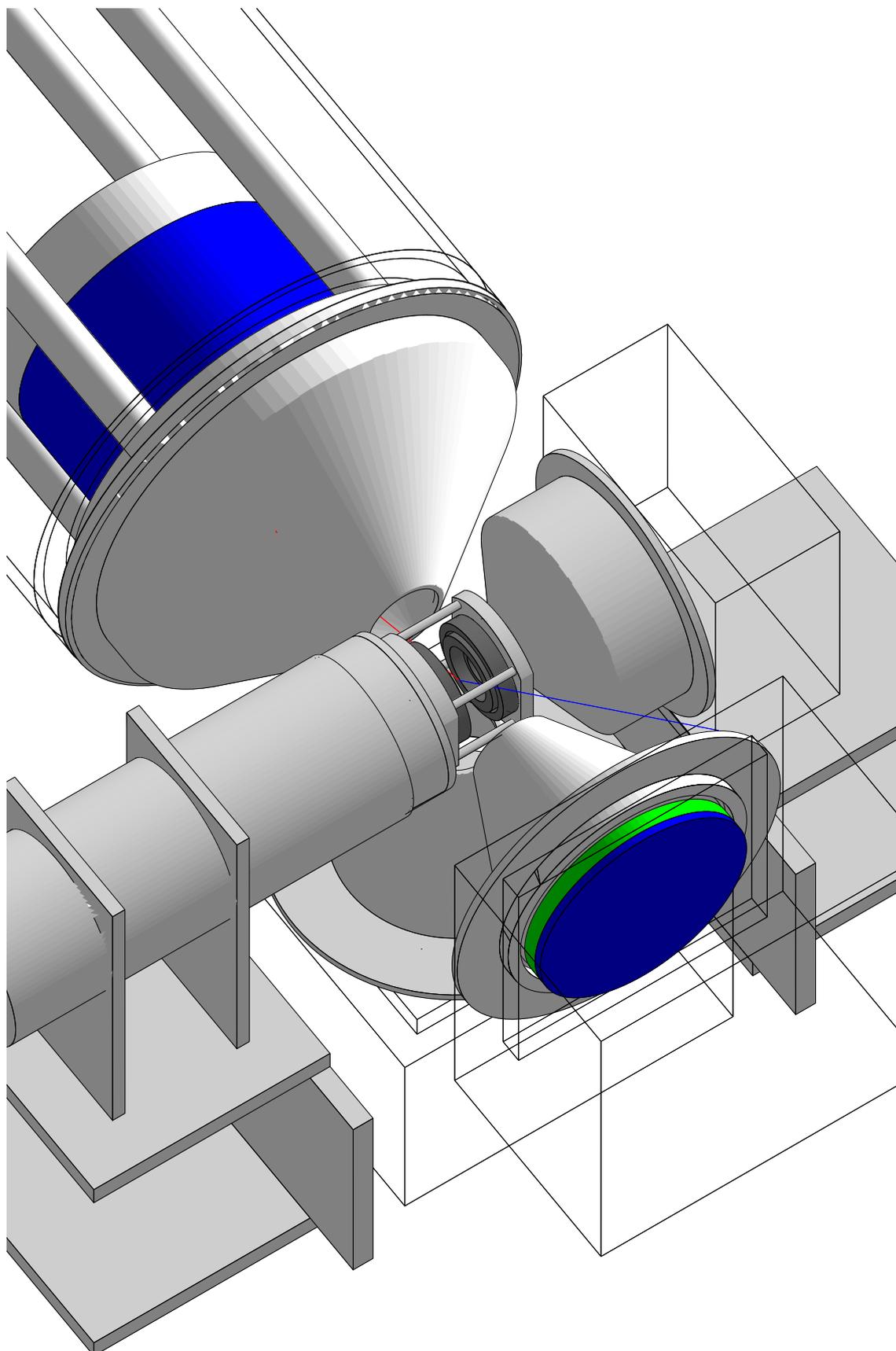


FIGURE III.1 – Vue globale de la chambre du piège telle que modélisée dans GEANT4. Les trajectoires de la particule β (rouge) et de l'ion de recul (bleu) sont visibles partant du piège. Certains volumes sont dessinés en transparence pour des raisons de clarté.

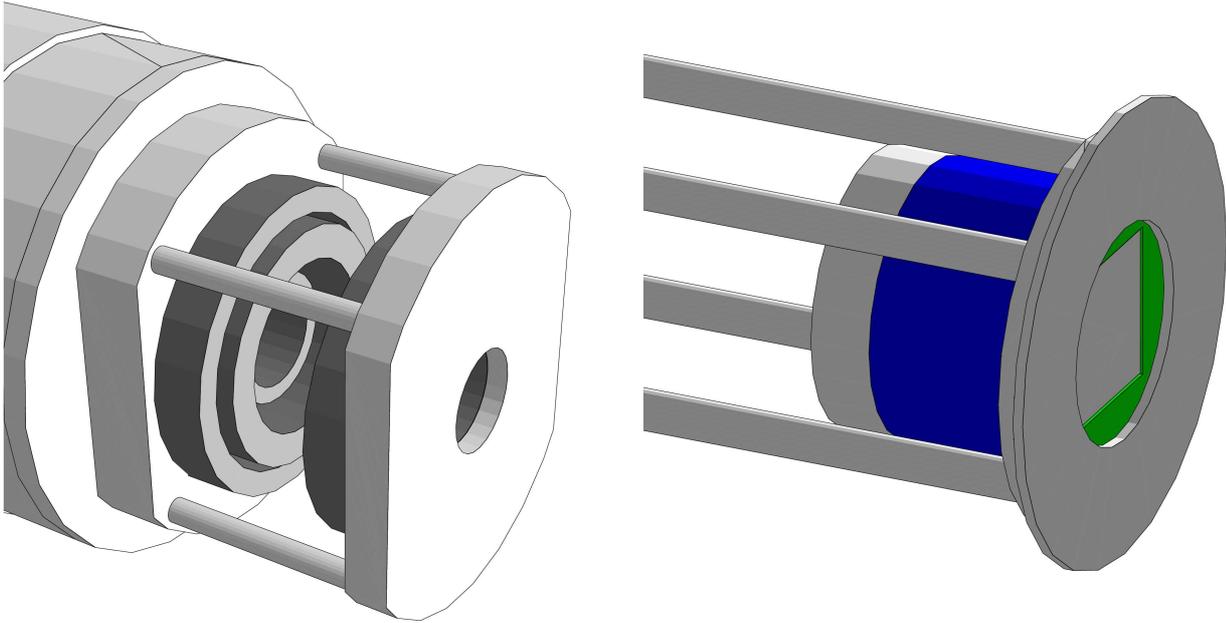


FIGURE III.2 – Visualisation de la modélisation des volumes composant le piège de Paul à anneaux (gauche) et le télescope β (droite).

- Le mode de fonctionnement réel du détecteur n'est pas implémenté dans la simulation (pas de modélisation de l'arrachage d'électrons par l'ion incident dans les micro-canaux, ni de la multiplication électronique qui s'ensuit).
- Si le phénomène de diffusion des ions sur la surface du détecteur est possible (et inclus dans GEANT4), il est tout à fait négligeable devant toutes les autres sources d'erreurs.

De plus, la poursuite de la propagation de l'ion par GEANT4 jusqu'à son arrivée sur le détecteur présente un désavantage rédhibitoire s'agissant de l'analyse des effets systématiques. Un des paramètres cruciaux qu'il s'agit de déterminer dans l'analyse des données est, en l'occurrence, la position précise du détecteur d'ions. Effectivement, pour des raisons évidentes, la distribution en temps de vol de l'ion de recul en est directement dépendante et un léger décalage par rapport au positionnement nominal va induire de subtiles déformations du spectre en temps de vol qui impacteront la valeur du paramètre $a_{\beta\nu}$ qui en sera extrait. Il est inconcevable, et pour le moins non optimal, de réitérer une série de simulations GEANT4 quand le seul paramètre qui change est la position du détecteur d'ions. En effet, les processus les plus coûteux en temps de calcul sont la diffusion des électrons dans la matière et le calcul de la trajectoire de l'ion dans le champ RF de piégeage et ces derniers sont bien évidemment complètement indépendants de la position du détecteur.

Pour toutes ces raisons, une autre voie a été empruntée (voir fig.III.3). Une surface virtuelle placée quelques millimètres en amont de la zone de postaccélération a été définie. Au franchissement par l'ion de cette surface, sa position, son temps d'arrivée et son vecteur impulsion sont enregistrés. Une routine extérieure à GEANT4 se charge alors de la fin de la propagation de l'ion. Le positionnement en trois dimensions du plan correspondant à la surface du détecteur par rapport à la surface virtuelle peut être choisi arbitrairement. L'ion est ensuite propagé de manière analytique pour trouver les coordonnées spatio-temporelles du point d'intersection entre sa trajectoire et le plan du détecteur.

Il suffit alors de repropager les ions d'un même échantillon d'événements de coïncidence simulés sur la seule partie analytique pour étudier les effets systématiques dus à la position du détecteur sur le temps de vol de l'ion de recul.

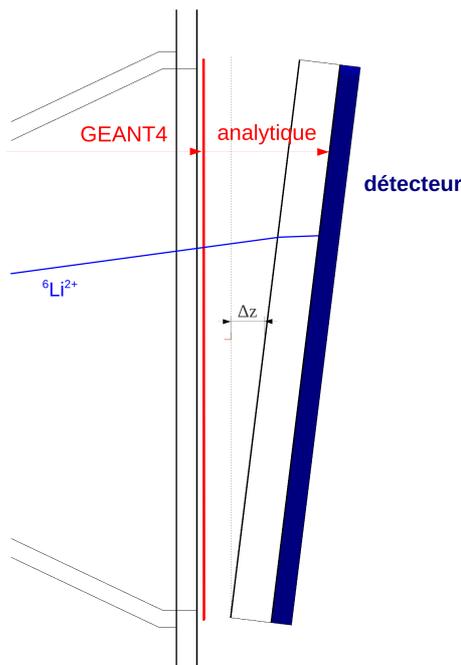


FIGURE III.3 – Schéma représentant la fin du parcours des ions de recul et la prise en charge du calcul de leur trajectoire par une routine analytique. La vue en coupe permet de distinguer le collimateur et le détecteur. Ce dernier présente un décalage Δz par rapport à sa position nominale selon l'axe nuage d'ions-détecteur. Il est de plus exagérément incliné pour illustrer la possibilité d'un positionnement complet du détecteur dans les trois dimensions de l'espace.

III.2 Modélisation des processus physiques

La simulation GEANT4 proprement dite prend en charge la propagation des produits de décroissance et démarre donc au moment de la désintégration de l' ${}^6\text{He}^+$ au sein du piège, cette dernière étant générée par un tirage Monte-Carlo externe. D'autre part, la simulation procède de manière séquentielle en propageant une particule après l'autre et décroissance après décroissance. Elle n'est pas conçue pour reproduire la dynamique du nuage formé par les ions piégés et n'est donc pas capable de prendre en compte les effets éventuels des interactions ${}^6\text{He}^+ - {}^6\text{He}^+$ (similaire à une charge d'espace dans le nuage), ${}^6\text{He}^+ - {}^6\text{Li}^{++}$, ${}^6\text{He}^+ - e^-$ ou encore les interactions avec le gaz résiduel d' H_2 . Pour les mêmes raisons, elle ne reproduit pas nativement les différentes sources de bruit de fond, telles que les coïncidences perdues (générées par exemple par la détection en coïncidence d'une paire ${}^6\text{Li}^{++} - e^-$ provenant de deux désintégrations différentes) ou les désintégrations survenant en dehors du piège. Des séries de simulation consacrées à ces bruits de fond pourraient toutefois être entreprises mais, outre le problème du temps de calcul nécessaire, l'intérêt en est limité pour plusieurs raisons :

- La forme de la distribution du bruit de fond dépend de la répartition de l'ensemble des particules et molécules présentes et ce, dans toute la chambre de détection. Cette répartition est mal connue expérimentalement et peut varier avec le temps : qualité variable du paquet d'ions injecté, variation de pression du gaz H_2 , *etc.*
- Des simulations spécifiques au bruit de fond n'incluraient pas une éventuelle corrélation avec la présence d'un nuage piégé, et, pour le moins, poserait le problème de la valeur du rapport signal/bruit à appliquer.
- Il a été possible d'obtenir un échantillon expérimental très important d'événements caractéristiques des différents bruits de fond pour la prise de données de 2008. Ceci a permis

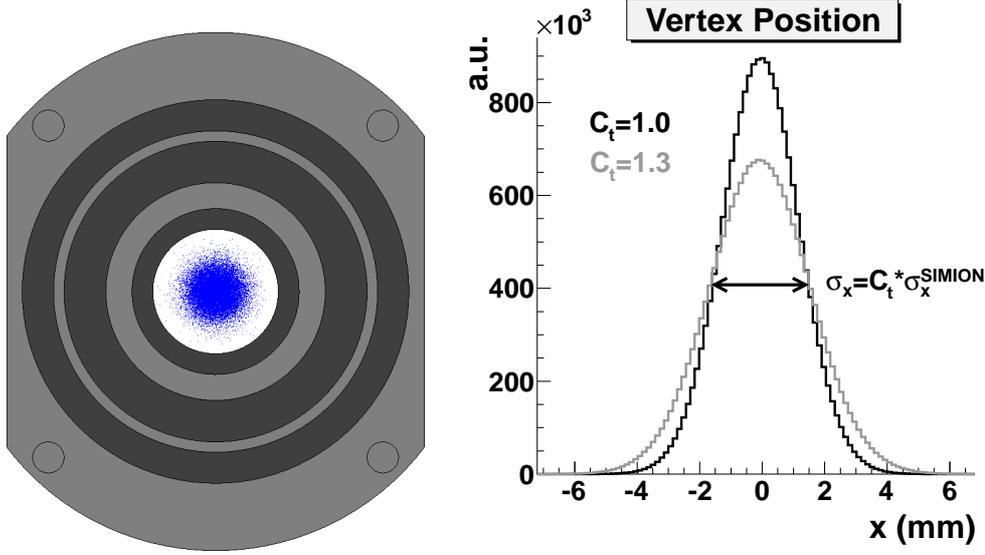


FIGURE III.4 – À gauche : visualisation du nuage d’ions (bleu) au centre du piège. Les anneaux composant ce dernier sont visibles en gris. À droite : distribution en position du vertex de désintégration. L’effet du coefficient d’ajustement de la température, C_t , est explicité.

de soustraire directement leur contribution sur toutes les observables d’intérêt.

Toutefois, si le besoin s’en faisait sentir, il serait possible de générer des données simulées correspondant à chaque bruit de fond afin de les introduire comme paramètre supplémentaire au modèle ajusté pour estimer $a_{\beta\nu}$.

Après vérification, la présence d’une faible pression d’ H_2 dans la chambre du piège n’a pas d’effets perceptibles sur les spectres simulés. Elle a donc été mise de côté.

La tâche imputée à GEANT4 se résume donc à propager correctement l’électron et l’ion de recul jusqu’à leurs détecteurs respectifs. Concernant l’électron, le point sensible est de valider que la diffusion des électrons est correctement modélisée pour le domaine d’énergie rendu accessible par la désintégration de l’ ${}^6\text{He}^+$. Concernant l’ion ${}^6\text{Li}^{++}$, il s’agit de vérifier que les perturbations de sa trajectoire dues à la présence du champ quadripolaire variable sont correctement reproduites.

III.2.1 Le nuage d’ions piégés

Un tirage aléatoire est effectué pour générer les vertex primaires de désintégration. Le tirage suit la modélisation du comportement du nuage à l’équilibre explicité dans le chapitre II.3.3.3. La position et la vitesse de l’ion ${}^6\text{He}^+$ se désintégrant sont générées à partir de distributions gaussiennes dont les largeurs σ_X et σ_{V_X} sont données par une matrice de corrélation phase RF/position/vitesse fournie par SIMION représentant la “respiration” du nuage. Un coefficient ajustable librement, C_t , est appliqué aux largeurs des gaussiennes pour permettre de modifier la température moyenne du nuage (voir fig. III.4).

La procédure exacte est la suivante :

- une phase RF aléatoire est tirée suivant une loi uniforme :

$$\phi_{\text{RF}} = U\{0, 2\pi\}$$

- les tirages gaussiens sont effectués pour chaque dimension :

$$\text{position : } X^{\mathcal{N}} = \mathcal{N}(0, C_t \cdot \sigma_X[\phi_{\text{RF}}])$$

$$\text{vitesse : } V_X^{\mathcal{N}} = \mathcal{N}(0, C_t \cdot \sigma_{V_X}[\phi_{\text{RF}}])$$

- la position et la vitesse finales sont tirées en introduisant les corrélations sinusoïdales via les facteur θ_{XV_X} :

$$X = \cos(\theta_{XV_X}[\phi_{\text{RF}}]) * X^{\mathcal{N}} - \sin(\theta_{XV_X}[\phi_{\text{RF}}]) * V_X^{\mathcal{N}} + X_0;$$

$$V_X = \cos(\theta_{XV_X}[\phi_{\text{RF}}]) * V_X^{\mathcal{N}} + \sin(\theta_{XV_X}[\phi_{\text{RF}}]) * X^{\mathcal{N}};$$

Les paramètres σ_X , σ_{V_X} , θ_{XV_X} sont donnés par la matrice de corrélation. La position moyenne du nuage X_0 et le coefficient de température C_t peuvent être ajustés par comparaison avec les données expérimentales. Cela permet de rendre compte d'une éventuelle déviation par rapport au cas idéal d'un nuage parfaitement centré dans le piège et d'extension spatiale correspondant aux prédictions des simulations du nuage à l'équilibre ($X_0 = 0$ et $C_t = 1$). Les simulations les plus récentes ont prédit une énergie de $kT \approx 0.107(7)$ eV.

III.2.2 La décroissance radioactive de ${}^6\text{He}$

Les caractéristiques cinématiques de la désintégration de ${}^6\text{He}^+$ sont obtenues par tirages aléatoires de Von Neuman sur les distributions de probabilité obtenues à partir de la théorie de Fermi et pour une valeur de $a_{\beta\nu}$ fixée. La corrélation entre les particules est déterminée d'après les règles de conservation du vecteur impulsion-énergie pour une désintégration à trois corps au repos où l'énergie cinétique de l'ion est négligée et la masse du neutrino imposée à une valeur nulle (voir [Lié10] pour le calcul explicite). Avec ces hypothèses, seuls deux paramètres sont indépendants pour déterminer complètement la cinématique. Le tirage Monte-Carlo fournit ainsi l'énergie cinétique de la particule β et l'impulsion de recul du ${}^6\text{Li}^{++}$. La répartition des événements dans l'espace de phase de la désintégration issue de cette routine a été présentée auparavant sur la figure II.3.

Reste à fournir à GEANT4 la caractérisation complète du vertex primaire, c'est à dire les vecteurs impulsions complets des deux particules. Pour déterminer les directions de ces vecteurs, de nouveaux tirages aléatoires sont effectués. La possibilité est donnée de fixer au choix la direction initiale de la particule β ou de l'ion de recul selon le type de données que l'on souhaite échantillonner. Par exemple, si l'on souhaite générer des données de détection en coïncidence mimant les données expérimentales, la direction de l'impulsion de l'ion de recul sera limitée à un angle solide sous forme de cône englobant le détecteur d'ions et son collimateur. Toutefois, l'ion ne sera effectivement propagé que si la particule β , envoyée dans une direction donnée par la cinématique de décroissance, dépose une énergie supérieure au seuil de détection dans le scintillateur. On optimise ainsi le temps de calcul en évitant de générer et de propager des événements superflus sans toutefois biaiser l'échantillonnage. Étant donné l'influence complètement insignifiante de sa présence, le neutrino n'est pas propagé dans GEANT4.

L'espace de phase du nuage est pris en compte via un tirage de la position et de la vitesse de l'ion ${}^6\text{He}^+$ (voir section précédente). Ces caractéristiques sont prises en compte par un changement de référentiel des vecteurs impulsions des particules entre le référentiel où ${}^6\text{He}^+$ est au repos et celui du laboratoire. À l'heure actuelle, seule la fonction de Fermi est incluse pour prendre en compte les interactions coulombiennes entre le noyau et la particule β émise. Les corrections radiatives [Glu98] qui déforment elles-aussi légèrement les distributions cinématiques et qui ont donc une influence sur la détermination de $a_{\beta\nu}$ n'ont pas non plus été incluses dans la simulation, ce qui serait souhaitable à terme.

III.2.3 La propagation des particules

III.2.3.1 Seuils de production

Il est laissé la possibilité à l'utilisateur de GEANT4 de régler plusieurs paramètres déterminant la précision de la propagation des particules dans la matière. De manière générale, une coupure en énergie correspondant à un seuil minimal de production ("production threshold") est implémentée pour éviter la divergence infrarouge des processus électromagnétiques. Cette coupure sert aussi à stopper la propagation des particules qui atteindraient ce seuil minimal en énergie. Pratiquement, ce seuil prend la forme d'une distance minimale de coupure ("range cut-off") qui est convertie en énergie en fonction du matériau et la particule considérés. Par défaut, la valeur est de 1 mm, ce qui correspond à une énergie de 548 keV pour des électrons dans du silicium. Ces valeurs semblent pour le moins inappropriées dans la configuration de notre expérience étant donné que le silicium à pistes a une épaisseur de 300 μm et que les électrons le traversant y déposent une énergie d'une centaine de keV. Comme il est permis de régler sélectivement les coupures en fonction de la particule et/ou du volume traversé afin d'optimiser le temps de calcul, le seuil a été diminué à 3 μm pour le volume du silicium à pistes, ce qui correspond à un seuil minimal en énergie de 5.9 keV. La même coupure a été définie pour la feuille de Mylar située devant le télescope, aboutissant à un seuil en énergie de 2.96 keV ; pour la résine d'époxy constituant le circuit imprimé autour du silicium (4.25 keV) et pour les volumes en inox (31.3 keV) et en aluminium (14.2 keV) à proximité immédiate du silicium à pistes. La coupure attachée au scintillateur organique a été laissée à 1 mm (541 keV) car une valeur inférieure générerait des temps de calcul rédhibitoires pour un gain en précision négligeable.

III.2.3.2 La diffusion β

La prise en compte de la diffusion des particules β est la raison principale qui a conduit au développement de la simulation GEANT4. En effet, due à sa faible masse, la probabilité de diffusion d'une particule β sur la matière est bien plus grande que pour les autres particules, beaucoup plus lourdes. De plus, la probabilité de diffusion diminue rapidement au fur et à mesure que l'énergie cinétique de la particule augmente, ce qui explique que beaucoup d'expériences de physique peuvent se contenter d'une description assez grossière de la diffusion des particules β et utiliser des modèles simples et bien connus. En revanche, lors de la désintégration de l' ${}^6\text{He}^+$, la particule β émise atteint au plus 3.5 MeV, et le seuil minimal de détection du couple scintillateur+photomultiplicateur est inférieur à 500 keV. Ainsi, une fraction non négligeable des événements détectés le sont avec une énergie de la particule β inférieure à 1 MeV. Une simulation numérique qui ambitionne de reproduire fidèlement des données expérimentales obtenues à partir de détections de particules β dans ce domaine d'énergie se doit d'être capable de modéliser avec une précision suffisante la physique complexe ayant cours lors des interactions nombreuses des électrons dans la matière traversée.

L'effet de la diffusion des particules β dans l'expérience LPCTrap peut être catégorisé en deux groupes :

- La diffusion des électrons sur les volumes avoisinant la position du vertex de désintégration (par exemple les anneaux du piège) qui peut conduire à la détection d'événements qui n'auraient pas dû l'être (voir fig. III.5 à gauche). Ce type d'événements est entaché d'une mauvaise corrélation angulaire entre les produits de décroissance, et a donc une influence sur la détermination de $a_{\beta\nu}$.
- La rétrodiffusion des électrons sur/dans les détecteurs (et la feuille de Mylar située devant le télescope) est susceptible de les faire ressortir prématurément de ces derniers, ne

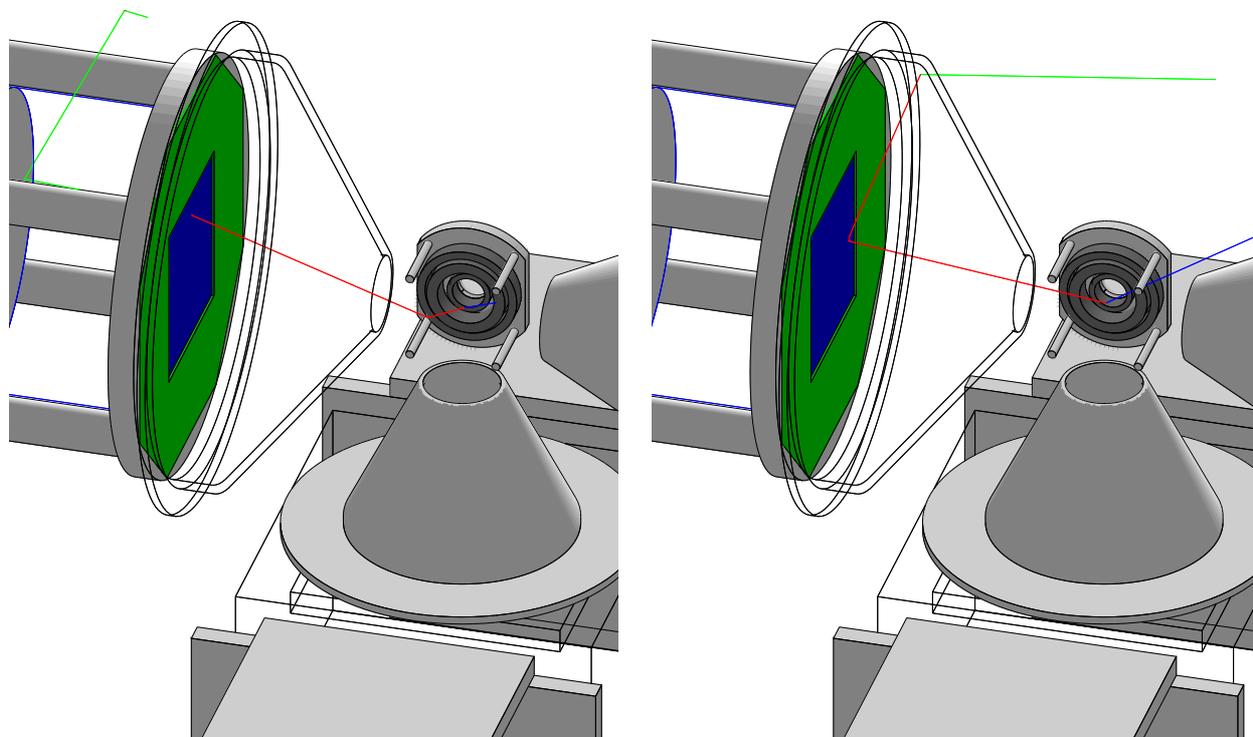


FIGURE III.5 – À gauche : visualisation d’un événement de décroissance où la particule β diffuse sur un volume du piège avant d’aller déclencher le télescope β . À droite : visualisation d’un événement de décroissance où la particule β rétrodiffuse sur le silicium à pistes.

laissant qu’une fraction de leur énergie accessible à la détection (voir fig. III.5 à droite). Ce phénomène altère sensiblement la réponse des détecteurs entraînant, au mieux, une mauvaise reconstruction de la cinématique de la décroissance, au pire, sa non détection pure et simple.

Historiquement, les modèles numériques de transport d’électrons dans la matière ont été développés pour reproduire la diffusion de particules β d’énergie supérieure à 1 MeV et pour des matériaux de Z plus élevé que ceux utilisés dans notre expérience (principalement le silicium et le carbone pour les détecteurs). Malgré tout, des données sont disponibles dans la littérature et pourraient servir à valider les modèles de simulation Monte-Carlo. Une tentative intéressante a été réalisée par S. Hoedl dans sa thèse [Hoe03] et poursuivie par la suite avec des mesures complémentaires [M⁺06]. Le travail réalisé à cette occasion s’inscrivait dans le développement d’un nouveau détecteur à protons dans le cadre de la mesure des produits de décroissance de neutrons ultra-froids [P⁺09a]. À ce titre, une attention particulière a été consacrée à déterminer la précision que l’on pouvait attendre des codes Monte-Carlo dédiés à la diffusion des électrons de basses énergies (10 keV - 1 MeV) sur des matériaux relativement légers. Un gros effort a été fourni pour compiler l’ensemble des mesures disponibles dans la littérature et confronter les formules empiriques généralement admises à l’époque (notamment celles de Tabata [TIO71] et Ito [TASI96]) aux mesures plus récentes et aux résultats des codes Monte-Carlo les plus avancés. La conclusion principale qui ressortait de ce travail était que le code Monte-Carlo le plus performant à l’époque, PENELOPE, était capable de modéliser la diffusion des électrons

en-dessous de 120 keV dans le béryllium et le silicium à une précision de l'ordre de 10 %. GEANT4 et les autres modèles testés se révélaient, quant à eux, incapables d'atteindre une précision meilleure que 20 % pour des énergies comprises entre 100 et 500 keV.

Deux approches existent pour modéliser le parcours mouvementé des électrons dans la matière. Dans l'approche "détaillée", chaque collision est explicitement modélisée et aucune approximation n'est faite. Dans l'approche "condensée", la perte d'énergie, la déflexion angulaire et le déplacement spatial subis par l'électron entre deux pas de la simulation sont calculés à partir de distributions de probabilité censées représenter l'effet intégré de toutes les collisions qu'aurait subi l'électron entre les deux pas de la propagation. Ces distributions de probabilités sont calculées à partir des sections efficaces différentielles de la collision des électrons dans le matériau traversé. Pendant très longtemps, seule l'approche condensée était utilisée dans les codes en raison de la lourdeur rédhibitoire en temps de calcul que représentait l'approche détaillée. Les inconvénients de l'approche condensée sont que le résultat du calcul peut dépendre du choix de la longueur du pas de propagation et qu'elle échoue à traiter correctement les franchissements d'interfaces ainsi que les cibles minces. Le code PENELOPE sortait du lot à l'époque car il combinait une approche "mixte" qui consistait à choisir entre un algorithme condensé et l'approche détaillée en fonction de la violence de la collision. Au cours des dernières années, GEANT4 a profité de plusieurs améliorations de ses routines gérant les processus physiques. En particulier, la modélisation des interactions électromagnétiques à basse énergie a subi une refonte importante et la routine de la diffusion multiple des électrons s'est enrichie de la possibilité de passer en mode détaillé sous certaines conditions de géométrie des volumes traversés.

Il serait néanmoins souhaitable de pouvoir confronter le traitement de la diffusion des particules β de GEANT4 avec des données disponibles dans la littérature. Malheureusement, les résultats publiés dépendent fortement de la géométrie du dispositif et des fonctions de réponse des détecteurs utilisés. De plus, les conditions de production des incertitudes indiquées ne sont souvent pas suffisamment documentées, ce qui rend délicate l'interprétation d'une comparaison avec une simulation Monte-Carlo.

L'idéal serait de disposer de mesures indépendantes de diffusion d'électrons pouvant être directement comparées aux données générées par GEANT4. Une tentative dans ce sens a été tentée auprès du spectromètre à électrons se trouvant au CENBG de Bordeaux et qui peut délivrer un faisceau monoénergétique d'électrons jusqu'à 2 MeV¹. L'objectif était de détecter les particules β ayant rétrodiffusé sur un "wafer" de silicium d'épaisseur variable. Malheureusement le détecteur utilisé à cette occasion, un scintillateur fin troué en son centre pour laisser passer le faisceau incident, s'est révélé avoir une fonction de réponse hautement erratique rendant impossible toute comparaison avec les données simulées par GEANT4. Une nouvelle tentative est prévue prochainement dans la perspective de l'analyse de la dernière prise de données qui a eu lieu en octobre 2010.

Une première étude de l'effet de la diffusion des particules β dans l'expérience LPCTrap a toutefois été conduite avec la simulation GEANT4. En particulier, a été testée l'influence de la variation des paramètres de l'algorithme de diffusion multiple qui sont laissés libres d'être ajustés par l'utilisateur. Ces paramètres peuvent permettre d'améliorer la correspondance entre des données simulées et des données expérimentales. En l'absence de contraintes apportées par l'expérience, l'intérêt de cette étude se résume à observer l'impact sur les distributions simulées de diverses quantités, observables ou non.

Sans rentrer dans les détails, l'algorithme de diffusion des électrons utilisé par défaut dans

1. Voir la section V.2.2 pour plus de détails sur ce spectromètre

	MSC0 (défaut)	MSC1	MSC2
f_r	0.04	0.02	0.0002
f_g	2.5	5	20
$skin$	0	3	5
temps de calcul	x1.00	x1.2	x3

Tableau III.1 – Configurations de l’algorithme de diffusion multiple de GEANT4.

GEANT4² est basé sur le modèle de diffusion multiple de Lewis [Lew50]. Cet algorithme utilise principalement une approche condensée qui est source d’inexactitudes et, pour cette raison, les paramètres suivants de l’algorithme sont modifiables :

- f_r (RangeFactor) : facteur compris entre 0 et 1, qui limite la taille du pas de propagation à l’entrée dans un nouveau volume, particulièrement contraignant pour les particules de faible énergie.
- f_g (GeomFactor) : facteur compris entre 1 et l’infini, qui évite le franchissement d’un volume en un seul pas. Cette quantité est contraignante lorsque l’épaisseur du volume à franchir est faible devant le parcours moyen de la particule dans le matériau constituant le volume traversé.
- $skin$: si sa valeur est supérieure à zéro, elle limite la taille des pas et active un algorithme de diffusion unique (“single scattering law”) près des interfaces entre les volumes (autrement dit, remplace l’algorithme de diffusion multiple juste avant ou juste après le franchissement d’un volume). La taille de la zone traitée de façon microscopique est proportionnelle à la valeur donnée à $skin$.

Par défaut, les valeurs des paramètres pour les électrons sont les suivantes : $f_r = 0.04$, $f_g = 2.5$ et $skin = 0$. Pour résumer, afin d’obtenir une meilleure modélisation de la diffusion des particules β , on peut : diminuer f_r , augmenter f_g et mettre une valeur positive à $skin$. Le tableau III.1 donne les valeurs des paramètres pour les trois configurations testées.

Deux types d’étiquetage des événements ont été définis pour tenter de cerner l’impact du phénomène de diffusion sur la détection en coïncidence et sur la forme des distributions des observables mesurées :

- “événements diffusés” : événements de décroissance pour lesquels la particule β a diffusé sur un volume quelconque de la chambre avant d’atteindre le silicium à pistes. En pratique, cette étiquette est associée à l’événement si la particule β primaire entre en contact avec un volume autre que ceux qu’elle est censée traverser avant d’atteindre les détecteurs (un des anneaux du piège, un collimateur, *etc.*). Cet étiquetage permet d’étudier les événements qui sont détectés par le dispositif mais dont la corrélation et l’énergie mesurées pour la particule sont faussées. En revanche, elle ne détecte pas les événements où une fraction de l’énergie de la particule β est perdue parce que cette dernière est ressortie du télescope après l’avoir déclenché. Enfin, elle ne repère pas non plus les événements dont la corrélation angulaire est faussée en raison d’une diffusion violente de la particule β sur le mylar.
- “événements manqués” : événements pour lesquels la particule β a atteint le silicium à pistes et l’ion de recul son détecteur sans toutefois donner lieu à une détection en

2. Tous les résultats de simulation présentés dans cette thèse ont été obtenus avec la version 9.3.p01 de GEANT4. Le modèle par défaut, “G4UrbanMscModel93”, a été utilisé pour décrire la diffusion multiple des électrons (voir le chapitre 7.5 du Physics Reference Manual pour une description plus détaillée : <http://www.geant4.org/geant4/support/userdocuments.shtml>). GEANT4 est toujours en continuel développement, en particulier concernant les processus électromagnétiques à basse énergie. Pour une mise au point sur les progrès concernant l’inclusion de modèles alternatifs pour la diffusion multiple des électrons voir [I+10].

coïncidence, soit parce que l'énergie déposée dans le scintillateur est nulle ou inférieure au seuil, soit parce que le filtre de validation du silicium à pistes a rejeté l'événement. Les schémas pouvant donner lieu à cet étiquetage sont les suivants : la particule β a fini sa course dans le silicium à pistes n'ayant pas assez d'énergie pour le traverser, la particule β a rétrodiffusé sur le silicium à pistes ou sur le scintillateur. Pour faire le tri entre ces deux types d'événement, on pourra en plus tirer parti de la connaissance de l'énergie initiale de la particule, étant donné que cette quantité est disponible dans la simulation.

Chacun des spectres présentés dans la suite l'est avec les trois configurations différentes de diffusion multiple MSC0, MSC1 et MSC2 afin d'estimer de quelle manière le réglage de l'algorithme dans GEANT4 peut avoir un impact concret sur les mesures telles que réalisées avec le dispositif LPCTrap. D'autre part, la différenciation est faite entre une condition de détection en coïncidence "abstraite" consistant à obtenir une énergie déposée non nulle dans le scintillateur et une condition "réaliste" consistant à obtenir au moins 420 keV d'énergie déposée de la scintillateur. Cette valeur correspond au seuil de détection du couple scintillateur+photomultiplicateur tel qu'établi durant l'analyse des données de l'expérience de 2008 (voir partie V.2.2). Le label "Th" pour "Threshold" sera ainsi employé pour distinguer entre quantités déterminées avec et sans cette condition.

Les "événements diffusés" : La figure III.6 présente les distributions d'énergie déposée dans le scintillateur E_{scint} et dans le silicium à pistes E_{DSSSD} , du temps de vol de l'ion de recul ToF ainsi que de l'angle de diffusion $\cos(\theta_{sc})$ pour des événements étiquetés "événements diffusés". L'angle θ_{sc} est celui entre le vecteur impulsion initial de la particule β et son vecteur position d'impact sur le scintillateur plastique. Cet angle ne vaut donc zéro qu'en cas de trajectoire directe de la particule, et sa distribution pour les valeurs différentes illustre la déflexion angulaire subie par la particule β . Cette quantité n'est bien évidemment disponible qu'à la condition que la particule atteigne le scintillateur. Sur la partie gauche de la figure III.7 sont superposées les distributions en masse invariante du neutrino³ correspondant à l'échantillon complet d'événements en coïncidence et à celui des événements diffusés. On peut noter que la position moyenne pour l'échantillon diffusé est translatée vers la droite et que cet échantillon constitue la majorité des événements dans les deux queues de la distribution. Cette caractéristique pourrait rendre possible une validation de la fraction d'événements diffusés calculée par GEANT4 par comparaison avec les données expérimentales elles-mêmes en procédant par exemple à la sélection suivante : $M_\nu^2 > 3.5 \text{ MeV}^2/c^4$. La figure de droite compare les distributions en masse invariante du neutrino des événements diffusés pour les trois configurations de l'algorithme de diffusion multiple. Le tableau III.2 regroupe des quantités établies pour tenter de quantifier le phénomène des événements diffusés. p^{sc} et p_{Th}^{sc} sont les proportions d'événements diffusés attendues dans un échantillon d'événements en coïncidence sans et avec prise en compte du seuil de détection expérimental. Enfin $\langle ToF \rangle$, $\langle E_{scint} \rangle$ et $\langle M_\nu^2 \rangle$ sont les moyennes des distributions de ces observables.

Les observations suivantes sont faites :

- D'après la simulation GEANT4, la fraction d'événements diffusés représente à peu près 4 % de l'échantillon d'événements de décroissance provenant du piège qui est effectivement détecté. Cette fraction est modifiée de moins de 10 % lorsque l'on fait varier les paramètres de l'algorithme.
- La distribution de l'énergie déposée dans le scintillateur par ces événements diffusés tend à se déplacer vers les énergies plus élevées lorsqu'on augmente la précision de l'algorithme, l'énergie déposée dans le silicium n'est en revanche pas modifiée.

3. Voir la section V.3.2 pour le détail de la construction de cette observable.

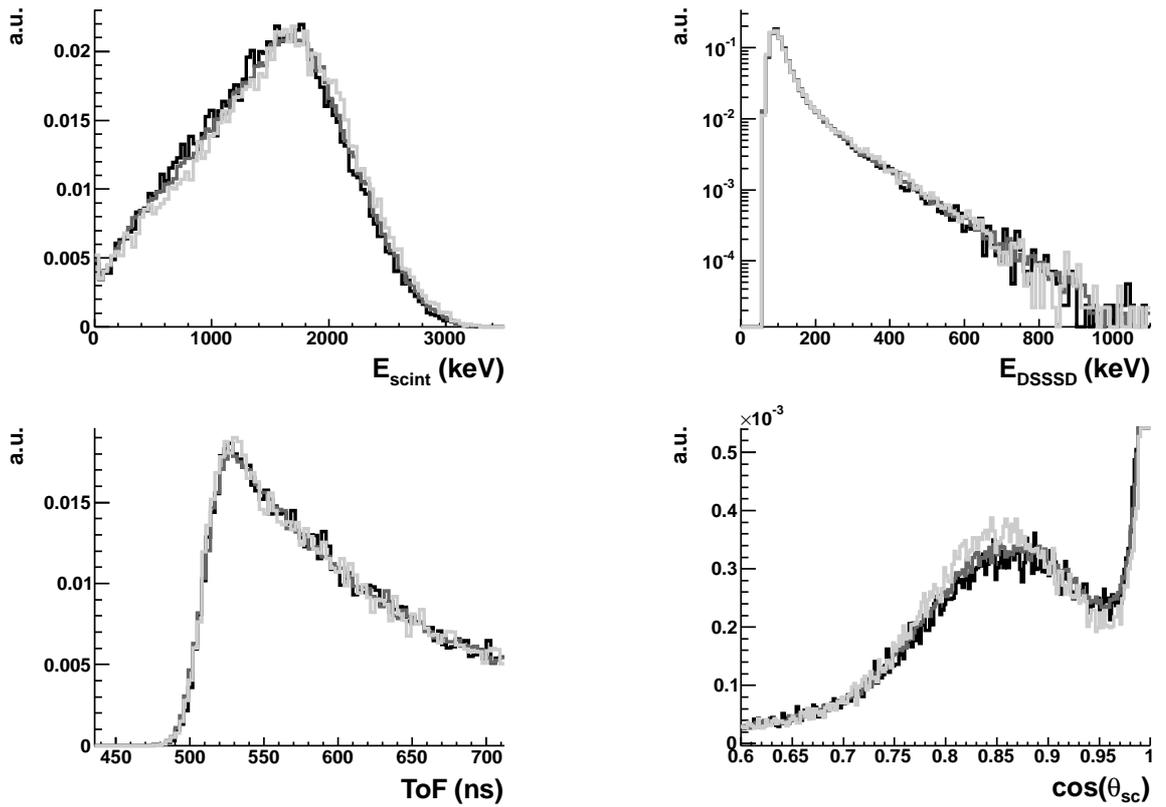


FIGURE III.6 – Distributions d’observables pour des événements de coïncidence diffusés. Légende : noir=MSC0, gris foncé=MSC1, gris clair=MSC2.

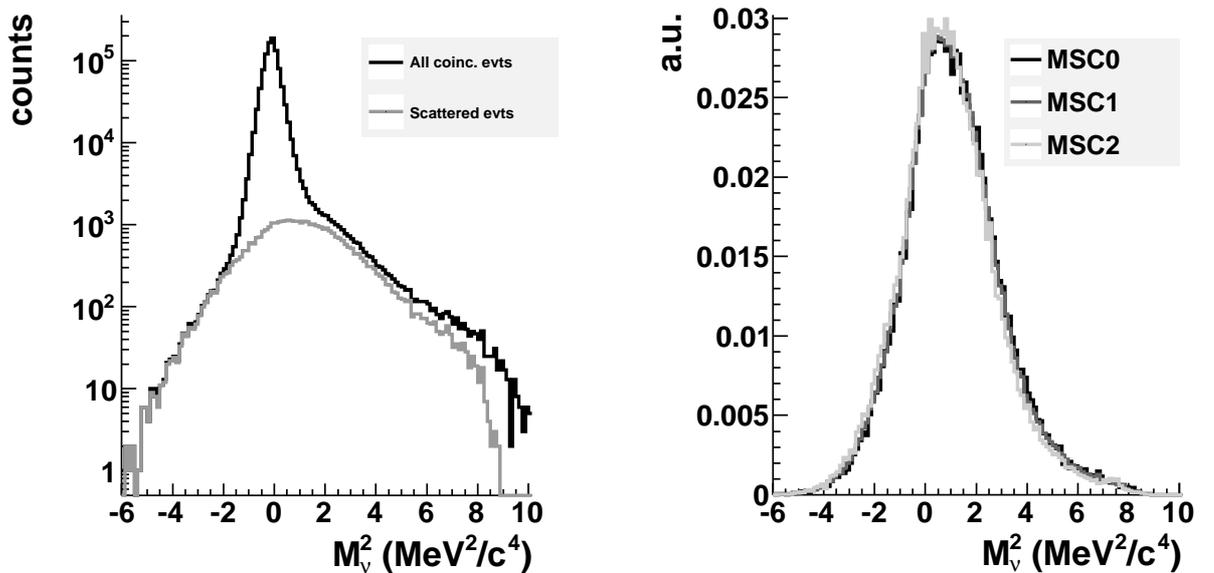


FIGURE III.7 – À gauche : masse invariante du neutrino pour un échantillon complet de coïncidences (noir) et pour les événements diffusés (gris) dans la configuration de diffusion multiple MSC0. À droite : masse invariante du neutrino des événements diffusés en fonction de la configuration de l’algorithme de diffusion multiple utilisé dans GEANT4.

	$p^{sc}(\%)$	$p_{Th}^{sc}(\%)$	$\langle E_{scint} \rangle$ (keV)	$\langle ToF \rangle$ (ns)	$\langle M_\nu^2 \rangle$ (MeV ² /c ⁴)
MSC0	4.15	3.86	1421	646.26	1.14
MSC1	4.32 (+4.1%)	4.01 (+3.9%)	1444 (+1.6%)	646.41 (+0.0%)	1.09 (-4.6%)
MSC2	4.45 (+7.3%)	4.15 (+7.7%)	1487 (+4.6%)	644.41 (-0.3%)	0.95 (-17.1%)

Tableau III.2 – Variations des paramètres d’intérêt pour des événements de coïncidence diffusés avec les différentes configurations de l’algorithme de diffusion multiple. Les quantités $\langle ToF \rangle$ et $\langle M_\nu^2 \rangle$ ont été obtenues avec la sélection correspondant au seuil expérimental du scintillateur : $E_{scint} > 420$ keV.

- Si l’on se base uniquement sur la variation du moment d’ordre 1 de la distribution en temps de vol, la variation de la précision de l’algorithme n’a pas d’impact visible sur cette observable. Toutefois, visuellement la forme de la distribution semble être légèrement déformée lors du passage à la configuration MSC2 dans la zone du front de montée. Une analyse plus approfondie et disposant de plus de statistique serait nécessaire pour quantifier cet effet.
- Une augmentation de la précision de l’algorithme revient effectivement à augmenter légèrement la diffusion des particules β comme on peut l’observer sur la distribution de la quantité $\cos(\theta_{sc})$. Toutefois, la forme de cette distribution n’est pas significativement modifiée.
- La position moyenne de la masse invariante du neutrino pour les événements diffusés est légèrement ramenée vers la valeur nulle avec l’augmentation de la précision de l’algorithme. En revanche la forme de cette distribution reste tout à fait inchangée.

Ces observations constituent une première étape pour cerner les effets de la détection d’événements dont la cinématique est faussée en raison d’une diffusion de la particule β dans les matériaux entourant le nuage d’ion piégé. La proportion d’événements étiquetés “diffusés” a été établie en considérant différents critères et pour différentes configurations de l’algorithme de diffusion β multiple de GEANT4. Une étude plus fine serait toutefois nécessaire pour évaluer précisément la déformation induite par ce type d’événements sur la distribution des observables cinématiques et en particulier sur la distribution en temps de vol des ions de recul. Enfin, à défaut d’une contrainte expérimentale forte pour valider la modélisation de la diffusion des électrons par GEANT4, il serait indispensable de quantifier plus précisément l’effet d’une variation de la proportion d’événements diffusés directement sur le résultat de l’estimation de $a_{\beta\nu}$.

Les “événements manqués” : Pour étudier le traitement de ce type d’événements, des particules β issues de tirages Monte-Carlo de décroissances d’ ${}^6\text{He}^+$ sont envoyées vers le télescope β et sont enregistrées sous la seule condition d’atteindre le silicium à pistes. Les événements “manqués” correspondent alors à un dépôt d’énergie insuffisant dans le scintillateur. On analyse en parallèle les échantillons où le dépôt est nul et celui où le dépôt est inférieur au seuil. Cette distinction permet de se focaliser, dans le premier cas, sur les événements ayant rétrodiffusé sur le silicium à pistes et, dans le deuxième cas, sur la totalité des événements effectivement manqués dans l’expérience quelle qu’en soit la cause.

La figure III.8 regroupe les distributions suivantes pour les trois configurations MSC0, MSC1 et MSC2 :

- énergie initiale de la particule β , E_β^{init} (en haut à gauche), et énergie déposée dans le silicium à pistes, E_{DSSSD} (en haut à droite), pour les événements dont l’énergie déposée est nulle dans le scintillateur sans être toutefois entièrement déposée dans le silicium à

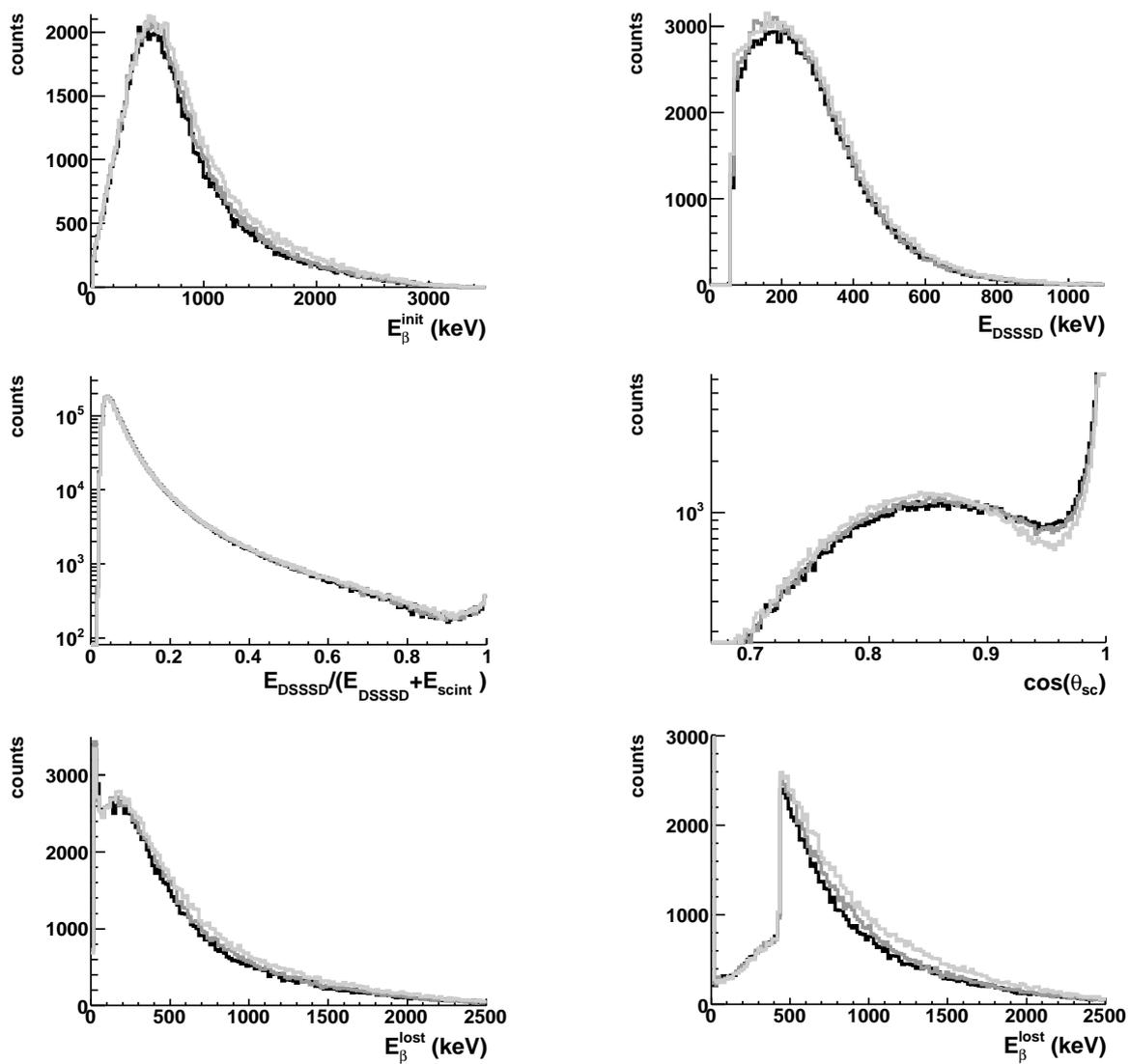


FIGURE III.8 – Distributions de paramètres pour les “événements manqués”. MSC0=noir, MSC1=gris foncé, MSC2=gris clair. Voir le texte pour plus de détails.

pistes. Cette sélection regroupe essentiellement des événements manqués à cause d’une rétrodiffusion (“backscattering”) des particules β primaires sur le silicium à pistes

- la fraction d’énergie déposée dans le silicium par rapport à l’énergie totale déposée dans les deux détecteurs (au milieu à gauche)
- l’angle de diffusion θ_{sc} pour les particules β qui parviennent jusqu’au scintillateur (au milieu à droite)
- l’énergie “perdue” par les détecteurs : $E_{\beta}^{lost} = E_{\beta}^{init} - (E_{DSSSD} + E_{scint})$ sans (en bas à gauche) et avec (en bas à droite) la prise en compte du seuil sur le scintillateur : $E_{scint} > 420$ keV.

On constate que, globalement, la variation des paramètres de l’algorithme a un effet limité sur la forme des distributions. On peut noter tout de même que la distribution en énergie initiale des particules β rétrodiffusées est tirée vers des énergies plus élevées quand la précision de l’algorithme de diffusion est augmentée. La répartition du dépôt d’énergie entre le silicium à pistes et le scintillateur n’est, quant à elle, pas modifiée de façon perceptible, ce qui suggère que le franchissement de la couche mince que représente le silicium à pistes est traité de façon robuste par GEANT4. On confirme l’observation effectuée précédemment comme quoi la déflexion angulaire subie par la trajectoire de la particule β est légèrement accentuée avec l’augmentation de la précision de l’algorithme de diffusion. Enfin, la distribution de la quantité baptisée “énergie perdue” : $E_{\beta}^{lost} = E_{\beta}^{init} - (E_{DSSSD} + E_{scint})$ représente, d’une certaine manière, la distribution d’énergie β rétrodiffusée dans le télescope quand la distribution incidente des électrons est celle de la décroissance d’ ${}^6\text{He}^+$. La première série de distributions d’énergie perdue en bas à gauche sur la fig III.8 a été obtenue avec la sélection d’une énergie nulle déposée dans le scintillateur. Les événements où $E_{\beta}^{lost} > 0$, c’est à dire dans ce cas $E_{\beta}^{init} > E_{DSSSD}$, correspondent donc aux événements rétrodiffusés dans le silicium à pistes. On observe, comme attendu, que la rétrodiffusion concerne des électrons de relativement faible énergie, puisque la médiane des distributions se trouve aux alentours de 400 keV. La deuxième série de distributions d’énergie perdue, placée en bas à droite de la fig III.8 a été obtenue en sélectionnant les événements où la particule β a déposé moins de 420 keV dans le scintillateur alors qu’elle en disposait d’au moins autant après son dépôt dans le silicium. Cette sélection se veut ainsi représentative des événements ayant rétrodiffusés sur le scintillateur. Sur cette série de distributions, on voit encore plus nettement les différences engendrées par la variation des paramètres de l’algorithme de diffusion multiple.

Si les distributions sont peu modifiées, on observe tout de même une augmentation globale de la proportion d’événements “rétrodiffusés” avec la précision de l’algorithme. Les quantités suivantes ont donc été définies dans le but de quantifier cette variation :

- p : proportion d’événements pour lesquels l’énergie déposée dans le scintillateur est nulle
- p_{Th} : proportion d’événements pour lesquels l’énergie déposée dans le scintillateur est inférieure à 420 keV
- p'_{Th} : proportion d’événements pour lesquels l’énergie déposée dans le scintillateur est inférieure à 420 keV avec une addition des énergies déposées dans le silicium à pistes et le scintillateur inférieure à l’énergie initiale de la particule β
- p'' : proportion d’événements pour lesquels l’énergie déposée dans le scintillateur est nulle, en dépit du fait que l’énergie déposée dans le silicium à pistes soit inférieure à l’énergie initiale de la particule β
- p''_{Th} : proportion d’événements pour lesquels l’énergie déposée dans le scintillateur est inférieure à 420 keV, en dépit du fait que l’énergie déposée dans le silicium à pistes plus 420 keV soit inférieure à l’énergie initiale de la particule β

	p (%)	p_{Th} (%)	p'_{Th} (%)	p'' (%)	p''_{Th} (%)
MSC0	8.65	13.80	5.57	3.92	3.13
MSC1	8.79 (+1.6%)	14.07 (+2.0%)	5.83 (+4.7%)	4.09 (+4.3%)	3.36 (+7.3%)
MSC2	9.15 (+5.8%)	14.63 (+6.0%)	6.28 (+12.8%)	4.42 (+12.6%)	3.81 (+21.8%)

Tableau III.3 – Proportions d'événements “manqués” en fonction de la configuration de l'algorithme de diffusion multiple de GEANT4.

Ces quantités permettent de traiter les différents scénarios qui peuvent conduire à la non détection d'un événement de décroissance mettant particulièrement en cause la rétrodiffusion de la particule β .

La proportion p comprend ainsi tous les événements dont la particule β atteint le silicium à pistes sans toutefois parvenir à atteindre le scintillateur placé juste derrière. La proportion p_{Th} élargit l'ensemble précédent à tous les événements dont l'énergie déposée dans le scintillateur ne dépasse pas le seuil expérimental du détecteur (la dénomination “Th” signifiant “Threshold”). Ces sélections comprennent ainsi les événements pour lesquels la particule β finit effectivement sa course dans les détecteurs.

La proportion notée d'un prime restreint l'ensemble précédent aux événements dont une fraction de l'énergie β n'est pas détectée. Enfin, les quantités doublement primées se focalisent respectivement sur les événements manqués pour lesquels la particule β ne dépose pas toute son énergie initiale dans le silicium à pistes sans (p') et avec (p'_{Th}) prise en compte du seuil expérimental de détection du scintillateur.

Ces trois dernières quantités ont été définies dans le but de se focaliser sur les événements où les particules β (primaire et secondaires) subissent des diffusions qui les conduisent à ressortir des volumes correspondant aux détecteurs (les fameuses rétrodiffusions). Une partie de l'énergie de la particule β est aussi perdue pour la détection par le rayonnement Bremsstrahlung. Ce processus physique est, bien entendu, pris en compte dans la simulation mais il n'est pas aussi complexe à modéliser que la diffusion multiple des électrons. Surtout, il ne représente qu'une fraction très minoritaire de la perte d'énergie d'électrons d'énergie initiale de l'ordre du MeV dans des matériaux aussi légers que le silicium ou le plastique composant le scintillateur⁴.

Les valeurs obtenues pour ces quantités en fonction de la configuration de l'algorithme de diffusion de GEANT4 sont indiquées dans le tableau III.3. À nouveau, on observe une augmentation limitée de chacune d'elles avec la précision des paramètres de diffusion. La quantité la plus directement pertinente pour comparaison avec des données expérimentales est p''_{Th} puisqu'elle représente la proportion des événements manqués spécifiquement à cause de la rétrodiffusion des particules β et en tenant compte du seuil de détection expérimental. Cette proportion peut être considérée faible, moins de 4 %, mais sa variation suivant la configuration de diffusion multiple adoptée est relativement importante puisqu'elle atteint près de 22 %.

Bilan De cette étude, on peut conclure que le réglage fin de l'algorithme de diffusion multiple, via les paramètres disponibles, a un effet limité sur les distributions des observables enregistrées par le dispositif de détection. Ceci est plutôt une bonne nouvelle, car cela démontre une certaine robustesse de la description de la diffusion des électrons dans GEANT4, telle qu'elle intervient dans le dispositif LPCTrap. Mais cette étude n'a qu'un intérêt limité dans le sens où il manque la confrontation avec des données expérimentales. En effet, cette étape est incontournable si

4. En première approximation, on peut utiliser la formule qui donne la relation entre les intensités des interactions par rayonnement et ionisation pour des électrons dans la matière : $TEL_{rad} \cong \frac{Z \cdot E}{800} TEL_{ion}$. Pour des électrons de $E = 1$ MeV dans du silicium ($Z = 14$), on obtient un Transfert d'Énergie Linéique (TEL) dû au rayonnement de freinage qui représente moins de 2 % de celui dû à l'ionisation.

l'on veut valider de façon certaine les conséquences précises du phénomène de diffusion sur les observables mesurées et bien évidemment sur l'estimation de $a_{\beta\nu}$. À défaut de contraintes apportées par des mesures indépendantes, on peut envisager la solution alternative consistant à contraindre, d'une manière ou d'une autre, l'amplitude des événements diffusés à l'aide des données elle-mêmes. Une possibilité a ainsi été suggérée qui consiste à exploiter la queue de la distribution en masse invariante du neutrino peuplée quasi uniquement d'événements diffusés. Toutefois, étant donné que cette quantité reconstruite requiert l'ensemble des observables mesurées, il faut disposer d'événements complets et de la connaissance précise des réponses de chacun des détecteurs. Enfin, à défaut de pouvoir contraindre la proportion d'événements diffusés, on peut faire varier ce paramètre de manière *ad hoc* (par exemple en attribuant un poids variable aux événements étiquetés "diffusés") et regarder directement la variation que cela entraîne sur l'estimation finale de $a_{\beta\nu}$. Cette voie a été empruntée dans l'analyse des données de 2006 [F⁺11a] où une variation de la fraction d'événements diffusés de plus ou moins 10 % a été considérée sur la base des incertitudes attribuées aux codes Monte-Carlo déterminées dans [Hoe03]. Une erreur systématique de 1.9×10^{-3} sur $a_{\beta\nu}$ en a résulté, ce qui constitue la deuxième plus grande source d'erreurs systématiques derrière la température du nuage d'ions. Cette dernière a été mesurée indépendamment après l'expérience et a conduit à une incertitude systématique sur $a_{\beta\nu}$ de 6.8×10^{-3} (voir la section V.1). Pour une statistique plus importante, de l'ordre de celle obtenue par l'expérience de 2008, la température du nuage devrait pouvoir être contrainte avec les données elles-mêmes. Dans ce cas, l'incertitude due au nuage devient inversement proportionnelle à la statistique expérimentale. Ce n'est pas, en revanche, le cas de l'incertitude concernant la proportion des événements diffusés et il se pourrait donc bien que, toutes choses étant égales par ailleurs, ce phénomène devienne la source principale d'erreurs systématiques. Pour conclure, l'étape incontournable pour valider la modélisation de la diffusion des particules β par GEANT4 demeure une mesure suffisamment précise de la rétro-diffusion des électrons dans des conditions les plus semblables possibles à celles ayant cours durant l'expérience à analyser. Notamment, le même détecteur devrait être utilisé, et tout le domaine d'énergie disponible aux électrons devrait être couvert.

III.2.3.3 Le champ quadripolaire radiofréquence

Étant donné la vitesse de l'ion de recul, l'intervalle de temps correspondant à la durée de son parcours dans la zone où règne le champ de piégeage est de l'ordre d'une période de la tension radiofréquence. L'effet sur le spectre de temps de vol est subtil et difficile à reproduire *a posteriori*, il a donc été décidé de modéliser explicitement le champ RF dans la simulation GEANT4. Les grilles de potentiel en trois dimensions dont on peut voir des coupes sur la figure III.9 sont fournies par SIMION qui est un logiciel de simulation dédié aux calculs de trajectoires d'ions dans des champs électromagnétiques. La procédure de calcul du champ électrique en un point donné à partir de l'interpolation des valeurs de potentiel de la grille qui est utilisée dans SIMION a été retranscrite dans GEANT4. Une comparaison point par point et pour plusieurs phases différentes ont montré que les valeurs de champs calculées dans GEANT4 étaient parfaitement égales à celles de SIMION, validant ainsi l'implémentation de la procédure.

La figure III.10 montre les fronts de montée du temps de vol des ions de recul suivant un découpage en quatre de la phase RF. Une comparaison qualitative avec les distributions expérimentales montre que l'effet du champ RF sur la trajectoire des ions est correctement implémenté dans la simulation GEANT4, étant donné que le décalage relatif entre chaque phase est bien reproduit. On peut noter, en particulier, l'inversion dans l'ordre des phases par rapport au temps d'arrivée des ions les plus rapides.

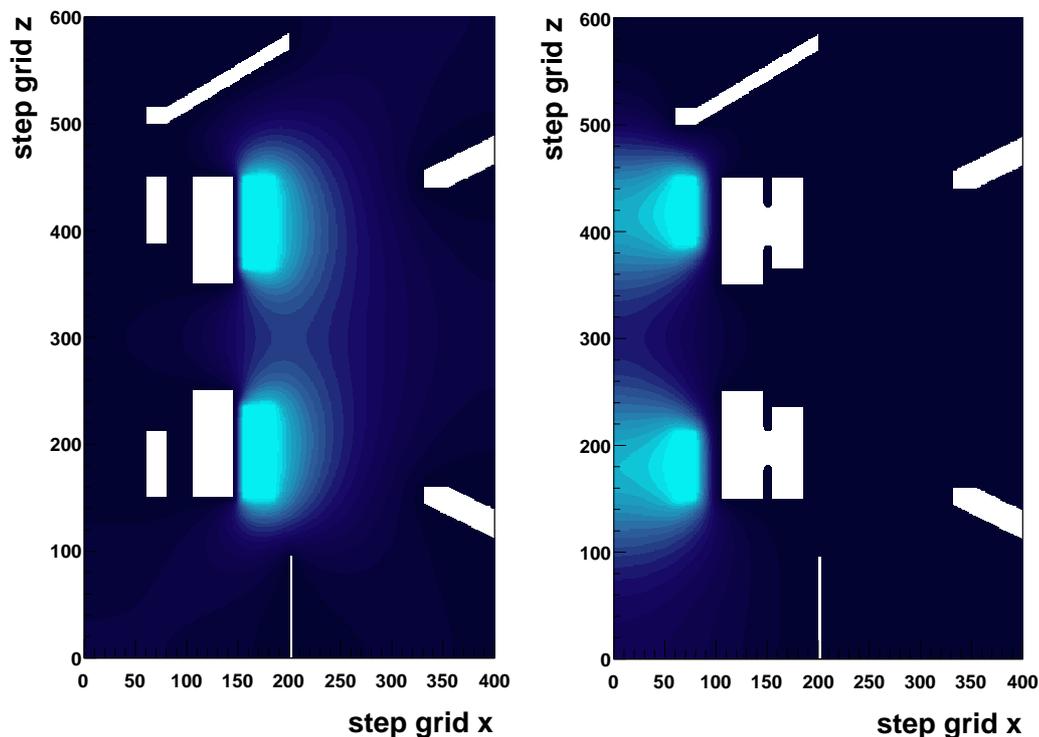


FIGURE III.9 – Coupe dans le plan x - z des cartes de potentiel fournies par SIMION. À gauche est représentée la composante continue appliquée sur la paire d’anneaux extérieurs et à droite est représentée la composante sinusoïdale appliquée sur les anneaux intérieurs. On reconnaît en blanc la géométrie du piège et les extrémités des collimateurs. Une couleur plus claire indique un potentiel croissant.

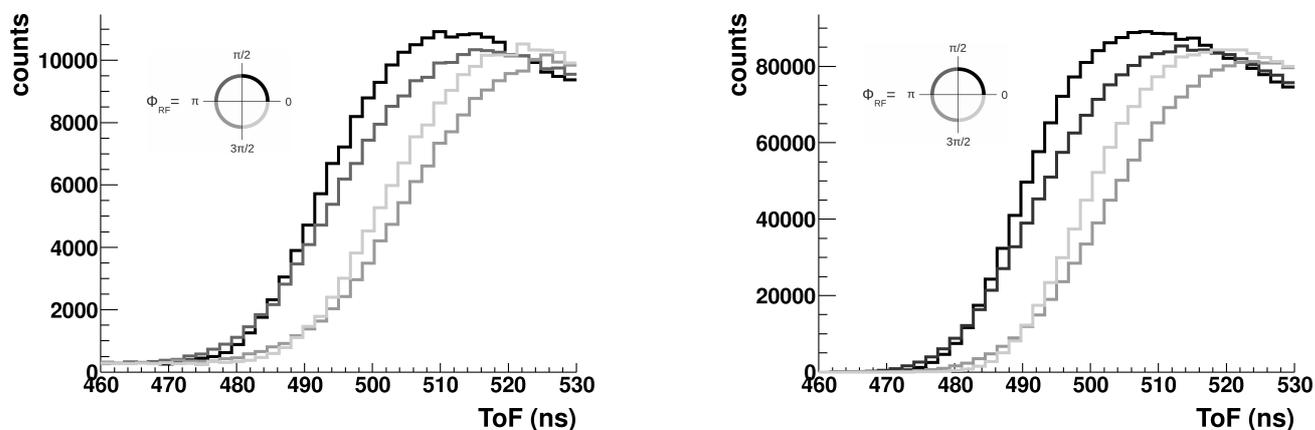


FIGURE III.10 – Front de montée du temps de vol des ions de recul suivant une sélection sur la phase RF pour les données expérimentales (gauche) et simulées (droite).

De manière similaire à la diffusion β , il est possible dans GEANT4 de régler certains paramètres contrôlant la précision de la propagation des particules chargées dans un champ électromagnétique. Premièrement, différents algorithmes numériques d'intégration des équations du mouvement peuvent être choisis. Ils sont plus ou moins adaptés suivant les caractéristiques du champ à modéliser, suivant qu'il soit plus ou moins uniforme et variant ou non dans le temps. Deuxièmement, plusieurs paramètres de précisions contrôlant l'erreur commise, soit dans le calcul de l'intégration numérique, soit dans l'approximation de la trajectoire courbe en plusieurs segments linéaires, peuvent être réglés pour optimiser la précision de la propagation au dépend du temps de calcul nécessaire.

Plusieurs configurations ont été testées mais, à nouveau, une comparaison point par point pour plusieurs trajectoires d'ions entre SIMION et GEANT4 a montré que les valeurs par défaut parvenaient à obtenir une correspondance quasi-parfaite entre les deux simulations.

III.2.4 Exemple d'améliorations possibles

Le détecteur d'ions du dispositif LPCTrap a récemment été modifié afin de permettre une mesure précise de la fraction de "shake-off", et la prise de données qui a eu lieu en octobre 2010 était consacrée à la mesure de cette valeur. Les données sont en cours d'analyse mais suggèrent que la mesure est compatible avec les prédictions théoriques qui font état d'une probabilité de 2.33 % [Wau96] d'émission d'un ${}^6\text{Li}^{3+}$ en lieu et place d'un ${}^6\text{Li}^{2+}$ dans la décroissance de l' ${}^6\text{He}^+$. La propagation d'ions ${}^6\text{Li}^{3+}$ peut d'ores et déjà être effectuée dans la simulation GEANT4, mais à présent que la proportion de "shake-off" est en voie d'être précisément connue, ce phénomène pourrait être inclus nativement dans le générateur de la décroissance.

Chapitre IV

Analyse statistique exploratoire

Cette partie a pour objectif d’explicitier la méthode d’estimation du coefficient $a_{\beta\nu}$ qui consiste à ajuster sur la distribution de temps de vol des ions de recul un modèle construit à partir de données simulées par GEANT4. Une méthode d’auto-analyse a été mise en oeuvre pour valider dans quelle mesure l’ajustement du modèle utilisé était capable d’estimer correctement $a_{\beta\nu}$.

Des pseudo-expériences sont réalisées afin de fournir des échantillons de données simulées reproduisant le plus fidèlement possible les données expérimentales. Les paramètres de la configuration de ces pseudo-expériences, tels que la statistique de l’échantillon analysé, la valeur du coefficient de corrélation $a_{\beta\nu}$, la température du nuage d’ions piégés ou encore la fraction de rétrodiffusion β sont, par construction, complètement contrôlés. Appliquer la procédure d’analyse sur ces données permet donc d’étudier dans quelle mesure chacun de ces paramètres va influencer sur l’interprétation finale des résultats. On peut déterminer, en particulier, la qualité des ajustements (“goodness-of-fit”) et la précision sur l’estimation de $a_{\beta\nu}$ que l’on peut espérer atteindre lors de l’analyse des données réelles. Si le niveau d’accord obtenu à cette occasion s’éloigne de manière significative de celui obtenu avec des pseudo-données prenant en compte tous les paramètres expérimentaux, cela signifie soit qu’une nouvelle physique a été découverte, soit que la simulation Monte-Carlo n’est pas une modélisation suffisamment fidèle de l’expérience. Dans ce deuxième cas, l’écart observé peut provenir de certains effets expérimentaux mal contrôlés (voir inconnus), ou bien d’une modélisation insuffisamment précise de certains processus physiques.

La première section introduit un peu plus en détails ce qui est entendu par pseudo-expérience et auto-analyse. La deuxième section détaille l’optimisation de la procédure d’estimation du coefficient $a_{\beta\nu}$. La troisième section présente l’ébauche d’une étude statistique usant de tests d’hypothèses pratiqués sur les pseudo-données. L’objectif de cette approche est de mieux cerner la sensibilité de la distribution en temps de vol des ions de recul à la mise en évidence d’une déviation par rapport à la théorie V–A du Modèle Standard par le biais d’un rejet de l’hypothèse “courant purement axial dans la désintégration de l’ ^6He ” plutôt que par l’estimation du paramètre $a_{\beta\nu}$. Dans la dernière section, un nouveau modèle d’ajustement est introduit qui inclut de manière intrinsèque la température du nuage d’ions en tant que paramètre libre à ajuster sur la distribution de temps de vol. Les vérifications et certains des tests d’hypothèses pratiqués avec le modèle précédent sont réitérés avec celui-ci dans le but de valider son fonctionnement.

IV.1 Présentation des pseudo-expériences et de la procédure d'auto-analyse

Les pseudo-expériences dont il est question ne sont rien d'autre que des lots de données simulées à partir desquels sont fabriquées des distributions d'observables mimant le plus exactement possible les distributions expérimentales réelles. Ces pseudo-données sont produites par la même simulation qui génère les fonctions de densité de probabilité constituant le modèle qui servira à estimer $a_{\beta\nu}$. Les différents échantillons simulés sont évidemment issus de tirages aléatoires indépendants afin d'éviter les biais statistiques. Pour mimer la contribution d'un courant tensoriel dans un échantillon de pseudo-événements, la fraction d'événements de décroissance de type purement tenseur qui lui correspondrait est calculée. Cette fraction est ensuite convertie en nombre absolu d'événements en fonction de la taille totale souhaitée pour l'échantillon pseudo-expérimental.

Une contribution de couplage tensoriel d'intensité correspondant à une valeur de $a_{\beta\nu}$ donnée peut être représentée par une proportion d'événements de type purement tenseur paramétrée de la façon suivante :

$$p_T = \frac{1 + 3a_{\beta\nu}}{C_{geom}(1 - 3a_{\beta\nu}) + 1 + 3a_{\beta\nu}}$$

Cette proportion varie bien de 0 à 1 lorsque $a_{\beta\nu}$ passe de $-1/3$ (interaction purement axial) à $+1/3$ (interaction purement tenseur). La valeur différente de 1 du coefficient C_{geom} correspond à la sélection statistique préférentielle d'un type d'événements par rapport à l'autre due à la géométrie du système de détection employé. La position en vis à vis des détecteurs a effectivement tendance à favoriser la détection de décroissances de type tenseur, puisqu'elles émettent préférentiellement l'ion de recul à un angle proche de 180° par rapport à la particule β . La valeur précise de ce facteur est déterminée par la simulation GEANT4 de la façon suivante : deux lots d'événements simulés ont été générés de manière identique, hormis la valeur concernant le coefficient de corrélation angulaire, $a_{\beta\nu} = -1/3$ dans le premier cas, et $a_{\beta\nu} = +1/3$ dans le second cas. Pour un même nombre d'événements générés, le nombre d'événements détectés en coïncidence dans le cas purement axial a été de 25454395 et dans le cas purement tenseur de 30812180. Le rapport de ces deux nombres constitue une estimation précise du coefficient recherché, soit $C_{geom} = \frac{25454395}{30812180} = 0.82611(0.00022)$. Le nombre entre parenthèses est l'incertitude statistique établie en considérant les nombres d'événements détectés comme des variables aléatoires de Poisson. Cette erreur statistique se propage évidemment sur l'estimation qui sera faite de $a_{\beta\nu}$, mais elle est négligeable devant les autres sources d'erreurs. Le nombre d'événements tenseur dans un échantillon de taille totale N est donc simplement

$$N_T = p_T \times N$$

Lors de l'estimation de $a_{\beta\nu}$, le paramètre effectivement ajusté est la proportion relative de la fonction de densité de probabilité (probability density function, *pdf*) de type tenseur pdf_T par rapport à celle de type axial pdf_A pour la distribution d'une observable de décroissance :

$$pdf_{(A+T)} = P_T \times pdf_T + (1 - P_T) \times pdf_A \quad (\text{IV.1})$$

Le paramètre ajusté P_T est identifié à la proportion recherchée : $P_T = p_T$, ce qui permet de remonter à la valeur de $a_{\beta\nu}$.

Exemple : On désire un échantillon de pseudo-données d'une taille totale de $N = 2.5 \times 10^5$ présentant une valeur de $a_{\beta\nu} = -0.3300$. Ce coefficient est modélisé dans un lot d'événements simulés en y incluant une proportion d'événements tenseur $p_T \simeq 0.6 \%$ soit $N_T = 1512$ et $N_A = 248488$ (arrondi à l'entier le plus proche). Les distributions pseudo-expérimentales sont fabriquées à partir de lots de données simulées contenant cette répartition en type d'événements.

Il serait plus rigoureux de générer les échantillons de pseudo-données en fournissant directement au générateur Monte-Carlo des décroissances d' ${}^6\text{He}^+$ la valeur de $a_{\beta\nu}$ désirée. Cette approche présente toutefois l'inconvénient de devoir régénérer des lots de données simulées pour chaque valeur de $a_{\beta\nu}$ différente. Une dispersion statistique artificielle pourrait effectivement survenir avec la méthode choisie dans le cas où le nombre absolu d'événements de type tenseur N_T est insuffisant pour construire les distributions sous forme d'histogrammes représentatifs d'une interaction présentant un couplage minoritaire de type tenseur. Cette limite inférieure est difficile à déterminer de manière définitive et dépend dans une certaine mesure du nombre de bins utilisé pour construire les histogrammes. Le cas présenté ci-dessus en exemple est le cas le plus critique retenu dans cette étude, c'est à dire celui où les distributions de pseudo-données sont contruites avec le nombre le plus faible d'événements de type tenseur. Cette configuration, soit $N_T = 1512$, est utilisée dans la suite pour réaliser des ajustements de pseudo-données à partir d'histogrammes construits avec un binning maximal de 920 bins (voir fig. IV.4). Malgré tout, l'analyse des résultats ne montre pas de dispersion statistique supplémentaire qui serait due à un artefact de la méthode employée.

Afin d'estimer les variations statistiques dues à la taille finie des échantillons, plusieurs lots de pseudo-données de même taille sont fabriqués afin de pouvoir caractériser la distribution aléatoire attendue concernant l'estimateur de $a_{\beta\nu}$. On peut, de cette manière, valider l'erreur fournie par la procédure d'ajustement car elle doit être très proche de l'écart-type de la distribution de $\hat{a}_{\beta\nu}$ qui représente, elle de façon réaliste, la dispersion statistique que l'on peut attendre de l'estimation de ce paramètre.

IV.2 Optimisation de la procédure d'estimation de $a_{\beta\nu}$

La procédure d'optimisation de l'estimation de $a_{\beta\nu}$ consiste à suivre l'évolution de la valeur moyenne obtenue en fonction des différents paramètres susceptibles d'avoir une influence sur l'ajustement du modèle.

Ces analyses sont réalisées sous ROOT¹ et les boîtes à outils que sont RooFit² et RooStats³ viennent enrichir les techniques disponibles par défaut. Au sein de ROOT, l'ajustement d'un modèle peut être effectué à l'aide de la minimisation du χ^2 de Pearson ou de la méthode du maximum de vraisemblance (Maximum Likelihood Estimation, MLE). Quelle que soit la technique employée, la procédure de minimisation et le calcul des erreurs sont pris en charge par la routine MINUIT⁴. Avec MLE, la quantité effectivement minimisée est le logarithme négatif de la vraisemblance $-\log(L)$ (Negative Log Likelihood, NLL) car la fonction de vraisemblance peut facilement atteindre des valeurs très importantes. Afin de comparer les deux méthodes et éventuellement d'en préférer une plutôt que l'autre en fonction des résultats qui seront obtenus par l'auto-analyse, elles sont appliquées en parallèle sur tous les tests d'optimisation.

1. ROOT : A Data Analysis Framework, <http://root.cern.ch>
2. The RooFit Toolkit for Data Modeling, <http://roofit.sourceforge.net>
3. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/RooStats/WebHome>
4. <http://lcgapp.cern.ch/project/cls/work-packages/mathlibs/minuit>

Le coefficient $a_{\beta\nu}$ est estimé à partir d'un ajustement sur la distribution en temps de vol de l'ion de recul, car cette observable est la plus sensible à ce paramètre et c'est aussi la grandeur mesurée le plus précisément dans l'expérience. En revanche, cette observable est directement sensible à certains paramètres systématiques, en particulier la position du détecteur d'ions et la température du nuage des ions piégés. Ceci justifierait que l'auto-analyse englobe tous ces paramètres de nuisance pour en quantifier l'impact attendu sur l'estimation de $a_{\beta\nu}$. Faute de temps, seule l'optimisation de la procédure d'ajustement du coefficient $a_{\beta\nu}$ proprement dite est présentée dans ce travail. Tous les ajustements montrés dans la suite de ce chapitre ont été effectués entre des données qui ne diffèrent que par la valeur $a_{\beta\nu}$ incluse dans les pseudo-expériences. Dit autrement, les pseudo-données et les données fabriquant le modèle à ajuster ont été générées avec la même température de nuage, la même position du détecteur de recul, la même amplitude de rétrodiffusion β , *etc.*

L'optimisation est effectuée avec des pseudo-données expérimentales dont la valeur de $a_{\beta\nu}$ est $\mathbf{a_0} = -\mathbf{0.3300}$, soit une déviation de 1 % par rapport à la valeur prédite par le Modèle Standard, $a_{SM} = -1/3$ (cette notation de a_0 pour désigner la valeur de $a_{\beta\nu}$ utilisée dans les pseudo-expériences sera reprise tout au long de cette partie).

Dans les sections qui suivent, l'influence des paramètres suivants est étudiée :

- la taille de l'échantillon pseudo-expérimental analysé ;
- le choix du nombre de classes ("binning") des histogrammes représentant les distributions ;
- la statistique des distributions en temps de vol simulées utilisée pour fabriquer le modèle ajusté.

IV.2.1 Influence de la statistique expérimentale

Dans cette première section, sont présentés les tests d'ajustement réalisés en faisant varier la taille de l'échantillon de pseudo-données expérimentales. Les deux mêmes distributions de temps de vol simulées sont systématiquement utilisées. Elles présentent chacune une statistique d'environ 2×10^7 événements de décroissance. Pour une taille d'échantillon donnée, plusieurs lots différents sont analysés afin de pouvoir appliquer un traitement statistique sur l'estimation qui est faite de $a_{\beta\nu}$. Les paramètres d'ajustement sont les suivants :

- extension de la fenêtre en temps de vol : 475 à 1000 ns ;
- nombre de classes des histogrammes (nombre de bins) : 230.

Un exemple de spectre ajusté par les deux méthodes est montré en figure IV.1.

Les graphiques de la figure IV.2 présentent les résultats obtenus avec la méthode MLE pour des tailles d'échantillons croissantes, de 2.5×10^5 à 5×10^6 . La dernière figure (IV.2 (f)) regroupe les résultats de toutes les séries en indiquant la valeur moyenne de $a_{\beta\nu}$ et de son écart-type en fonction de la taille d'échantillon et pour les deux méthodes d'ajustement. Les observations que l'on peut faire à partir de ces premiers tests sont les suivantes :

- Les valeurs moyennes obtenues pour toutes les tailles d'échantillon sont compatibles avec le coefficient $a_{\beta\nu}$ introduit dans les pseudo-données, et ce avec les deux méthodes utilisées.
- Les dispersions des distributions de $a_{\beta\nu}$ sont du même ordre de grandeur que l'erreur fournie par la routine de minimisation. Plus précisément, l'écart-type est toujours légèrement inférieur, ce qui revient à adopter une démarche conservative si l'on opte pour l'erreur donnée par l'ajustement. L'écart entre l'estimation de l'écart-type de la distribution de $a_{\beta\nu}$ et l'erreur de l'ajustement est étudié un peu plus en détails dans la section consacrée à l'influence de la statistique des événements simulés.

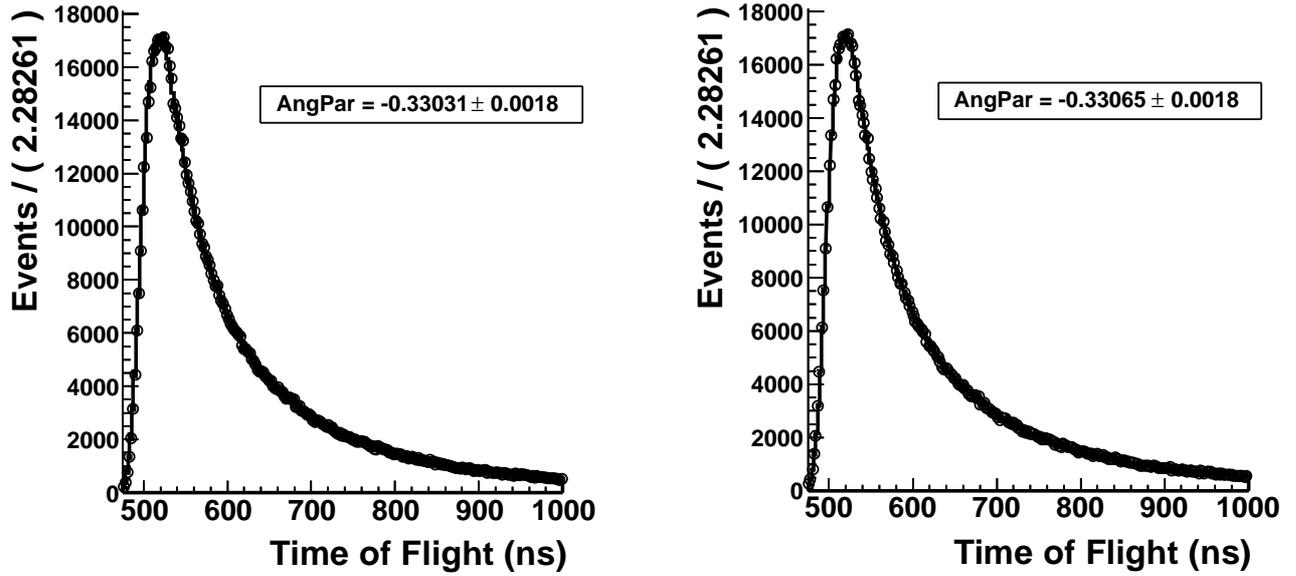


FIGURE IV.1 – Résultat de l’ajustement d’un spectre en temps de vol issu d’un échantillon de 2.5×10^5 pseudo-événements expérimentaux. À gauche : par la méthode du χ^2 , à droite : par la méthode MLE.

- La valeur moyenne du paramètre estimé est quasi stable sur toute la plage de taille d’échantillon testé dans le cas de la méthode du maximum de vraisemblance : la valeur moyenne passe de $a_0 = -0.33020$ pour 2.5×10^5 événements à $a_0 = -0.330117$ pour 5×10^6 événements soit une variation négligeable de 0.025 %. En revanche, un biais plus significatif apparaît avec la technique du χ^2 puisqu’on observe une différence entre $\langle a_{\beta\nu} \rangle$ et a_0 atteignant 0.38 % pour 2.5×10^5 événements et qui décroît de façon continue avec l’augmentation de la statistique expérimentale pour finir par tendre vers zéro au-dessus de 10^6 événements. Cette observation suggère qu’il est préférable d’utiliser la méthode du maximum de vraisemblance pour l’estimation de $a_{\beta\nu}$ à partir de la distribution en temps de vol, en particulier si la statistique de l’échantillon analysé n’est pas très importante.

IV.2.2 Influence du nombre de classes (binning)

Dans cette section, est analysée l’influence du nombre de classes⁵ utilisé pour fabriquer le spectre en temps de vol. Durant la prise de données d’octobre 2008, la mesure de temps de vol était codée par un TDC 14bits dont l’étalonnage a fourni la largeur correspondant à un canal, en l’occurrence 0.57 ns (voir section V.2.3). Les ajustements ont donc été réalisés sur des spectres de pseudo-données expérimentales fabriqués en augmentant progressivement la taille des classes, réduisant de façon proportionnelle leur nombre. Le balayage débute à une largeur de classe équivalente à celle d’un canal et s’achève à une largeur équivalente à 32 canaux, soit 18 ns environ. La taille de la fenêtre d’ajustement est inchangée par rapport à la section précédente, soit [475; 1000] ns. Le spectre de pseudo-données contient 10^6 événements et ceux utilisés pour représenter le modèle environ 2×10^6 . La figure IV.3 présente les valeurs moyennes de $a_{\beta\nu}$ obtenues en fonction de la taille de classe. Comme dans la section précédente,

5. La notion de classe dont il est fait référence ici, correspond à la définition statistique d’un intervalle sur une variable dotée d’une valeur centrale et d’une largeur. Le terme usuellement utilisé est l’anglicisme “bin”. Il ne faut pas confondre ce concept avec celui de “canal” qui désigne spécifiquement la discrétisation des mesures effectuée par les convertisseurs analogiques-numériques.

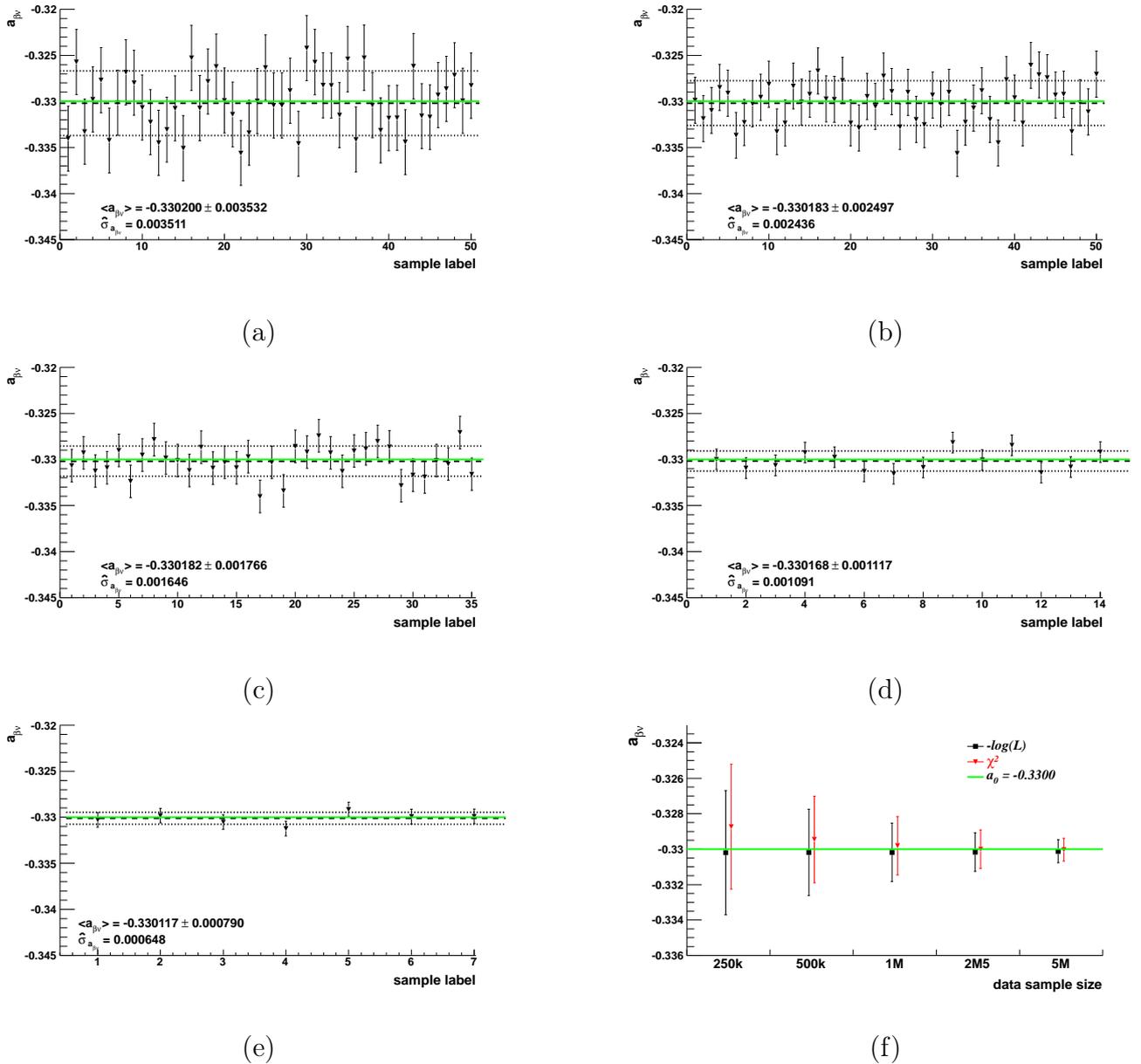


FIGURE IV.2 – Dispersion des estimations de $a_{\beta\nu}$ par la méthode du maximum de vraisemblance en fonction de la taille de l'échantillon pseudo-expérimental : (a) 2.5×10^5 , (b) 5×10^5 , (c) 10^6 , (d) 2.5×10^6 , (e) 5×10^6 . La moyenne pondérée $\langle a_{\beta\nu} \rangle$ et l'écart-type de la distribution de l'estimateur de $a_{\beta\nu}$ sont représentés par des lignes pointillées, en plus d'être explicitement indiqués pour chacune des séries. La ligne horizontale continue correspond à la valeur de $a_{\beta\nu}$ effectivement utilisée dans les pseudo-expériences : $a_0 = -0.330$. L'incertitude indiquée après $\langle a_{\beta\nu} \rangle$ correspond à la moyenne des erreurs statistiques obtenues à chaque ajustement. La figure (f) reporte la moyenne et l'écart-type de chaque série sur une même figure. En sus des résultats obtenus avec la méthode du maximum de vraisemblance, sont indiqués ceux obtenus avec la méthode d'ajustement du χ^2 .

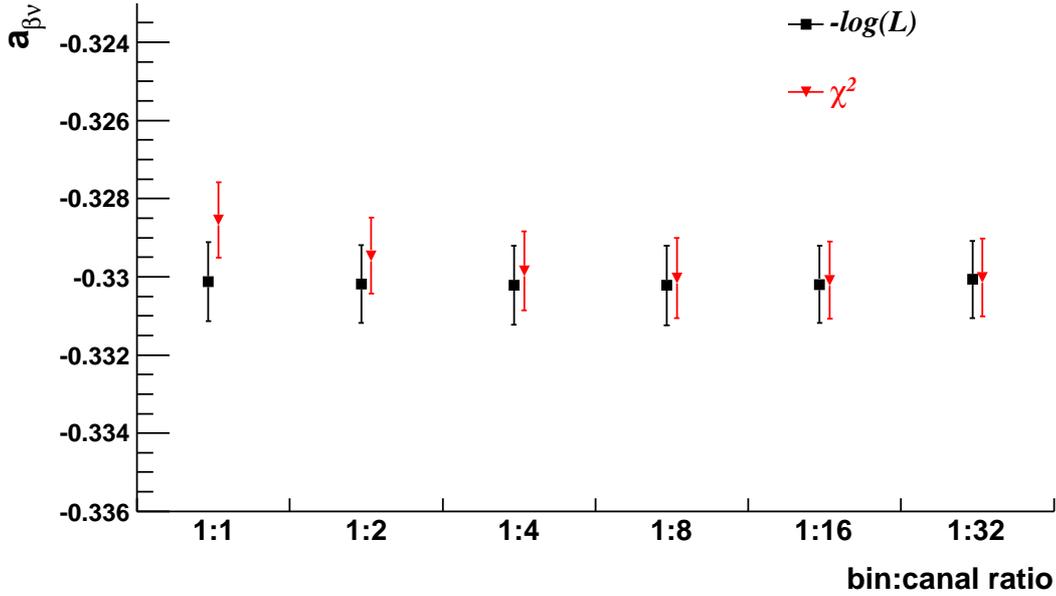


FIGURE IV.3 – Valeur moyenne de l’estimation de $a_{\beta\nu}$ pour différentes tailles de classes de l’histogramme de temps de vol. Le spectre pseudo-expérimental comprend 10^6 événements. Un rapport de 1 : 2 signifie que la largeur d’une classe équivaut à la largeur de deux canaux. Pour rappel, 1 canal équivaut à 0.57 ns, ce qui conduit dans le cas 1 : 1 à un spectre étalé sur 920 classes dans la fenêtre en temps de vol [475,1000] ns.

l’ajustement par le maximum de vraisemblance se montre moins contraignant étant donné qu’il reste stable quelle que soit la taille des classes, alors qu’un biais est visible dans le cas du χ^2 pour les faibles largeurs. Ce phénomène n’est pas surprenant car la technique du χ^2 nécessite un nombre minimal de coups par classe pour fonctionner correctement. Ce biais peut ainsi être supprimé si l’on utilise une compression de canaux suffisante.

L’influence de la taille des classes dépend bien évidemment des statistiques respectives des spectres expérimentaux et simulés, c’est pourquoi l’étude a été réitérée mais, cette fois, avec un échantillon de pseudo-données contenant seulement 2.5×10^5 événements. Le résultat est visible sur la figure IV.4 et l’on observe que dans ce cas, il est préférable d’utiliser une largeur de classe d’au moins 16 canaux si l’on utilise la méthode du χ^2 .

Il peut sembler naturel qu’augmenter le nombre de classes est souhaitable pour limiter la perte d’information due à la représentation discrétisée des données que sont les histogrammes. En contrepartie, il faut veiller à respecter d’éventuelles conditions de statistique minimale dans chaque classe si l’on souhaite procéder à des ajustements avec ces derniers.

L’environnement RooFit permet de procéder à des ajustements par la technique du maximum de vraisemblance sur des données non “binnées” (“unbinned likelihood fit”). Toutefois, expérimentalement, l’observable de temps de vol est forcément au moins discrétisée par le codage du TDC. De plus, la procédure de soustraction des bruits de fond telle qu’elle a été implémentée (voir la section V.3.1) nécessite de fabriquer des spectres de temps de vol intermédiaires pour obtenir le spectre final nettoyé, sur lequel sera ajusté le modèle simulé. Les sélections utilisées à cette étape aboutissent à des spectres avec relativement peu de statistique, ce qui oblige à diminuer en conséquence le nombre de classes des histogrammes. Les pseudo-données ne souffrent pas de cette limitation et donc, par acquis de conscience, l’estimation du paramètre $a_{\beta\nu}$ a été effectuée sur des pseudo-données non binnées pour valider le fait que la perte d’information qui se produit lors de la création des histogrammes n’était pas significative.

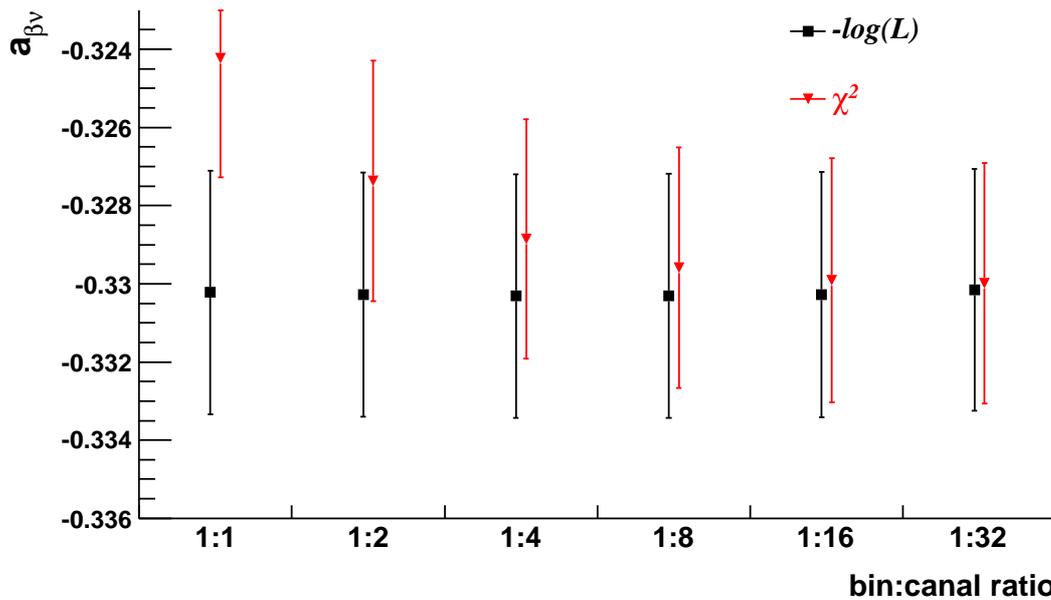


FIGURE IV.4 – Idem que ci-dessus mais cette fois le spectre pseudo-expérimental comprend seulement 2.5×10^5 événements.

Les résultats ne sont pas présentés ici, mais ils vont complètement dans ce sens.

Pour conclure, l'estimation de $a_{\beta\nu}$ est peu influencée par le choix du nombre de classes, en particulier si la technique du maximum de vraisemblance est utilisée. La technique du χ^2 est stable du moment que la condition d'une largeur de classe minimale est respectée. Une largeur de classe équivalente à 8 canaux, soit 4.56 ns, semble un bon compromis. Cela conduit à un spectre construit à partir de 115 classes pour la fenêtre d'ajustement en temps de vol de [475, 1000] ns.

IV.2.3 Influence de la statistique des événements simulés

Dans cette partie est étudiée la dépendance du résultat de l'ajustement à la statistique utilisée pour construire les spectres en temps de vol simulés purement axial et purement tenseur. La possibilité de connaître la statistique minimale nécessaire est intéressante dans la perspective de l'analyse des effets systématiques. En effet, la détermination de ces derniers nécessite beaucoup de temps de calcul, qui sera d'autant réduit si l'on s'arrange pour ne pas générer un nombre superflu d'événements simulés. Un échantillon de 10^6 événements pseudo-expérimentaux est mis à contribution dans ce test. La statistique des échantillons fabriquant le modèle est variée de 10^6 à 2×10^7 , soit un facteur de 1 à 20 par rapport à la statistique pseudo-expérimentale. La figure IV.5 (a) montre que le résultat de l'estimation varie très peu, même avec une statistique du modèle relativement restreinte. Elle ne varie plus significativement à partir de 3×10^6 événements simulés quelque soit la méthode d'ajustement utilisée. L'incertitude estimée par la procédure d'ajustement ne tient pas compte de l'incertitude de type poissonien qui affecte le contenu de chacune des classes des distributions composant le modèle ajusté mais seulement celui du spectre expérimental. La figure IV.5 (b) montre l'évolution de l'écart-type de la distribution de $\hat{a}_{\beta\nu}$ et les valeurs sont comparées à l'erreur donnée par la procédure d'ajustement. L'évolution de l'écart-type ne présente pas de tendance particulière et reste très proche de l'erreur de la procédure d'ajustement. Ce résultat indique que les erreurs statistiques liées au contenu des classes des distributions du modèle ne génèrent pas significativement de dispersion

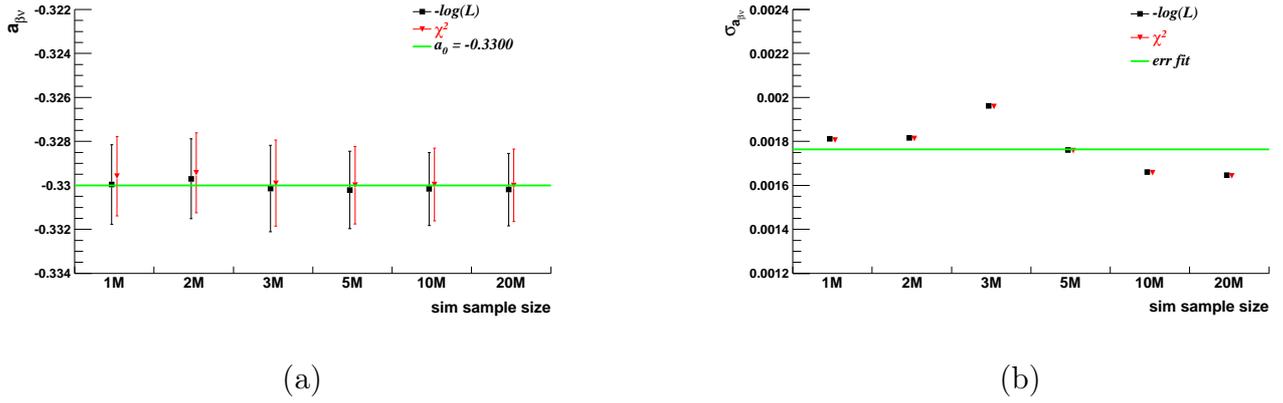


FIGURE IV.5 – a) Valeurs moyennes des estimations de $a_{\beta\nu}$ en fonction de la taille des échantillons simulés. L'échantillon de pseudo-données contient 10^6 événements. (b) Écart-types de l'estimateur d' $a_{\beta\nu}$ en fonction de la taille des échantillons simulés. La ligne horizontale est l'erreur fournie par la procédure d'ajustement.

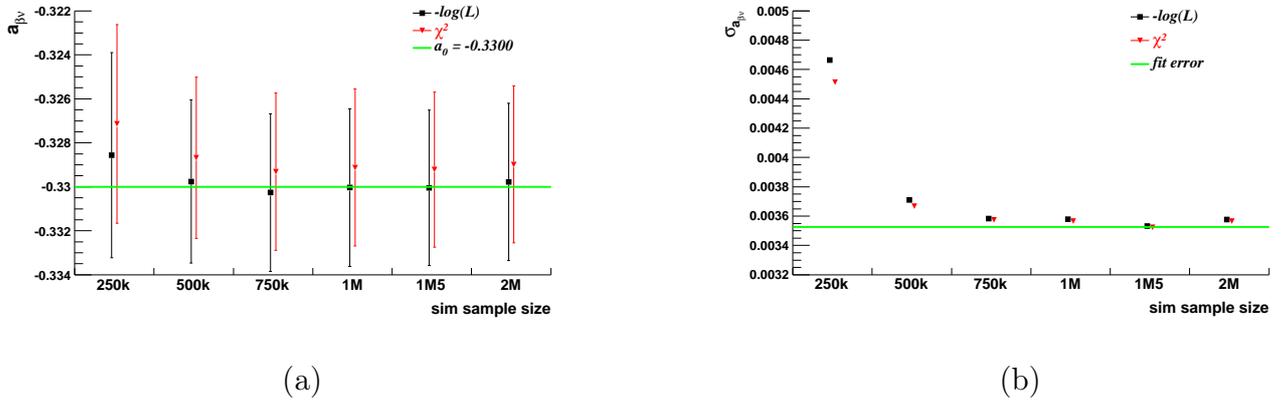


FIGURE IV.6 – Idem que la figure précédente hormis que l'échantillon de pseudo-données ne contient que 2.5×10^5 événements.

supplémentaire dans la distribution de $\hat{a}_{\beta\nu}$ par rapport à ce qui est estimé par la procédure d'ajustement. On peut donc se fier à cette dernière si l'on estime le coefficient $a_{\beta\nu}$ à partir d'une statistique expérimentale d'au moins 1×10^6 événements et au moins autant pour les spectres simulés.

La même analyse est appliquée sur un échantillon de seulement 2.5×10^5 événements, avec une statistique d'événements simulés variant de 2.5×10^5 à 2×10^6 événements soit un facteur de 1 à 8 par rapport à la statistique pseudo-expérimentale. Les figures IV.6 (a) et (b) montrent que la moyenne et l'écart type de $\hat{a}_{\beta\nu}$ ne varient plus dès 7.5×10^5 événements avec, en revanche, un désaccord important pour les échantillons simulés plus petits. Cette observation traduit bien que dans ces cas l'erreur fournie par l'ajustement sous-estime celle produite par des échantillons simulés de taille insuffisante. En conclusion, il semble que la fonction de densité de probabilité du modèle soit suffisamment bien définie pour produire une estimation stable de $a_{\beta\nu}$ à condition qu'elle soit construite à partir de spectres de données simulées présentant chacun une statistique au moins trois fois supérieure au spectre expérimental. Cette condition minimale sera respectée dans tous les tests ultérieurs.

IV.3 Tests statistiques d'hypothèses

Pour proclamer la découverte d'un courant exotique dans la désintégration faible, il n'est pas suffisant de fournir un intervalle de confiance excluant $a_{SM} = -1/3$ à un certain niveau de probabilité. Dans le meilleur des cas, cette procédure est équivalente à exclure l'hypothèse de courant purement axial à ce même niveau de confiance, sans toutefois préciser l'alternative. Au pire, elle laisse dans l'ombre la probabilité qui peut être significative que la théorie à courant purement axial soit vraie malgré une estimation de $a_{\beta\nu}$ qui s'écarte significativement de ses prédictions [Ber08]. En complément de la procédure d'estimation de $a_{\beta\nu}$, des tests d'hypothèses ont donc été entrepris. Une approche fréquentiste classique a été adoptée par l'utilisation exclusive de tests de significativité⁶. Cette approche laisse de côté les méthodes intéressantes que propose l'école Bayésienne⁷ ou encore l'approche fréquentiste conditionnelle. Ces outils statistiques sont particulièrement adaptés à la problématique de la sélection de modèles et à la prise en compte des effets systématiques d'origine expérimentale ou autre sous forme de "paramètres de nuisance" ([Cou95, Ber08, Dem08]).

La simulation Monte-Carlo est un outil très utile pour déterminer la puissance d'un test puisqu'elle permet de générer des lots de pseudo-données expérimentales qui présentent un écart arbitrairement élevé par rapport à l'hypothèse nulle.

Les tests les plus simples consistent à comparer des distributions issues de deux échantillons de données différents. Il s'agit des tests d'homogénéité et dans ce cadre, les hypothèses testées sont les suivantes :

H_0 : les deux histogrammes proviennent de la même distribution de probabilité (ou autrement dit, les différences observées sont compatibles avec une dispersion purement statistique)

H_1 : les deux histogrammes ne proviennent pas de la même distribution de probabilité (les différences observées sont trop importantes pour être interprétées comme une seule dispersion statistique)

L'hypothèse alternative est bien dans ce cas une hypothèse composite dans le sens où on ne précise pas d'où viennent les différences, autrement dit, on ne fait pas correspondre de modèle physique à l'hypothèse alternative. Dans notre cas, on peut envisager de comparer la distribution expérimentale d'une observable à celle simulée comportant uniquement une interaction de type axial. Si le spectre simulé contient suffisamment de statistique, il représente fidèlement la fonction de densité de probabilité de l'observable en question pour le modèle purement axial. L'hypothèse effectivement testée peut alors être reformulée :

$H_0 = H_A$: la distribution expérimentale est compatible avec une interaction purement axiale

6. Voir l'annexe A pour une présentation succincte des tests de significativité.

7. Cette approche permet d'inverser les probabilités à l'aide du théorème de Bayes :

$$p(\text{modèle}|\text{data}) = \frac{p(\text{data}|\text{modèle})p(\text{modèle})}{p(\text{data})}$$

On détermine la probabilité qu'un modèle soit vrai d'après des données récoltées, si l'on peut calculer la probabilité d'obtenir ces données sachant que le modèle est vrai. Cette méthode nécessite de donner une valeur à $p(\text{modèle})$, c'est à dire la probabilité que le modèle envisagé soit vrai indépendamment des données récoltées. C'est une probabilité subjective représentant la confiance qu'on a *a priori* que le modèle en question soit le bon. Dans le cadre d'une recherche de courants exotiques dans les décroissances faibles, on aurait quelque chose comme $p(\text{Modèle Standard}) \approx 1$ et $p(\text{courants exotiques}) \approx 0$ puisque tous les résultats expérimentaux établis à ce jour vont dans ce sens. Cette probabilité *a priori* est complètement ignorée par les méthodes fréquentistes.

Le prérequis évident pour qu'un tel test ait du sens est que l'observable en question soit effectivement sensible à la nature de l'interaction. Si l'on est conduit à rejeter cette hypothèse, on ne préjuge pas pour autant de la forme de la fonction de densité de probabilité qui aurait effectivement généré l'échantillon étudié (en d'autres termes, on ne précise pas de quelle manière le spectre expérimental dévie du modèle testé). Le rejet de l'hypothèse de compatibilité peut provenir d'effets systématiques expérimentaux mal contrôlés ou non inclus dans la simulation. Une manière de montrer que la déviation observée pourrait effectivement provenir d'une composante de type tenseur consiste à réitérer le test de comparaison mais en utilisant la distribution correspondant au meilleur ajustement du modèle autorisant une composante de type tenseur. Si le résultat du test conduit à accepter l'hypothèse nulle (pas de différence significative entre les deux histogrammes) qui dans le cas présent correspond à

$H_0 = H_{A+T}$: le spectre expérimental est compatible avec une distribution présentant un mélange de courants de type axial et tenseur,

une étape importante aura été franchie vers la découverte d'un courant exotique. Plutôt que la statistique de test directement minimisée par la procédure d'ajustement, la valeur p issue de ce test peut servir de critère pour juger de la qualité de l'ajustement du modèle A+T mais sa valeur n'est pertinente que relativement à celle obtenue par le test avec le modèle purement axial. Ces tests sont conduits dans la section qui suit avec des distributions en temps de vol de pseudo-données expérimentales.

Des tests d'hypothèses plus contraignants sont envisageables. Par exemple, il est intéressant de disposer d'un test dont les hypothèses sont les suivantes :

$H_0 = H_{\{A+T;T=0\}}$: l'histogramme expérimental est plus compatible avec une interaction purement axiale qu'avec un mélange axial+tenseur
 $H_1 = H_{\{A+T;T\neq 0\}}$: l'histogramme expérimental est moins compatible avec une interaction purement axiale qu'avec un mélange axial+tenseur

Ces hypothèses sont bien posées puisque H_1 est bien complémentaire à H_0 . Toutefois, H_1 demeure une hypothèse composite dans la mesure où la fraction de courant de type tenseur n'est pas fixée. Pour cette raison, même si l'on est conduit à rejeter H_0 avec ce test, il demeure périlleux de conclure de manière définitive à l'existence d'un courant de type tenseur. Ce type de test a néanmoins pour intérêt de pouvoir rejeter l'hypothèse "courant purement axial" relativement à une alternative mieux spécifiée puisant dans la connaissance que l'on a de la nature de la transition radioactive étudiée. En l'occurrence, si une déviation par rapport à une interaction purement axiale est observée dans la transition Gamow-Teller pure de l' ${}^6\text{He}$, nous en inférons qu'elle ne peut provenir que de la présence d'interaction de type tenseur. Ce test tire ainsi parti de cette connaissance en contraignant le modèle alternatif et modifie en conséquence la signification du test. On peut s'attendre à ce que ce dernier test soit plus puissant que les précédents au cas où une interaction tensorielle est effectivement présente. La méthode de la vraisemblance profilée (Profile Likelihood, PL) qui rend possible ce type de test est présentée dans la seconde sous-section.

Afin d'étudier la capacité de l'analyse des données à exclure tel ou tel modèle, il est incontournable de faire varier la valeur a_0 dans les pseudo-données expérimentales. Dans le cas où $a_0 = a_{SM}$, on se focalise sur la capacité de la procédure à valider (c.a.d. à ne pas rejeter à tort) l'hypothèse "standard" au cas où elle serait vraie et, corollairement, on précise le risque de première espèce. Dans le cas où $a_0 \neq a_{SM}$, on éprouve la capacité de l'analyse à rejeter l'hypothèse "standard" à raison. Cette capacité dépend de la déviation effective de $a_{\beta\nu}$ par rapport à a_{SM} , parfois appelée "taille de l'effet" dans le langage des statisticiens. Pour cette raison, les tests

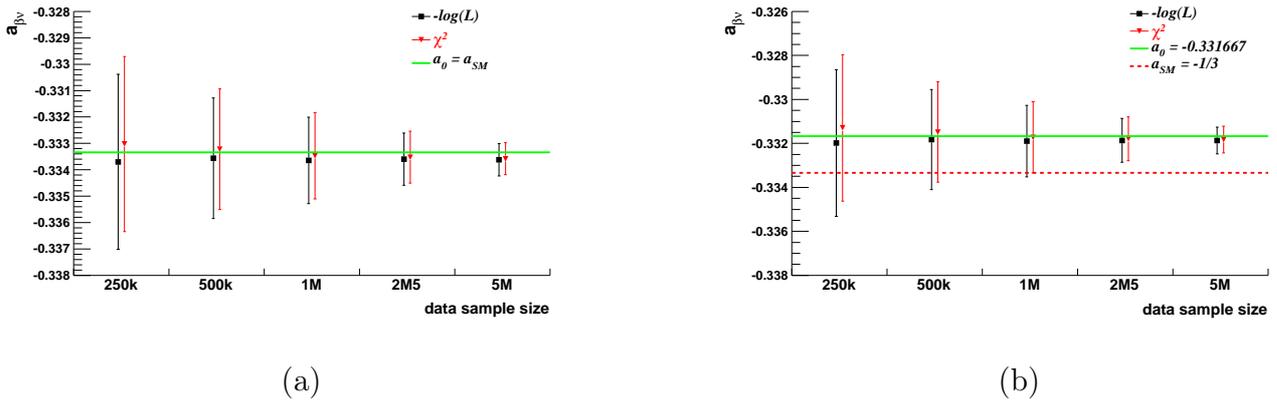


FIGURE IV.7 – Évolution de la moyenne de l'estimation de $a_{\beta\nu}$ en fonction de la statistique expérimentale dans les cas a) $a_0 = a_{SM}$ et b) $a_0 = -0.331667$.

ont été réalisés à la fois pour $a_0 = -0.3300$ et aussi pour $a_0 = -0.331667$, qui correspondent respectivement à une déviation de 1 % et 0.5 % par rapport à a_{SM} .

Avant d'aborder les tests d'hypothèses proprement dits, l'estimation de $a_{\beta\nu}$ a été effectuée pour les valeurs de a_0 supplémentaires et les résultats sont présentés sur les figures IV.7 (a) et (b). Dans chacun des cas, la routine d'estimation parvient à encadrer la vraie valeur de a_0 et les tendances observées sont similaires au cas $a_0 = -0.3300$.

IV.3.1 Test d'homogénéité entre deux distributions de temps de vol.

Le test le plus courant pour comparer deux distributions sous forme d'histogrammes est celui du χ^2 de Pearson (χ_P^2). Dans ce cas, la statistique de test est la suivante :

$$\chi_P^2 = \sum_{i=1}^N \frac{(n_i - \nu_i)^2}{\nu_i}$$

où n_i est le contenu de la classe i de l'histogramme expérimental qui en contient N et ν_i est la fréquence attendue selon l'hypothèse nulle. La valeur p pour l'hypothèse H_0 est calculée de la façon suivante :

$$p = \int_{\chi_P^2}^{\infty} f(z; n_d) dz$$

où $f(z; n_d)$ est la distribution du χ^2 et n_d le nombre de degrés de liberté (égal au nombre de classes de l'histogramme). Ce test souffre de l'inconvénient d'être sensible au choix du nombre de classes et de nécessiter une statistique suffisante dans chacune des classes de l'histogramme. Plus encore, il ne peut pas correctement traiter le cas où la fréquence attendue dans une classe est nulle.

Un test alternatif couramment utilisé est celui de Kolmogorov-Smirnov (K-S). La statistique de test utilisée est la distance maximale entre la fonction de partition empirique \hat{F} et celle de la loi testée F_0 . La fonction de répartition empirique est la fonction comprise entre 0 et 1 et valant $\hat{F}(x) = \frac{i}{n}$ pour $Y_i \leq x \leq Y_{i+1}$ où Y_i avec $i = 1, \dots, n$ sont les statistiques d'ordre de l'échantillon et n le nombre d'événements dans l'échantillon. La distance recherchée s'écrit alors :

$$D = \max_{1 \leq i \leq N} \left(F_0(Y_i) - \frac{i-1}{N}, \frac{i}{N} - F_0(Y_i) \right)$$

La fonction de répartition de D n'a pas d'expression explicite simple et doit être calculée numériquement. La valeur p correspondante à une distance D est donc donnée par des tables ou des formules approximées.

Il est difficile de déterminer à l'avance quel type de test est le plus adapté à une problématique donnée. Le test le plus efficace sera celui qui combinera l'erreur α la plus faible et la puissance P la plus élevée. L'auto-analyse permet d'éprouver ces tests sur des données contrôlées pour évaluer dans quelle mesure ils sont capables d'accepter l'hypothèse nulle $H_0 = H_A$ lorsqu'elle est vraie (cas de pseudo-données générées avec $a_0 = -1/3$) et de la rejeter lorsqu'elle est fautive (cas de pseudo-données générées avec $a_0 \neq -1/3$).

La valeur p fournie par ces tests étant elle-même une variable aléatoire, la répétition de tests réalisés sur des pseudo-données générées dans les mêmes conditions mais de manière indépendante permet de caractériser la distribution de ce paramètre, de manière équivalente à la distribution de $\hat{a}_{\beta\nu}$. La moyenne et l'écart-type de la distribution de la valeur p sont estimés pour chaque lot d'échantillons de taille identique. Dans le cas où l'hypothèse nulle est vraie, la moyenne devrait tendre vers 0.5 et l'écart-type vers $\sqrt{1/12}$ puisque ces valeurs sont caractéristiques d'une distribution uniforme entre 0 et 1. Si le test fonctionne bien, une diminution franche de ces deux paramètres devrait être observée dans le cas où l'hypothèse testée est fautive. Aucune "décision" de rejet ou d'acceptation d'hypothèse n'est effectuée explicitement à la suite de chaque test effectué durant ces auto-analyses et seule la valeur p est rapportée (méthode de Fisher [Ber03]). Une prise de décision n'aurait de toute façon pas de sens puisque s'agissant de pseudo-données, la "vérité" est connue à l'avance.

Les observations suivantes sont ainsi établies à partir des graphiques de valeur p visibles sur la figure IV.8 :

- χ^2_P échoue à discriminer entre les hypothèses H_A et H_{A+T} puisque, quelque soit a_0 , la valeur p indique que le test n'est pas capable de rejeter l'hypothèse nulle, et ce même avec une statistique de 5×10^6 événements. Ce test semble ainsi particulièrement inadapté pour mettre en lumière une déformation du spectre en temps de vol provenant d'une composante minoritaire de type tenseur.
- K-S est plus performant puisqu'il parvient à rejeter clairement $H_0 = H_A$ (tout en ne rejetant pas $H_0 = H_{A+T}$) pour le cas $a_0 = -0.3300$ et les statistiques expérimentales les plus élevées. Concernant le cas $a_0 = -0.331667$, si les distributions de valeur p se distinguent à l'oeil entre $H_0 = H_A$ et $H_0 = H_{A+T}$, les valeurs absolues de valeur p ne sont pas suffisamment basses, même à 5×10^6 événements, pour rejeter l'hypothèse "courant purement axial" à un niveau significatif.

Ces résultats ne sont pas anodins car ils semblent indiquer qu'il n'est pas possible d'exclure le modèle "courant axial uniquement" sur la base des tests statistiques en dépit d'une estimation qui semble significativement déviante de la prédiction de ce modèle. Plus exactement, on ne trouve pas d'équivalence, en terme de statistique expérimentale, entre une estimation du paramètre dont la précision induit un écart de 2σ gaussiens par rapport à a_{SM} et un test statistique qui rejette l'hypothèse "courant purement axial" à un niveau de significativité équivalent. Dans le cas où $a_0 = -0.3300$ (soit 1 % de déviation par rapport à a_{SM}), une précision de 0.5 % (soit un écart d'environ 2σ dans le cas d'une estimation "juste" du coefficient) est obtenue pour une statistique d'environ 1.5×10^6 événements dans la distribution de temps de vol, comme indiqué précédemment. Un encadrement à 2σ correspond à une probabilité de 95.44 %, ce qui se traduit par une valeur p de 0.0228 pour un test bilatéral. Le test K-S avec cette valeur de a_0 n'atteint cet ordre de grandeur que vers 5×10^6 événements si l'on interpole une tendance par rapport aux points disponibles sur la figure IV.8 (f). Cette divergence nécessiterait confirmation par une étude indépendante et les implications qui en découlent mériteraient d'être

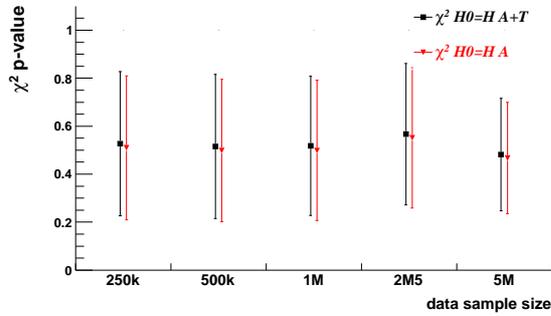
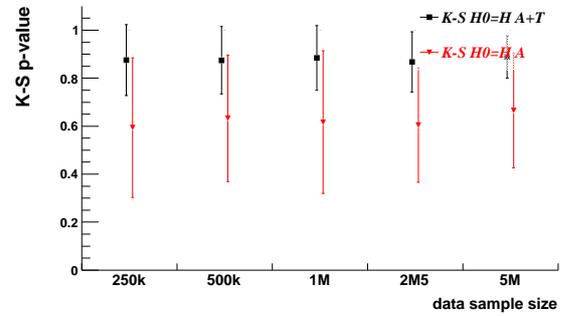
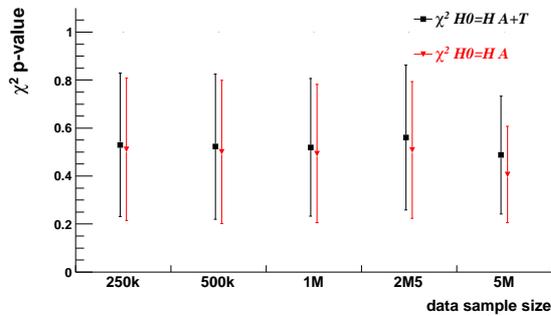
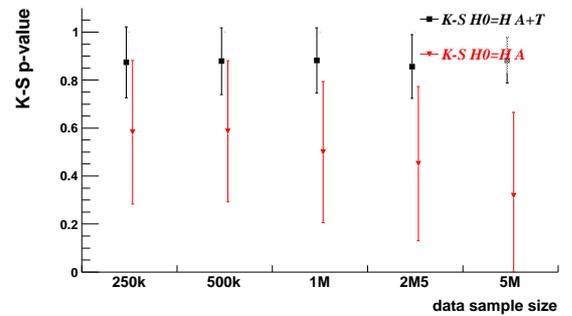
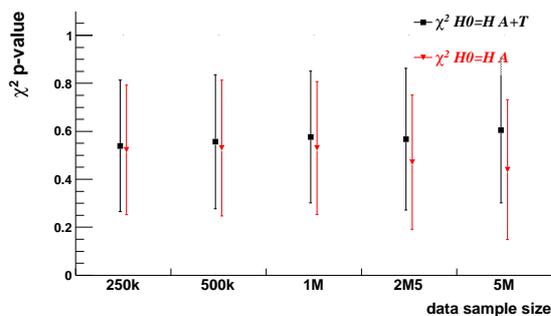
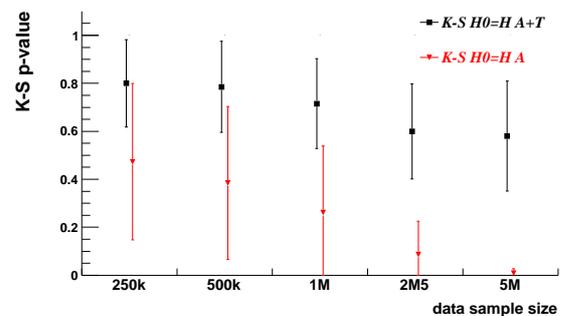
(a) $a_0 = a_{SM}$ (b) $a_0 = a_{SM}$ (c) $a_0 = -0.331667$ (d) $a_0 = -0.331667$ (e) $a_0 = -0.3300$ (f) $a_0 = -0.3300$

FIGURE IV.8 – Valeurs p obtenues (moyennes+écart-types) pour les hypothèses “Axial” (H_A) et “Axial+Tenseur” (H_{A+T}) avec le meilleur ajustement de $a_{\beta\nu}$ pour la fraction tenseur d’après χ^2_P (colonne de gauche) et K-S (colonne de droite) pour $a_0 = a_{SM}$ ((a) et (b)), $a_0 = -0.331667$ ((c) et (d)) et $a_0 = -0.3300$ ((e) et (f)).

approfondies. L'analyse statistique exploratoire conduite ici se résume à présenter les résultats obtenus concernant l'approche alternative que constituent les tests d'hypothèses par rapport à l'estimation du coefficient $a_{\beta\nu}$. D'autres tests existent, comme celui d'Anderson-Darling ou celui de Cramér-von-Mises, et en l'absence d'argument *a priori* d'en préférer certains plutôt que d'autres, il pourrait être utile de les mettre en oeuvre eux-aussi pour déterminer empiriquement le plus puissant d'entre eux dans le cas qui nous intéresse.

On peut noter que les distributions de la valeur p obtenues avec K-S s'écartent assez significativement des distributions attendues dans le cas où l'hypothèse nulle est vraie (distribution uniforme entre 0 et 1). Cela peut s'expliquer par le fait que le test est pratiqué sur des distributions sous forme d'histogrammes, alors que le test original de Kolmogorov-Smirnov se fait sur des échantillons de valeurs continues. Il est en fait attendu que l'adaptation nécessaire de la routine de test pour être utilisable avec des histogrammes induise un calcul incorrect de la valeur p . Mais dans tous les cas, le biais conduit toujours à surestimer la valeur p , ce qui revient à réaliser un test plus conservatif que le test standard ou, autrement dit, de rendre l'hypothèse nulle plus difficilement réfutable⁸.

IV.3.2 Profile likelihood test

Ce test, un peu plus sophistiqué que les précédents, est basé sur la fonction de vraisemblance :

$$L(x, \theta) = \prod_{i=1}^N f(x_i, \theta)$$

où $f(X, \theta)$ représente la densité de probabilité jointe du modèle pour la variable aléatoire X et la collection de paramètres θ de taille K . La fonction $L(x, \theta)$ représente donc la probabilité que l'échantillon théorique ait pour réalisation les N quantités mesurées. Estimer les K paramètres θ par la méthode du maximum de vraisemblance consiste à trouver lesquelles de leurs valeurs maximisent cette probabilité.

Dans le cas où il n'y a qu'un seul paramètre d'intérêt θ_0 et $K - 1$ paramètres de nuisance, la vraisemblance profilée est une fonction de θ_0 qui s'écrit de la manière suivante :

$$\lambda(\theta_0) = \frac{L(\theta_0, \hat{\theta}_{i \neq 0})}{L(\hat{\theta}_0, \hat{\theta}_{i \neq 0})}$$

Le dénominateur $L(\hat{\theta}_0, \hat{\theta}_{i \neq 0})$ est la valeur du maximum de vraisemblance obtenue par le meilleur ajustement du modèle aux données en laissant tous les paramètres libres tandis que le numérateur $L(\theta_0, \hat{\theta}_{i \neq 0})$ est la valeur maximale obtenue en fixant θ_0 et en faisant varier les $K - 1$ autres paramètres. On peut alors montrer, d'après le théorème de Wilks, que la quantité $-2 \ln \lambda(\theta_0)$ est distribuée selon une distribution du $\chi^2(1)$, ce qui permet d'en dériver un intervalle de confiance pour le paramètre θ_0 et/ou la valeur p dans le cas de test d'hypothèses. Dans le cadre d'un test, l'hypothèse nulle correspond alors au cas particulier d'un modèle physique où le paramètre a une valeur spécifique ("nested hypothesis").

Ce genre de procédure est utilisé notamment pour tester l'hypothèse de non présence d'un signal (le paramètre θ_0 peut par exemple représenter l'intensité du signal recherché, et l'hypothèse nulle correspond alors au cas où $\theta_0 = 0$) contre l'hypothèse de présence du signal ($\theta_0 \neq 0$), dont les caractéristiques (forme, intensité, *etc.*) peuvent être plus ou moins spécifiées.

8. Voir la Note numéro 3 du descriptif de la routine ROOT TH1 : :KolmogorovTest() visible à l'adresse suivante : <http://root.cern.ch/root/html/TH1.html#TH1:KolmogorovTest>.

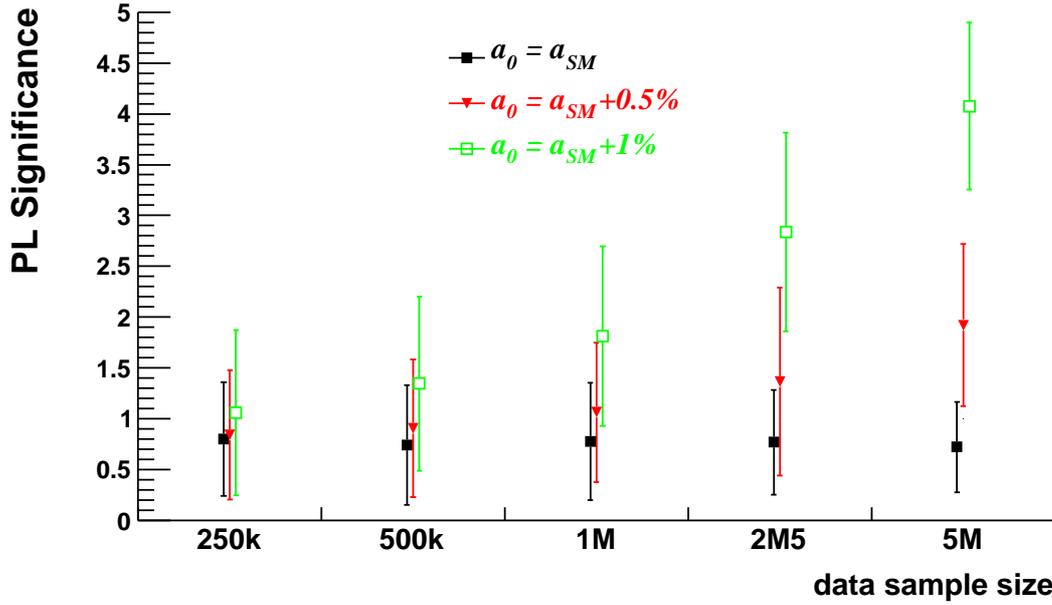


FIGURE IV.9 – Significativité du test de vraisemblance profilée H_A/H_{A+T} en fonction de la statistique pseudo-expérimentale et pour trois valeurs de a_0 .

La condition respectée traditionnellement pour proclamer la découverte d'un nouveau signal est l'obtention d'une significativité très proche de 5σ gaussiens [A⁺95a].

On peut transposer cette démarche dans le cadre de la recherche d'une composante de type tenseur dans la désintégration de ${}^6\text{He}^+$. Le "signal" cherché est alors une déformation de la distribution de temps de vol dont la forme, mais pas l'intensité, est précisée dans l'hypothèse alternative. Le paramètre d'intérêt est évidemment $a_{\beta\nu}$, qui prendra dans l'hypothèse nulle la valeur fixe $-1/3$. L'hypothèse alternative est spécifiée en se contentant de la condition $a_{\beta\nu} \neq -1/3$. Ce n'est pas le choix qui a été fait dans cette étude mais il serait envisageable de contraindre le paramètre de la manière suivante : $a_{\beta\nu} \geq -1/3$, étant donné que seule une contribution tenseur, forcément positive, est attendue dans la désintégration de ${}^6\text{He}^+$. En effet, seules une contribution scalaire (exclue par la théorie) ou une contribution tenseur négative (donc non physique) seraient capables de produire un coefficient $a_{\beta\nu}$ inférieur à $-1/3$. Ce choix différent revient à modifier subtilement les hypothèses testées et donc la signification du test.

La figure IV.9 présente les moyennes et écart-types des distributions de significativité (exprimées en σ gaussien) en fonction de la statistique de l'échantillon pseudo-expérimental, et ce pour les trois valeurs de a_0 sélectionnées.

Ces résultats appellent les observations suivantes :

- Lorsque l'hypothèse nulle est vraie (c.a.d. $a_0 = a_{SM}$), la significativité moyenne n'est pas centrée autour de 0 mais présente une position et une dispersion stables quelle que soit la statistique expérimentale : $s_{a_0=a_{SM}} \approx (0.75 \pm 0.55)\sigma$. Ceci s'explique par le fait que l'estimation de $a_{\beta\nu}$ ne retrouve pas parfaitement la valeur introduite dans les pseudo-données. Ce "bruit de fond" représente, d'une certaine manière, le risque de première espèce de ce type de test.
- Lorsque l'hypothèse nulle est fautive, la significativité s'accroît avec la statistique expérimentale. Toutefois, cette augmentation n'est pas proportionnelle à la taille de l'effet, étant donné que, pour une déviation de 1 %, la significativité augmente d'un facteur 3.5 lorsqu'on l'on passe d'une taille d'échantillon de 2.5×10^5 à 5×10^6 , alors que le facteur de

progression n'est que de 2.9 pour une déviation de 0.5 % et pour une même augmentation de la statistique.

- Qualitativement, on constate qu'un rejet de l'hypothèse "courant purement axial" sur la base d'une discrimination entre les distributions de significativité devient envisageable à partir de 2.5×10^6 événements expérimentaux pour une déviation de 1 %. En revanche, si la déviation n'est que de 0.5 %, 5×10^6 événements ne paraissent pas suffisants pour rejeter l'hypothèse "courant purement axial".

Ces résultats qualitatifs suggèrent que ce type de test est plus puissant que le test K-S utilisé dans la section précédente puisqu'il semble qu'une statistique de 2.5×10^6 événements soit suffisante pour rejeter l'hypothèse du modèle à "courant purement axial" dans le cas d'un échantillon pseudo-expérimental généré avec $a_0 = a_{SM} + 1$ %.

La vraisemblance profilée est un test intéressant pour plusieurs raisons. Il mêle l'estimation du coefficient $a_{\beta\nu}$ au test de l'hypothèse de courant purement axial, renforçant la légitimité de l'estimation de $a_{\beta\nu}$ dans le cadre plus restreint d'un test du Modèle Standard. Un autre élément intéressant qui sera exploité dans la section suivante, est que ce test permet de prendre intrinsèquement en compte l'existence de paramètres de nuisance dans le modèle, c'est à dire de paramètres dont la valeur est déterminée par l'ajustement mais qui ne présente pas d'intérêt en tant que tel. Les effets expérimentaux qui sont susceptibles d'affecter l'estimation de $a_{\beta\nu}$ peuvent ainsi être pris en compte dans le test de l'hypothèse "courant purement axial" à la condition qu'il soit possible de les représenter par des paramètres libres du modèle ajusté.

IV.4 Ajustement de la température du nuage d'ions

IV.4.1 Cas idéal

Expérimentalement, le nuage formé au centre du piège refroidit tout au long du cycle de mesure, avec notamment une phase initiale de refroidissement rapide au début du cycle. Or, la température du nuage étant liée à son extension spatiale, elle a un impact sur la forme de la distribution en temps de vol. L'évolution thermodynamique précise du nuage au cours du cycle de mesure ne peut pas être déterminée avec précision durant les prises de données expérimentales.

Le modèle utilisé jusqu'à présent est composé d'une distribution en temps de vol fabriquée à partir d'une combinaison linéaire d'une paire de distributions simulées ne comportant que des événements de type axial d'une part et que des événements de type tenseur d'autre part. Ces deux distributions sont générées à partir d'une température de nuage fixe qui est censée correspondre à la température "moyenne" du nuage représentatif de l'échantillon expérimental analysé. La difficulté est que cette température moyenne est non seulement inconnue de prime abord, mais elle peut varier suivant les sélections opérées sur les données expérimentales. Il serait donc souhaitable de disposer d'un modèle qui comporte comme paramètres libres non plus seulement $a_{\beta\nu}$, mais aussi une quantité représentative de cette température moyenne.

Pour obtenir un modèle à température libre, le modèle initial est donc enrichi d'une deuxième paire de distributions axiale et tenseur mais générée à une température différente de la première. Il est préférable que les deux températures soient choisies de façon à encadrer le mieux possible la température "moyenne" correspondant à l'échantillon expérimental. Le choix optimal de l'encadrement n'est pas forcément trivial lors de l'analyse de données réelles. Il peut nécessiter de procéder de manière itérative et par encadrements dégressifs.

Plutôt que de parler de la température du nuage directement, l'encadrement s'appuie sur la valeur du coefficient C_t introduit dans la partie de la simulation GEANT4 consacrée à

la modélisation du nuage d'ions (voir III.2.1). Pour rappel, il s'agit d'un facteur multiplicatif appliqué aux largeurs des distributions en position et en vitesse des ions dans le nuage moyennées sur un cycle RF. Le modèle modifié pour introduire la température du nuage comme paramètre libre peut alors s'écrire de la manière suivante :

$$\begin{aligned} pdf_{\{A+T,C_t\}} = & P_{C_{t_1}} \times [P_T \times pdf_{\{T,C_{t_1}\}} + (1 - P_T) \times pdf_{\{A,C_{t_1}\}}] \\ & + (1 - P_{C_{t_1}}) \times [P_T \times pdf_{\{T,C_{t_2}\}} + (1 - P_T) \times pdf_{\{A,C_{t_2}\}}] \end{aligned} \quad (\text{IV.2})$$

où C_{t_1} et C_{t_2} sont les coefficients utilisés pour générer les deux paires de distributions de températures différentes et où $P_{C_{t_1}}$ et $1 - P_{C_{t_1}}$ sont leurs proportions respectives. $P_{C_{t_1}}$ est la variable faisant office de deuxième paramètre libre du modèle avec $a_{\beta\nu}$. La valeur prise par ce nouveau paramètre dans un ajustement donné ne présente pas d'intérêt en tant que tel puisqu'il s'agit d'un paramètre de nuisance.

Afin de valider ce nouveau modèle, les lots de pseudo-données avec $a_0 = -0.3300$ analysés précédemment et qui avaient été générés avec une température de $C_t = 1.05$ ont été mis à profit pour effectuer de nouveaux ajustements. Les variations suivantes des modèles ont été testées :

- $pdf_{\{A+T\}}$ avec $C_t = 1.0$;
- $pdf_{\{A+T\}}$ avec $C_t = 1.1$;
- $pdf_{\{A+T,C_t\}}$ avec $C_{t_1} = 0.8$ et $C_{t_2} = 1.3$;
- $pdf_{\{A+T,C_t\}}$ avec $C_{t_1} = 1.0$ et $C_{t_2} = 1.1$.

Les deux premiers modèles ont une température fixe qui ne correspond pas à celle des pseudo-données analysées. Les deux derniers modèles laissent libre de varier la température mais différent de par la largeur de l'encadrement en température.

Pour rappel, $C_t = 1.00$ correspond à $kT \approx 0.107(7)$ eV et une variation de 10 % de ce coefficient correspond à une variation de la température de 5 %.

La première hypothèse implicite qui est formulée avec ce nouveau modèle est que la forme du spectre en temps de vol à une température donnée peut être reproduite par une combinaison linéaire de deux spectres générés à des températures qui l'encadrent. La deuxième hypothèse est que le degré de liberté supplémentaire du nouveau modèle ne rend pas impossible la minimisation de la fonction d'ajustement. En plus de la vérification de ces deux hypothèses, on doit s'assurer que ce modèle n'entraîne pas de biais sur l'estimation du seul paramètre d'intérêt qui est $a_{\beta\nu}$.

La figure IV.10 (a) représente la qualité des ajustements par la méthode du χ^2 de ces différents modèles sur le même lot de pseudo-données. Le χ_r^2 obtenu dans le cas $C_t = 1.05$ est la valeur de référence puisqu'il s'agit du modèle utilisé jusqu'à présent et dont les événements ont été générés avec la même température que ceux des échantillons de pseudo-données. Comme attendu, la qualité de l'ajustement est excellente dans ce cas. Les ajustements effectués avec des modèles dont la température est incorrecte : $C_t = 1.0$, $C_t = 1.1$ obtiennent des χ^2 très significativement plus mauvais (valeurs moyennes supérieures à 1.3). En revanche, les deux modèles à température libre parviennent à obtenir des χ^2 extrêmement proches de la valeur obtenue par le modèle de référence.

La figure IV.10 (b) montre les résultats concernant l'estimation du paramètre $a_{\beta\nu}$ pour les mêmes modèles. On observe que le résultat varie très peu quelque soit le modèle utilisé, même pour ceux où la température fixée est incorrecte. Seul le modèle où l'encadrement du coefficient de température est $[0.8, 1.3]$ semble fournir un coefficient légèrement plus important que les autres tout en restant tout à fait compatible avec la valeur de a_0 . Cette observation, qui demanderait d'être confirmée par des analyses plus complètes, suggère néanmoins qu'un encadrement

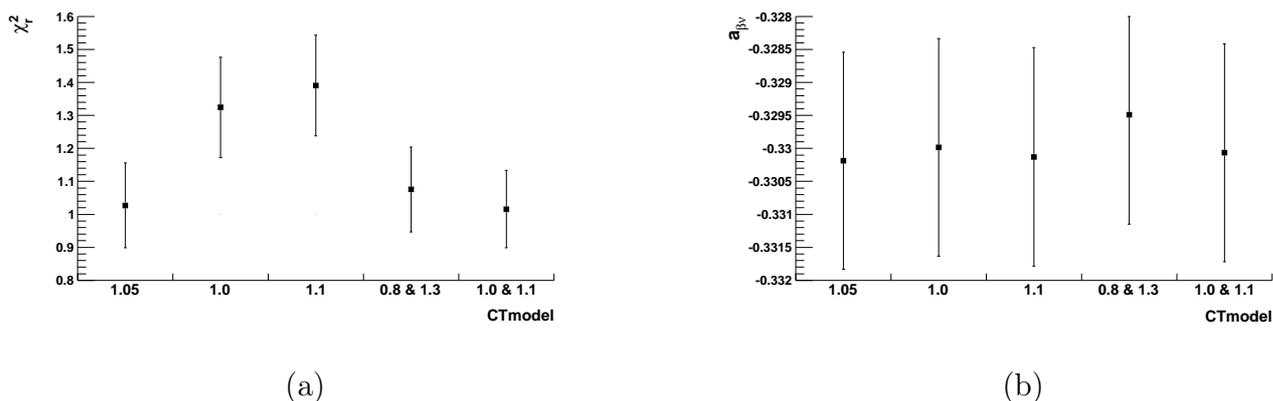


FIGURE IV.10 – Résultats de l’ajustement de modèles à différentes températures sur des pseudo-données générées avec $C_t = 1.05$. Les qualités des ajustements sont représentées sur le graphique (a) et l’estimation de $a_{\beta\nu}$ qui en résulte sur le graphique (b).

en température le plus serré possible est effectivement préférable pour éviter d’engendrer un biais sur $a_{\beta\nu}$.

Le fait qu’une estimation “juste” de $a_{\beta\nu}$ soit obtenue pour des modèles générés avec une température incorrecte peut sembler singulier, voire mettre en question l’intérêt d’un modèle où la température serait un paramètre libre à ajuster. Toutefois, la réussite de ces estimations n’est possible que parce qu’aucun autre effet systématique n’est pris en compte dans ces ajustements. En particulier, l’analyse des données de l’expérience de 2006 a montré que la détermination de la position exacte du détecteur d’ions est fortement corrélée à celle de la température du nuage d’ions ainsi qu’évidemment à celle de $a_{\beta\nu}$. La validation de ce modèle doit donc faire intervenir les autres effets systématiques simultanément afin de démontrer tout l’intérêt de cette approche.

La méthode de la vraisemblance profilée est aussi testée avec les nouveaux modèles à température variable, étant donné qu’un de ses attraits principaux est justement la possibilité d’y inclure des paramètres de nuisance. La figure IV.11 montre que l’évolution de la significativité obtenue pour les nouveaux modèles est tout à fait comparable à celle du modèle à température fixe. La significativité plus importante obtenue pour le modèle [0.8,1.3] est une conséquence du fait que ce dernier fournit une estimation de $a_{\beta\nu}$ qui s’écarte plus que les autres de a_{SM} .

IV.4.2 Avec détermination de la distance nuage d’ions/détecteur

Des ajustements de trois modèles différents ont été réalisés sur des pseudo-données générées avec les paramètres suivants :

$$\Delta z_0 = 0.28 \text{ mm} \quad ; \quad a_0 = -0.330 \quad ; \quad C_{t_0} = 1.017$$

La valeur de Δz_0 choisie représente une déviation de 0.28 %, soit un écart réaliste en regard de la précision expérimentale sur la distance entre le nuage et le détecteur d’ions, idéalement égale à 100 mm. La valeur de C_t utilisée est plus faible de 3.14 % par rapport au coefficient de température utilisé dans le modèle à température fixe ($C_t = 1.05$), ce qui se traduit par un écart relatif en température de 1.57 %. La valeur $a_{\beta\nu}$ représente comme précédemment une déviation de 1 % par rapport à la valeur prédite par le Modèle Standard.

Les modèles utilisés sont les suivants :

- “m1” : modèle à température variable, $C_{t_1} = 1.0$ et $C_{t_2} = 1.1$
- “m2” : modèle à température fixe, $C_t = 1.05$

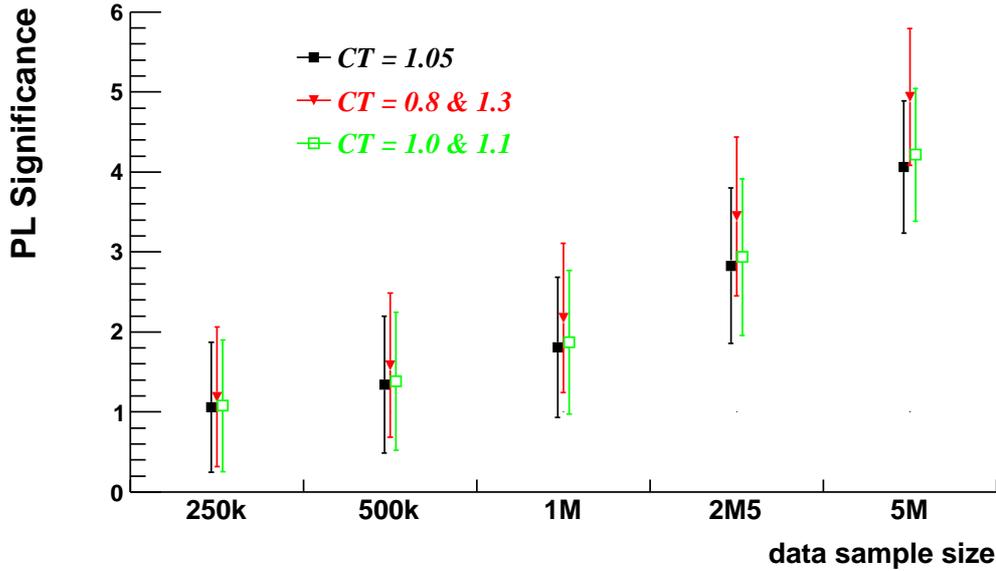


FIGURE IV.11 – Significativité du test de vraisemblance profilée H_A/H_{A+T} en fonction de la statistique de l'échantillon de pseudo-données généré avec $a_0 = a_{SM} + 1\%$ et $C_t = 1.05$. Les résultats obtenus pour le modèle de référence et ceux à température libre sont superposés.

- “ $m3$ ” : modèle à température variable, $C_{t_1} = 1.0$ et $C_{t_2} = 1.1$ mais à coefficient de corrélation angulaire fixe, $a_{\beta\nu} = -1/3$

Le troisième modèle introduit ici est un modèle “axial” dans le sens où le degré de liberté que constitue $a_{\beta\nu}$ est supprimé et fixé à $-1/3$. Par comparaison avec les modèles laissant libre $a_{\beta\nu}$, la qualité d’ajustement obtenue par ce modèle doit être moins bonne pour prétendre à une estimation significative de $a_{\beta\nu}$ des autres modèles.

Les figures IV.12 explicitent l’effet sur la distribution en temps de vol des paramètres expérimentaux que sont Δz et le coefficient de température du nuage d’ions, C_t . L’effet de la valeur de $a_{\beta\nu}$ sur le temps de vol a déjà été explicité sur la figure II.4, et on observe donc que chacun des paramètres engendre une déformation différente sur le temps de vol.

La procédure complète consiste à réaliser des ajustements d’un modèle donné pour une série de distributions simulées de temps de vol toutes identiques entre elles hormis en ce qui concerne la distance nuage d’ions/détecteur, qui est successivement déplacé d’un pas constant. De cette manière, on obtient une courbe de la statistique de test, qui représente la qualité d’un ajustement donné en fonction du décalage en position Δz . Si l’on parvient à trouver un minimum pour cette courbe, on peut déterminer un encadrement du paramètre Δz . Cet encadrement permet ensuite de dériver ceux pour les autres paramètres du modèle que sont $a_{\beta\nu}$ et/ou $P_{C_{t_1}}$ par l’ellipse de corrélation élaborée à partir des courbes de corrélation entre les paramètres. Les figures regroupées en IV.13 illustrent cette procédure avec un lot de pseudodonnées de $N = 10^6$ sur lequel ont été ajustés les modèles $m1$ et $m2$ par la méthode du maximum de vraisemblance. Dans cet exemple, on observe que le modèle $m1$ parvient à encadrer à 1σ la valeur de Δz_0 utilisée pour générer les pseudo-données alors que le modèle $m2$ n’y parvient pas. Ceci a pour conséquence un encadrement correct de $a_{\beta\nu}$ pour le modèle $m1$ mais faussée pour $m2$. Plutôt que de juger comparativement un modèle par rapport à l’autre en se basant sur la justesse des encadrements de $a_{\beta\nu}$, on utilisera la valeur p obtenue par les tests d’homogénéité de χ_p^2 ou de Kolmogorov-Smirnov (voir section précédente) entre la distribution pseudo-expérimentale et une distribution simulée fabriquée de manière similaire au modèle ajusté (c’est à dire en

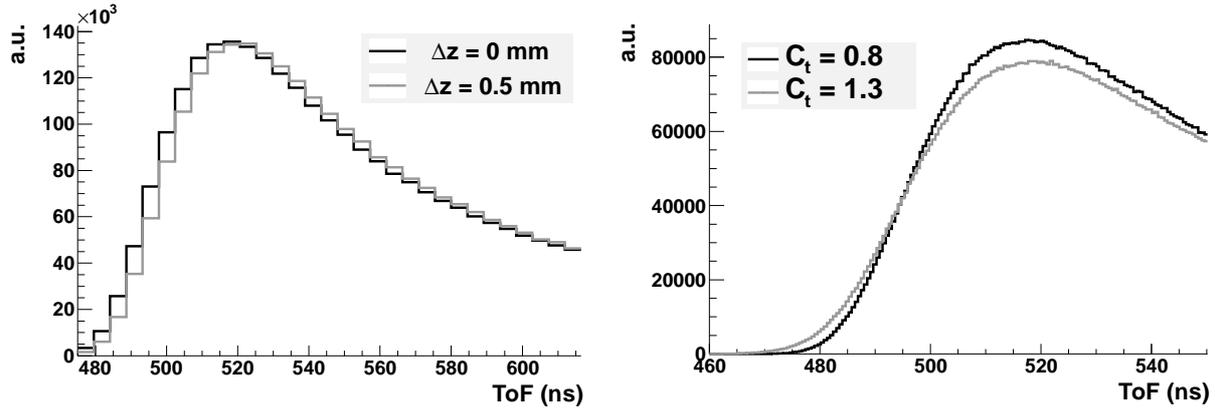


FIGURE IV.12 – Fronts de montée du temps de vol des ions de recul obtenus pour des simulations utilisant différentes valeurs des paramètres expérimentaux que sont Δz (à gauche) et C_t (à droite). Les amplitudes irréalistes utilisées ici : un demi-millimètre sur la position du détecteur d'ions et une variation de $\pm 25\%$ sur la température du nuage, a pour seul but de rendre bien visible l'influence de ces paramètres sur la distribution en temps de vol.

utilisant les formules IV.2 pour $m1$ et IV.1 pour $m2$) et en prenant comme répartition des combinaisons linéaires les valeurs centrales des encadrements issus des ajustements. La partie basse de la figure IV.13 illustre cette démarche avec le même exemple que précédemment et on observe effectivement que les valeurs p des deux tests obtenues par l'ajustement du modèle $m1$ sont meilleures que celles obtenues par le modèle $m2$. Cette constatation, opérée ici sur un seul exemple, doit se vérifier en moyenne en réitérant les ajustements sur un nombre suffisamment important d'échantillons de pseudo-données pour valider que le modèle à température libre parvient effectivement à mieux ajuster des données qui présentent une température différente de celle utilisée pour fabriquer le modèle à température fixe. La figure IV.14 présente les résultats de cette étude sous forme de moyennes et d'écart-types de la valeur p du test K-S estimés pour une vingtaine de distributions pseudo-expérimentales sur lesquelles ont été ajustés les trois modèles $m1$, $m2$ et $m3$. Deux lots de pseudo-données ont été utilisés : un généré avec un coefficient de température $C_t = 1.017$ comme dans l'exemple précédent et l'autre avec $C_t = 1.05$ qui est le coefficient utilisé par le modèle à température fixe, $m2$. Les conclusions que l'on peut apporter à partir des résultats obtenus sont les suivantes :

- sans surprise, la qualité de l'ajustement du modèle à température fixe $m2$ est excellente si les températures du modèle et des pseudo-données sont identiques. En revanche, si elles sont différentes, la qualité de l'ajustement diminue de manière significative. Dans le cas présenté ici, une différence relative de 1.57% sur la température fait chuter la moyenne de la valeur p de ~ 0.95 à ~ 0.65 ;
- à l'inverse, et comme espéré, la qualité de l'ajustement du modèle $m1$ n'est pas affectée par la température incluse dans les pseudo-données, et la compatibilité statistique reste excellente dans les deux cas (valeur $p \sim 0.9$) ;
- la qualité des ajustements pour le modèle $m3$ reste significativement plus mauvaise (valeur $p \sim 0.2$) que pour les modèles ajustant $a_{\beta\nu}$ malgré la température laissée libre. Ceci montre que les ajustements prenant en compte les effets expérimentaux que sont la température du nuage et la distance nuage d'ions/détecteur sont effectivement sensibles à une déviation de l'ordre de 1% sur $a_{\beta\nu}$. On peut donc conclure en se basant uniquement sur ces distributions de valeurs p que les estimations de $a_{\beta\nu}$ obtenues par les modèles $m1$ et $m2$ sont significatifs.

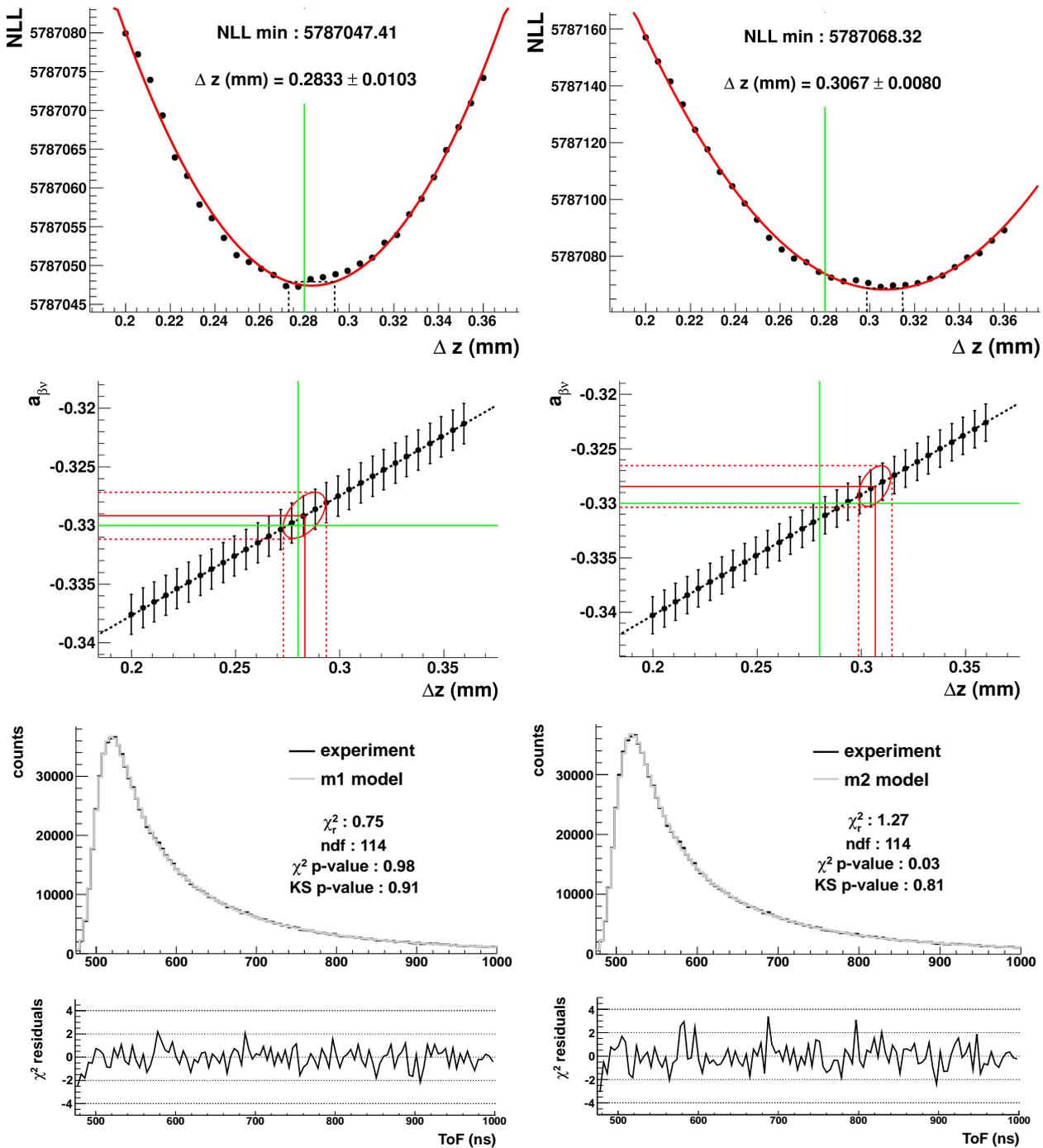


FIGURE IV.13 – En haut : courbes du logarithme négatif du maximum de vraisemblance (NLL) en fonction de Δz pour le modèle à température variable $m1$ (à gauche) et pour le modèle à température fixe $m2$ (à droite). Au milieu : courbes de corrélation entre Δz et $a_{\beta\nu}$. L'encadrement correct à 1σ de Δz engendre un encadrement correct de $a_{\beta\nu}$ dans le cas de $m1$ (à gauche), à l'inverse de $m2$ (à droite). Les valeurs vraies des paramètres dans les pseudo-données sont représentées par les lignes vertes continues. En bas : résultats des tests d'homogénéité χ^2_P et K-S entre la distribution pseudo-expérimentale et le modèle ajusté pour le modèle $m1$ (à gauche) et $m2$ (à droite).

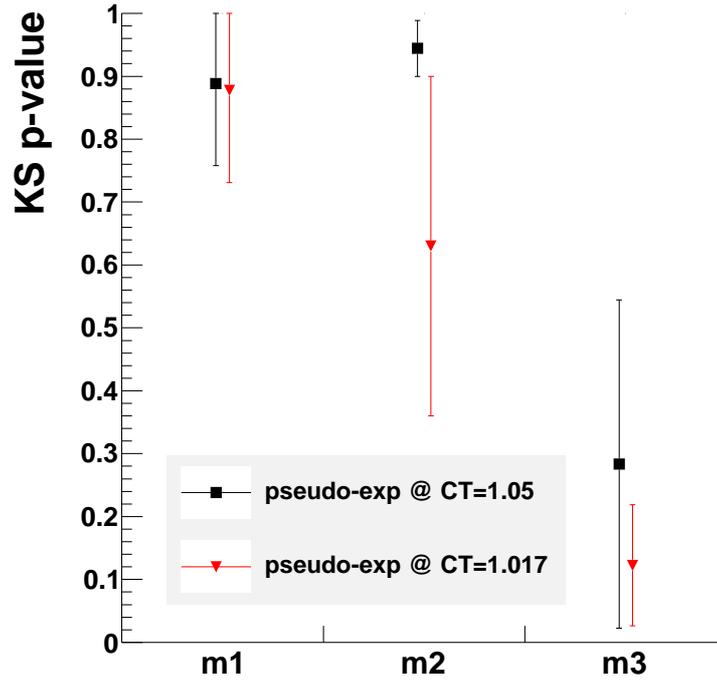


FIGURE IV.14 – Moyennes et écart-types estimés des distributions de valeurs p de tests K-S réalisés entre des pseudo-données et les ajustements des modèles $m1$: $a_{\beta\nu}$ et température du nuage libres, $m2$: $a_{\beta\nu}$ libre et température fixée à $C_t = 1.05$ et $m3$: température libre mais $a_{\beta\nu}$ fixée à $a_{\beta\nu} = -1/3$.

Ces résultats valident donc le modèle à température libre avec la prise en compte de la distance nuage d'ions/détecteur. De plus, avec ce modèle, la précision sur l'estimation de $a_{\beta\nu}$ contient intrinsèquement l'effet de la température du nuage d'ions. Lors de l'analyse des données de 2006, la statistique expérimentale récoltée ($\sim 5 \times 10^4$ événements) n'était pas suffisante pour déterminer la température du nuage d'ions à partir des données elle-mêmes. Il avait donc fallu procéder à des mesures expérimentales indépendantes (voir chapitre suivant). Ces mesures ont conduit à une précision relative sur la température du nuage d'ions de $\Delta T_{mes}/T_{mes} = 6.5\%$, ce qui a généré l'erreur systématique dominante sur $a_{\beta\nu}$ pour cette prise de données. Ainsi, il est intéressant de comparer la précision sur l'estimation de $a_{\beta\nu}$ obtenue par l'ajustement du modèle à température libre pour 10^6 pseudo-événements avec celle qui serait obtenue par le modèle à température fixe et en propageant l'incertitude expérimentale sur la température du nuage d'ions sur l'estimation de $a_{\beta\nu}$. La figure IV.15 montre la corrélation entre les paramètres $a_{\beta\nu}$ et $P_{C_{t_1}}$ telle que donnée par le modèle $m1$. L'extrapolation de la relation quasi-linéaire observée permet de connaître approximativement l'amplitude de l'incertitude sur $a_{\beta\nu}$ générée par une incertitude relative de 6.5% sur la température. En faisant ce travail, on trouve $\Delta a_{syst} = 0.00628$, soit une valeur très proche de l'erreur systématique déterminée durant l'analyse 2006. Ceci n'est pas surprenant car cette erreur ne dépend pas de la statistique expérimentale mais uniquement de la précision de la mesure de la température du nuage. À cette erreur systématique, il faut encore adjoindre celle statistique donnée par l'ajustement proprement dit du modèle $m2$: $\Delta a_{m2} = 0.00199$. Cette paire de valeurs peut alors être comparée à l'incertitude donnée par l'ajustement du modèle $m1$ sur les mêmes 10^6 pseudo-événements : $\Delta a_{m1} = 0.00212$. L'augmentation de l'incertitude de l'ajustement entre le modèle $m2$ et $m1$ est très limitée malgré la prise en compte de la température du nuage comme paramètre libre dans $m1$ et cette incertitude est sans commune mesure plus faible que celle obtenue en utilisant la mesure indépendante de la

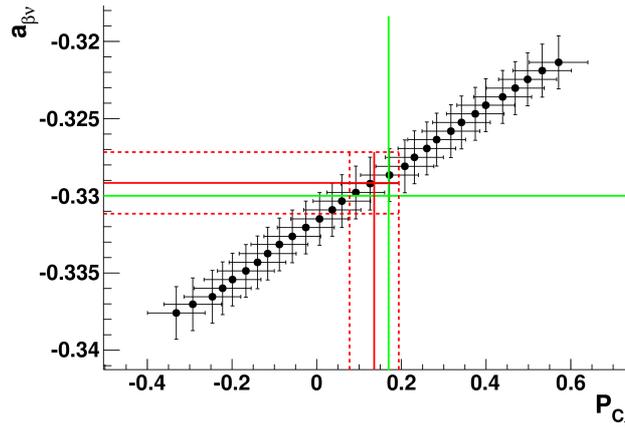


FIGURE IV.15 – Corrélation entre les paramètres $a_{\beta\nu}$ et $P_{C_{t_1}}$ du modèle $m1$. Les lignes continues vertes représentent les valeurs des paramètres utilisées pour générer les pseudo-données. Dans cet exemple, les vraies valeurs des paramètres sont correctement encadrées à 1σ par l’ajustement du modèle (lignes pointillées).

température du nuage. Ce modèle rend donc obsolète une mesure indépendante de la température du nuage d’ions et réduit drastiquement l’ampleur de cet effet expérimental sur la mesure de $a_{\beta\nu}$ à condition de disposer d’une statistique expérimentale suffisante. Il est d’ailleurs probable que la connaissance imparfaite de l’état du nuage à l’équilibre thermodynamique ne soit plus le principal pourvoyeur d’erreur sur la mesure de $a_{\beta\nu}$ pour des statistiques expérimentales de l’ordre de celle récoltée durant l’expérience de 2008 ($\sim 1.5 \times 10^6$ événements).

IV.5 Bilan

Ce chapitre était destiné à préciser les conditions d’une estimation correcte du coefficient $a_{\beta\nu}$, tout d’abord dans un cas idéal (c’est à dire sans effets systématiques) puis pour des cas plus réalistes où la température du nuage d’ions et la position exacte du détecteur d’ions sont *a priori* inconnues. La technique du maximum de vraisemblance semble plus adaptée que celle du χ^2 à tout point de vue.

Des tests statistiques ont été réalisés sur des pseudo-données expérimentales générées par la simulation GEANT4. Des conclusions ont pu être tirées en dépit du fait que l’analyse conduite s’est cantonnée principalement dans un registre qualitatif. Le test K-S s’avère ainsi plus puissant que χ^2_P pour détecter une composante minoritaire de type tenseur dans les distributions en temps de vol. La statistique nécessaire pour rejeter l’hypothèse de courant purement axial quand elle est effectivement fautive a été déterminée pour deux valeurs différentes de $a_{\beta\nu}$ dans les pseudo-données. Elle s’avère supérieure d’un facteur de l’ordre de trois à la statistique nécessaire pour estimer $a_{\beta\nu}$ avec une précision excluant la prédiction du Modèle Standard à une probabilité équivalente. Ce résultat, qui mériterait probablement des approfondissements, souligne la non-équivalence et la complémentarité de ces deux approches.

Une méthode a été proposée qui mélange l’estimation de $a_{\beta\nu}$ et le test de l’hypothèse “courant purement axial”. Le test de vraisemblance profilée semble bien adapté à la problématique de l’expérience LPCTrap si l’on en juge par son comportement sur les pseudo-données. Son intérêt principal réside dans le fait qu’il permet de prendre en compte les effets systématiques dans les tests d’hypothèses. Dans ce chapitre, seule la température du nuage d’ions a été prise en compte en tant que paramètre de nuisance et il serait souhaitable de poursuivre l’étude pour y inclure les autres effets systématiques connus, avec en premier lieu la distance nuage d’ions/détecteur.

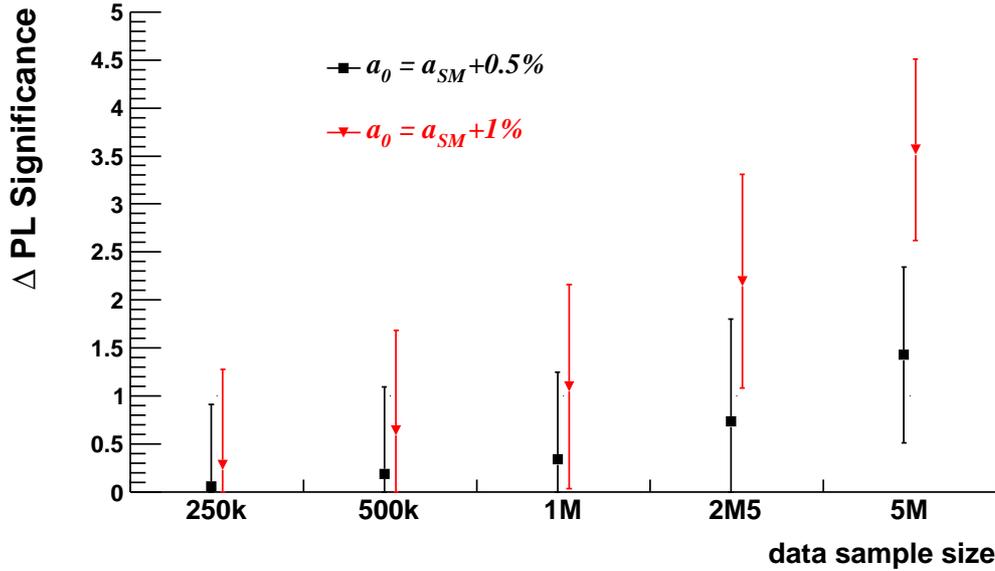


FIGURE IV.16 – Différence de significativité pour le test de vraisemblance profilée en fonction de la statistique de l'échantillon expérimental et pour deux valeurs de a_0 différentes.

Sa capacité à rejeter l'hypothèse de "courant purement axial" semble toutefois supérieure à celle du test K-S puisqu'une statistique réduite de l'ordre d'un facteur 2 s'avère suffisante pour remplir le même objectif.

L'objectif final de ce type d'analyse exploratoire pourrait être de fournir une valeur minimale de déviation de la valeur $a_{\beta\nu}$ détectable par un lot de données expérimentales de taille donnée, et avec les effets systématiques pris en considération. Sous forme graphique, la figure IV.16 serait susceptible de remplir ce rôle. Très similaire à la figure IV.9, elle s'en distingue néanmoins car, cette fois, ce n'est pas directement la significativité du test de vraisemblance profilée qui est représentée par rapport à la taille de l'échantillon expérimental mais la différence de significativité : $\Delta s_{PL} = s_{PL}|_{a_0=a_{SM}+x\%} - s_{PL}|_{a_0=a_{SM}}$ et avec l'incertitude propagée qui lui est associée. Cette quantité vaut zéro lorsque l'hypothèse vraie est celle correspondant au Modèle Standard et croît avec la déviation ($+x\%$) incluse dans les pseudo-données. Cette courbe confirme que l'hypothèse "courant purement axial" est rejetée à une significativité de l'ordre de 2σ pour un échantillon pseudo-expérimental comprenant 2.5×10^6 événements et présentant une déviation de 1 % par rapport à a_{SM} . Seules les courbes correspondant à $a_0 = a_{SM} + 1\%$ et $a_0 = a_{SM} + 0.5\%$ sont représentées car ce sont les seules valeurs disponibles à l'heure où ces lignes sont écrites. Il serait souhaitable de multiplier les échantillons de pseudo-données à des valeurs a_0 différentes afin de préciser la sensibilité atteignable par le dispositif de mesure en fonction de la taille de l'échantillon de données expérimentales disponible.

Un nouveau modèle d'ajustement a été introduit qui permet de laisser libre la température du nuage d'ions, celle-ci étant alors contrainte par les données expérimentales elles-mêmes. La validation de ce modèle sur des pseudo-données en laissant libre de varier la distance nuage d'ions/détecteur, Δz_{MCP} , a été effectuée. Les résultats de ce travail confirment le bon fonctionnement de ce modèle et la capacité de la procédure d'ajustement d'estimer correctement les trois paramètres libres que sont $a_{\beta\nu}$, Δz_{MCP} , et la température du nuage d'ions.

Cette procédure d'ajustement a été mise à contribution dans l'analyse des données de l'expérience de 2008 qui est conduite dans le chapitre suivant.

Chapitre V

Analyse des données de l'expérience ${}^6\text{He}^+$ d'octobre 2008

V.1 Historique

L'expérience ${}^6\text{He}^+$ de mai 2005 Le premier faisceau radioactif d'ions ${}^6\text{He}^+$ a été délivré sur LIRAT en mai 2005. À cette occasion, les premiers événements de coïncidence issus de décroissances d'ions provenant du piège de Paul ont été détectés. En raison de multiples problèmes expérimentaux, leur nombre était très réduit (~ 150) mais cela a néanmoins constitué la preuve de principe de l'expérience.

L'expérience ${}^6\text{He}^+$ de juillet 2006 La deuxième prise de données sur faisceau radioactif a eu lieu en juillet 2006 [F⁺08]. Les tests réalisés auparavant avaient permis d'obtenir une plus grande stabilité et reproductibilité du fonctionnement de l'ensemble de la ligne et des améliorations avaient été apportées pour augmenter l'efficacité d'un facteur significatif. En outre, pendant l'expérience, une meilleure coordination avec les responsables de la ligne LIRAT a permis d'obtenir un faisceau de meilleure qualité. Si la statistique accumulée n'a pas été suffisante pour atteindre l'objectif de précision de 0.5 %, le bon déroulement de l'expérience et l'analyse fine des données qui en a suivi [F⁺11a], ont abouti à la mesure la plus précise à ce jour du coefficient $a_{\beta\nu}$ dans les transitions Gamow-Teller à partir d'une détection en coïncidence des produits de décroissance. Le résultat final est compatible avec le Modèle Standard :

$$a_{\beta\nu} = -0.3335(73)(75)$$

Le premier nombre entre parenthèses est l'erreur statistique (correspondant à une statistique d'environ 5×10^4 événements dans le spectre de temps de vol ajusté) et le deuxième est l'erreur systématique. La figure V.1 positionne ce résultat parmi l'ensemble des expériences ayant fourni une estimation de $a_{\beta\nu}$ dans les décroissances de type Gamow-Teller pure. Tout aussi important que ce résultat, cette expérience a permis d'établir la liste exhaustive des effets expérimentaux susceptibles d'avoir une influence sur l'estimation du coefficient. En particulier, les bruits de fond que sont les coïncidences fortuites et les décroissances d'ions survenant hors du piège ont pu être identifiés et quantifiés. L'analyse des données s'est appuyée sur une simulation numérique de l'environnement du piège par le logiciel SIMION. Ce dernier a permis de reproduire précisément l'influence du champ de piégeage sur la trajectoire des ions. Les distributions caractéristiques des événements de coïncidences fortuites et de décroissances hors du piège ont été obtenues à l'aide de cette même simulation. En revanche, SIMION ne comprend pas de modélisation de la diffusion des électrons dans la matière, donc la simulation GEANT4 a été mise à contribution

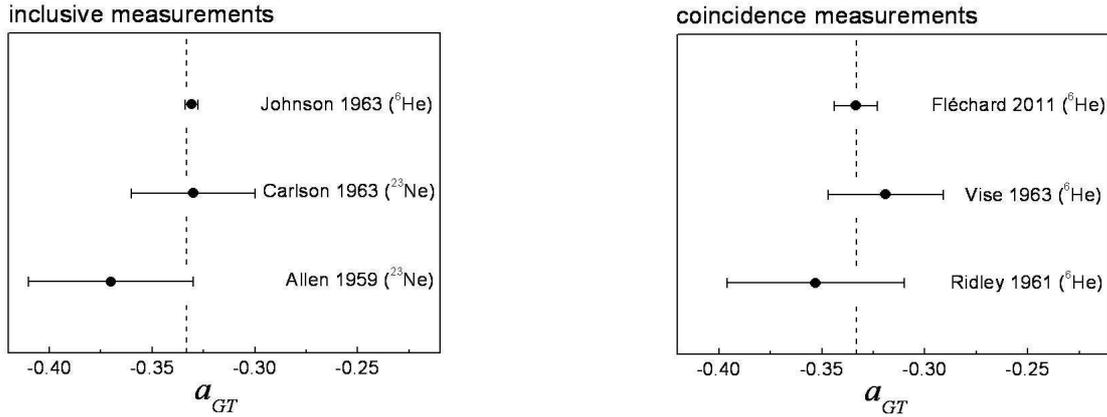


FIGURE V.1 – De haut en bas : valeurs expérimentales de $a_{\beta\nu}$ dans les décroissances de type Gamow-Teller pure de [JPC63, Car63, A⁺59b] (à gauche) et de [F⁺11a, VR63, Rid61] (à droite). Les barres d'erreur représentent les sommes quadratiques des erreurs statistiques et systématiques. Les lignes pointillées indiquent la valeur prédite par le modèle standard. Adapté de [F⁺11a].

pour fournir la distribution caractéristique des événements diffusés (voir la section III.2.3.2). Cette nouvelle simulation a été développée pour analyser les données de l'expérience de 2008 mais les changements à y apporter étaient minimes pour qu'elle puisse aussi générer des données correspondant à l'expérience précédente. En l'occurrence, seules la géométrie des collimateurs placés devant les détecteurs et la carte de potentiel du champ de piégeage ont dû être modifiées pour se mettre dans la configuration de la prise de données de 2006. Pour estimer l'incertitude systématique sur $a_{\beta\nu}$ imputée à l'imprécision de la modélisation de la diffusion des électrons par GEANT4, la proportion d'événements diffusés dans la distribution de temps de vol ajustée sur les données a été variée de $\pm 10\%$. Le choix de cette amplitude de variation s'est basé sur les travaux de Hoedl [Hoe03], déjà cité dans le chapitre dédié à la présentation de la simulation GEANT4. L'écart observé sur l'estimation de $a_{\beta\nu}$ a été de $\Delta a_{\beta\nu} = \pm 1.9 \times 10^{-3}$ ce qui constitue la deuxième plus importante source d'erreurs systématiques.

La contribution dominante à l'incertitude systématique totale de cette expérience est la connaissance imparfaite de l'espace de phase occupé par le nuage d'ions piégés. En effet, la température du nuage a dû être mesurée après la prise de données et indépendamment de cette dernière. La méthode employée pour réaliser cette mesure est très laborieuse [F⁺11b], ce qui explique en partie l'incertitude relativement élevée obtenue :

$$\Delta a_{\beta\nu} = \pm 6.8 \times 10^{-3}$$

Elle devrait être significativement réduite pour des expériences disposant de statistiques supérieures car, dans ce cas, il devrait être possible de déterminer la température du nuage à partir des données elles-mêmes, notamment par le biais du modèle introduit dans la partie précédente (chapitre IV.4). Dans ce cas de figure, et si les autres effets expérimentaux sont suffisamment bien contrôlés, il se pourrait bien que l'incertitude systématique dominante devienne la diffusion β qui, elle, ne dépend pas de la statistique expérimentale mais de la précision des simulations numériques. Cette constatation justifie la nouvelle simulation réalisée sous GEANT4 et l'attention particulière qui a été portée à la modélisation de la diffusion β dans cette boîte à outils.

L'expérience ${}^6\text{He}^+$ d'octobre 2008 Les données analysées dans la suite de ce chapitre ont été récoltées lors d'une expérience qui a eu lieu du 12 au 19 octobre 2008. Une intensité de faisceau de 2×10^8 pps a été fournie par LIRAT durant toute la durée de la prise de données. Plus de 4×10^6 événements de coïncidences validés "on line" par le silicium à pistes ont pu être enregistrés. Pour obtenir la statistique qui sera effectivement disponible pour déterminer $a_{\beta\nu}$, il faut retrancher à ce nombre la fraction correspondante aux bruits de fond et les événements dont le temps de vol ne se trouve pas dans la région d'ajustement du modèle. Pour l'expérience de 2006, cette réduction des données a atteint près de 50 % de la taille de l'échantillon initial. Cette réduction devrait être légèrement plus importante pour les données de 2008, et ceci pour deux raisons :

- les collimateurs placés devant les détecteurs ont été modifiés afin d'obtenir une efficacité géométrique maximale (100 % des angles solides permis par la surface des détecteurs). En contrepartie, la probabilité de détecter des décroissances ayant lieu hors du piège est augmentée.
- l'origine principale de la hausse relative de bruit provient de la détection des molécules de H_2 par la galette. En effet, une pression de 3×10^{-6} mbar était maintenue dans la chambre du piège par une injection indépendante de H_2 pour assurer le refroidissement des ions ${}^6\text{He}^+$ dans le piège. Cette pression était responsable du taux de détection anormalement élevé de la galette durant toute l'expérience : 2500 détections par seconde de moyenne mesurées sur ce détecteur. Le taux brut de détections en coïncidence donnant un temps de vol raisonnable (c.a.d. compris entre 1000 et 1600 ns) étant de l'ordre de sept par seconde, on imagine sans peine qu'une fraction significative de ce taux est constituée de fausses coïncidences causées par la détection parasite d'une molécule de H_2 sur le détecteur d'ions.

Le nombre d'événements retenu en fin de compte pour ajuster le modèle simulé devrait toutefois être de l'ordre de 1.5×10^6 qui est la statistique nécessaire pour obtenir une précision statistique de 0.5 % (voir la section II.1.3.1).

V.2 Calibration des détecteurs

V.2.1 Le silicium à pistes

V.2.1.1 Calibration des pistes

Calibrer ce détecteur revient à étalonner chacun des spectres d'énergie déposée par pistes, soit 120 spectres. De plus, d'éventuelles dérives du gain et de l'amplitude codée au cours du temps sont prises en compte en construisant dans un premier temps et pour chacune des pistes les N_{run} spectres bruts en amplitude correspondant aux prises de données successives. Une distribution gaussienne est utilisée pour déterminer la position x_{ped} et la largeur σ_{ped} du piédestal de chaque piste et pour chaque run. La forme du spectre d'amplitude, V_{canal} , est quant à elle paramétrée avec la distribution suivante :

$$Ae^{(-e^{-z}-z+1)/D} \text{ où } z = \frac{V_{canal} - B}{C}$$

A est un coefficient de normalisation, B est l'amplitude la plus probable, C et D sont des paramètres de forme.

Un bruit électronique intermittent dans le système d'acquisition ou dans l'amplification des signaux a été détecté par la présence de signaux parasites codés par les pistes. Il touche l'ensemble des pistes et entraîne un codage d'amplitude aléatoire mais fixe pour chaque piste. Ces

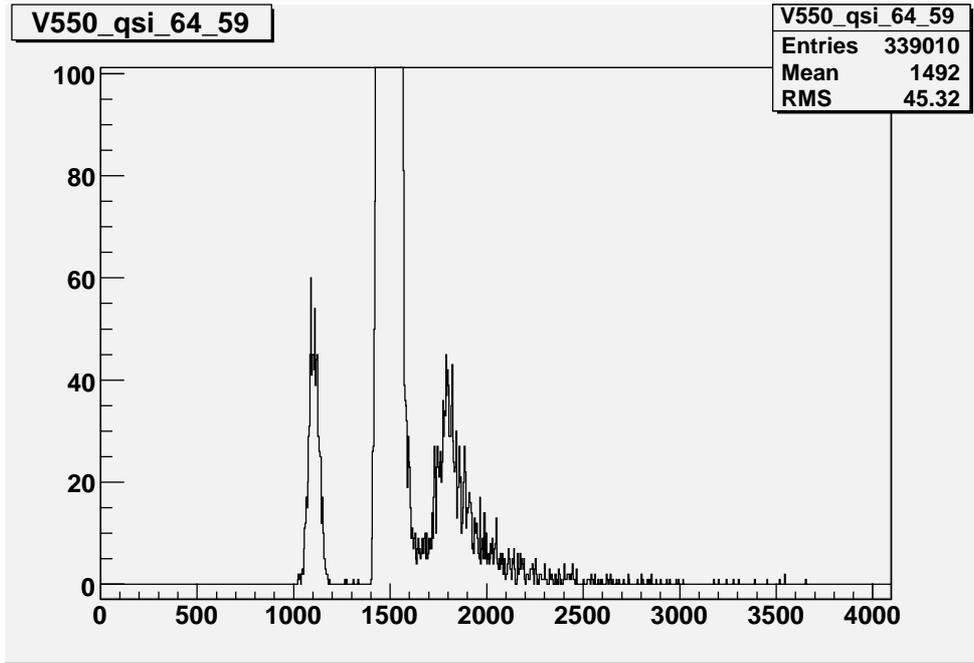


FIGURE V.2 – Spectre brut de la piste 64 et du run 59. Le bruit électronique génère des signaux d'amplitude centrée autour du canal 1100, soit en amont du piédestal.

événements parasites ont donc pu être rejetés facilement en identifiant une piste où l'amplitude du signal parasite se trouvait à un canal inférieur à la position du piédestal (voir fig. V.2). Il a été vérifié qu'une telle sélection nettoyait effectivement les signaux parasites sur les autres pistes.

Pour toutes les pistes et malgré la sélection en coïncidence, les coups dans le piédestal sont très majoritaires étant donné que les signaux de toutes les pistes sont codés systématiquement à chaque déclenchement de l'acquisition par une détection dans le scintillateur. De plus, les spectres bruts s'étendent en principe jusqu'à 0 keV à cause de la possibilité d'un dépôt réparti sur plusieurs pistes adjacentes. À titre d'exemple, la figure V.3 représente le spectre brut d'énergie déposée dans la piste numéro 93 du run 16 pour les événements en coïncidence. Dans cet exemple, le recouvrement entre le piédestal et le signal est présent mais limité. La quantité effectivement proportionnelle à l'énergie déposée dans une piste et qu'il s'agit d'étalonner est $\Delta V = V_{canal} - x_{ped}$. Pour ce faire, les spectres de chacune des pistes sont reconstruits pour chaque run en recentrant la position du piédestal à 0 et en affectant un coefficient correctif représentant la dérive du gain des pistes au cours du temps : G_{ij} où i (resp. j) est le numéro de piste (resp. de run). La figure V.4 représente l'évolution de la position du piédestal (à gauche) et de $\Delta Q = B - x_{ped}$ (à droite) au cours des runs pour quatre pistes successives.

La variation de la position du piédestal commune à toutes les pistes qui est observée est liée à une dérive des lignes de base de chaque chaîne d'amplification (on ne la retrouve pas sur ΔV). On constate que, si une variation du gain des pistes existe, elle est relativement limitée en regard de l'incertitude affectée à chaque ΔV en raison de la résolution, et de toute manière prise en compte grâce au coefficient G_{ij} . Ce type de graphique est utile pour vérifier le bon fonctionnement de chaque piste au cours du temps.

Pour modéliser la résolution finie des pistes dans la simulation GEANT4, l'énergie déposée dans une piste est auparavant convoluée avec une gaussienne de largeur égale à la moyenne sur tous les runs de la largeur du piédestal de la piste considérée : $\langle \sigma \rangle_i = \sum_{j=1}^{N_{run}} \sigma_{ij}$.

La figure V.5 (gauche) montre l'évolution de la largeur du piédestal au cours des runs pour les

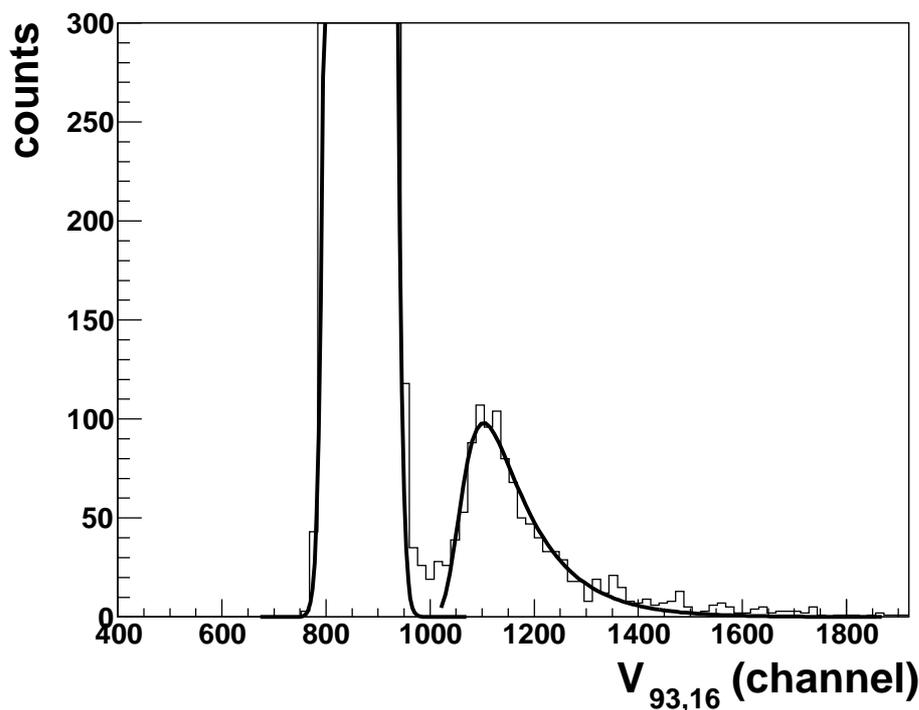


FIGURE V.3 – Spectre brut des amplitudes codées par la piste 93 durant le run 16 pour des événements en coïncidence. Les ajustements du piédestal et du signal sont visibles en noir. Les coups aux alentours du canal 1000 correspondent à des dépôts d'énergie incomplets dans cette piste.

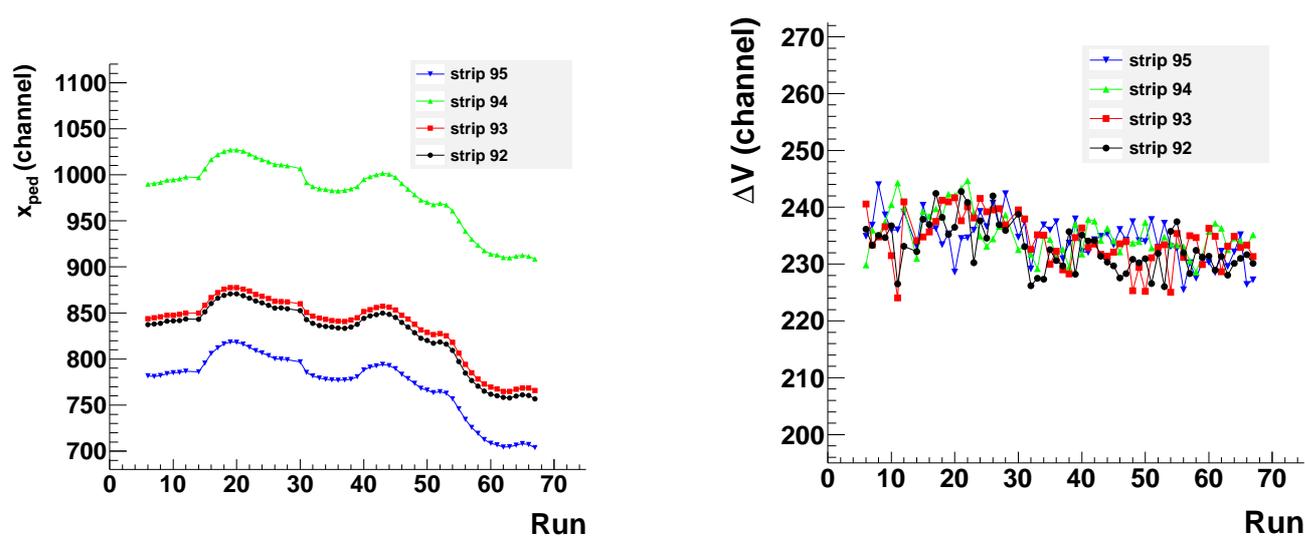


FIGURE V.4 – Évolution de la position du piédestal (gauche) et de ΔQ (droite) des pistes 92, 93, 94 en fonction des runs.

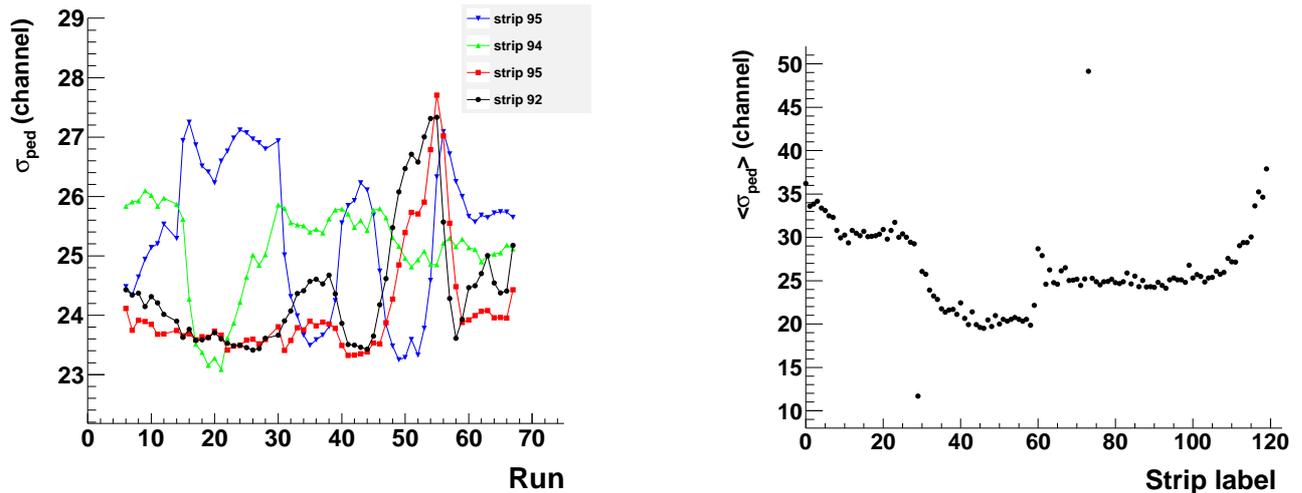


FIGURE V.5 – À gauche : évolution de la largeur du piédestal des pistes numéro 92, 93, 94, 95 en fonction des runs. À droite : largeurs moyennées sur tous les runs des piédestaux des 120 pistes.

mêmes pistes que précédemment. La figure V.5 (droite) regroupe les largeurs moyennées sur tous les runs des piédestaux des 120 pistes. Les valeurs anormales obtenues pour les pistes numéro 29 et 73 signifient que ces pistes ne fonctionnent pas correctement et causent un recouvrement trop important entre le signal réel et le piédestal. Les données leur correspondant sont donc supprimées dans la suite de l'analyse de données. Afin de conserver une similitude la plus grande possible entre l'expérience et la simulation, ces deux pistes sont aussi supprimées dans la simulation GEANT4.

Les spectres ΔV corrigés et intégrés sur tous les runs sont alors ajustés aux spectres simulés pour déterminer le coefficient de calibration C_i de chaque piste (voir fig. V.6 de gauche). La fonction de calibration utilisée pour obtenir l'énergie déposée dans une piste i d'un run j à partir du signal d'amplitude est

$$E = C_i * G_{ij} * \Delta V$$

La figure V.6 de droite montre un exemple de comparaison d'un spectre d'énergie déposée dans une piste entre les données expérimentales et la simulation. Visuellement, on constate que la fonction d'étalonnage est correcte mais que la forme du spectre simulé ne reproduit pas parfaitement les données. Cette constatation se vérifie sur toutes les pistes. Les résolutions issues des ajustements gaussiens des piédestaux ont été dégradées d'un facteur deux mais la déformation du spectre que cela entraînait ne permettait pas d'obtenir un meilleur accord. Les valeurs initiales ont donc été maintenues et la différence constatée provient vraisemblablement de la modélisation de la propagation des particules β dans la couche mince de silicium (voir la section III.2.3.2).

V.2.1.2 Mise en place du filtre en position β

Le rôle principal du silicium à pistes est de valider le passage d'une particule β lors d'une détection en coïncidence. Cette validation consiste à filtrer les données pour ne garder que les événements qui présentent un dépôt d'énergie bien localisé compatible avec la trajectoire d'une particule β proche d'une incidence normale à la surface du détecteur. Idéalement, une seule piste par face fournit un signal qui sort du bruit électronique et la paire de pistes activées donne les coordonnées en 2D de la position d'incidence du β . Les deux amplitudes codées doivent être

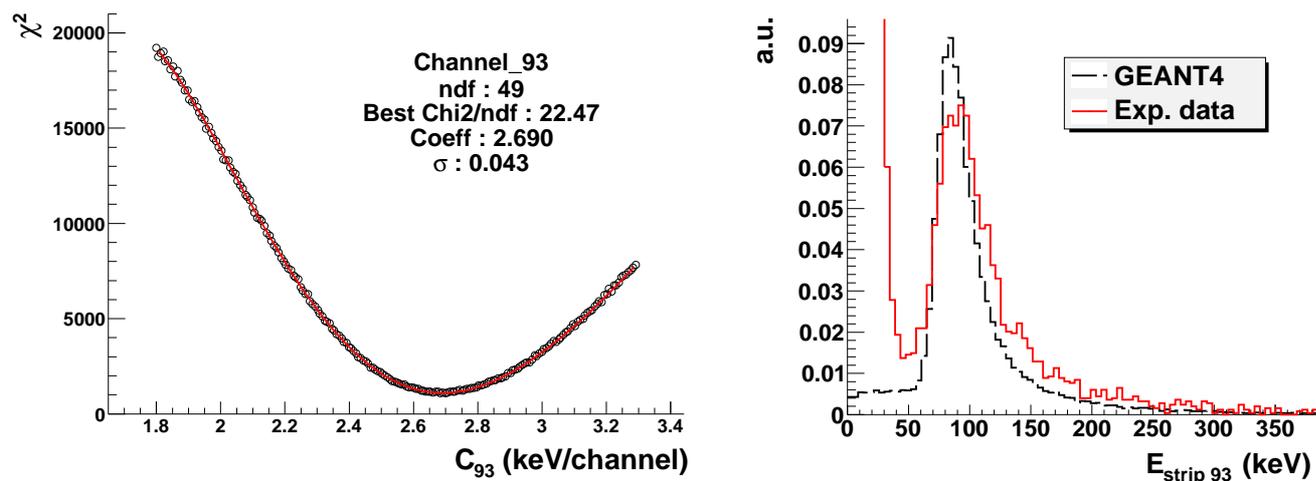


FIGURE V.6 – À gauche : détermination du coefficient de calibration de la piste numéro 93 à l’aide de la comparaison entre le spectre expérimental et celui simulé par GEANT4 par la méthode du χ^2 . À droite : comparaison des spectres correspondant au meilleur ajustement du coefficient de calibration.

compatibles entre elles à la résolution près et l’énergie mesurée doit être compatible avec celle déposée par une particule β d’énergie incidente comprise entre 0 et 3.5 MeV et traversant une épaisseur de $300\mu\text{m}$ de Silicium. Il a été constaté expérimentalement que le regroupement des signaux de plusieurs pistes adjacentes était nécessaire pour reconstruire un spectre d’énergie déposée correct en dépit du fait que la survenance de ce phénomène est relativement rare. Les origines envisageables pour expliquer cette récolte d’énergie fractionnée sur plusieurs pistes sont les suivantes :

- La trajectoire de la particule s’éloigne significativement d’une incidence normale et/ou elle passe plus ou moins à équidistance entre deux pistes.
- Les charges libérées par le passage de la particule ionisante parcourent un trajet dans le silicium non négligeable par rapport à la distance entre deux pistes (1 mm) avant d’être récoltées, ce qui se traduit par la “délocalisation” apparente du dépôt d’énergie.
- Les particules β diffusent suffisamment dans le volume du silicium pour déposer de l’énergie à proximité de plusieurs pistes successives.

Le fonctionnement détaillé du filtre est le suivant :

- Une première condition de dépôt d’énergie minimale est appliquée sur les pistes, dans le but de rejeter les pistes activées par du bruit électronique. Ce seuil est le même pour toutes les pistes et il se trouve quelque part dans la zone de recouvrement entre le piédestal et la distribution du signal correspondant à un signal réel.
- Les dépôts d’énergie dans les pistes adjacentes qui ont survécu à la première condition sont additionnés et la position attribuée au groupe ainsi formé est celle de la piste possédant le dépôt le plus important. Un deuxième seuil d’énergie minimale est alors appliqué sur l’énergie des groupes. Dans la simulation GEANT4, l’énergie totale déposée par le passage du β dans tout le volume du détecteur silicium est connue. De plus, le piédestal n’y est pas présent puisque le bruit électronique n’est pas simulé. Ainsi, d’après la figure V.7 qui représente l’extrémité basse du spectre simulé de ce dépôt total dans le volume de silicium, la particule β ne dépose jamais moins de 55 keV lorsqu’elle traverse le détecteur à incidence normale. Le deuxième seuil en énergie déposée a donc été fixé à cette valeur.

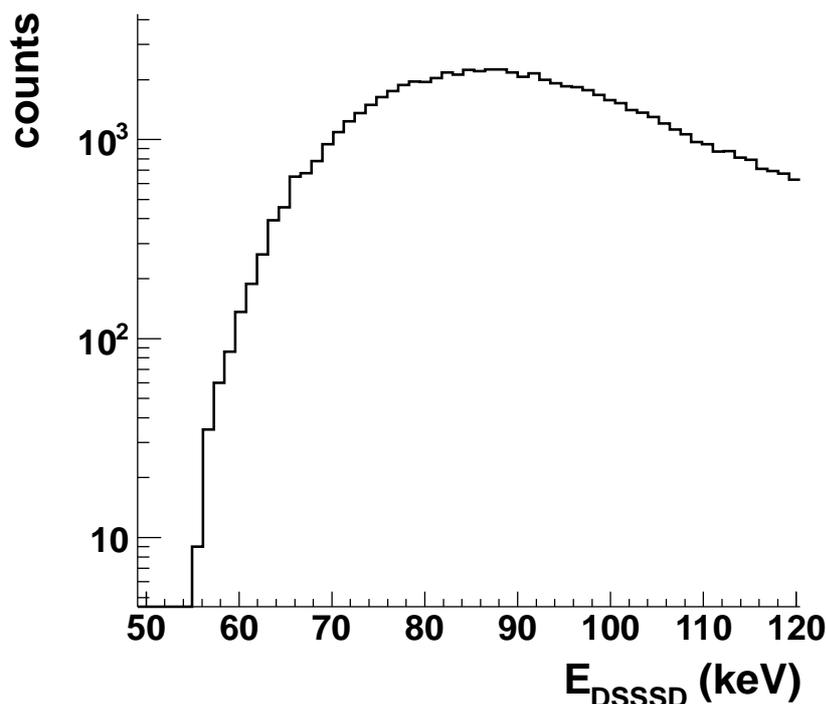


FIGURE V.7 – Partie du spectre simulé de l'énergie déposée dans le volume du silicium à pistes. Le dépôt d'énergie dû au passage des particules β n'est jamais inférieur à 55 keV.

- À l'issue de l'application de la deuxième condition en énergie, l'événement est validé si on ne retrouve qu'un seul groupe par face. La position de la particule β est attribuée aux coordonnées X et Y des deux pistes/groupes et l'énergie totale déposée à la valeur de la moyenne arithmétique des dépôts sur chacune des faces. Dans le cas contraire, si plus ou moins d'un groupe par face ont franchi les seuils, l'événement est rejeté.
- Une dernière condition consistant à exclure les événements dont la différence entre les dépôts sur chaque face est trop grande a été envisagée. Toutefois, elle a été abandonnée car elle n'avait pas d'effet notable sur la réduction de l'échantillon de données expérimentales.

Puisque la valeur du premier seuil se trouve dans la zone de recouvrement entre le piédestal et le signal, le choix de sa valeur exacte revient à faire un compromis entre le rejet des signaux correspondant aux dépôts d'énergie les plus faibles et la sélection d'une certaine fraction de signaux correspondant à du bruit. Les conséquences de l'acceptation d'une certaine quantité de signaux du bruit sont limitées par la présence du second seuil. Toutefois, un premier seuil trop bas va inévitablement fabriquer des îlots plus nombreux et artificiellement plus étendus ce qui va, au mieux, dégrader la réponse du détecteur, au pire, rejeter une quantité significative de bons événements. Une étude empirique basée sur le nombre d'événements validés en fonction de la valeur donnée au seuil a montré qu'un maximum était atteint autour de 38 keV et que la diminution était très limitée dans une plage de valeurs de plus ou moins une quinzaine de keV autour du maximum (avec un deuxième seuil à 55 keV). Ce résultat démontre un comportement expérimental très robuste du filtre puisque la sélection qu'il opère est peu influencée par la valeur précise du seuil.

La figure V.8 représente l'énergie du groupe de pistes côté face X en fonction de l'énergie du groupe de pistes côté face Y pour des événements validés par le filtre. Là encore, la comparaison expérience/simulation fait apparaître des différences. À basse énergie, la présence de coups dus au piédestal est visible le long du seuil à 55 keV pour les deux faces, absents logiquement dans

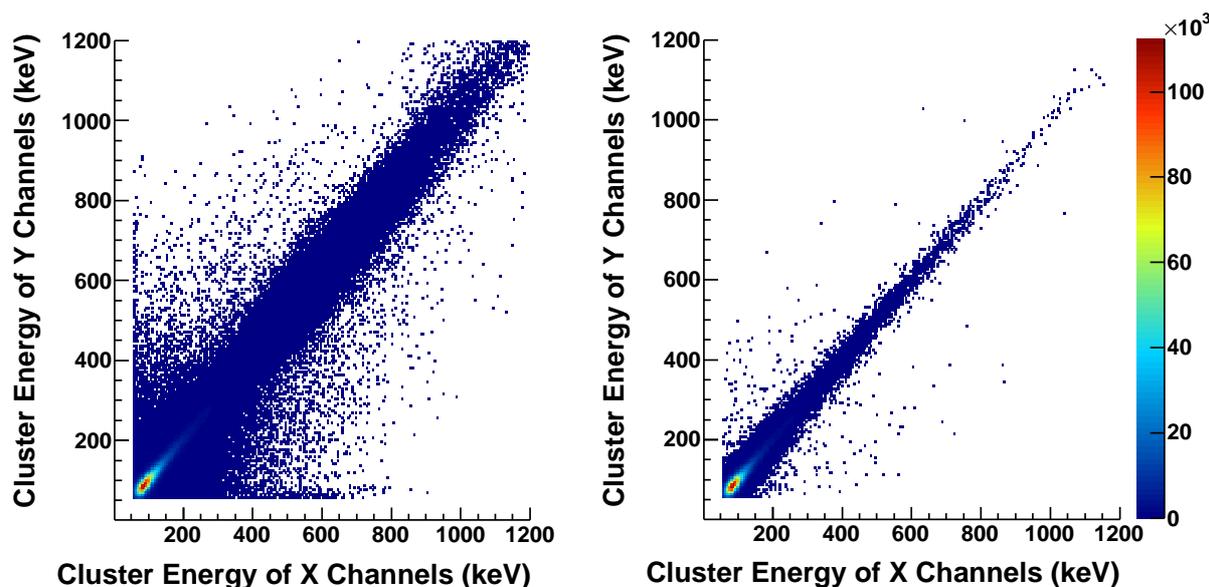


FIGURE V.8 – Dépôt d’énergie sur une face en fonction de celle sur l’autre face du silicium à pistes dans les données expérimentales (à gauche) et dans la simulation (à droite).

la simulation. Mais de manière générale, les dépôts d’énergie dans les données expérimentales se répartissent plus largement autour de la ligne $E_x = E_y$ et à plus haute énergie que dans la simulation. Pour autant, la distribution des dépôts autour de 90 keV qui représentent la grande majorité des coups validés est bien reproduite dans la simulation.

Une autre différence, probablement liée à la première, se fait jour si l’on s’intéresse à l’ampleur de la délocalisation de la charge collectée en analysant la distribution de la taille des groupes de pistes (“channel cluster size”). Les histogrammes visibles sur la figure V.9 à gauche comparent les distributions en taille des groupes entre simulation et expérience pour des événements validés et avec un seuil minimal d’énergie déposée dans chaque piste à 55 keV. Cette configuration est utilisée pour s’affranchir au maximum de l’influence du bruit constitué par le piédestal. Les résultats correspondant aux différentes configurations de l’algorithme de diffusion multiple des particules β sont superposés (voir la section III.2.3.2). Si une meilleure précision imposée à l’algorithme permet effectivement d’aller dans le sens d’un meilleur accord avec l’expérience, la progression est bien trop faible pour espérer rattraper l’écart avec des valeurs de paramètres raisonnables.

Les données expérimentales font de plus état d’une probabilité de multi-détection du silicium à pistes significativement supérieure à celle de la simulation (“channel cluster multiplicity”, voir la figure V.9 à droite). Ce type de détection multiple (rejeté par le filtre) n’a pas d’origine clairement établie et le bruit électronique ne peut faire office de coupable. Il pourrait s’agir d’un bruit de fond non présent dans la simulation, tels que des rayons cosmiques ou la détection multiple de plusieurs particules β . La deuxième explication est toutefois peu satisfaisante étant donné que la probabilité de détecter deux particules β durant le temps d’amplification des signaux des pistes ($\sim 3 \mu\text{s}$) est bien trop faible : le taux de déclenchement en “single” du scintillateur de l’ordre de 500 Hz conduit à une probabilité de double détection au plus de 0.15 % quand la proportion constatée d’événements multi-pistes est de l’ordre de 2 %. La diffusion des particules β pourrait aussi faire office d’origine possible étant donné qu’on observe une augmentation des événements de multiplicité supérieure à 1 quand on augmente la précision de l’algorithme dans GEANT4. Toutefois, comme pour la taille des pistes, l’augmentation n’est pas suffisante pour obtenir une correspondance satisfaisante avec les données expérimentales.

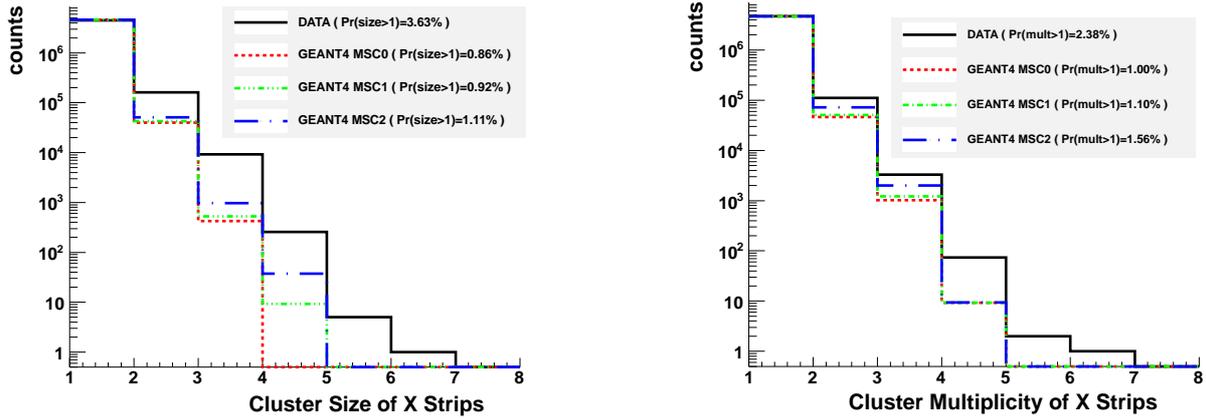


FIGURE V.9 – Distributions expérimentales et simulées de la taille (à gauche) et de la multiplicité (à droite) des groupes de pistes pour la face X. Le seuil minimal d'énergie déposée dans chaque piste est imposé à 55 keV.

Enfin, la figure V.10 montre une superposition de spectres d'énergie totale déposée dans le silicium pour des événements validés par le filtre. Le seuil minimal d'énergie déposée par piste est toujours de 55 keV et il est attendu que cette valeur est trop élevée pour reconstruire un spectre correct avec les données expérimentales. Néanmoins, si la modélisation du parcours des électrons dans le silicium était suffisamment précise, l'application du filtre sur les données simulées devrait reproduire ce biais. Tout au moins, si la variation des paramètres de précision de l'algorithme de diffusion multiple devait avoir un impact significatif sur cette observable, on devrait observer la déformation résultante sur les distributions simulées. Aucune amélioration ni déformation ne sont toutefois observées en fonction de la valeur des paramètres de l'algorithme de diffusion multiple sur la distribution de cette observable et le désaccord avec les données expérimentales demeure significatif.

Pour résumer, il semble que la simulation génère des dépôts plus localisés et dans une zone plus resserrée en énergie que les données expérimentales. Ces différences ne semblent pas pouvoir être imputées à une sous-estimation de la résolution des pistes dans la simulation. Une modélisation insuffisamment précise du parcours des électrons dans le silicium à pistes est l'hypothèse la plus probable pour expliquer les différences observées. Malgré tout, d'autres hypothèses peuvent être envisagées qui ne mettent pas en cause le traitement de la diffusion des électrons par GEANT4.

Puisqu'il n'a pas été possible de reproduire précisément la réponse du détecteur dans la simulation, il n'est pas justifié d'y imposer la même configuration du filtre de validation des événements que dans l'expérience. En effet, dans l'hypothèse où le dépôt d'énergie serait effectivement plus concentré spatialement dans la simulation que dans l'expérience, un seuil minimal imposé pour l'énergie déposée dans chaque piste dans la simulation risquerait de générer des biais supplémentaires lors de la constitution des groupes de pistes. Pour cette raison, le premier seuil du filtre dans les données simulées a été mis à zéro alors qu'il a été maintenu à 38 keV dans les données expérimentales. Le niveau de compatibilité entre l'expérience et la simulation s'agissant de l'énergie déposée dans le silicium à pistes et avec cette configuration du filtre est disponible sur la figure V.39 de la section V.3.4 consacrée à la comparaison des données expérimentales avec le modèle axial.

Les événements "multi-pistes" ne représentent qu'une faible proportion des événements validés par le filtre, et, si la forme du spectre d'énergie déposée dans le silicium n'est pas bien

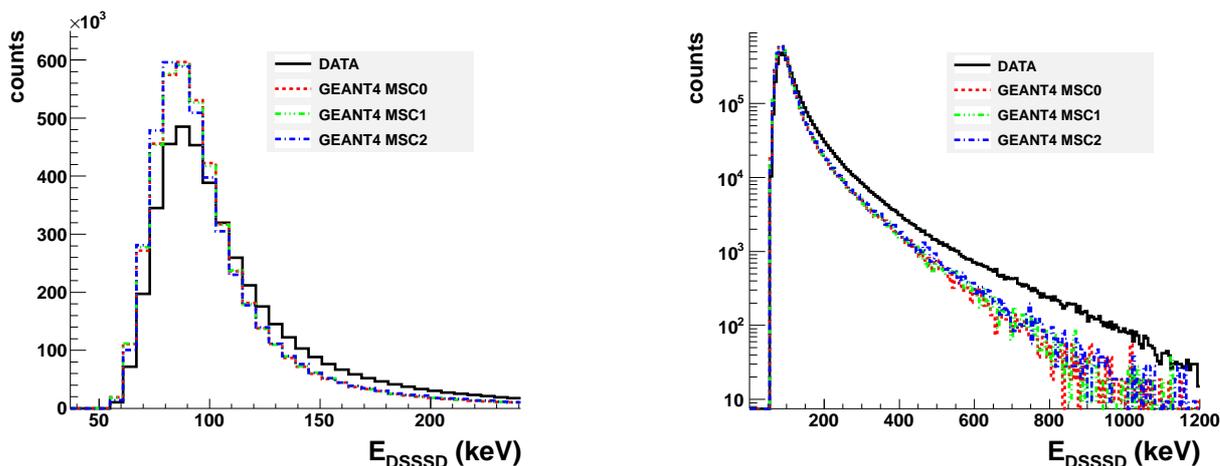


FIGURE V.10 – Énergie totale déposée dans le silicium à pistes avec un seuil minimal d'énergie déposée dans chaque piste à 55 keV. Le spectre expérimental est comparé à plusieurs spectres simulés correspondant à différentes configuration de l'algorithme de diffusion multiple de GEANT4. La représentation de gauche se focalise sur le pic à basse énergie et celle de droite sur la queue à haute énergie.

reproduite par la simulation, elle ne représente elle aussi qu'une fraction minoritaire de l'énergie initiale des particules β , la majorité étant déposée dans le scintillateur. La partie réellement délicate concerne la qualité de la modélisation de la diffusion des électrons dans ce détecteur, car la fraction d'événements rétrodiffusés sur le silicium, et donc perdue pour la détection en coïncidence, est susceptible d'avoir une influence non négligeable sur le spectre en temps de vol. Cette problématique a été traitée dans la section III.2.3.2.

V.2.2 Le scintillateur plastique

La fonction de réponse du couple scintillateur+photomultiplicateur a été déterminée *a posteriori* de la prise de données de 2008 à l'aide d'un spectromètre à électrons qui se trouve au CENBG¹. Ce dispositif fait partie d'un banc de test mis au point pour caractériser les scintillateurs et photomultiplicateurs utilisés dans les expériences NEMO-3 et SuperNEMO [Cha10]. Il est composé d'une source de ^{90}Sr de 370 MBq et d'une bobine générant un champ magnétique qui permet d'obtenir un faisceau β^- collimaté et monoénergétique. L'intensité du faisceau varie de 10 à 35 pps en fonction de l'énergie sélectionnée qui peut varier de 500 keV à 1.9 MeV. La résolution en énergie du faisceau est au moins égale à 1.5 % FWHM, soit une précision de près de dix fois supérieur aux résolutions typiquement atteignables par les scintillateurs organiques comme celui utilisé dans notre expérience.

La figure V.11 de gauche montre les largeurs des spectres enregistrés par le télescope β du dispositif LPCTrap privé du silicium à pistes pour les énergies de faisceau disponible avec le spectromètre. D'après l'ajustement effectué, on observe que l'évolution de la résolution est parfaitement compatible avec la variation de la statistique de photons. Cette fonction de réponse a été implémentée dans la simulation GEANT4.

La fonction complète d'étalonnage n'a pas pu être déterminée par la même méthode car le spectromètre ne couvre pas la totalité de l'énergie accessible aux particules β dans la désintégration de $^6\text{He}^+$ ($Q_\beta = 3.5$ MeV). Il a toutefois été vérifié que la courbe de gain était linéaire au moins jusqu'à 2 MeV (voir fig. V.11 de droite).

1. Centre d'Etudes Nucléaires de Bordeaux Gradignan - UMR 5797

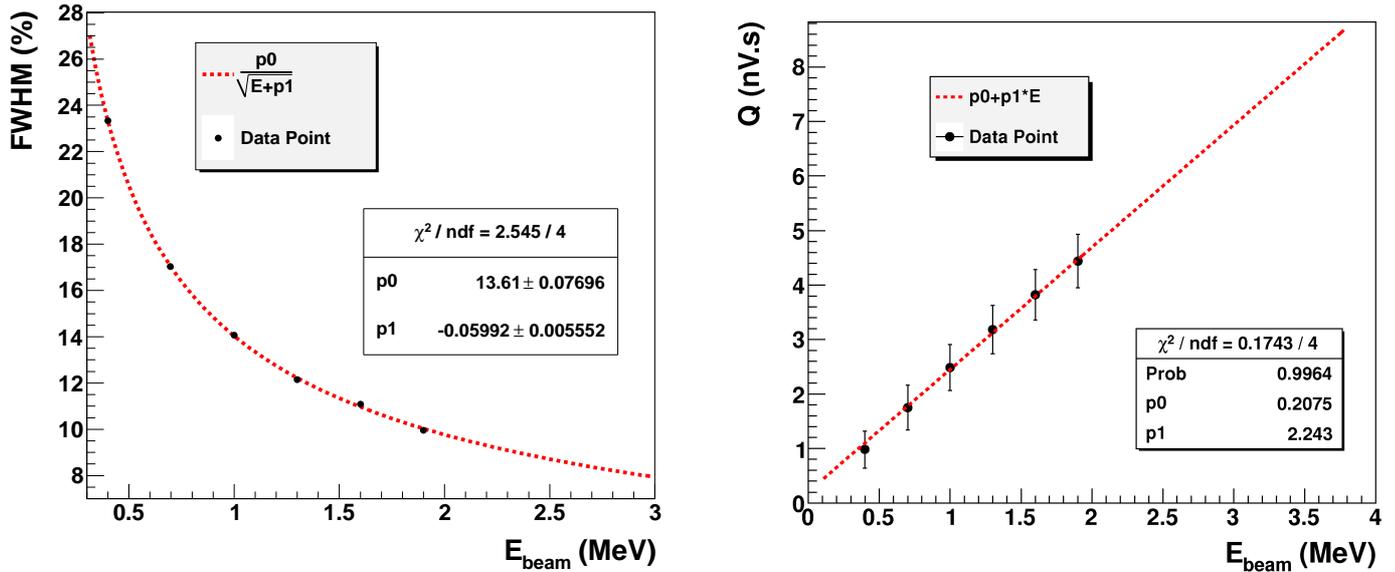


FIGURE V.11 – À gauche : évolution de la résolution de l'ensemble scintillateur+photomultiplicateur en fonction de l'énergie du faisceau incident du spectromètre. La courbe ajustée correspond à la forme de la variation attendue dans l'hypothèse d'une résolution dominée par la statistique de photons de scintillation récoltée par le photomultiplicateur. À droite : courbe de gain de l'ensemble scintillateur+photomultiplicateur. L'évolution est linéaire dans la région d'énergie accessible par le spectromètre. Les barres verticales indiquent la résolution (FWHM).

De plus, le spectromètre étant monté sur un support mobile motorisé et le faisceau étant large de seulement quelques millimètres, il a été possible de tester l'homogénéité de la réponse du détecteur sur toute sa surface. Les tests réalisés ont ainsi mis en lumière une variation significative du gain sur la surface. Cette constatation a été confirmée dans les données expérimentales et montre donc que ce phénomène était déjà présent durant la prise de données. À présent que la position de la particule β donnée par le silicium est calibrée, on peut analyser la réponse du scintillateur en fonction de cette dernière. La figure V.12 (gauche) montre l'image en 2D donnée par le silicium à pistes pour les événements en coïncidence avec la sélection $Q_{\text{scint}} > 7000$ canaux appliquée à la charge codée par le QDC raccordé au photomultiplicateur, ce qui correspond environ à des particules β de l'ordre de 2 MeV. Une distorsion de la répartition en position apparaît nettement pour les événements correspondant à une charge codée élevée, distorsion qui ne peut s'expliquer que par un gain de la charge variant suivant la position incidente de la particule β . Une correction du gain fonction de la position a donc été implémentée de la manière suivante : des spectres bruts de charge ont été construits suivant une sélection en secteur correspondant chacun à un bloc de 6x6 pistes du silicium (soit 100 secteurs au total). Les facteurs correctifs à appliquer au gain pour recentrer chaque spectre sur un spectre de référence situé au milieu du détecteur ont été déterminés à l'aide de la méthode du χ^2 de comparaison d'histogrammes. Le résultat corrigé est visible sur la figure V.12 (droite), l'amplitude des corrections à apporter par rapport au spectre de référence allant de -7.5 % à +1.8 %. Une réponse intrinsèquement non homogène est possible en fonction de la géométrie du scintillateur et la façon dont il est couplé au photomultiplicateur. GEANT4 permet d'ailleurs de simuler explicitement le phénomène de scintillation et la propagation des photons optiques jusqu'à leur collecte par le photomultiplicateur. Un exemple de modélisation précise de la réponse de scin-

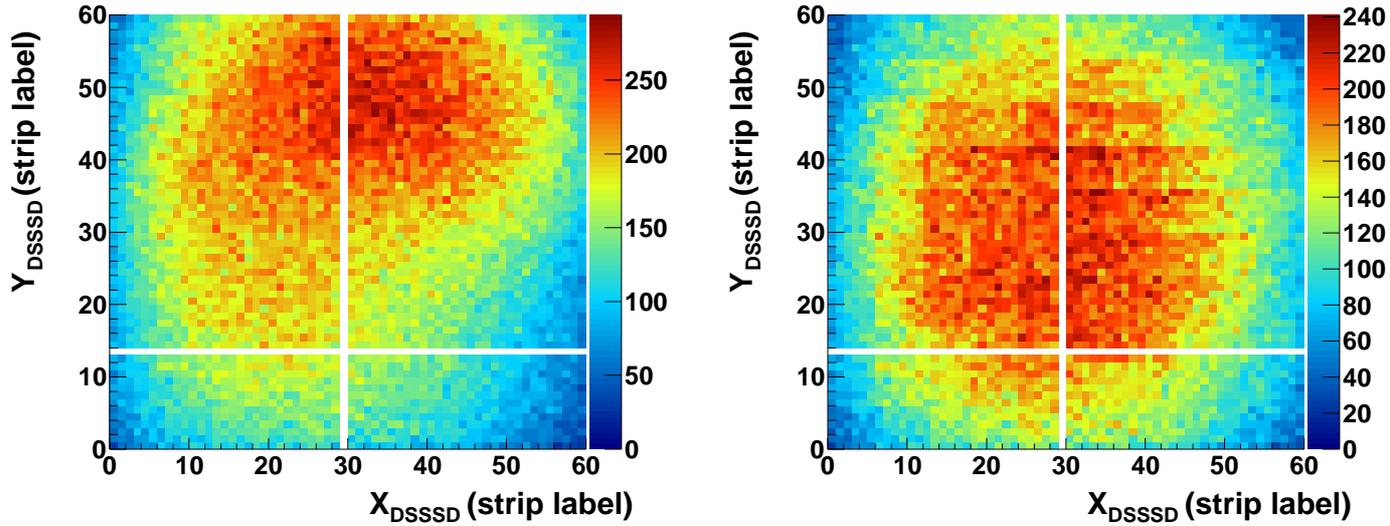


FIGURE V.12 – Position du β donnée par le silicium à pistes pour des événements en coïncidence dont la charge codée par le QDC du télescope β est supérieure à 7000 canaux avant (gauche) et après (droite) correction du gain du scintillateur.

tillateurs couplés à des photomultiplicateurs est disponible dans [Cha10]. Cette étude montre effectivement qu’une inhomogénéité de la réponse du détecteur suivant le point d’impact est possible selon la géométrie employée. Cette démarche n’a pas été entreprise dans notre cas et de toute façon, l’inhomogénéité complètement asymétrique constatée ici ne pourrait pas être imputée à la géométrie du détecteur. L’origine de cette variabilité du gain en fonction de la position pourrait en revanche provenir de la qualité moyenne du scintillateur organique employé qui présenterait des zones plus ou moins opaques aux photons de scintillation qui doivent traverser toute l’épaisseur du scintillateur avant d’être détectés par le photomultiplicateur.

La calibration de l’ensemble scintillateur plus photomultiplicateur est réalisée de manière très analogue à celles des pistes du silicium : les spectres d’énergie simulés sont ajustés à des spectres expérimentaux construits à partir de données enregistrées durant l’expérience d’octobre 2008. L’ajustement est réalisé avec une fonction d’étalonnage linéaire :

$$E_{canal}^{G4} = A \times E_{keV}^{G4} + B$$

Une fois les coefficients A et B déterminés, les données brutes expérimentales exprimées en canaux peuvent être converties en unités d’énergie avec la fonction inverse de calibration :

$$E_{keV}^{data} = \frac{1}{A} \times E_{canal}^{data} - \frac{B}{A}$$

La qualité de l’ajustement sert de critère pour valider le fait que la réponse du détecteur est bien linéaire en énergie dans toute la plage d’énergie accessible aux particules β . L’analyse du piédestal pour les données expérimentales révèlent une forme singulière (voir fig. V.13) qui suggère la présence d’un bruit électronique tout au long de la prise de données. Ce phénomène dégrade légèrement la réponse du détecteur en plus de compliquer la calibration puisqu’il n’est pas possible de déterminer précisément le coefficient B de la fonction de calibration à partir de la position du piédestal.

Deux lots d’événements sont utilisés pour calibrer le détecteur : les événements de décroissance d’ ${}^6\text{He}^+$ piégés sans coïncidence (“single events”) et les événements enregistrés avec la source rétractable de ${}^{90}\text{Sr}$ positionnée à la place du nuage d’ions. On utilise ainsi des spectres

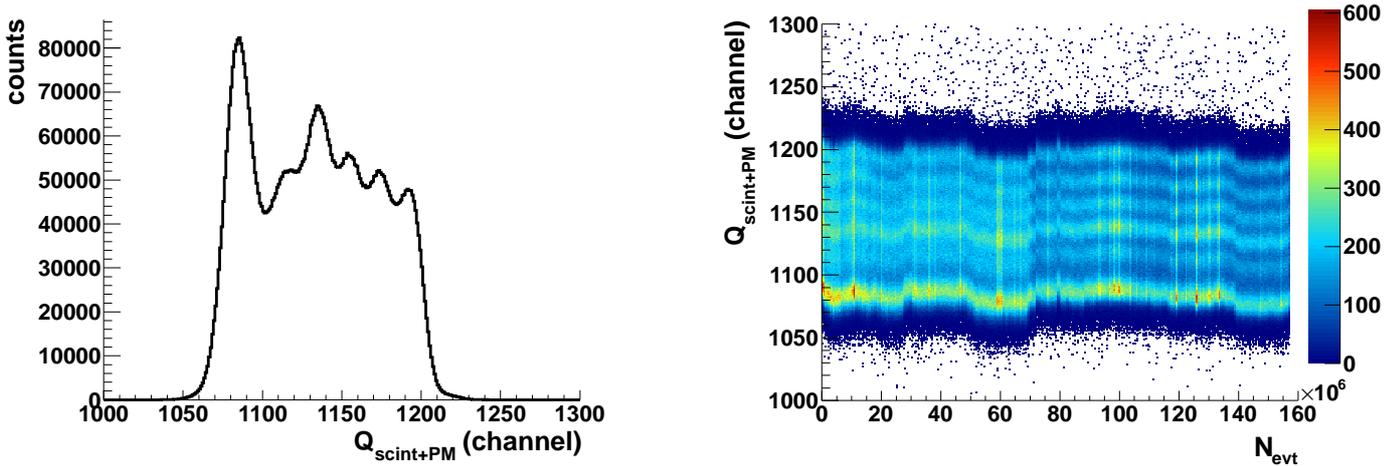


FIGURE V.13 – Forme du piédestal du spectre en charge de l'énergie déposée dans le scintillateur pour des événements en coïncidence. À gauche intégré sur tous les runs et à droite représenté en fonction de numéro absolu d'événement.

construits à partir d'échantillons différents de celui qui va servir à déterminer le coefficient $a_{\beta\nu}$. Le lot d'événements sans coïncidence correspond à une sélection basée uniquement sur la détection d'une particule β dans le scintillateur et sa validation par le silicium à pistes. Il comprend donc aussi les événements en coïncidence mais ces derniers sont minoritaires (environ 12 % de la taille de l'échantillon). Pour reproduire le spectre d'événements sans coïncidence avec la simulation GEANT4, des particules β de décroissances d' ${}^6\text{He}^+$ issues du piège sont propagées dans toutes les directions et les événements sont enregistrés sous la seule condition que la particule soit détectée par le télescope β . Pour simuler le spectre issu de la source de ${}^{90}\text{Sr}$, la forme du porte-source ainsi que le dépôt de ${}^{90}\text{Sr}$ sous forme de pastille ont été modélisés de la manière la plus exacte possible. La chaîne de décroissance du ${}^{90}\text{Sr}$: ${}^{90}_{38}\text{Sr} \rightarrow {}^{90}_{39}\text{Y} \rightarrow {}^{90}_{40}\text{Zr}$ a tout d'abord été générée en utilisant le module RDM (Radioactive Decay Module) de GEANT4 qui fournit directement les décroissances nucléaires faibles d'un grand nombre de noyaux. Le modèle utilisé dans ce module est empirique et dérivé de la base de données ENSDF². Malheureusement, une discordance importante avec les données expérimentales a conduit à soupçonner la présence d'une erreur dans le module RDM dans le cas du ${}^{90}\text{Sr}$. Un générateur Monte-Carlo alternatif a donc été employé : DECAY0, utilisé et reconnu depuis de nombreuses années par plusieurs grandes collaborations de physique nucléaire à basses énergies. Les figures V.14 (a) et V.14 (b) montrent respectivement les meilleurs ajustements obtenus pour les événements sans coïncidence d' ${}^6\text{He}^+$ et ceux de la source de ${}^{90}\text{Sr}$. Les paramètres de calibrations ajustés sont parfaitement compatibles entre-eux et les qualités des deux ajustements sont bons. Il faut noter que la borne inférieure de l'ajustement a volontairement été fixée à une valeur assez haute ($Q_{min} = 2200$ canaux, soit environ 480 keV) car, en-dessous de cette valeur, la simulation ne parvient pas à reproduire le spectre expérimental. Les coefficients utilisés pour l'ensemble scintillateur+photomultiplicateur sont donc les suivants :

$$A = 2.180 \text{ canal/keV} \text{ et } B = 1160 \text{ canaux}$$

La différence à basse énergie s'explique par l'existence de plusieurs bruits de fond non inclus dans la simulation et qui ne peuvent être filtrés par des sélections opérées sur les données comme c'est le cas pour les événements en coïncidence. Le résultat de cette calibration sur le spectre en

2. Evaluated Nuclear Structure Data File, <http://ie.lbl.gov/ensdf/>

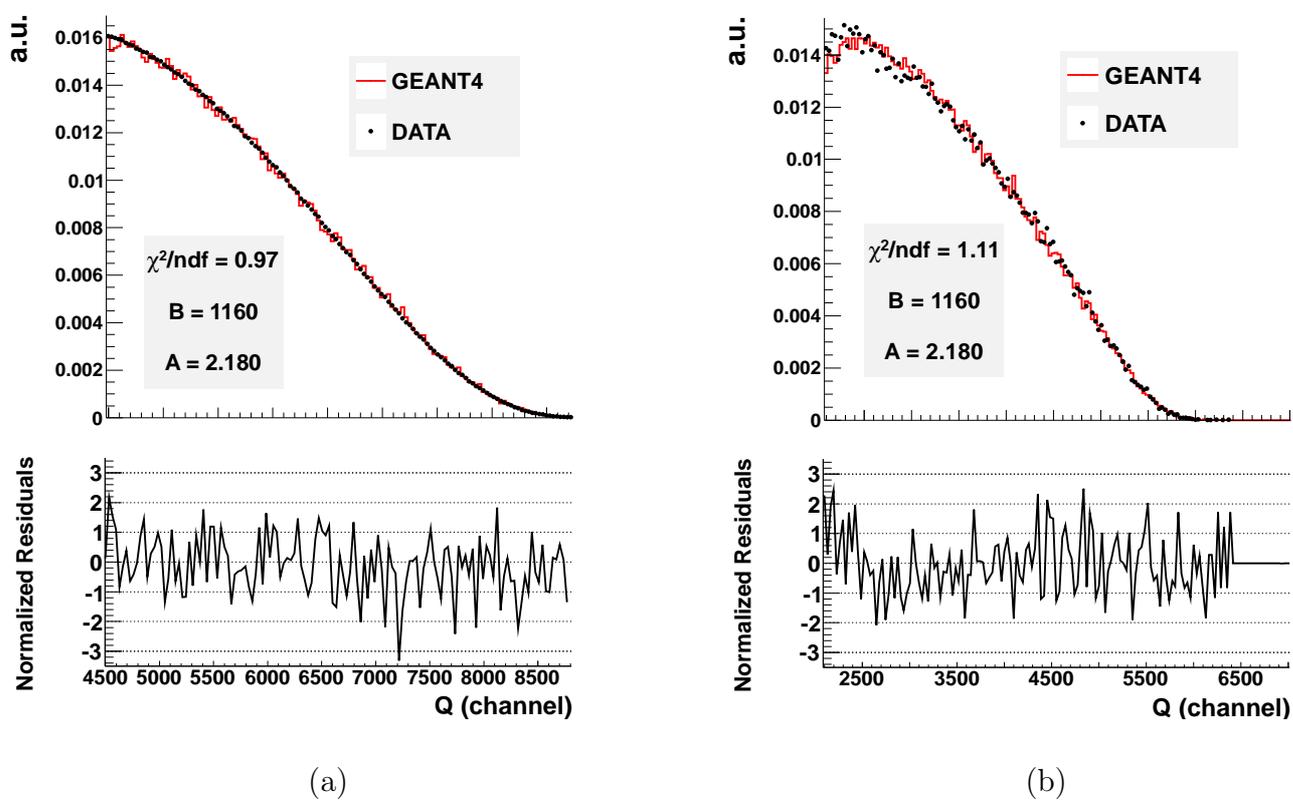


FIGURE V.14 – Meilleurs ajustements obtenus pour les coefficients de la fonction de calibration pour les événements de décroissances d' ${}^6\text{He}^+$ sans coïncidence (à gauche) et ceux avec la source ${}^{90}\text{Sr}$ (à droite).

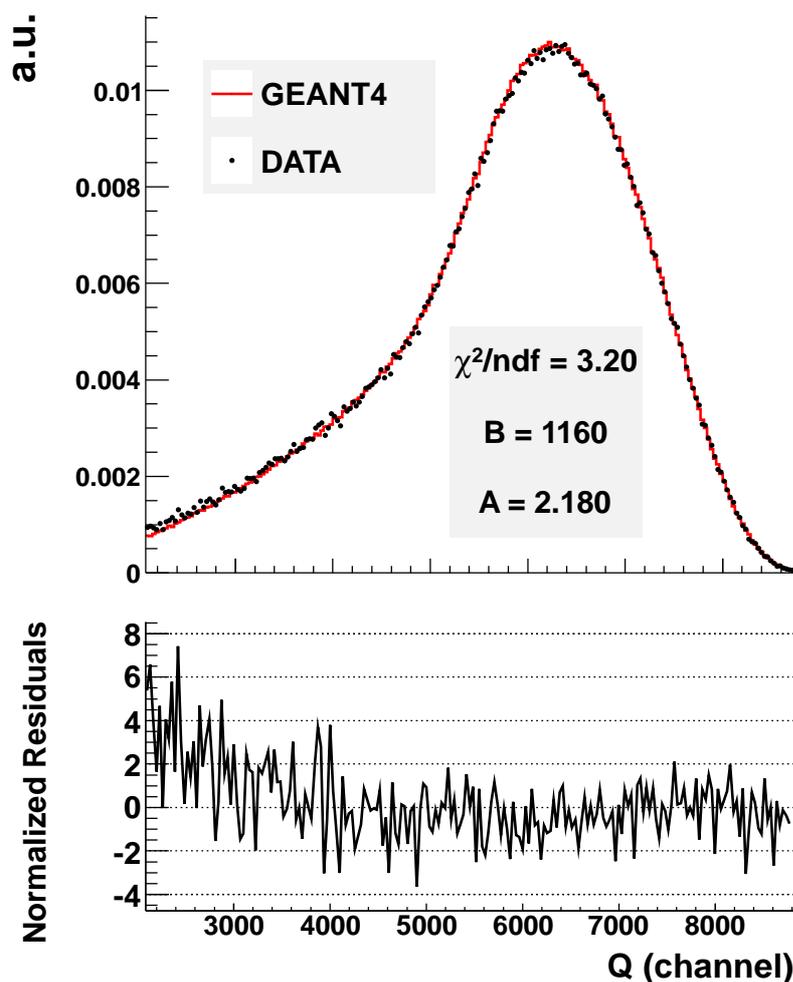


FIGURE V.15 – Comparaison basée sur le χ^2 entre le spectre expérimental et celui simulé de l'énergie déposée par la particule β pour les événements de décroissances d' ${}^6\text{He}^+$ détectés en coïncidence.

coïncidence est visible sur la figure V.15. Pour obtenir le spectre expérimental nettoyé des bruits de fond, il a fallu mettre en oeuvre la procédure d'analyse qui sera présentée dans la prochaine section. Si la forme du spectre est globalement bien reproduite par la simulation, une valeur du χ^2 réduit assez mauvaise est tout de même obtenue. Une analyse des résidus montre qu'ici aussi c'est la forme du spectre à basse énergie qui est en cause, ce qui suggère que dans l'hypothèse où la simulation est correcte, la procédure de sélection des données en coïncidence ne parvient pas à supprimer totalement les événements imputables aux bruits. Pour cette raison, lors de la détermination du coefficient $a_{\beta\nu}$, l'influence du seuil d'énergie minimale appliquée au télescope β devra être étudiée avec attention. Pour information, l'observation d'un spectre brut mais calibré d'énergie déposée dans le scintillateur fait état d'un seuil électronique aux alentours de 220 keV. En raison de la faible résolution du couple scintillateur+photomultiplicateur à cette énergie, un seuil plus sécurisant de 420 keV a été choisi de manière "nominale" et pourra être modifié ultérieurement dans le cadre d'études des effets systématiques sur l'estimation de $a_{\beta\nu}$.

V.2.3 Le TDC pour la mesure du temps de vol de l'ion de recul

L'étalonnage de la mesure du temps de vol est comparativement plus simple à réaliser que pour les autres paramètres mais il est critique car le coefficient $a_{\beta\nu}$ est déterminé à partir de la distribution en temps de vol de l'ion de recul. L'étalonnage du signal codé par le TDC est effectué à l'aide d'un time calibrator (Ortec 462³). Celui-ci simule de façon aléatoire mais à intervalle de temps régulier les signaux "START" du trigger et "STOP" de la galette à micro-canaux. Le signal codé par le TDC est donc $\Delta t = n \times \Delta t_0$, où n est un nombre entier tiré au hasard de façon à couvrir toute la plage en temps codée par le TDC (environ 9 μ s) et $\Delta t_0 = 10$ ns, le pas constant du time calibrator. La position et la largeur de chaque pic sont déterminées avec un ajustement gaussien.

La partie de gauche de la figure V.16 regroupe un morceau du spectre obtenu avec le time calibrator où les pics espacés de 10 ns sont clairement visibles. En dessous, est affichée la partie correspondante de l'ajustement de la fonction de calibration linéaire :

$$\Delta t_{\text{ns}} = p0 \times \Delta t_{\text{canal}} + p1$$

$p0 = 0.571$ ns/canal est le coefficient de proportionnalité entre le signal codé par le TDC et le temps de vol de l'ion. Les distributions de droite de la figure V.16 représentent la largeur des pics (en haut) et la distance entre la position des pics et la droite de calibration (en bas). On observe une augmentation anormale de la largeur des pics autour de $\Delta t = 4200$ ns dont la cause est un dédoublement des pics dans cette région. L'origine de cette anomalie est inconnue mais elle n'est pas vraiment gênante car elle survient hors de la région en temps de vol utilisée pour l'ajustement de $a_{\beta\nu}$. Les écarts des positions des pics à la droite de calibration sont quasiment tous inférieurs à 1 canal, ce qui indique la très bonne linéarité de la réponse de ce détecteur et de la chaîne électronique.

Le paramètre $p1$ ne correspond à rien de physique et le temps zéro du temps de vol doit être déterminé de façon différente. En l'occurrence, un pic très fin et localisé quasiment au temps zéro du temps de vol est présent sur le spectre de coïncidence des événements de décroissances d' ${}^6\text{He}^+$ piégés. Ce pic avait déjà été observé durant la prise de données de 2006 et avait été baptisé "l'aiguille" à cette occasion. L'énergie déposée dans le scintillateur pour ces événements est compatible avec des décroissances d' ${}^6\text{He}$ et la majeure partie du temps, ils sont validés par le filtre du silicium à pistes. L'analyse des données a donc conduit à attribuer ces événements à la décroissance d'atomes d' ${}^6\text{He}$ piégés dans les micro-canaux des galettes. Lors de la décroissance des atomes, l'ion de ${}^6\text{Li}^+$ est instantanément détecté par la galette tandis que la particule β doit parcourir toute la distance la séparant du télescope. Dans cette hypothèse, la position de l'aiguille correspond à la durée du temps de vol de la particule β , soit -0.74 ns en moyenne. La figure V.17 présente respectivement l'aiguille de temps de vol et le spectre d'énergie déposée dans le scintillateur avec et sans condition de validation par le silicium à pistes. Les formes de l'aiguille et de l'énergie déposée dans le scintillateur pour des événements sans validation du silicium à pistes suggèrent néanmoins la présence d'au moins une deuxième composante générant des temps de vol proches du temps zéro. L'origine physique de cette autre composante est indéterminée mais il pourrait s'agir de γ de Bremsstrahlung émis depuis le scintillateur ou toute autre particule neutre d'énergie suffisante pour déposer un signal dans les deux détecteurs. Quoiqu'il en soit, la présence de cette aiguille est commode pour, non seulement déterminer le temps zéro du codage du TDC de la mesure du temps de vol, mais plus encore pour corriger une éventuelle variation de la réponse de ce détecteur au cours du temps. La figure V.18 montre la position de l'aiguille en fonction du numéro d'événement avant et après correction/calibration.

3. www.ortec-online.com

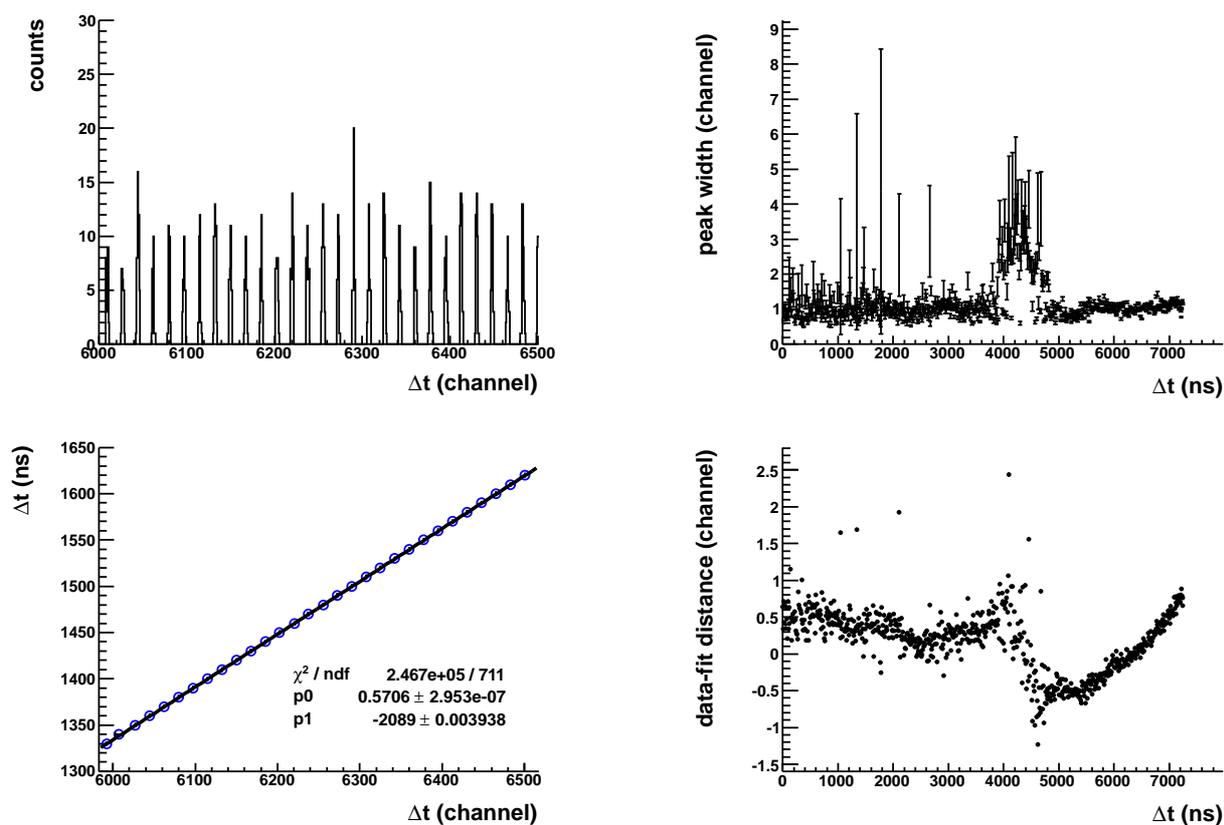


FIGURE V.16 – Calibration et fonction de réponse du TDC codant le temps de vol (voir le texte pour plus de détails).

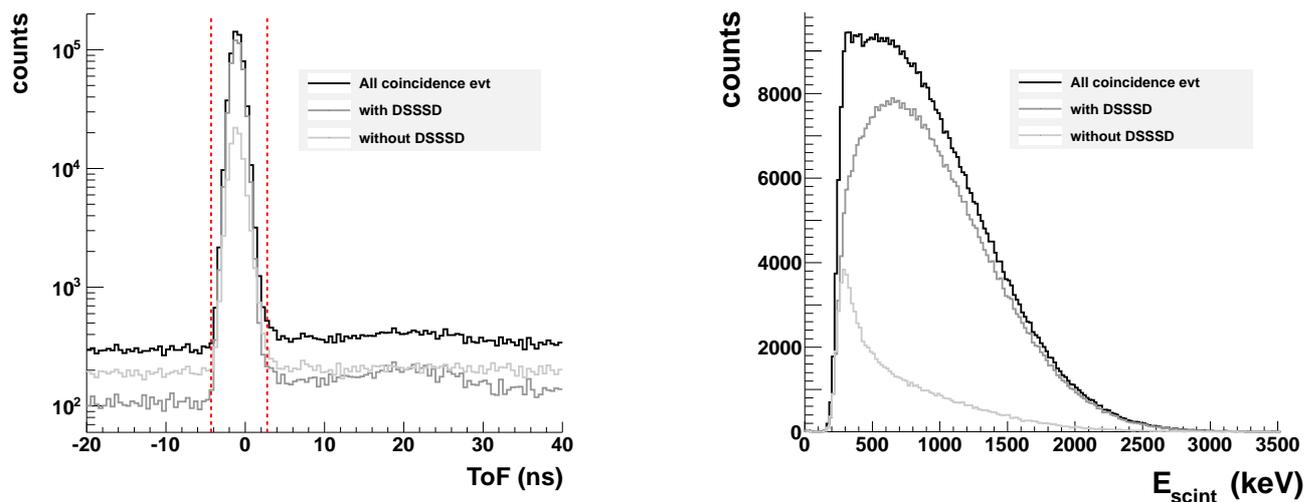


FIGURE V.17 – À gauche : pic de temps de vol à zéro, “l’aiguille”, avec et sans validation par le silicium à pistes. À droite : spectres correspondants pour l’énergie déposée dans le scintillateur. La sélection des événements dans l’aiguille a été réalisée par la coupure dessinée en lignes pointillées visible sur la figure de gauche.

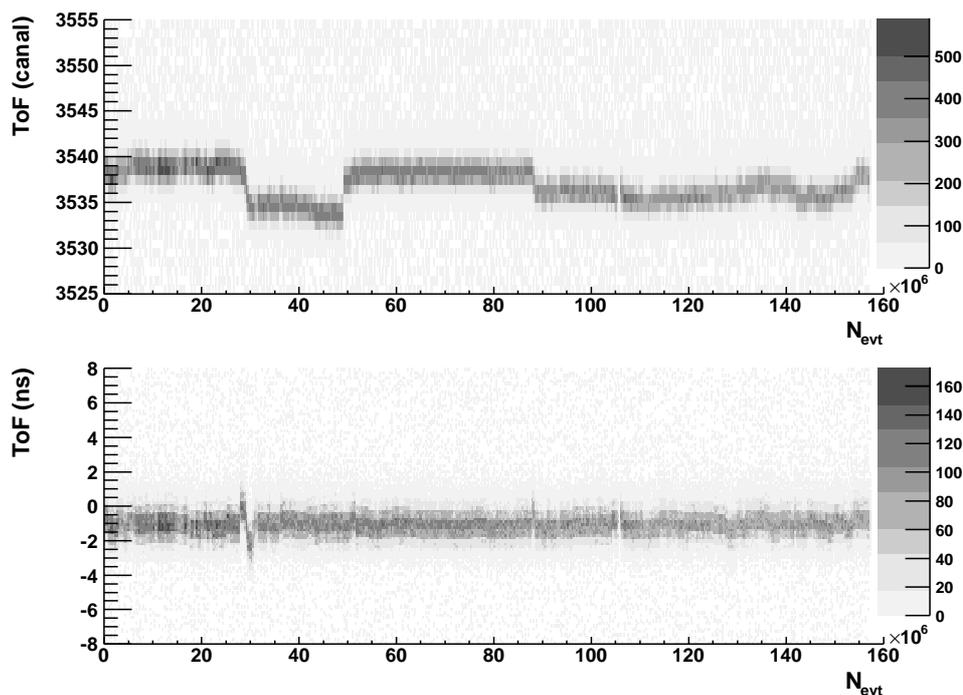


FIGURE V.18 – Aiguille de temps de vol en fonction du numéro d'événements, avant (haut) et après (bas) correction.

On observe effectivement que des dérives du codeur ont pu être rattrapées run par run en corrigeant la valeur codée pour positionner l'aiguille à sa position attendue. Les imperfections qui demeurent sont dues à une dérive brutale intervenant au milieu d'un run et qui ne sont donc corrigées qu'en moyenne.

V.2.4 Fonction de réponse de la galette à micro-canaux

Un bon fonctionnement de la galette à micro-canaux est crucial pour valider la détermination de $a_{\beta\nu}$ à partir d'une distribution en temps de vol. Il faut s'assurer à la fois que l'efficacité de la galette est indépendante de l'énergie cinétique et de l'angle d'incidence de l'ion incident et que sa réponse est homogène sur toute sa surface.

L'analyse précise des performances de la galette à micro-canaux a été réalisée dans [L⁺05]. Il en est ressorti que le fait de placer une grille de post-accélération quelques millimètres devant la surface du détecteur de manière à fournir au moins 4 keV aux ions incidents permettaient d'atteindre le plateau de saturation de l'efficacité de détection absolue de la galette. Par ce moyen, on rend l'efficacité de détection des ions indépendante de leur énergie initiale mais aussi de leur angle d'incidence puisque le champ électrostatique de la post-accélération les force à frapper la surface du détecteur à une incidence quasi-normale. Cette étude a aussi permis de montrer qu'une analyse de la distribution de la charge codée était un moyen efficace de contrôler l'efficacité de détection globale. En effet, en cas de diminution de l'efficacité, la distribution de la charge codée présente une asymétrie l'éloignant d'une forme gaussienne. Cette déformation est attribuée à une coupure du spectre pour les faibles charges, causée par le seuil électronique de discrimination mis en place pour s'affranchir du bruit inhérent au détecteur.

Cette étude a de plus permis de mesurer l'homogénéité de l'efficacité de détection par rapport à la position de l'impact des ions car le détecteur était monté pour cette occasion sur un banc de test mobile. Le résultat fait état d'une variation de l'efficacité inférieure à 2 % à un niveau

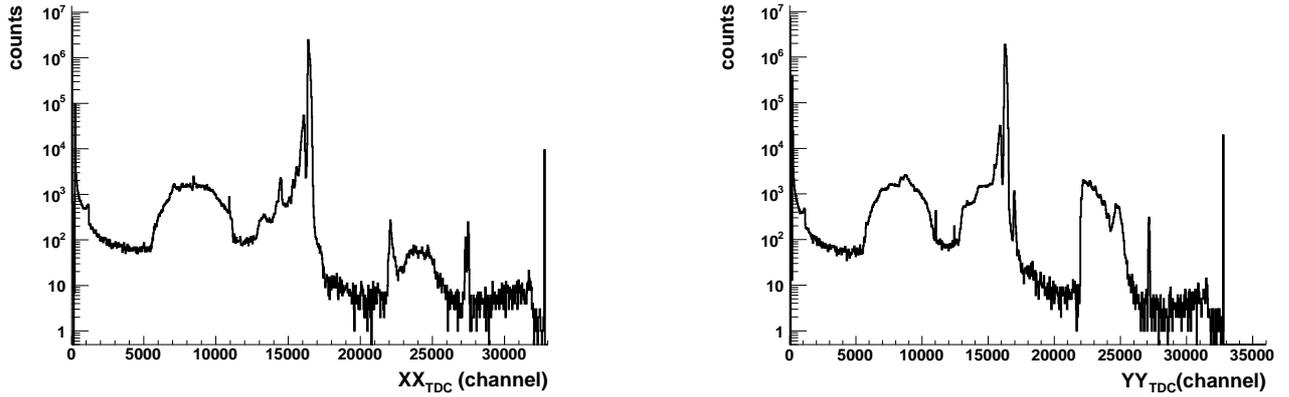


FIGURE V.19 – Distribution des quantités XX_{TDC} (à gauche) et YY_{TDC} (à droite) pour les événements en coïncidence.

de confiance de 95 %.

Le contrôle du bon fonctionnement du détecteur d'ions dans les données expérimentales de 2008 peut être effectué à l'aide de la mesure en position utilisée conjointement avec la charge collectée en face arrière de la galette à micro-canaux. La calibration de la mesure en position doit être effectuée au préalable et elle sera nécessaire pour reconstruire complètement la cinématique de chaque décroissance détectée.

Les positions brutes sont fournies par les différences des signaux des temps de propagation des deux enroulements de lignes à retards :

$$X_{TDC} = T_{X1} - T_{X2} \quad \text{et} \quad Y_{TDC} = T_{Y1} - T_{Y2}$$

Les sommes des temps de propagation sont des quantités très utiles pour contrôler la mesure en position étant donné que le temps de propagation total le long d'une ligne à retard doit être constant :

$$XX_{TDC} = T_{X1} + T_{X2} \quad \text{et} \quad YY_{TDC} = T_{Y1} + T_{Y2}$$

Ainsi, si l'une de ces deux quantités s'écarte même légèrement de la valeur attendue, cela révèle soit que l'événement est non physique (déclenchement de la galette dû à du bruit électronique, *etc.*) soit qu'il y a eu un problème dans la mesure en position. La figure V.19 présente les distributions de ces deux observables pour des événements en coïncidence validés par le silicium à pistes. Le choix de l'échelle logarithmique fait mieux apparaître les événements qui s'écartent du groupe majoritaire concentré autour du canal numéro 16383 et qui correspond à la durée de propagation totale correcte. On peut noter en particulier, la présence d'une concentration secondaire de coups à une valeur légèrement inférieure, présente sur les deux distributions. Nous reviendrons sur cet aspect dans la suite de cette section.

Dans toute la suite de cette analyse, la répartition des événements de coïncidence validés par le silicium à pistes dans le plan $\{X_{TDC}, Y_{TDC}\}$ est appelée "image galette" pour des raisons évidentes. Afin de nettoyer progressivement l'échantillon de données expérimentales, on identifie graphiquement sur l'image galette les événements qui présentent une position mesurée manifestement incorrecte pour tenter de les isoler sur les distributions de XX_{TDC} et YY_{TDC} . Une fois sélectionnés avec ces observables de contrôle, les événements problématiques peuvent être analysés et éventuellement supprimés du lot échantillonné.

Ainsi, un premier nettoyage de l'image galette est effectué avec les sélections suivantes :

- $0 < XX_{TDC} < 32750$

- $0 < YY_{TDC} < 32750$
- $\{YY_{TDC} < 150\} \cup \{YY_{TDC} > 300\}$
- $(\{XX_{TDC} < 220\} \cap \{XX_{TDC} > 235\}) \cup (\{YY_{TDC} < 91\} \cap \{YY_{TDC} > 100\})$

Les deux premières sélections suppriment les événements ne donnant lieu à aucun codage en position ($X_{TDC} = 0$ et $Y_{TDC} = 0$), ce qui représente 1.3×10^5 événements. La troisième sélection correspond à une fine bande horizontale sur quasiment toute la plage de codage en X_{TDC} , localisée à $Y_{TDC} = 20$ et d'une largeur d'environ 8 canaux. La distribution en temps de vol de ces événements semble correspondre à des événements corrects de décroissances et représente une statistique non négligeable de 2.1×10^5 événements. Malgré tout, probablement pour des raisons de bruit électronique intempestif, les signaux en temps sont perdus et la position est donc mal reconstruite. La dernière sélection représente une statistique insignifiante (460 coups) mais génère des positions très localisées sur la galette (coordonnées : $X_{TDC} = 92$, $Y_{TDC} = -96$). Leur élimination permet d'améliorer l'image de la galette. La figure V.20 représente une fraction de l'image galette où apparaissent les événements décrits à l'instant. Le regroupement des événements en tas régulièrement espacés correspond à l'ombre projetée de la grille de post-accélération. On peut toutefois noter dans le côté gauche de l'image une irrégularité dans la disposition des tas. Ce phénomène pourrait provenir d'une déformation mécanique de la grille elle-même, ou d'un problème global dans la reconstruction de la position par le système d'acquisition. La deuxième hypothèse est malheureusement plus probable étant donné que ce phénomène est visible sur toute la surface et que d'autres aspects du fonctionnement du détecteur sont sujets à caution, comme il sera montré dans la suite de cette section. La figure V.21 représente l'ensemble de l'image galette avec les premières sélections exposées ci-dessus. Si on distingue nettement le contour de la galette, de nombreux coups avec une position mal reconstruite sont toujours présents. En particulier, plusieurs images "fantômes" sont visibles tout autour de l'image centrale. Les coups dans ces images correspondent très probablement à des détections réelles d'ions, mais où un nombre incomplet de signaux de propagation a pu être détecté. Plus problématique, la répartition des événements dans l'image centrale présente des structures très singulières. Ainsi des espèces d'ombres rectilignes zébrant la galette sur les axes horizontaux, verticaux et diagonaux sont clairement visibles ainsi que des formes plus chaotiques évoquant des relevés topographiques de failles sous-marines... Étant donné la géométrie de ces structures, leur origine ne peut être physique mais provient plus sûrement d'un dysfonctionnement dans l'électronique codant les signaux se propageant.

Pour tenter de comprendre l'origine de ces irrégularités, nous revenons sur les quantités XX_{TDC} et YY_{TDC} mais, cette fois, en les représentant l'une par rapport à l'autre. Cette représentation permet de définir deux grandes zones. La première zone est une zone centrale qui contient la quasi-totalité des événements (95.6 % des 4.37×10^6 événements qui restent à ce stade) et regroupe ceux dont les valeurs de XX_{TDC} et YY_{TDC} sont les plus proches de la valeur attendue. La deuxième zone est la zone complémentaire, c'est à dire qu'elle comprend tous les événements dont la somme des signaux de propagation s'écarte très franchement de la valeur correcte. Ces deux zones, ainsi que l'image galette qui leur correspond, sont visibles sur la figure V.22. Comme attendu, la deuxième zone construit une image complètement faussée, même si l'analyse des temps de vol qu'elle fournit suggère qu'elle correspond en grande partie à des décroissances d'ions piégés. Les événements correspondant à cette zone seront toutefois rejetés dans la suite de l'analyse. La zone centrale peut à nouveau être découpée en quatre plus petites zones car les événements se regroupent plus ou moins en quatre tas, suivant que les deux valeurs XX_{TDC} et YY_{TDC} sont correctes (zone 1), que l'une des deux soit plus faible d'une valeur d'environ 300 canaux par rapport à la valeur correcte (zone 2 et 3) et enfin que les deux à la fois présentent cette diminution (zone 4). Ce découpage est indiqué par les traits

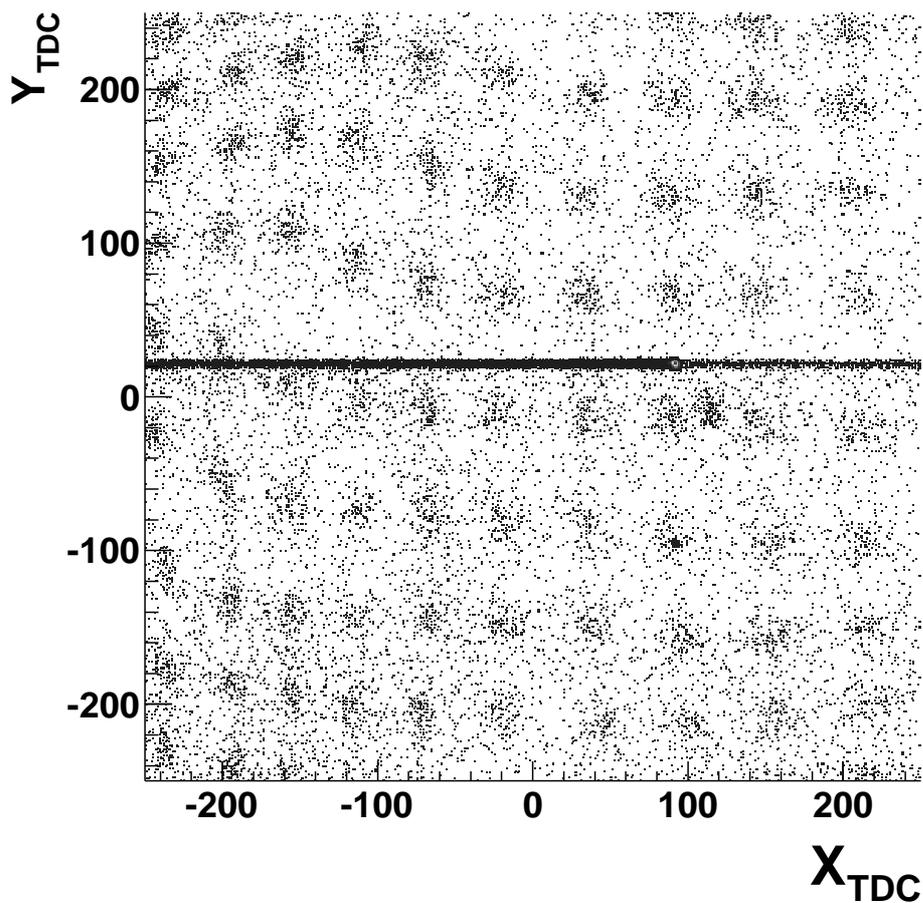


FIGURE V.20 – Fraction de l'image galette au niveau de détail maximal (1 canal = 1 bin). Des événements à la position mal reconstruite sont localisés sur une bande à $Y_{TDC} = 20$ et par des tâches en $100, -100$ et $100, 20$ environ. Les regroupements de coups régulièrement espacés d'une soixantaine de canaux correspondent aux trous projetés de la grille de post-accélération.

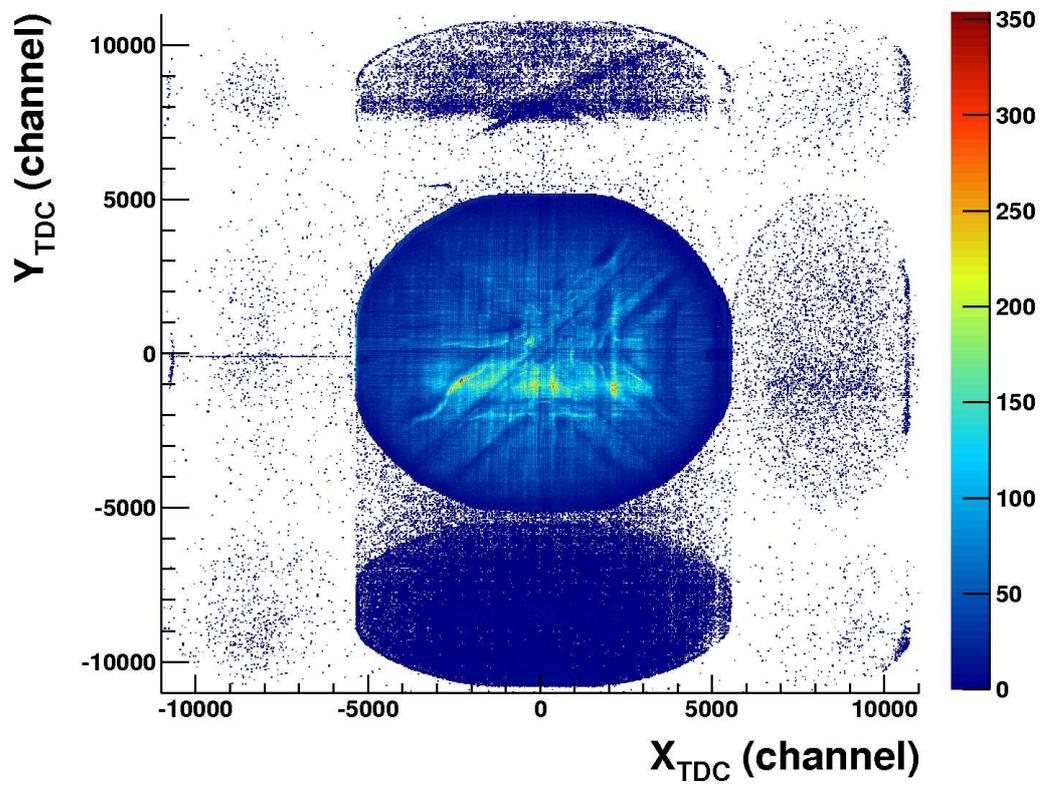
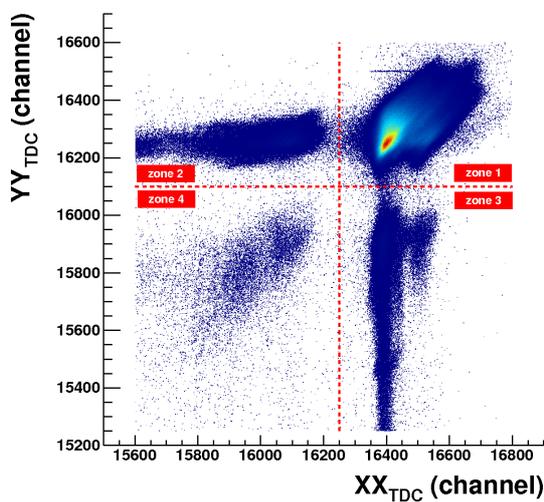
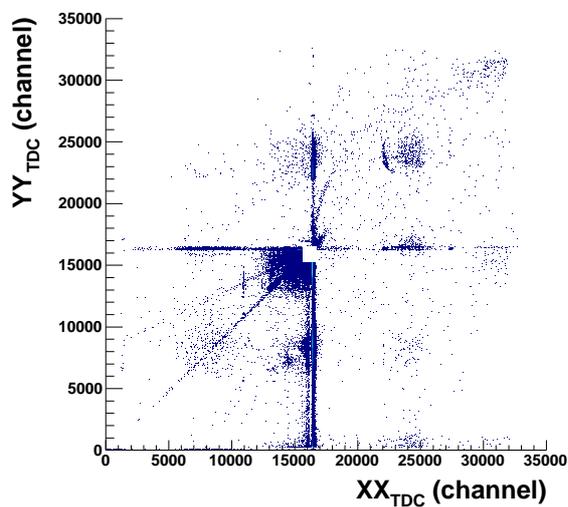


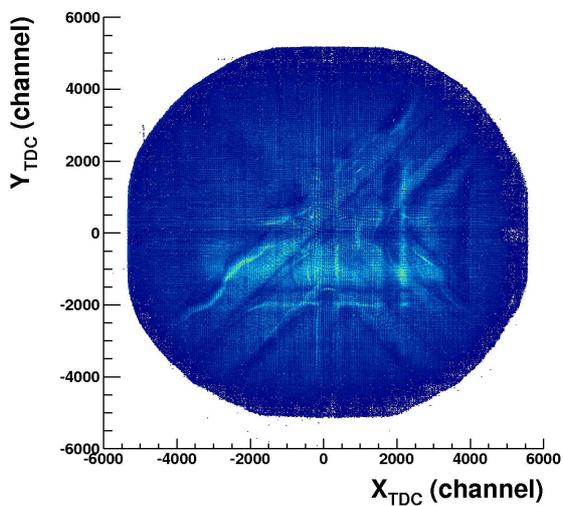
FIGURE V.21 – Image galette nettoyée avec la première série de sélections sur les quantités XX_{TDC} et YY_{TDC} .



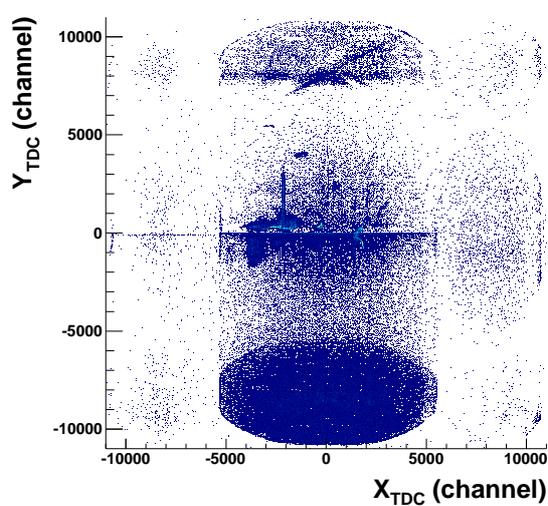
(a)



(b)



(c)



(d)

FIGURE V.22 – Représentation du tri opéré dans l'espace (XX_{TDC}, YY_{TDC}) pour les événements présentant des valeurs proches de celles attendues (a), et ceux pour lesquels elles s'en écartent franchement (b). Les images galettes correspondant à ces sélections sont visibles en dessous (c) et (d).

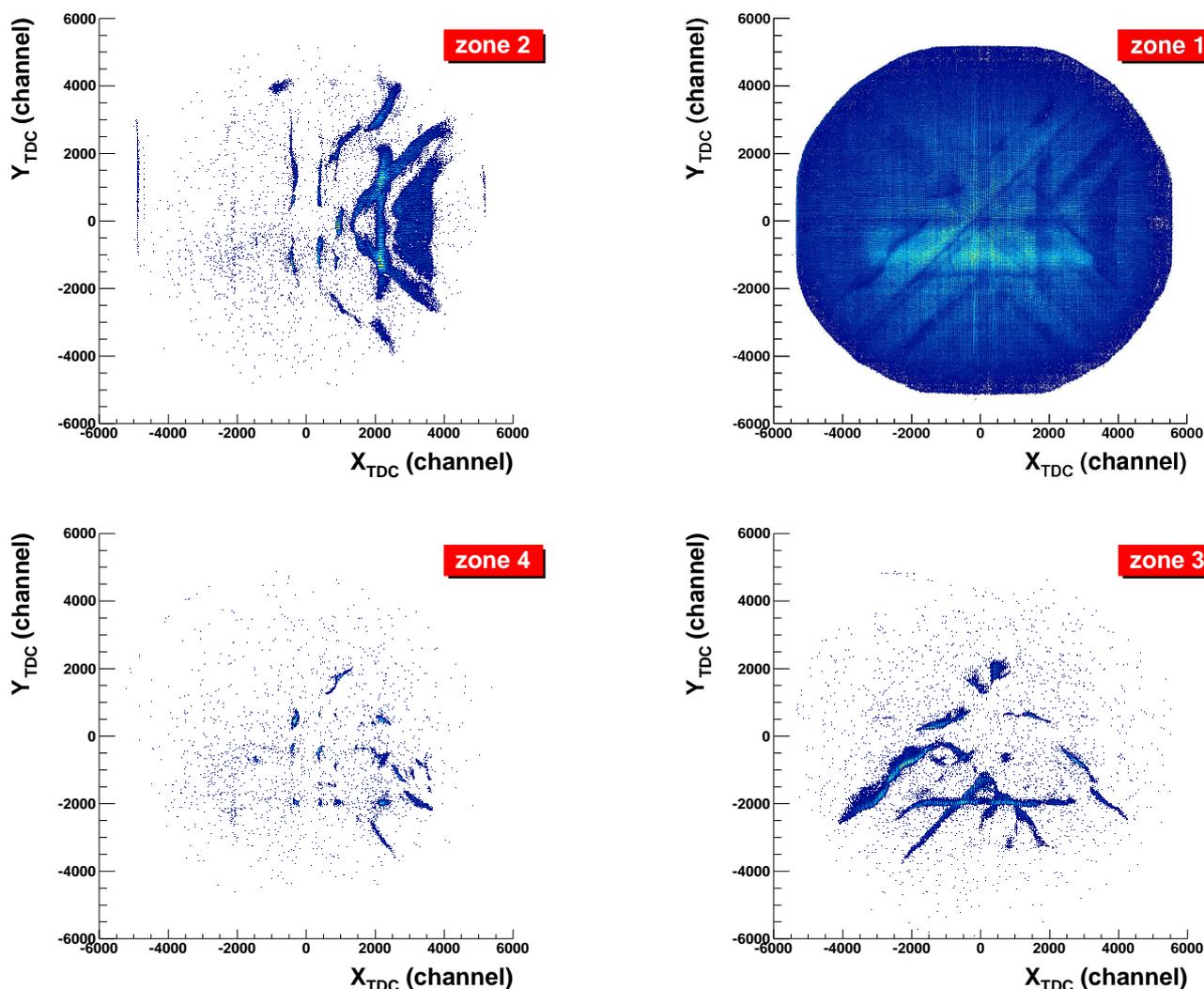


FIGURE V.23 – Images galettes formées par le découpage en quatre de la zone centrale dans l’espace (XX_{TDC}, YY_{TDC}) .

pointillés sur la figure V.22 (a). Les images galette que forme chacune de ces zones sont visibles sur la figure V.23.

On observe que les événements avec les quantités XX_{TDC} et YY_{TDC} incorrectes (zone 2, 3 et 4) fabriquent effectivement les structures chaotiques visibles sur l’image totale (fig. V.22(c)). On peut même deviner en creux les positions correctes que devraient avoir ces événements mais qui se trouvent légèrement translatées à cause du dysfonctionnement. L’origine du problème n’est pas compris, mais l’hypothèse la plus probable est que les éléments d’électronique que sont le discriminateur et le translateur qui étaient chargés de générer les signaux logiques à l’arrivée des signaux de propagation T_{X1} , T_{X2} , T_{Y1} , T_{Y2} ont eu des problèmes de fonctionnement lorsque deux ou plus de ces signaux arrivaient à des temps extrêmement proches (les 4 signaux étaient effectivement envoyés sur un seul module de translateur et de discriminateur). Ce problème est probablement la raison de l’observation précédente que l’ombre portée de la grille n’est pas correctement reconstruite elle non plus.

L’analyse du dysfonctionnement de la mesure en position s’achève ici, sans avoir pu tenter de corriger le problème. Ce dernier est sérieux car, à cause de lui, des sélections opérées sur les données pour “nettoyer” l’image fournie engendrent des échantillonnages non contrôlés qui

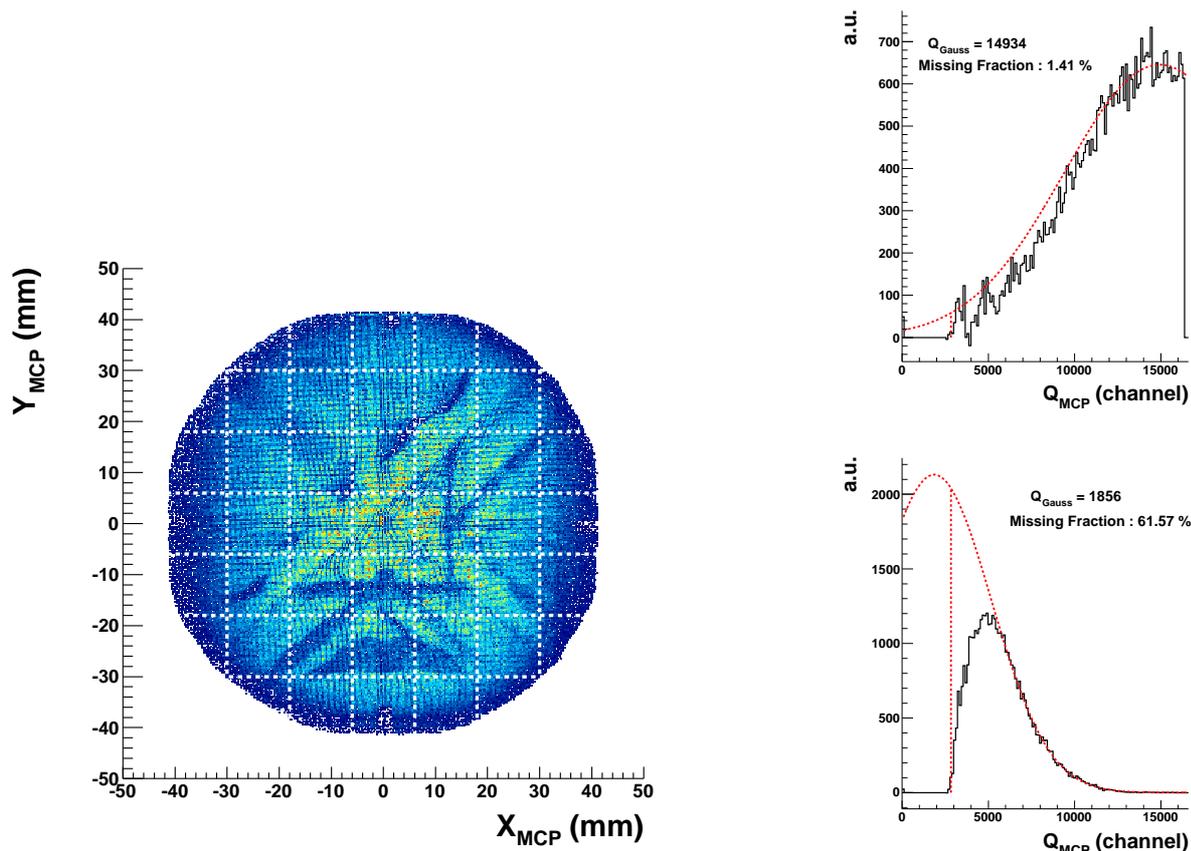


FIGURE V.24 – À gauche : image galette calibrée et nettoyée des bruits de fond. Le découpage en secteurs est représenté par des lignes pointillées. À droite : spectres en charge pour les secteurs présentant respectivement la charge la plus élevée (secteur de coordonnées $\{0,0\}$, en haut) et la charge la plus faible (secteur de coordonnées $\{25,-25\}$, en bas).

peuvent impacter la distribution en temps de vol de manière imprévisible.

Reste que l'image est globalement bien reconstruite, on peut donc quand même entamer une vérification de l'homogénéité de la réponse du détecteur en fonction de la position mesurée de l'ion incident. L'image a été découpée en 49 secteurs carrés de 12 sur 12 mm (voir fig. V.24) et les spectres en charge de chaque secteur ont été nettoyés des bruits de fond selon la procédure qui sera présentée dans le chapitre suivant.

Une fonction gaussienne a été ajustée sur chacun des spectres en charge dans une zone suffisamment éloignée de la coupure du seuil, puis extrapolée en amont de cette coupure. Cette dernière est localisée au canal numéro 2830, déterminée à partir d'un spectre brut de charge contenant une statistique très importante d'événements. Si l'ajustement fonctionne bien, la perte d'efficacité est proportionnelle à la fraction manquante du spectre donnée par l'intégrale de la gaussienne sous le seuil. L'analyse de ces spectres révèle deux éléments très problématiques :

- La charge codée diminue en moyenne de façon importante à mesure que l'on s'éloigne du centre de la galette. La partie gauche de la figure V.25 donne la position de la gaussienne en fonction des secteurs. La valeur la plus élevée est obtenue par le secteur central avec une charge moyenne au canal 15000 et la valeur la plus faible au canal 2000 par un des secteurs en périphérie (voir fig. V.24 à droite). La fraction manquante de la charge pour chaque secteur est, quant à elle, représentée sur la partie droite de la figure V.25 et elle atteint près de 60 % dans les secteurs ayant les charges codées les plus faibles.

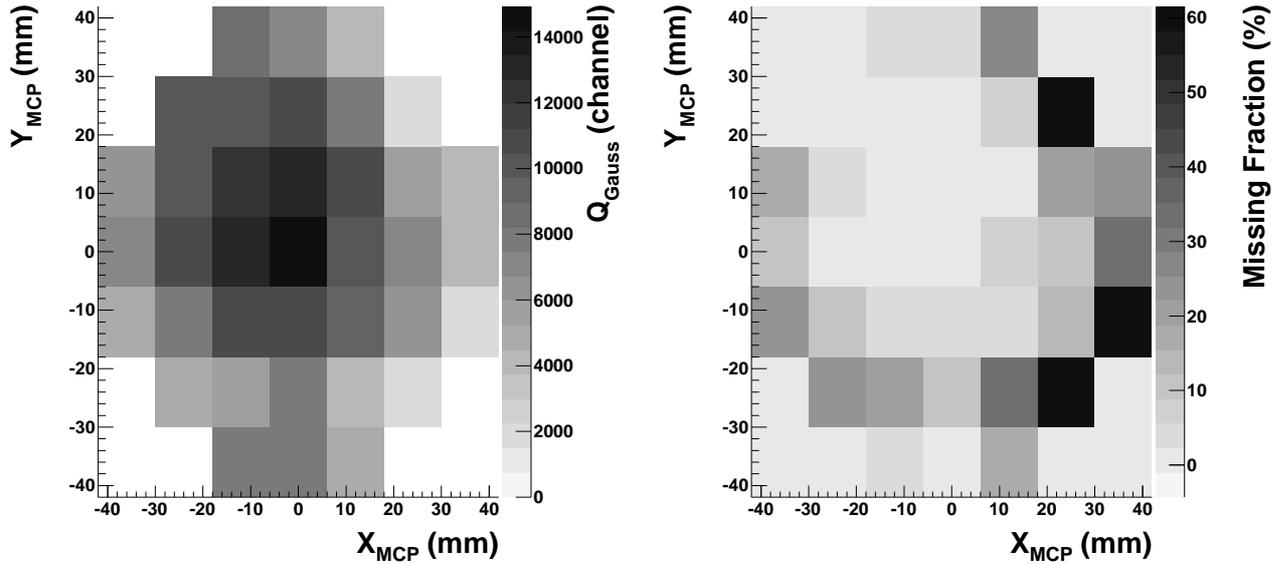


FIGURE V.25 – Représentation de la position centrale de la gaussienne ajustée sur les spectres en charge (à gauche) et de la fraction manquante estimée à l’aide de cette dernière (à droite) en fonction de la position des secteurs.

- Certains secteurs forment une région où la forme de la charge s’éloigne assez franchement d’une distribution gaussienne nonobstant la coupure due au seuil. Le pire concerne le secteur de coordonnées $\{0, -25\}$ dont le spectre est représenté sur la figure V.26, partie (b). Les spectres des secteurs adjacents qui sont aussi touchés par ce problème sont représentés sur la même figure en (a) et (c). Dans ces secteurs, la déformation est telle que la détermination de la perte d’efficacité par la fraction manquante extrapolée de la gaussienne sous le seuil ne fonctionne pas.

Cette analyse reste très qualitative mais elle révèle néanmoins un dysfonctionnement important de la galette à micro-canaux. Comme expliqué précédemment, un problème d’efficacité de détection en fonction de la position de l’ion incident sur la surface du détecteur est extrêmement compromettant pour l’ensemble de l’expérience, étant donné la sensibilité de la distribution en temps en vol de l’ion de recul à ce paramètre. Ce problème se combine avec celui de la mesure de la position rendant invisibles d’éventuelles tentatives de correction *ad hoc* de la réponse de ce détecteur. L’analyse des données a toutefois été poursuivie.

V.2.5 Le TDC pour la mesure de la phase de la tension radiofréquence

Pour étudier l’influence de l’espace de phase du nuage sur les observables de décroissance, la phase de la tension RF de piégeage est enregistrée à chaque déclenchement de la détection en coïncidence. L’intervalle de temps mesuré est celui entre un start synchronisé avec la tension RF et un stop donné par le trigger de l’acquisition. Pour calibrer le signal codé par le TDC, un générateur d’impulsions est utilisé. La largeur de la fenêtre en temps des deux signaux envoyés par ce dernier est réglée en se calant sur le signal de la tension RF relevé à l’oscilloscope. Les signaux “START” et “STOP” du générateur sont alors envoyés sur le TDC et le temps codé par ce dernier est déterminé pour des largeurs de fenêtre en temps comprenant un nombre croissant de périodes RF. Sachant que la distance entre deux points successifs vaut $\Delta t_0 = 869.6$ ns qui est la période d’un signal de fréquence 1.15 MHz, on obtient le graphique visible sur la figure

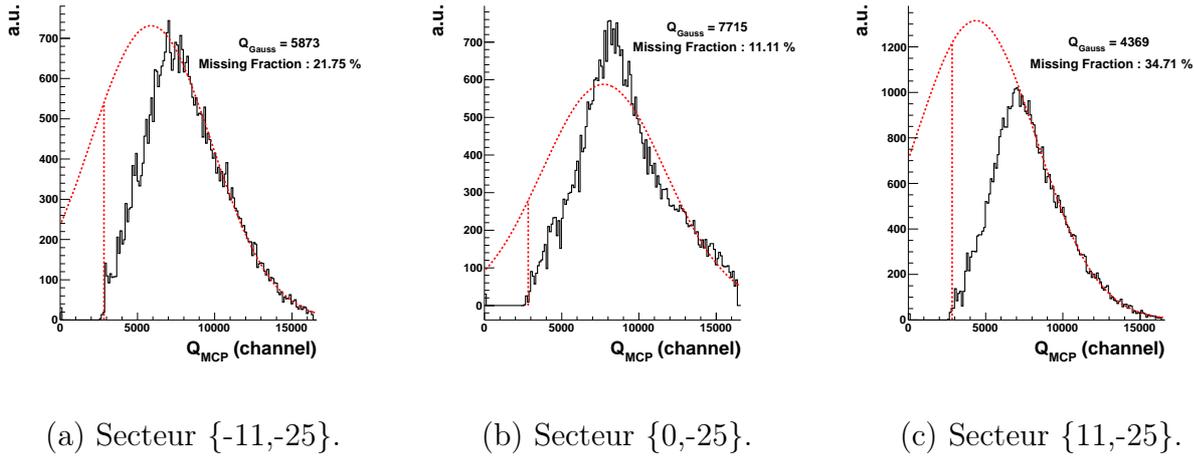


FIGURE V.26 – Spectres en charge présentant une déformation dont l'origine n'est pas la coupure du seuil électronique (indiqué par un trait pointillé vertical).

V.27 donnant le coefficient de proportionnalité entre le signal codé par le TDC et l'intervalle de temps correspondant.

Pour obtenir la phase, le signal calibré en temps est replié sur une seule période RF à l'aide de la fonction suivante :

$$\phi_{\text{RF}} = \frac{2\pi}{\Delta t_0} \text{Mod}(t - t_0, \Delta t_0)$$

La figure III.10 de la section III.2.3.3 montrait de manière qualitative l'accord obtenu entre des distributions de temps de vol simulées et expérimentales de 4 lots sélectionnés suivant la phase RF. Un paramètre supplémentaire : t_0 , est introduit et fixé à la valeur de 49 ns pour obtenir cette bonne superposition. Il s'agit d'un décalage en temps correspondant à un retard du signal expérimental par rapport au signal simulé. Il se trouve que le retard observé est tout à fait compatible avec le temps de réponse du couple scintillateur+photomultiplicateur (47 ns) additionné du temps de parcours du signal dans les câbles à l'intérieur de la chambre de détection (~ 2 ns).

V.3 Analyse des données

V.3.1 Soustraction des bruits de fond

L'amélioration de l'efficacité par rapport à l'expérience de 2006 a permis de consacrer une partie significative de la statistique à la mesure des décroissances ayant lieu hors du piège. Afin d'y parvenir, la durée correspondant à un cycle de mesure (c'est à dire l'intervalle de temps entre deux injections successives de paquets d'ions dans le piège) a été portée à 200 ms mais avec une éjection du nuage d'ions survenant après 160 ms seulement de piégeage. On dispose ainsi à chaque cycle de près de 40 ms de détection en coïncidences sans ions piégés. Comme l'étiquetage en temps à l'intérieur d'un cycle de mesure, T_{cycle} , est enregistré pour chaque événement, on peut fabriquer des échantillons à partir d'une sélection sur cette quantité. Ainsi, la distribution du temps de vol des événements sélectionnés avec $T_{\text{cycle}} > 160$ ms est caractéristique de décroissances "hors piège". Une fois correctement normalisée, cette distribution peut être soustraite à celle obtenue avec la sélection $T_{\text{cycle}} < 160$ ms, qui contient ce bruit de fond en plus des décroissances provenant du piège. La figure V.28 représente la distribution des événements en coïncidence en fonction de T_{cycle} . On distingue clairement la chute du taux de comptage

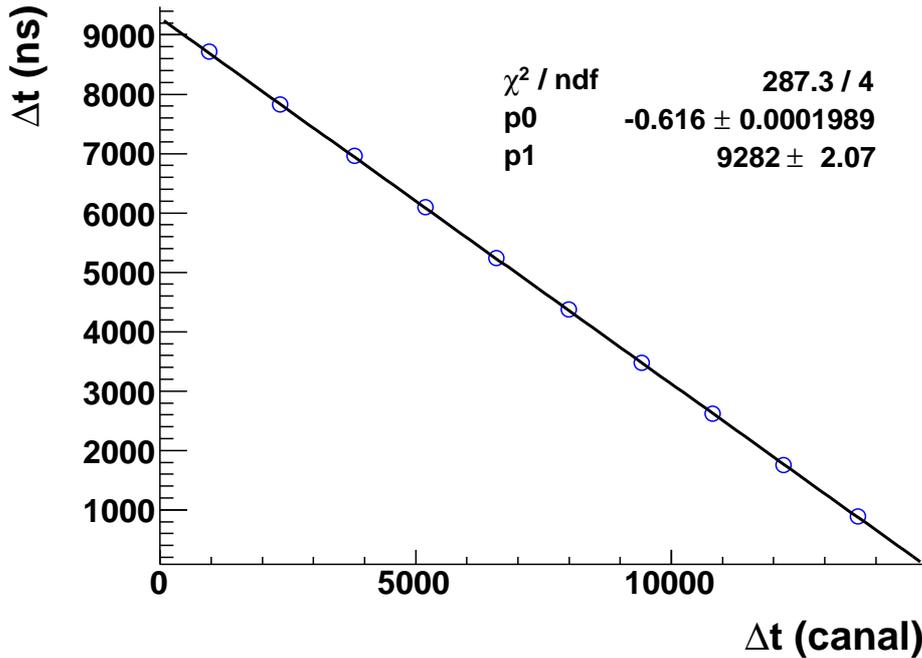


FIGURE V.27 – Courbe de calibration du TDC codant la phase RF.

correspondant à l'éjection des ions du piège à $T_{cycle} = 160$ ms. L'échantillon sélectionné en aval de ce temps ne contient donc plus d'événements en provenance du centre du piège, mais uniquement des décroissances "hors piège" provenant d'ions ${}^6\text{He}^+$ neutralisés. Comme indiquée sur la figure, la coupure utilisée pour sélectionner les événements pendant la phase de piégeage ne débute que 30 ms après le début du cycle. Cet intervalle de temps correspond au temps nécessaire pour parvenir à un nuage d'ions piégés en équilibre, en d'autres termes, à exclusion de l'échantillon les décroissances provenant d'un nuage dont l'espace de phase dynamique n'est pas décrit par la simulation Monte-Carlo.

La soustraction du bruit de fond constitué par les coïncidences fortuites sur la distribution en temps de vol est rendue possible en réglant la détection en coïncidence de manière à enregistrer des événements antérieurs au temps zéro, signalé par la position de l'aiguille. Par construction, ce type d'événements ne peut provenir que de coïncidences fortuites. De plus, la fenêtre de validation est étendue à plus de $7 \mu\text{s}$ alors qu'il n'y a plus guère d'événements de décroissance provenant du piège dès $3.5 \mu\text{s}$. Ainsi, l'échantillon d'événements correspondant à $t_{vol} > 3.5 \mu\text{s}$ ne contient quasiment que des fausses coïncidences. Le fait de disposer de coïncidences fortuites localisées avant et après la région de temps de vol regroupant les événements de décroissances d'ions piégés va permettre d'interpoler la forme de la distribution des coïncidences fortuites dans cette zone. En l'occurrence, la composante des coïncidences fortuites sur la distribution en temps de vol présente une déformation subtile à cause du fonctionnement en "single hit" du TDC codant cette observable. Ainsi, toutes choses étant égales par ailleurs, en présence de plusieurs sources indépendantes pouvant fournir un signal "STOP", la probabilité d'obtenir un coup issu d'une source donnée diminue avec l'augmentation du temps de vol puisque, statistiquement, le signal "STOP" a pu être donné par l'une des autres sources à un instant antérieur. Cette diminution de probabilité est donc fonction du taux de coïncidences total instantané :

$$dp(t_{vol}) = -\lambda \times g(t_{vol})dN(t_{vol})$$

où λ est le paramètre guidant la diminution et $g(t_{vol})$ le facteur incluant toutes les sources pouvant générer des signaux. La distribution de coïncidences fortuites dans la zone où elles sont

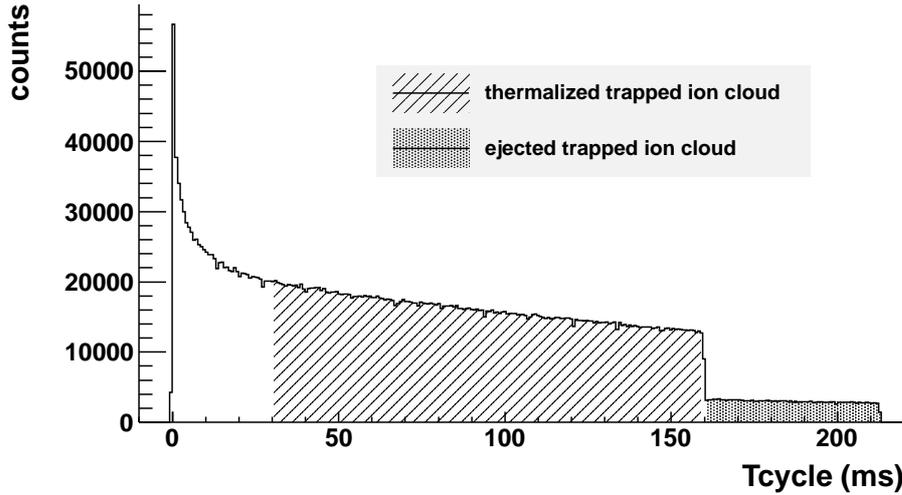


FIGURE V.28 – Distribution des événements en coïncidence suivant leurs positions en temps durant le cycle de mesure. Les sélections utilisées en vue de supprimer le bruit correspondant aux décroissances “hors piège” sont représentées.

l’unique source possible d’événements est donc le produit d’une distribution plate (puisque les détections ne sont pas corrélées en temps) et de cette diminution de probabilité de détection. Dans ce cas, le résultat est simplement une décroissance exponentielle, $g(t_{vol}) = \text{Cte}$, puisque l’intégrale des coups antérieurs à un temps de vol donné augmente proportionnellement à la valeur du temps de vol lui-même. Dans la région de temps de vol où sont enregistrées des décroissances provenant du piège, la diminution de la probabilité d’obtenir une fausse coïncidence est amplifiée de façon brutale et $g(t_{vol}) \neq \text{Cte}$ puisque le taux de détection augmente considérablement et de façon non linéaire. La fonction donnant le nombre de fausses coïncidences N^{FC} en fonction du temps de vol est ajustée sur le spectre brut dans les zones ne comprenant pas de “vraies” coïncidences, c’est à dire pour des temps de vols inférieurs à 0 ns :

$$N^{FC}(t_{vol}) = C \times \left[1 - \lambda \times \sum_{t_{vol}^{min}}^{t_{vol}} N^{tot}(t'_{vol}) \right]$$

En plus du paramètre de normalisation C , l’ajustement détermine λ qui fixe l’amplitude de la diminution en fonction du taux de comptage total N^{tot} . Le résultat étendu sur toute la distribution en temps de vol est visible sur la figure V.29 où on distingue la diminution globalement exponentielle et les deux affaissements plus brutaux dus à l’aiguille et au front de montée des ions les plus rapides. Le fait que la fonction ajustée “raccroche” correctement la distribution expérimentale pour $t_{vol} > 3.5 \mu\text{s}$ est un bon indice pour affirmer que la distribution des coïncidences fortuites imputée du fonctionnement en “single hit” du TDC est bien reproduite et peut être soustraite de cette manière. Cet effet demeure minime puisqu’il engendre une variation absolue d’une dizaine de coups entre 450 et 2000 ns, correspondant à une baisse relative du taux de coïncidences fortuites de l’ordre de 3 % quand le rapport signal sur bruit du spectre brut dans la même région est de l’ordre de $S/B \approx 4.7$. Cette procédure d’ajustement puis de soustraction des coïncidences fortuites sur la distribution en temps de vol est en réalité effectuée pour deux lots différents, ceux correspondant précisément aux sélections sur la variable T_{cycle} présentées ci-dessus. Ceci revient à supprimer dans un premier temps les coïncidences fortuites des distributions avant et après éjection du nuage piégé pour, dans un deuxième temps, obtenir la distribution des coïncidences provenant du piège uniquement en soustrayant la deuxième

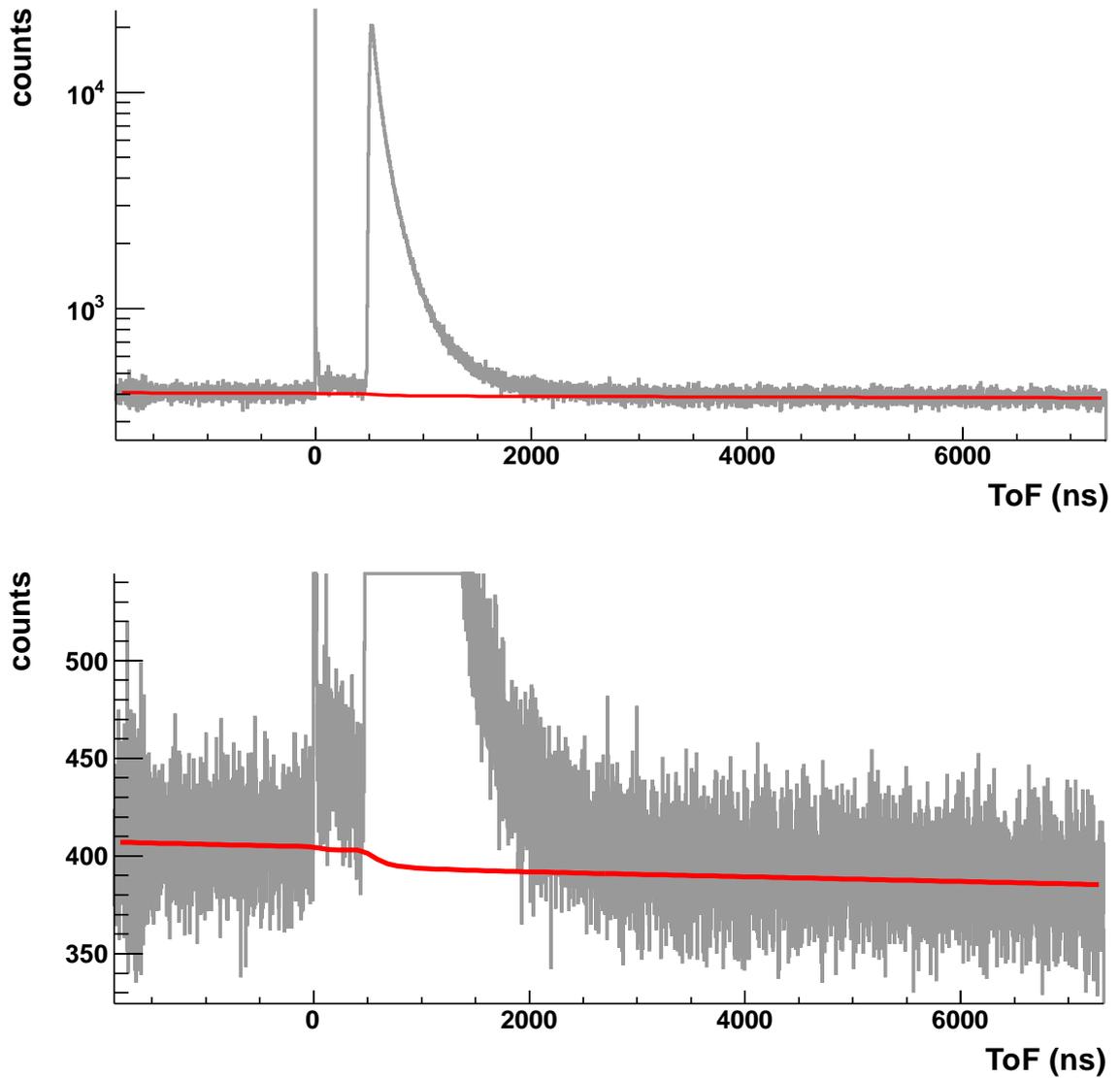


FIGURE V.29 – Forme de la composante des coïncidences fortuites ajustée sur la distribution brute de temps de vol des événements en coïncidence. En haut : pleine échelle logarithmique, en bas : zoom sur la base de la distribution.

distribution nettoyée des coïncidences fortuites à la première.

Cette technique suppose que la forme de la distribution de temps de vol des décroissances “hors piège” n’est pas significativement modifiée durant un cycle entier de mesure. Il reste de toute manière à déterminer la normalisation à appliquer au spectre à soustraire. La région de temps de vol comprise entre 0 et 450 ns comprend des coups après soustraction des coïncidences fortuites. Ces derniers ne peuvent provenir que de décroissances “hors piège” puisque leur temps de vol est inférieur à celui des ions les plus rapides provenant du piège. La normalisation est donc effectuée de manière à obtenir une valeur nulle du nombre de coups dans cette zone après soustraction des décroissances “hors piège”, comme illustré sur la figure V.30. Le bruit de fond normalisé des décroissances “hors piège” représente alors environ 3.1×10^4 événements sur un total d’environ 1.52×10^6 soit une proportion relative de l’ordre de 2 %. Le spectre en temps de vol nettoyé des bruits de fond comprend donc un peu moins de 1.5×10^6 événements ce qui signifie que l’objectif statistique a été atteint. Toutefois, ce nombre et la forme de la distribution en temps de vol peuvent encore légèrement varier suivant les coupures qui vont être opérées sur les autres observables.

V.3.2 Analyse des observables de contrôles

Pour rappel, le système de détection de LPCTrap permet de mesurer pour chaque décroissance les paramètres cinématiques suivants :

- $t_{\text{vol}} = ToF$: temps de vol de l’ion de recul ;
- $E_\beta = E_{\text{scint}} + E_{DSSSD}$: énergie cinétique de la particule β . À cette quantité reconstruite, manque l’énergie perdue par la particule dans la feuille de mylar et la zone morte du silicium à pistes ;
- $\vec{x}_\beta \leftrightarrow \{X_{DSSSD}, Y_{DSSSD}\} + d_{DSSSD\text{-nuage}}$;
- $\vec{x}_r \leftrightarrow \{X_{MCP}, Y_{MCP}\} + d_{MCP\text{-nuage}}$;

Les vecteurs positions complets des deux particules sont déterminés en supposant les détecteurs à leur position nominale et une décroissance se produisant à l’origine du repère, censée être la position moyenne du nuage. La routine de reconstruction est identique entre les données expérimentales et simulées et un éventuel écart par rapport à cette situation idéale sera pris en compte en modifiant la géométrie du dispositif et la position du nuage dans la simulation.

L’intérêt de mesurer ces observables supplémentaires réside principalement dans la confiance que cela permet de tirer de la distribution en temps de vol qui servira à déterminer $a_{\beta\nu}$. En particulier, une comparaison de chacune de ces observables avec son *alter ego* simulé permet de contrôler dans quelle mesure les différents aspects du dispositif expérimental sont maîtrisés et correctement modélisés. Ces observables peuvent ainsi servir à déterminer des paramètres expérimentaux insuffisamment connus par ailleurs, comme la position précise des détecteurs par rapport au nuage d’ions piégés.

Une fois ces premières quantités reconstruites, on peut construire des observables supplémentaires :

- $\cos(\phi) = \frac{\vec{x}_\beta \cdot \vec{x}_r}{\|\vec{x}_\beta\| \cdot \|\vec{x}_r\|}$: angle entre la particule β et l’ion de recul
- $p_r = \frac{M_r \cdot \|\vec{x}_r\|}{t_{\text{vol}}}$: impulsion de l’ion de recul ($M_r = 5601.52 \text{ MeV}/c^2$)
- $p_\nu^2 = p_r^2 + p_\beta^2 + 2p_r \cdot p_\beta \cdot \cos(\phi)$: impulsion du neutrino
- $E_\nu^2 = (Q_\beta - E_\beta)^2$: énergie du neutrino (l’énergie de l’ion de recul est négligée)
- $M_\nu^2 = E_\nu^2 - p_\nu^2$: masse invariante du neutrino

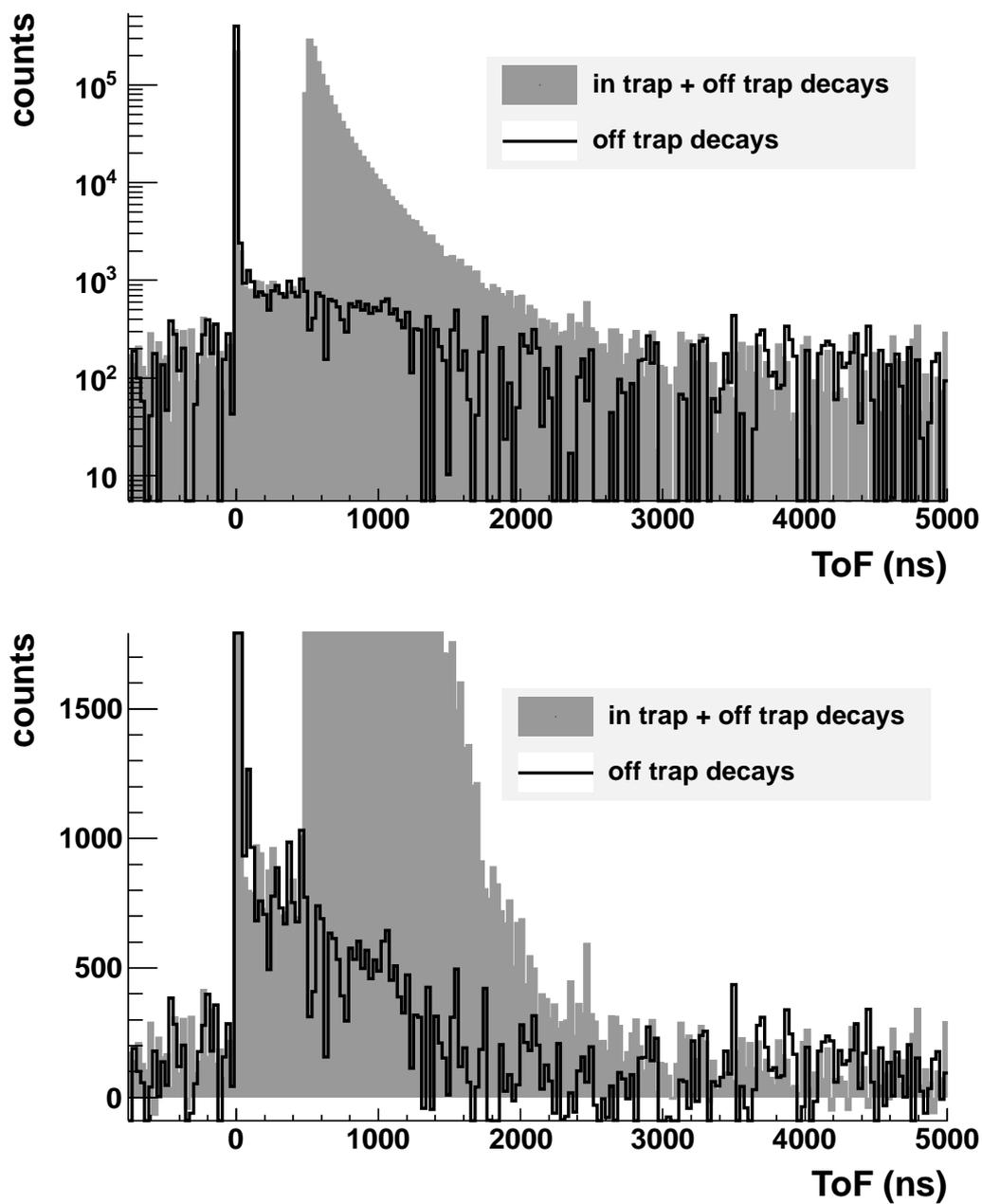


FIGURE V.30 – Distribution de temps de vol nettoyée des coïncidences fortuites. La distribution normalisée des décroissances “hors piège” obtenue par la sélection sur T_{cycle} est visible en superposition. En haut : pleine échelle, en bas : zoom sur la base de la distribution.

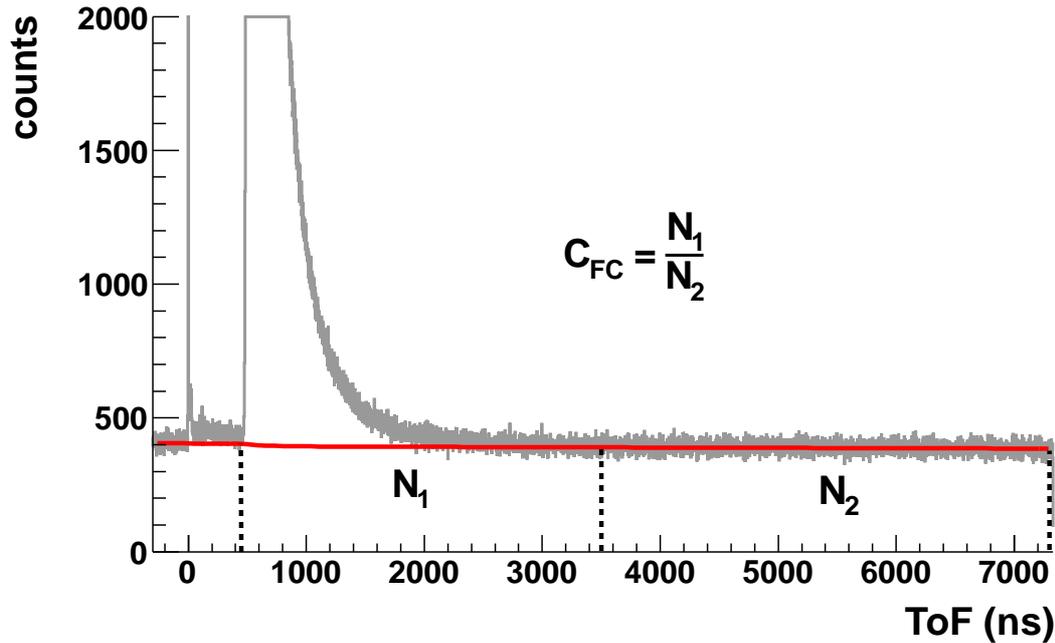


FIGURE V.31 – Représentation graphique de la détermination du coefficient de normalisation à appliquer aux distributions des coïncidences fortuites. Voir le texte pour plus de détails.

Les distributions expérimentales de toutes ces quantités sont affectées des mêmes bruits de fond que le temps de vol, à savoir les coïncidences fortuites et les décroissances “hors piège”. Pour supprimer la composante relative aux fausses coïncidences, les sélections suivantes sont utilisées :

- $450 < ToF < 3500$ ns : ces événements contiennent la quasi-totalité des décroissances provenant du piège, une proportion significative de fausses coïncidences, ainsi que des décroissances “hors piège”
- $3500 < ToF < 7300$ ns : ces événements contiennent quasi-uniquement des fausses coïncidences, et toujours des décroissances “hors piège”

Pour supprimer les décroissances hors-piège, la même technique que pour le temps de vol est utilisée, à savoir une sélection sur T_{cycle} . C’est donc, au final, quatre lots qui sont constitués, soustraits deux à deux, deux fois successivement pour aboutir aux distributions correspondant uniquement aux décroissances provenant du piège. Le coefficient de normalisation pour supprimer les fausses coïncidences est obtenu à partir du rapport du nombre de coups entre les deux régions de la fonction des fausses coïncidences sur le temps de vol (voir fig. V.31). Le coefficient utilisé pour normaliser les distributions des observables de contrôle caractéristiques des décroissances hors-piège est bien entendu le même que celui utilisé pour nettoyer la distribution du temps de vol.

La figure V.32 représente les distributions des observables de contrôle. Sont superposées les distributions correspondant aux sélections en temps de vol utilisées pour soustraire le bruit de fond des coïncidences fortuites. La forme attendue pour chacune des observables est bien reproduite :

- la distribution de l’énergie déposée dans le scintillateur pour $t_{vol} > 3.5 \mu\text{s}$ ressemble fortement à celle obtenue par les événements sans coïncidence (fig. V.14 (a)).
- la distribution d’énergie déposée dans le silicium à pistes a la même forme quelles que soient les sélections en temps de vol, ce qui montre que les coïncidences fortuites sont

déclenchées quasi-uniquement par des particules β issues de la décroissance d' ${}^6\text{He}$.

- les distributions en position suivant les deux axes du silicium à pistes sont quasiment plates pour les coïncidences fortuites, ce qui signifie que la plus grande partie d'entre-elles sont générées par des ${}^6\text{He}$ se désintégrant hors du piège. On observe de plus une dissymétrie assez marquée sur le profil en X pour les décroissances d'ions piégés, avec un déficit apparent d'événements du côté gauche.
- on retrouve le dysfonctionnement de la mesure de la position du détecteur d'ions sur les profils selon les deux axes de ce détecteur. Malgré les structures clairement visibles, on remarque que l'aplatissement des distributions en position de la particule β pour les coïncidences fortuites ne se retrouvent pas vraiment ici. Cette différence pourrait s'expliquer par le problème d'efficacité qui diminue quand on s'éloigne du centre du détecteur.
- les deux dernières distributions correspondent à la masse invariante du neutrino selon que l'on prenne ou pas en compte la position mesurée de l'ion qui, on l'a vu, est en partie défectueuse. Dans ce deuxième cas, on considère que la position de l'ion est au centre du détecteur pour tous les événements. On observe clairement un élargissement du spectre obtenu qui traduit la perte d'information. Les deux distributions sont construites en parallèle pour s'affranchir de l'effet de la mesure faussée de la position de l'ion. On observe toutefois que, dans les deux cas, la distribution correspondant aux coïncidences fortuites est bien reproduite.

Le coefficient de normalisation appliqué aux distributions correspondant aux coïncidences fortuites parvient à bien reproduire la forme de ce bruit de fond sur chacun des spectres. La réussite dans le cas de la masse invariante du neutrino est particulièrement satisfaisante puisque cette observable reconstruite prend en compte toutes les quantités mesurées. Pour obtenir les distributions finales qui seront comparées à la simulation, il faut encore supprimer la composante liée aux décroissances hors-piège, elle-même auparavant nettoyée de celle des coïncidences fortuites. Cette étape est réalisée dans l'analyse mais les distributions correspondantes ne seront pas montrées ici.

V.3.3 Ajustement du modèle et estimation de $a_{\beta\nu}$

Dans cette dernière partie, des ajustements de modèles fabriqués à partir des distributions générées par GEANT4 sont effectués sur la distribution du temps de vol expérimentale nettoyée du bruit de fond.

Les deux modèles qui vont être utilisés sont ceux introduits dans la partie précédente, à savoir celui ayant comme seul paramètre libre le coefficient $a_{\beta\nu}$ (voir l'équation (IV.1)), et celui qui prend en compte comme paramètre libre supplémentaire la température du nuage d'ions (voir l'équation (IV.2)). Le premier modèle à température fixe utilise des données simulées avec une température de nuage correspondant à un coefficient $C_t = 1.05$ car une étude préliminaire a montré que c'est cette température qui reproduisait le mieux le front de montée de la distribution de temps de vol [V⁺11]. Le deuxième modèle utilise des lots de données simulées qui encadrent cette température : $C_{t_1} = 1.00$ et $C_{t_2} = 1.10$.

Pour chaque modèle, la distance nuage-détecteur qui reproduit le mieux les données expérimentales est aussi déterminée en la faisant varier dans les données simulées d'après la méthode décrite dans la section IV.4.2.

La figure V.33 montre le meilleur ajustement obtenu pour le modèle à température fixe avec la sélection suivante sur la somme des signaux de propagation dans les lignes à retard :

$$16250 < XX_{TDC} < 16800$$

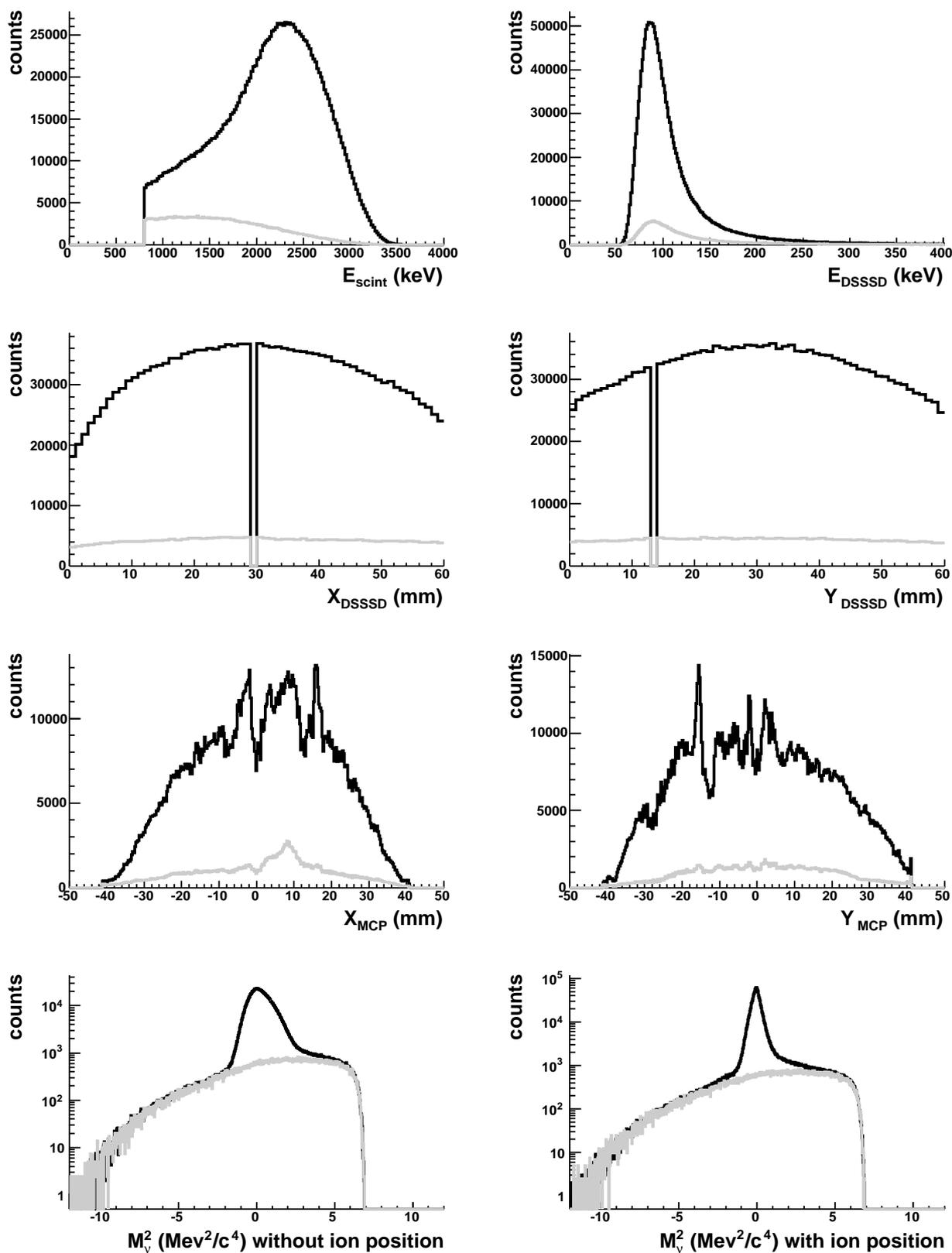


FIGURE V.32 – Distributions des observables de contrôle pour les échantillons de coïncidence sélectionnés de la manière suivante : $0.45 < t_{vol} < 3.5 \mu\text{s}$ (en noir) et $t_{vol} > 3.5 \mu\text{s}$ (en gris). Le deuxième échantillon génère des distributions caractéristiques des coïncidences fortuites qui sont soustraites aux distributions issues du premier échantillon afin d'obtenir les distributions d'événements de coïncidences réelles.

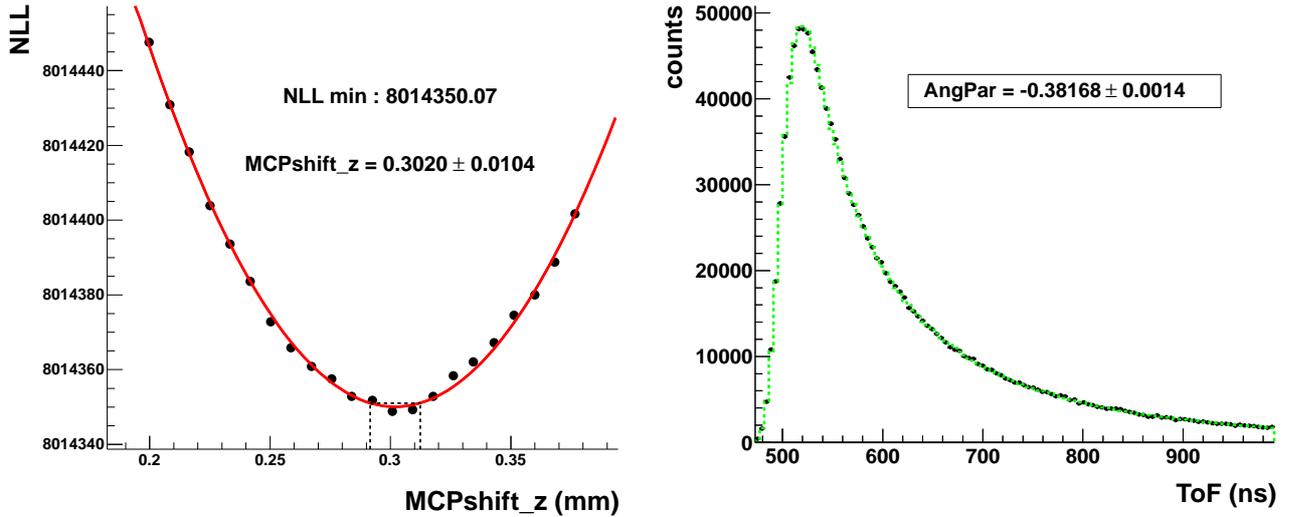


FIGURE V.33 – À gauche : détermination de la distance nuage-détecteur par le maximum de vraisemblance pour le modèle à température fixe $C_t = 1.05$. La quantité appelée “MCPshift_z” correspond au décalage Δz_{MCP} suivant l’axe nuage-détecteur appliqué au détecteur d’ions par rapport à sa position nominale. À droite : meilleur ajustement du modèle à température fixe $C_t = 1.05$. La valeur affichée de “AngPar” correspond à l’estimation de $a_{\beta\nu}$ correspondant à cet exemple.

$$16100 < YY_{TDC} < 16600$$

Cette sélection restreint l’échantillon de données expérimentales aux événements dont les quantités XX_{TDC} et YY_{TDC} sont correctes. Cette région correspond à la zone 1 visible sur la figure V.23. Dans ce cas, la position la plus adaptée est un recul du détecteur de $302 \pm 10 \mu\text{m}$ par rapport à sa position nominale. Le résultat de l’ajustement avec le modèle à température variable est, quant à lui, visible sur la fig V.34. La distance ajustée vaut dans ce cas $293 \pm 13 \mu\text{m}$ et le paramètre de température de $P_{C_{t_1}} = 0.39 \pm 0.06$. Les résultats des deux modèles sont donc compatibles entre eux, ce qui était attendu étant donné que la température du premier modèle a été choisie de façon à reproduire au mieux les données. Le coefficient $a_{\beta\nu}$ est, lui aussi, compatible entre les deux modèles mais, malheureusement, la valeur obtenue est non physique. Elle vaut $a_{\beta\nu} \simeq -0.3817$ ce qui représente un écart relatif par rapport à a_{SM} de plus de 16 % vers les valeurs négatives. Ce résultat est regrettable mais il n’est pas vraiment surprenant étant donné les dysfonctionnements observés sur la galette à micro-canaux (voir la section V.2.4). Par commodité, la qualité d’un ajustement est établie en reconstruisant une distribution simulée avec les paramètres déterminés par l’ajustement et en procédant à des tests statistiques de comparaisons d’histogrammes (χ^2_P et K-S, voir IV.3). Cette méthode permet d’obtenir les statistiques de test et les valeurs p de l’hypothèse de compatibilité entre les distributions. Ces grandeurs sont plus facilement interprétables que la statistique de test du maximum de vraisemblance donnée par la procédure d’ajustement. La figure V.35 montre le résultat de la comparaison entre la distribution expérimentale de temps de vol et le meilleur ajustement du modèle à température fixe. La valeur de $\chi^2_r = 1.90$ est insuffisante pour ne pas rejeter l’hypothèse nulle de compatibilité entre les histogrammes, comme indiqué par les valeurs p des tests χ^2_P et K-S.

Des ajustements supplémentaires sont réalisés pour différentes sélections sur la position de l’ion afin de cerner l’impact sur l’estimation de $a_{\beta\nu}$. Les sélections retenues sont décrites dans

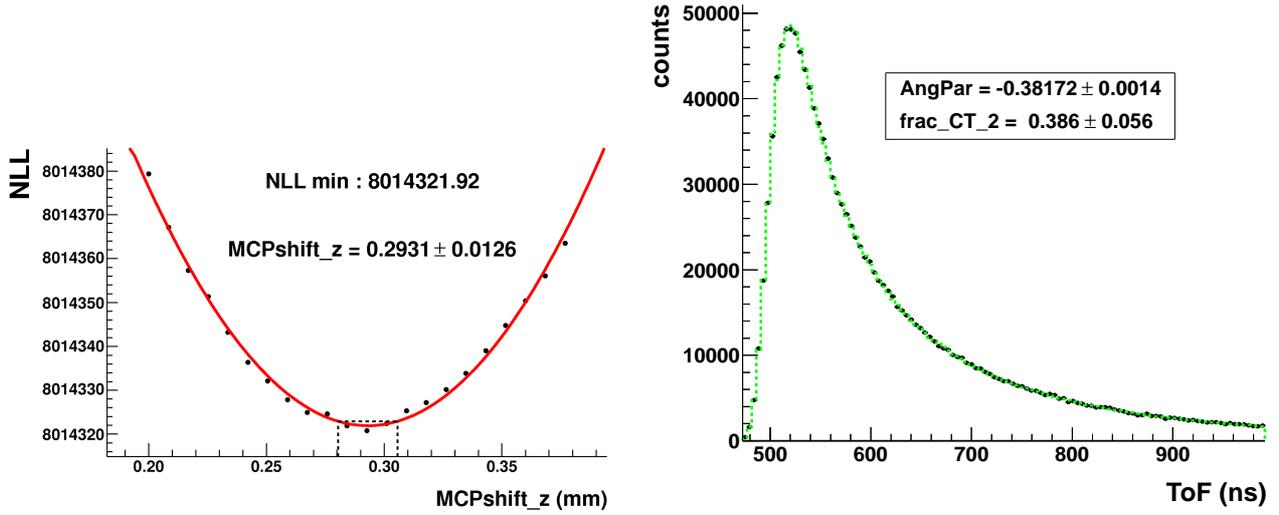


FIGURE V.34 – Idem que la figure précédente mais pour le modèle à température libre. “frac_CT_2” correspond à l’estimation du paramètre $1 - P_{Ct_1}$.

	sélection(s)	taille (%)
“zone centrale”	$\{16250 < XX_{TDC} < 16800\} \cap \{16100 < YY_{TDC} < 16600\}$	111
“zone 1”	$\{15600 < XX_{TDC} < 16800\} \cap \{15250 < YY_{TDC} < 16600\}$	100
“MCP bas”	“zone 1” $\cap X_{MCP} < 0$ mm	50.57
“MCP haut”	“zone 1” $\cap Y_{MCP} > 0$ mm	49.43
“MCP gauche”	“zone 1” $\cap X_{MCP} < 0$ mm	47.11
“MCP droite”	“zone 1” $\cap X_{MCP} > 0$ mm	52.89
“MCP centre”	“zone 1” $\cap \sqrt{X_{MCP}^2 + Y_{MCP}^2} < 25$ mm	49.38
“MCP périphérie”	“zone 1” $\cap \sqrt{X_{MCP}^2 + Y_{MCP}^2} > 25$ mm	50.62

Tableau V.1 – Description des sélections opérées pour obtenir les différents échantillons analysés.

le tableau V.1. La sélection appelée “zone centrale” englobe les événements dont la position de l’ion est mal reconstruite (c.a.d. les zones 2, 3 et 4, voir fig. V.23) en plus de la zone 1. Les sélections restantes se regroupent en paires et découpent l’image galette en deux selon l’axe horizontal : “MCP bas”, “MCP haut”, vertical : “MCP gauche”, “MCP droite”, et selon le rayon : “MCP centre”, “MCP périphérie”. La valeur prise pour la sélection suivant le rayon (25 mm) a été choisie de manière à fabriquer deux échantillons de taille approximativement égale. Ces sélections servent à tester la stabilité de l’ajustement en fonction de la position mesurée de l’ion. Dans l’hypothèse d’un fonctionnement optimal de la galette à micro-canaux, ces sélections peuvent servir à déterminer la position complète du détecteur par rapport au piège en déterminant une éventuelle inclinaison et un décalage du plan de détection des ions par rapport au piège. Une analyse complète des erreurs systématiques doit inclure la détermination de ces paramètres et en estimer l’impact sur l’estimation de $a_{\beta\nu}$, ce qui a pu être effectué durant l’analyse des données de l’expérience de 2006 [F⁺11a].

Une telle étude est malheureusement impensable dans le cas présent étant donné la mesure faussée en position des ions. Une instabilité des ajustement observés ne ferait que confirmer le caractère rédhibitoire du mauvais fonctionnement du détecteur d’ions. Le tableau V.2 regroupe les résultats des ajustements obtenus avec les deux modèles pour chacune des sélections envisagées.

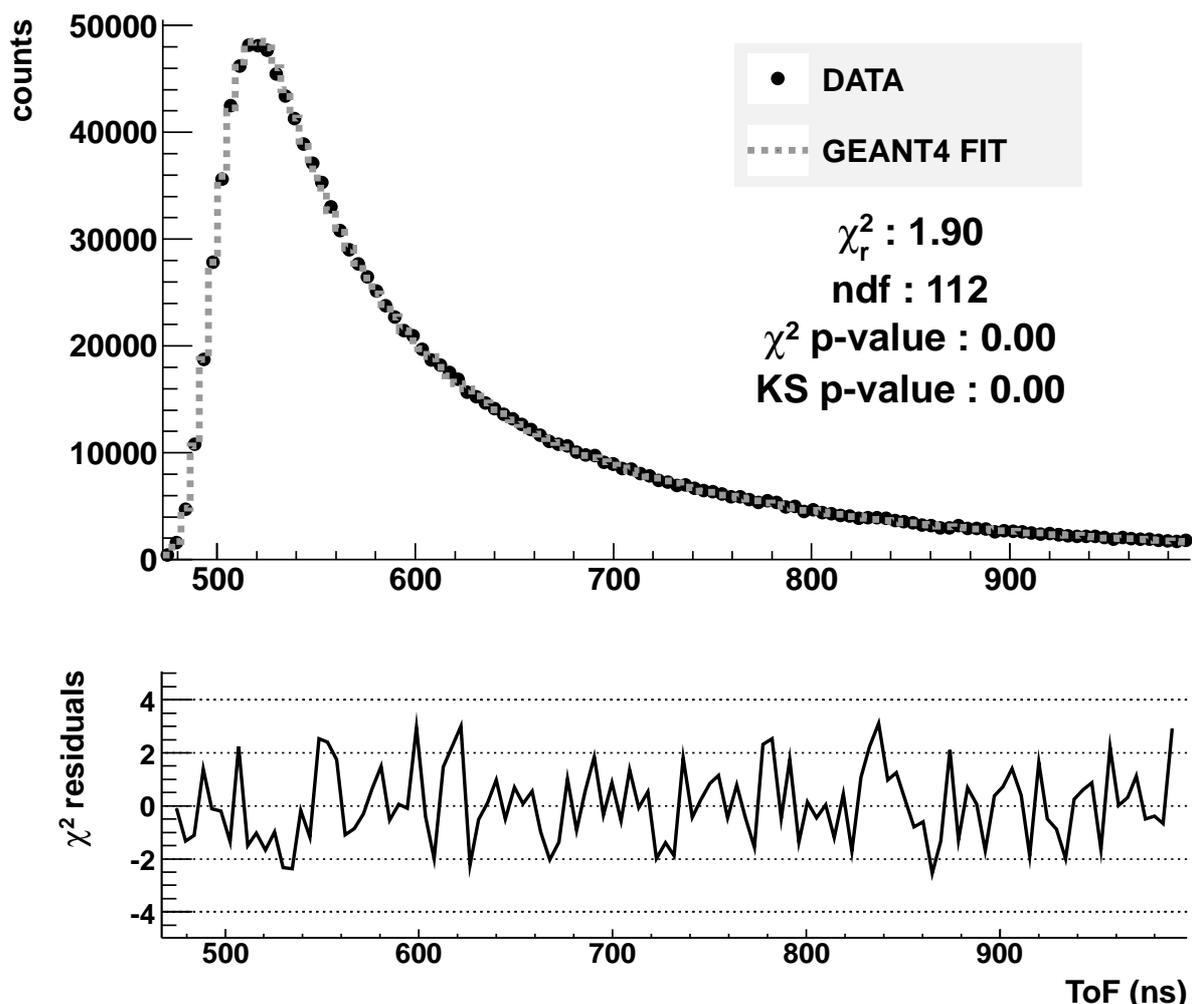


FIGURE V.35 – Test statistique d’homogénéité entre la distribution expérimentale du temps de vol et la distribution correspondant au meilleur ajustement du modèle à température fixe $C_t = 1.05$.

	modèle $C_t = 1.05$			modèle $C_{t_1} = 1.00$ & $C_{t_2} = 1.10$		
	χ_r^2	Δz_{MCP}	$\hat{a}_{\beta\nu}$	Δz_{MCP}	$P_{C_{t_1}}$	$\hat{a}_{\beta\nu}$
“zone centrale”	2.28	0.236(09)	-0.3644(13)	0.201(12)	0.045(46)	-0.3691(13)
“zone 1”	1.90	0.302(10)	-0.3817(14)	0.293(13)	0.386(56)	-0.3817(14)
“MCP bas”	1.76	0.199(15)	-0.3807(20)	0.217(16)	0.487(68)	-0.3781(20)
“MCP haut”	2.12	0.413(16)	-0.3817(20)	0.371(14)	0.283(75)	-0.3852(20)
“MCP gauche”	2.14	0.213(14)	-0.3401(21)	0.184(18)	0.245(80)	-0.3478(21)
“MCP droite”	1.82	0.404(15)	-0.4158(19)	0.406(17)	0.696(68)	-0.4100(19)
“MCP centre”	2.07	0.291(12)	-0.3997(19)	0.293(13)	0.588(59)	-0.4000(19)
“MCP périphérie”	1.93	0.314(14)	-0.3700(20)	nd	nd	nd

Tableau V.2 – Résultat des ajustements réalisés sur les échantillons expérimentaux. Les qualités des ajustements pour le modèle à température libre ne sont pas indiquées mais elles sont tout à fait comparables à celles obtenues pour le modèle à température fixe. La procédure d’ajustement du modèle à température libre a échoué pour la sélection “MCP périphérie”.

De cette série d'ajustements, on peut tirer les observations suivantes :

- La sélection “zone centrale” produit une estimation de $a_{\beta\nu}$ qui se rapproche de la zone physique par rapport à “zone 1” avec un écart relatif de 9 % par rapport à $-1/3$. Toutefois, la qualité de l'ajustement est inférieure puisque le χ_r^2 passe de 1.90 à 2.28 et il n'y a donc pas de raison de préférer cette sélection à la précédente.
- Les sélections en positions produisent des ajustements qui ne sont pas compatibles entre eux. Outre la qualité des ajustements qui varie (sans jamais être particulièrement élevée), les valeurs des paramètres ajustés varient de façon très significative entre deux paires de sélection : Δz_{MCP} passe de 0.20 mm à 0.41 mm entre le bas et le haut de la galette. Une même amplitude de variation est observée entre les côtés gauche et droit de la galette pour Δz_{MCP} avec, en outre, un coefficient $a_{\beta\nu}$ qui varie de -0.34 à -0.41 . Ce dernier reste systématiquement inférieur à $-1/3$, soit dans la région non physique.
- Le modèle à température libre confirme son bon comportement sur des données réelles étant donné qu'il fournit des résultats très proches du modèle à température fixe⁴. Les variations observées peuvent être imputées à la répartition laissée libre entre la composante à $C_t = 1.00$ et celle à $C_t = 1.10$. La valeur $P_{C_{t_1}} = 0.045(46)$ obtenue pour la sélection “zone centrale” suggère d'ailleurs que la température moyenne la plus adaptée pour décrire le nuage d'ions est dans cet échantillon beaucoup plus proche de $C_t = 1.00$ que de celle utilisée dans le modèle à température fixe : $C_t = 1.05$. La variabilité observée sur la combinaison linéaire relative à la température du nuage est un élément supplémentaire pour mettre en évidence la mauvaise qualité des données, montrant ainsi en creux la supériorité de ce modèle par rapport à celui à température fixe.

Cet ensemble d'observations sonne le glas de l'expérience de 2008 puisque des variations importantes de l'ajustement du modèle sont constatées suivant la sélection en position de l'ion. Ces variations sont très probablement la conséquence de l'inhomogénéité de l'efficacité de la galette à micro-canaux observée précédemment (voir V.2.4). Il a été constaté, lors du démontage du dispositif en vue de préparer l'expérience suivante, que les galettes n'étaient pas disposées convenablement dans leur logement en raison d'une fragilité de son système de fixation. Il est très probable que ce défaut était déjà présent lors de la prise de données et expliquerait donc le mauvais fonctionnement du détecteur d'ions.

La figure V.36 montre la corrélation entre les paramètres ajustés $a_{\beta\nu}$ et Δz_{MCP} pour ces deux modèles. Dans les deux cas, une relation parfaitement linéaire est obtenue. L'incertitude de type systématique imputée à $a_{\beta\nu}$ en raison de l'incertitude sur Δz_{MCP} est inférieure à l'erreur statistique donnée par la procédure d'ajustement. La relation linéaire entre ces deux coefficients permet de “convertir” l'écart entre l'estimation de $a_{\beta\nu}$ et a_{SM} en terme de distance Δz_{MCP} . Ainsi sous l'hypothèse d'une extrapolation possible de la relation linéaire jusqu'à ces régions, le point $\hat{a}_{\beta\nu} = a_{SM}$ serait atteint pour $\Delta z_{MCP} = 1.13$ mm pour la sélection “zone centrale”. Ceci représente un écart de presque 0.9 mm par rapport au décalage trouvé par le meilleur ajustement. Les ajustements réalisés selon les différentes coupures génèrent des décalages compris entre 0.2 et 0.4 mm avec $\hat{a}_{\beta\nu} \approx -0.38$, ce qui confirme que la fluctuation due à la détermination de la distance nuage-détecteur n'est pas suffisante pour expliquer la valeur non physique obtenue pour $a_{\beta\nu}$.

4. L'ajustement de ce modèle a échoué avec l'échantillon correspondant à la sélection “MCP périphérie”. L'origine de cet échec demeure encore indéterminée au moment où ces lignes sont écrites.

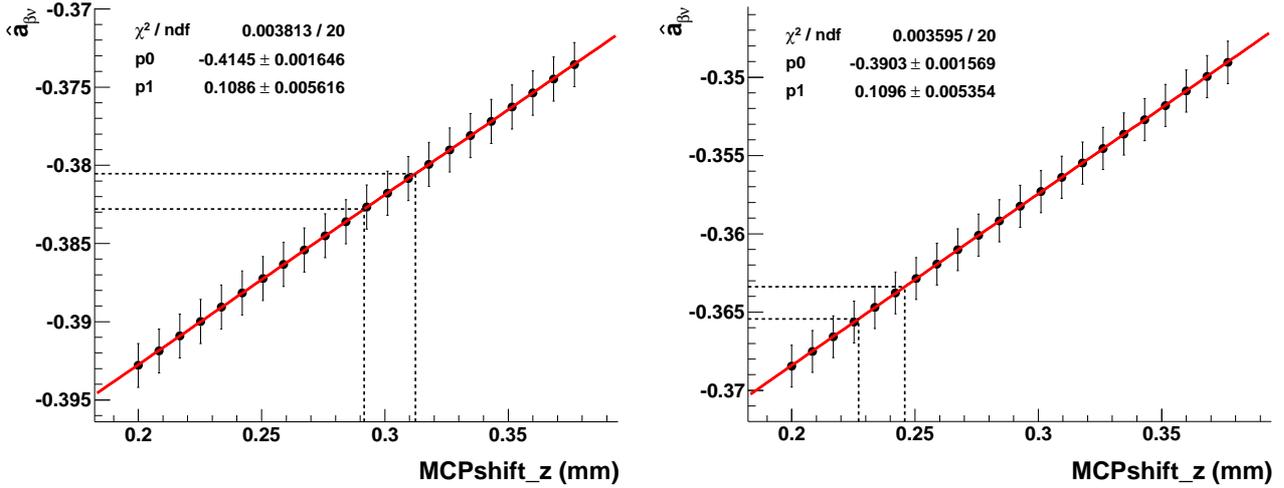


FIGURE V.36 – Corrélation entre le paramètre $a_{\beta\nu}$ du modèle à température fixe et Δz_{MCP} pour la sélection “zone1” (à gauche) et “zone centrale” (à droite). La ligne continue est un ajustement linéaire. Les barres d’erreurs sur l’estimation de $a_{\beta\nu}$ sont celles données par la procédure d’ajustement basée sur le maximum de vraisemblance. Les lignes pointillées représentent approximativement la propagation de l’incertitude de Δz_{MCP} sur le coefficient $a_{\beta\nu}$.

V.3.4 Comparaison Expérience/Modèle Axial

Dans cette dernière section, les tests statistiques d’homogénéité entre les distributions expérimentales et simulées pour l’ensemble des observables mesurées et reconstruites sont présentées. L’échantillon expérimental correspond à la sélection “zone1”. Les distributions simulées ne contiennent que des événements de type axial et générés avec le coefficient de température fixe $C_t = 1.05$. Le seul paramètre ajusté est Δz_{MCP} qui a été obtenu en réitérant les tests de comparaisons χ^2_p sur la distribution en temps de vol pour une plage de valeurs de Δz_{MCP} similaire à celle utilisée pour les ajustements de modèles de la section précédente. Le résultat est visible sur la figure V.37 (gauche) et le décalage en distance est estimé à $\Delta z_{MCP} = +0.300 \pm 0.007$ mm. La figure V.37 (droite) est le test de compatibilité χ^2_p entre les distributions de temps vol expérimentale et simulée correspondant au décalage ajusté. La valeur $\chi^2_r = 5.02$ indique une

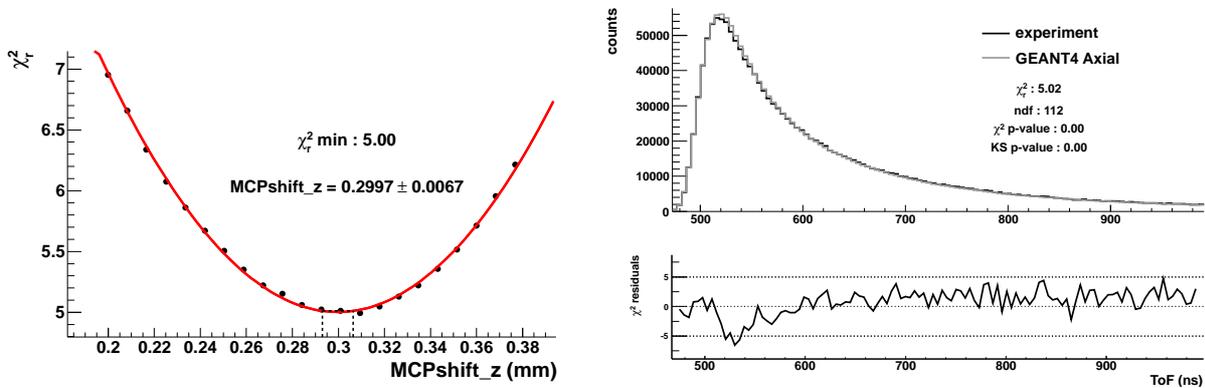


FIGURE V.37 – À gauche : détermination de Δz_{MCP} par la minimisation de la statistique du test χ^2_p pour le modèle Axial à température fixe $C_t = 1.05$. À droite : test χ^2_p de la distribution de temps de vol correspondant au meilleur ajustement de la distance nuage-détecteur.

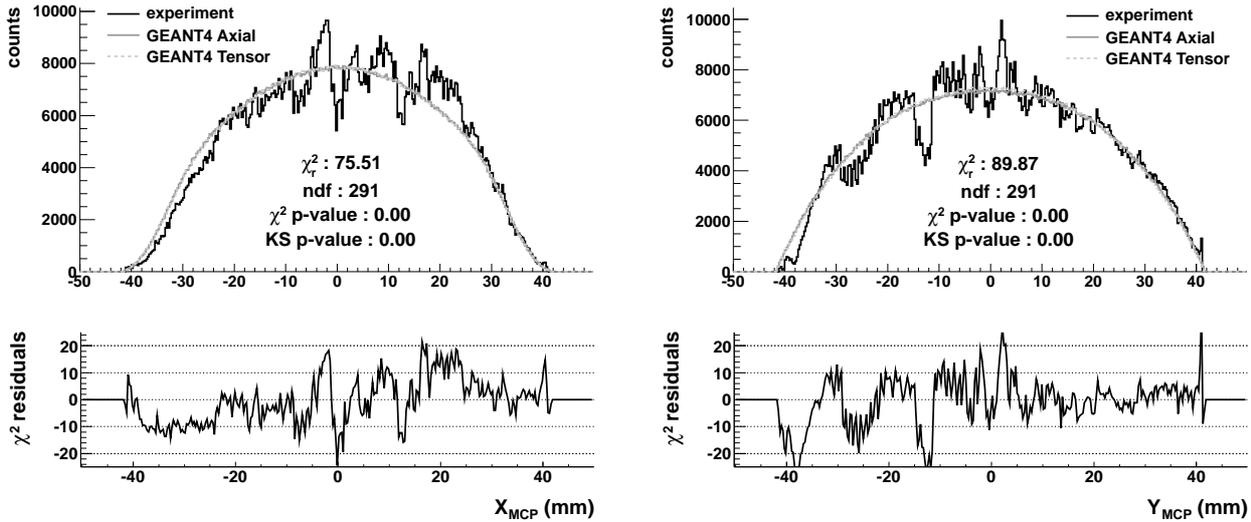


FIGURE V.38 – Tests statistiques de comparaison expérience/simulation de la distribution en position de l'ion incident sur les galettes à micro-canaux.

incompatibilité évidente entre les deux distributions. La différence de forme est particulièrement visible et rendue encore plus évidente par l'analyse des résidus normalisés dans la zone de temps de vol autour de 515 ns. Cette incompatibilité n'a pas pu être réduite par les sélections opérées sur l'échantillon de données analysées ni par les réglages fins de la simulation GEANT4. L'ampleur de la différence de forme ne peut s'expliquer que par un effet expérimental important non inclus dans la simulation et qui produit les estimations de $a_{\beta\nu}$ non physiques de la section précédente. Le coupable tout désigné est évidemment la galette à micro-canaux dont la fonction de réponse s'est révélée très déficiente.

Les figures qui suivent représentent les tests χ^2_P réalisés sur les autres distributions d'observables. La distribution de type tenseur est affichée en superposition afin d'apprécier visuellement l'effet de déformation qu'aurait l'inclusion d'une composante tensorielle sur chacune des observables.

Comme attendu, les distributions en position de l'ion incident (fig. V.38) ne fournissent pas d'informations pertinentes étant donné le dysfonctionnement de la mesure en position dans les données expérimentales. La distribution de l'énergie déposée dans le scintillateur (fig. V.39 (a)) est globalement bien reproduite par la simulation. Un désaccord est toutefois observé à faible énergie où un surplus de coups semble présent dans la distribution expérimentale. Cette différence pourrait s'expliquer par plusieurs origines : la fonction de réponse imparfaite du couple scintillateur+photomultiplicateur, une résolution implémentée dans la simulation pas tout à fait exacte, un bruit de fond mal soustrait, une modélisation de la diffusion β pas suffisamment précise, *etc.* En tout état de cause, le désaccord constaté pour cette observable ne peut expliquer celui observé sur le temps de vol. L'analyse des données a été réalisée en faisant varier la sélection sur le seuil minimal d'énergie déposée : de 420 keV à 800 keV. Si une amélioration de la compatibilité entre les distributions de la quantité E_{scint} a logiquement été obtenue, aucune amélioration notable n'a été constatée sur les autres observables et en particulier sur le temps de vol.

La distribution d'énergie déposée dans le silicium à pistes (fig. V.39 (b)) n'est pas parfaitement reproduite par la simulation. Ce spectre est indépendant de la valeur de $a_{\beta\nu}$ et est très peu sensible à la soustraction des bruits de fond. Les explications possibles qui demeurent sont une fonction de réponse incorrecte du détecteur ou une mauvaise modélisation du dépôt

d'énergie et/ou de la diffusion β dans la simulation GEANT4. Ces aspects ont été traités dans la partie V.2.1.1. Le profil en position de la particule β selon l'axe Y (fig. V.39 (d)) du silicium à pistes est bien reproduit par la simulation même si un léger décalage est décelable en analysant les résidus. En revanche, l'asymétrie que présente le profil selon l'axe X (fig. V.39 (c)) n'est pas reproduite dans la simulation. Il est peu plausible que ce phénomène soit lié au problème de fonctionnement de la galette à micro-canaux puisque dans cette hypothèse, il n'y aurait pas de raison de ne pas observer un phénomène similaire selon l'axe Y. Dans l'hypothèse d'un fonctionnement correct du détecteur, l'effet observé pourrait être physique et révéler une asymétrie réelle dans le dispositif expérimental. Un problème d'alignement des anneaux du piège avec les collimateurs des détecteurs est *a priori* exclu car des mesures précises sur la position relative de ces éléments les uns par rapport aux autres ont été réalisées peu de temps avant l'expérience. Des tentatives pour reproduire cet effet ont donc été tentées en modifiant le positionnement du détecteur et de la source d'ions. Ainsi, la déformation du profil a pu être relativement bien reproduite en introduisant un décalage de -0.35 mm de la position du nuage d'ions et de -0.75 mm du télescope β selon l'axe X du silicium à pistes. Étant donné l'effet négligeable devant les autres problèmes rencontrés durant l'analyse des données et le caractère hypothétique de cette tentative d'explication, cette étude n'a pas été poussée plus loin. On peut toutefois signaler que les simulations de piégeage les plus récentes, prenant en compte les asymétries légères du champ de piégeage causées par les éléments perturbateurs à proximité du centre du piège (principalement les collimateurs d'injection et du détecteur d'imagerie, voir fig. III.9), prédisent effectivement une position moyenne du nuage légèrement décalée par rapport au centre du piège. De plus, les tensions appliquées sur les anneaux du piège pour générer le champ de piégeage sont apportées par des fils en cuivre dont la présence peut perturber la trajectoire des particules β et, ainsi, rompre la symétrie du dispositif. Suite à l'expérience de 2008, une nouvelle géométrie pour le piège à ions a donc été mise au point et le nouveau piège a pu être mis en service pour l'expérience de 2010 (voir section suivante).

Pour finir, la compatibilité des distributions en masse invariante du neutrino sont testées. En raison du problème de la mesure en position de l'ion, la distinction est faite entre une masse invariante reconstruite en tenant compte de la position mesurée de l'ion sur la surface du détecteur (fig. V.40 (gauche)) et une masse reconstruite sans utiliser cette information (fig. V.40 (droite)). Si la forme est globalement bien reproduite dans les deux cas, l'homogénéité entre les distributions expérimentale et simulée est loin d'être obtenue. Cela n'est pas surprenant puisque des désaccords ont été observés sur chacune des observables utilisées pour reconstruire ces quantités. L'augmentation significative du χ^2 , observée lorsque la position de l'ion est prise en compte, est en grande partie représentative du désaccord produit par le problème de mesure en position.

V.3.5 Bilan et perspectives.

L'analyse des données de l'expérience 2008 s'achève ici sans avoir permis de fournir une estimation fiable de $a_{\beta\nu}$. Des problèmes importants de fonctionnement de la galette à microcanaux ont été mis en évidence autant concernant la mesure en position par les lignes à retards que sur l'efficacité de détection de la galette elle-même. Des désaccords irréductibles ont été constatés entre les distributions expérimentales nettoyées des bruits de fond et les modèles simulés laissant ou non une composante de type tenseur libre de varier. L'instabilité des ajustements obtenus pour différentes coupures sur la position de l'ion semble indiquer que la réponse du détecteur d'ions est bien la responsable de cet échec. Ce problème est dommageable car une statistique suffisante a été récoltée pour atteindre la précision recherchée sur l'estimation de $a_{\beta\nu}$.

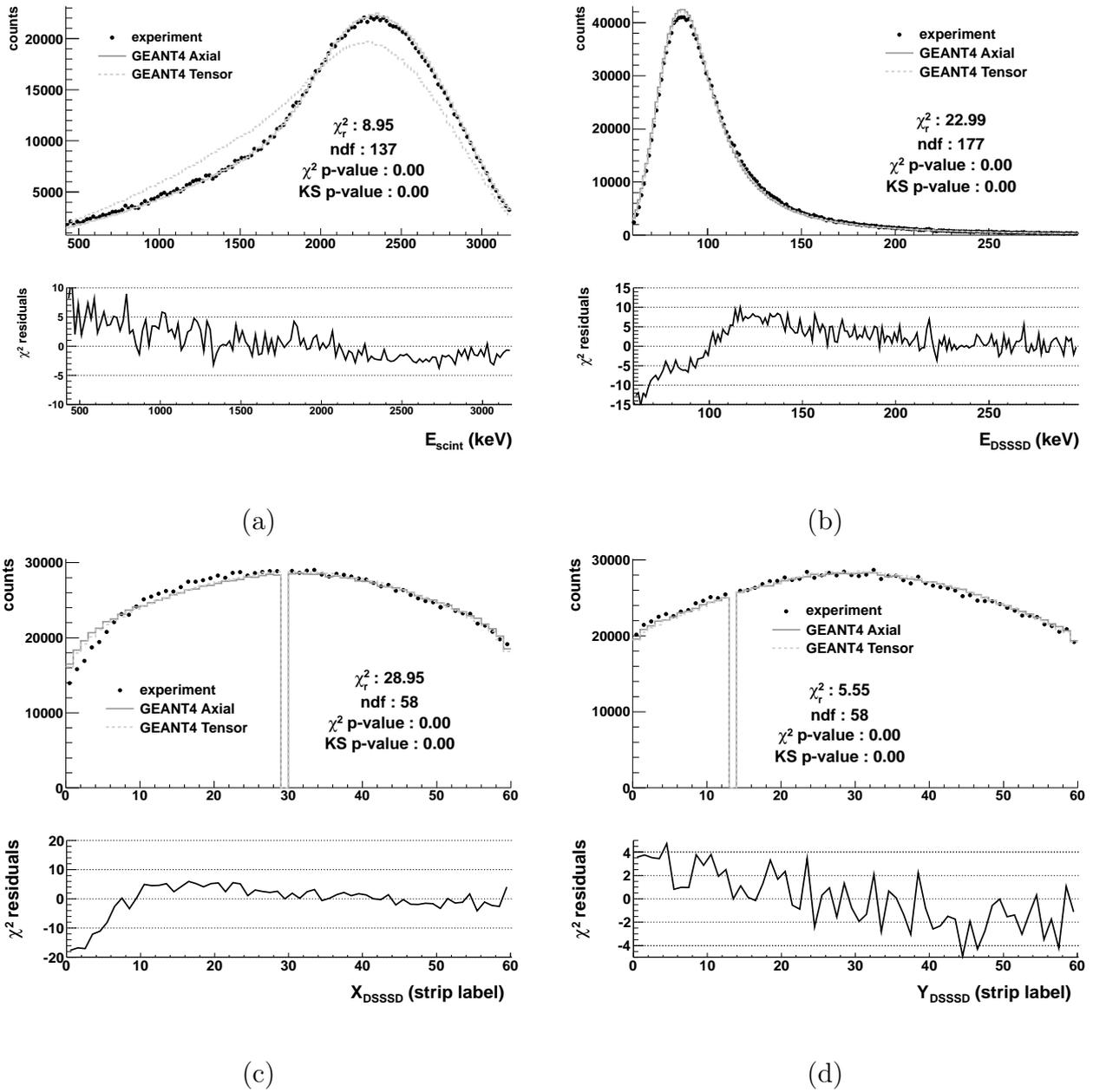


FIGURE V.39 – Tests statistiques de comparaison expérience/simulation des observables mesurées par le télescope β : énergie déposée dans le scintillateur E_{scint} (a), énergie déposée dans le silicium à pistes E_{DSSSD} (b), position de la particule β mesurée par le silicium à pistes X_{DSSSD} (c) et Y_{DSSSD} (d).

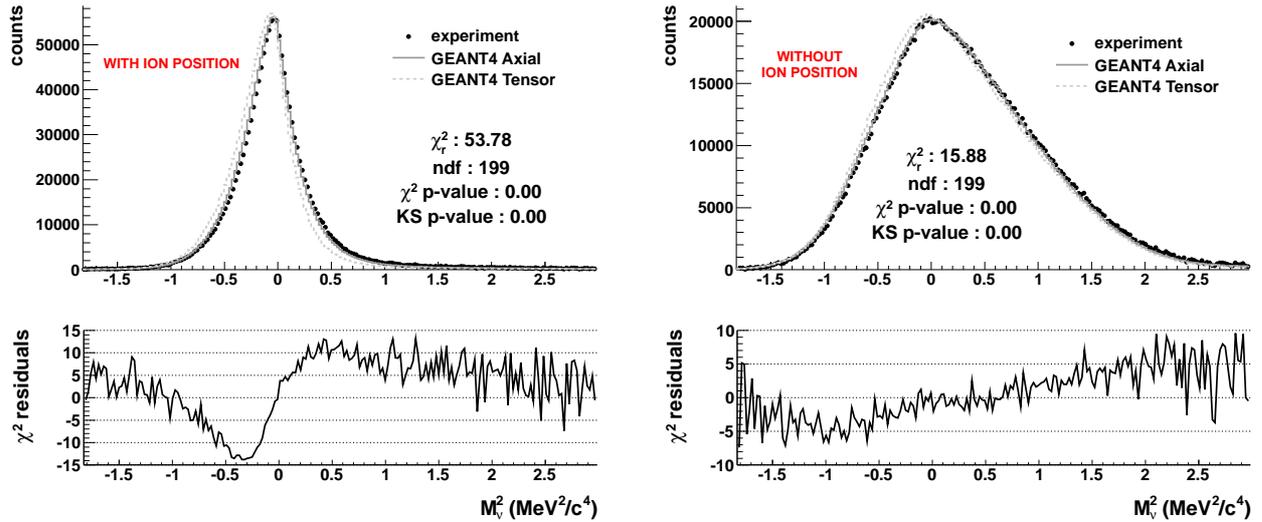


FIGURE V.40 – Tests statistiques de comparaison expérience/simulation de la masse invariante du neutrino reconstruite en tenant compte de la position de l’ion (gauche) et en considérant systématiquement la position d’impact de l’ion au centre du détecteur (droite).

Une nouvelle expérience concernant la décroissance d’ ${}^6\text{He}^+$ a eu lieu en novembre 2010. Un nouveau piège à ions a été utilisé à cette occasion, dont le fonctionnement est complètement similaire au précédent mais dont la géométrie doit contourner les problèmes potentiels de non symétrie du dispositif, notamment par la manière plus propre dont les tensions RF sont appliquées aux anneaux (voir fig. V.41). Comme pour la précédente expérience, la collecte des données s’est déroulée de façon optimale et un nombre brut de 5.2×10^6 coïncidences a pu être enregistré. La statistique devrait donc, à nouveau, être suffisante pour atteindre une précision de 0.5 % sur l’estimation de $a_{\beta\nu}$. Un autre objectif de cette expérience est de mesurer la proportion de “shake-off” et, pour cette raison, le détecteur d’ions a été modifié. Une zone de vol libre d’une longueur de 50 cm sépare à présent la zone de post-accélération de la surface de la galette à micro-canaux. Cette modification permet une séparation claire des temps de vol de l’ion ${}^6\text{Li}^{2+}$ et de l’ion ${}^6\text{Li}^{3+}$. La figure V.42 montre le spectre brut du temps de vol sur lequel on peut clairement distinguer les deux composantes. Une analyse préliminaire suggère d’ores et déjà que les données expérimentales sont compatibles avec la fraction de ${}^6\text{Li}^{3+}$ prédite par les calculs théoriques [Wau96]. L’analyse complète de ces données, s’appuyant sur les mêmes outils de simulation numérique que sont SIMION et GEANT4, est en cours et elle devrait fournir des résultats courant 2013 [Cou13].

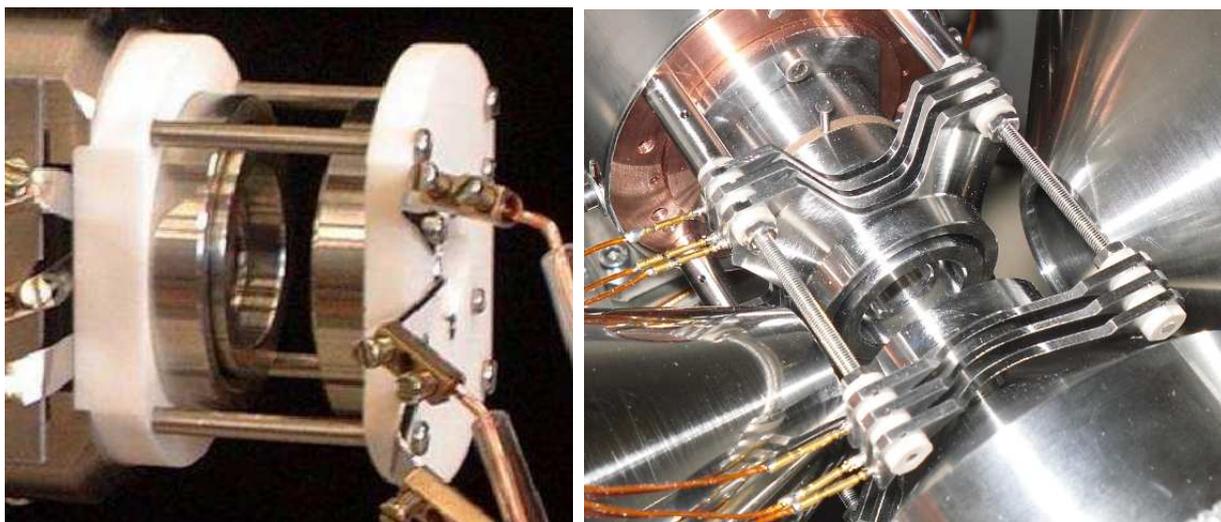


FIGURE V.41 – Clichés du piège à ions de l'expérience de 2008 (gauche) et de l'expérience de 2010 (droite). Dans le nouveau piège, les anneaux sont prolongés par des bases de fixation sur lesquelles sont appliquées les tensions, ce qui éloigne les câbles de la région de piégeage. Les vis servant à fixer les anneaux sont de même plus éloignées du centre du piège que ne l'étaient les barres de fixation vissées sur le support de céramique de la géométrie précédente. Le “design” du nouveau piège assure donc à la fois une rigidité et une symétrie supérieures par rapport au piège précédent.

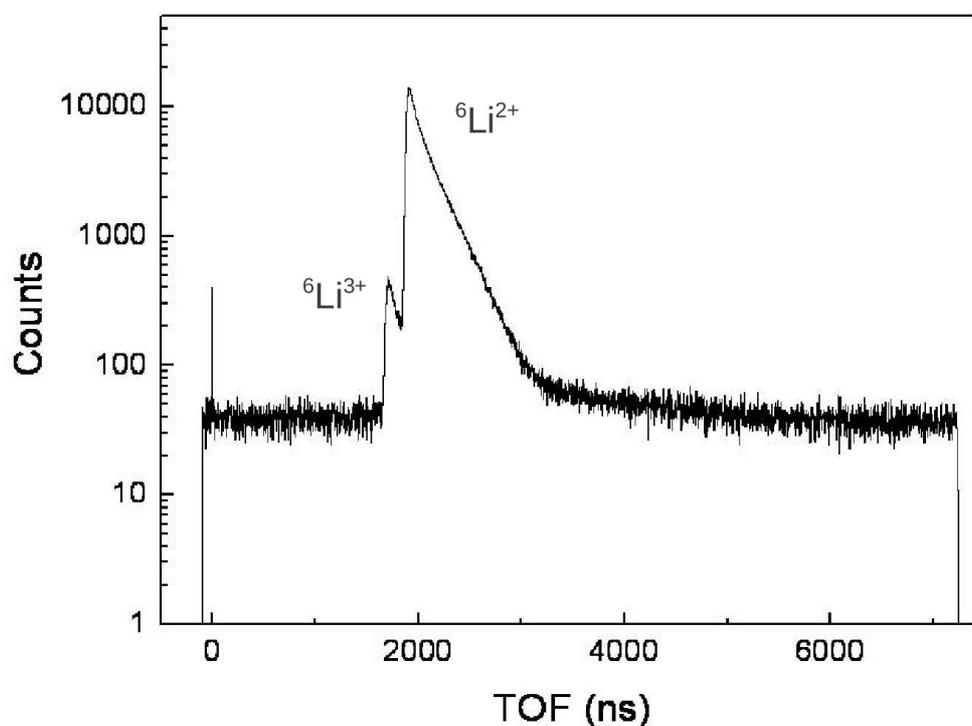


FIGURE V.42 – Spectre brut du temps de vol des événements en coïncidence pour l'expérience de novembre 2010.

Conclusion

L'objectif de cette thèse était d'analyser les données récoltées lors de l'expérience réalisée en octobre 2008 sur le dispositif LPCTrap. Durant cette expérience, il s'agissait de piéger des ions d' ${}^6\text{He}^+$ fournis par la ligne LIRAT du GANIL et de détecter en coïncidence les produits de leurs décroissances. Par ce moyen, et à condition d'accumuler suffisamment d'événements, le paramètre de corrélation angulaire $a_{\beta\nu}$ peut être précisément déduit à partir de la forme de la distribution de temps de vol des ions de recul ${}^6\text{Li}^{++}$. Cette technique avait été couronnée de succès lors d'une expérience ayant eu lieu en 2006, produisant l'estimation la plus précise à ce jour du coefficient de corrélation angulaire dans les transitions Gamow-Teller et à partir de mesures en coïncidence. L'expérience de 2008 visait une précision encore supérieure, avec un objectif affiché de l'ordre de 0.5 % d'erreur relative sur l'estimation de $a_{\beta\nu}$. Le dispositif LPCTrap a parfaitement répondu aux attentes puisque la statistique requise pour atteindre une telle précision a effectivement été réunie à cette occasion. Malheureusement, un dysfonctionnement du détecteur d'ions a compromis l'exploitation qui aurait dû être faite des données. Un problème d'efficacité de détection de la galette à micro-canaux doublé d'une mesure en position de l'ion incident déficiente ont été mis à jour lors de l'analyse des données. L'origine de ces dysfonctionnements n'a pas été parfaitement élucidée mais l'analyse conduite s'est attachée à démontrer que les données ne permettaient pas d'obtenir une estimation fiable du paramètre $a_{\beta\nu}$.

En parallèle de l'analyse des données de l'expérience de 2008, une nouvelle simulation basée sur GEANT4 a été réalisée pour reproduire de la manière la plus précise possible la détection en coïncidence de la particule β et de l'ion ${}^6\text{Li}^{++}$ provenant du piège. Tous les éléments pouvant avoir un impact significatif sur la mesure de temps de vol ont été inclus dans la simulation. Cela concerne une modélisation fine des détecteurs, un générateur de vertex primaires reproduisant le comportement du nuage d'ions à l'équilibre thermodynamique et une implémentation réaliste de la perturbation de la trajectoire des ions par le champ radiofréquence. La motivation première de cette nouvelle simulation était de prendre en compte la diffusion des électrons, cette dernière n'étant pas modélisée dans les simulations numériques précédentes, en particulier celle utilisée pour analyser les données de l'expérience 2006. Ce processus physique était supposé avoir un impact non négligeable sur la détection en coïncidence, autant par la rétrodiffusion des électrons sur les détecteurs composant le télescope β , que par le biais entraîné par la détection d'un électron ayant au préalable diffusé sur l'un des volumes à proximité du piège. Il est bien connu que la physique ayant cours lors de la propagation d'électrons d'énergie de l'ordre du MeV dans des matériaux relativement légers est particulièrement complexe. Cet aspect de la simulation Monte-Carlo a donc fait l'objet d'une attention particulière et le travail réalisé s'est efforcé de cerner le mieux possible le traitement numérique de la diffusion multiple tel que pratiqué par GEANT4. Les effets attendus sur les distributions des observables mesurées, notamment sur le temps de vol de l'ion de recul, ont été déterminés. Cette étude a néanmoins pâti d'un manque de contraintes expérimentales et une mesure indépendante de la rétrodiffusion des électrons sur le télescope β serait bienvenue pour valider la simulation Monte-Carlo. Une tentative dans ce

sens a été tentée en 2009 avec un dispositif dédié, mais ce dernier ne s'est pas comporté de la manière attendue, nous empêchant ainsi de tirer des conclusions définitives. Une nouvelle tentative est prévue prochainement. Enfin, et malgré les difficultés invoquées, les distributions générées par la simulation GEANT4 ont pu être mises à profit pour analyser, non seulement les données de l'expérience de 2008, mais aussi celles de l'expérience de 2006. Ceci a permis de quantifier l'erreur systématique imputée à la diffusion des électrons sur l'estimation de $a_{\beta\nu}$ pour cette dernière expérience. La valeur obtenue pour cette incertitude la place en deuxième position, derrière la connaissance imparfaite de la température du nuage d'ions, ce qui montre l'importance de la prise en compte de ce phénomène.

Enfin, un effort a été fourni pour tenter de préciser les conditions nécessaires et les outils statistiques les plus appropriés pour procéder à une estimation de $a_{\beta\nu}$ la plus fiable possible dans le cadre de la technique de mesure de LPCTrap. Une auto-analyse a été mise en place, ce qui a permis d'établir, entre autres, que la méthode du maximum de vraisemblance était préférable à tout point de vue à la méthode plus traditionnelle du χ^2 pour ajuster le modèle simulé. Une étude exploratoire concernant les tests d'hypothèses a été entreprise dans la foulée pour tenter d'élargir la recherche de physique au-delà du Modèle Standard avec le dispositif LPCTrap à non plus seulement la seule estimation du paramètre $a_{\beta\nu}$. Des tests d'homogénéité ont été effectués sur des distributions de temps de vol fabriquées à partir de pseudo-données expérimentales. La capacité de rejet de l'hypothèse "courant purement axial" de ces tests a été éprouvée en fonction de l'écart par rapport aux prédictions du Modèle Standard effectivement contenu dans les pseudo-données. De plus, le test de vraisemblance profilée qui mêle l'estimation de $a_{\beta\nu}$ et le test d'hypothèses a été partiellement implanté. Ce test est très prometteur dans le sens où il permet de prendre intrinsèquement en compte certains effets systématiques et de fournir un résultat sous forme de significativité du rejet de l'hypothèse "courant purement axial". Pour parachever ce nouveau développement, il serait nécessaire de parvenir à inclure l'ensemble des effets expérimentaux, telle que la distance nuage d'ions-détecteur, sous la forme de paramètres de nuisance de ce test d'hypothèses. Par ailleurs, l'influence de la température du nuage d'ions sur la mesure de $a_{\beta\nu}$ a pu être traitée de manière intrinsèque dans la procédure d'estimation du paramètre grâce à une sophistication du modèle ajusté sur la distribution en temps de vol. Avec ce nouveau modèle, la température du nuage d'ions est donc un paramètre libre au même titre que le coefficient $a_{\beta\nu}$. Les tests effectués avec des pseudo-données et les résultats obtenus à partir de l'analyse des données de 2008 indiquent que ce modèle se comporte de manière satisfaisante et permet de prendre en compte dans l'estimation de $a_{\beta\nu}$, non seulement l'influence de la température du nuage d'ions, mais aussi celle de la distance nuage d'ions-détecteur. Dans ce cadre, les incertitudes générées sur $a_{\beta\nu}$ dues à ces effets expérimentaux deviennent fonction de la statistique de l'échantillon expérimental. Ainsi, l'incertitude systématique résultant sur $a_{\beta\nu}$ est très significativement réduite par rapport à l'expérience de 2006, où la faible statistique a nécessité dans ce cas une mesure *ad hoc* de la température du nuage d'ions utilisant une technique de mesure laborieuse.

Enfin, une nouvelle expérience avec le dispositif LPCTrap a eu lieu en novembre 2010. Cette expérience se distingue de la précédente par le fait que le détecteur d'ions a été modifié pour permettre la mesure de l'amplitude du phénomène de "shake-off" dans la décroissance de l' ${}^6\text{He}^+$. Des améliorations supplémentaires et l'utilisation d'un nouveau piège ont permis de dépasser la statistique récoltée durant l'expérience précédente. La précision statistique recherchée sur l'estimation de $a_{\beta\nu}$ devrait donc être atteinte et une analyse préliminaire suggère qu'aucun problème expérimental ne semble pouvoir compromettre l'atteinte de cet objectif. Les outils développés durant cette thèse, notamment la simulation GEANT4 et les routines d'analyse, vont pouvoir être mis à profit pour l'analyse complète de l'expérience 2010. L'étude de la modélisation de la diffusion des électrons dans GEANT4 devra être poursuivie et approfondie

car il est tout à fait possible que ce phénomène devienne le facteur limitant la précision de $a_{\beta\nu}$ obtenue par cette expérience.

Annexe A

Précisions sur les tests de significativité

Les tests de significativité, devenus courants depuis les travaux de Neyman et Pearson [NP33], permettent de rejeter une hypothèse (l'hypothèse "nulle", H_0) par rapport à une hypothèse alternative (H_1) sur la base d'une comparaison entre deux lots de données de type x . Souvent, l'un des lots est un échantillon expérimental, \mathbf{x}_{obs} , et l'autre une fonction de densité de probabilité $f(x)$ dont la forme est fixée par l'hypothèse H_0 . L'étape suivant la formulation des hypothèses consiste à choisir une statistique de test $t(x)$ qui dépend à la fois de la finalité du test, des hypothèses envisagées et de la structure des données expérimentales. Une région de rejet est alors définie pour cette statistique de test. Si la valeur prise par la statistique de test pour un échantillon donné la fait tomber à l'intérieur de la région de rejet, la décision est prise de rejeter l'hypothèse nulle. La région de rejet est usuellement définie à partir de la significativité que l'on souhaite donner au test. La grandeur appelée "valeur p " est le critère intervenant dans ce processus de décision. Il s'agit de la probabilité d'observer, si l'hypothèse nulle est vraie, un échantillon qui s'écarte encore plus des prédictions du modèle que celui effectivement observé :

$$p = \Pr(t(x) \geq t(\mathbf{x}_{\text{obs}}))$$

Si l'hypothèse nulle est vraie, la distribution statistique de la valeur p doit être uniforme entre 0 et 1. Si l'hypothèse nulle est fautive, la distribution de la valeur p se concentre vers 0 en fonction de la taille de l'écart entre l'hypothèse nulle et l'hypothèse alternative. Une très faible valeur p est donc un élément en faveur du rejet de l'hypothèse H_0 . L'erreur commise lorsqu'on rejette l'hypothèse nulle alors qu'elle est vraie s'appelle l'erreur de première espèce et sa probabilité est notée α . L'erreur commise lorsqu'on préfère l'hypothèse alternative alors qu'elle est fautive s'appelle l'erreur de seconde espèce, sa probabilité se note β . Pour un test donné, lorsque α diminue, β augmente et *vice versa*. À l'inverse de l'hypothèse nulle, l'hypothèse alternative n'est en général pas complètement définie, on parle alors d'hypothèse composite. Pour cette raison, et à l'inverse de α , l'erreur β est plus difficilement calculable et ne peut la plupart du temps pas être spécifiée à l'avance. Pratiquement, la décision de rejet de l'hypothèse nulle est prise si la valeur p est inférieure à un certain seuil de probabilité α défini à l'avance et souvent appelé "niveau de significativité". Par exemple, l'hypothèse nulle est rejetée au niveau de significativité de 5% si $p < 0.05$. Comme l'échantillon expérimental n'est qu'une fraction de la population totale, il est possible que l'écart observé entre ce dernier et les prédictions découlant du modèle soit d'origine purement statistique. Les tests de significativité servent donc à quantifier le risque consistant à rejeter une hypothèse qui pourrait se révéler vraie. Le rejet de l'hypothèse nulle n'est pas forcément l'objectif final poursuivi par l'expérience car, souvent, on désire pouvoir sélectionner un modèle alternatif. Dans ce cas, l'hypothèse alternative doit être formulée de manière suffisamment précise pour correspondre à ce modèle alternatif et la détermination du risque β (c'est à dire la probabilité d'opter à tort pour l'hypothèse

alternative) devient incontournable. Cette détermination est, le plus souvent, effectuée avec la notion complémentaire de “puissance du test” : $P = 1 - \beta$ qui représente la capacité du test à trancher en faveur de l’hypothèse alternative si elle est effectivement vraie. Ce problème possède rarement une solution simple car il dépend étroitement de la formulation de l’hypothèse alternative.

Bibliographie

- [A⁺56] L.W. ALVAREZ *et al.* : Lifetime of K Mesons. *Phys. Rev.*, 101:503, 1956.
- [A⁺59a] J.S ALLEN *et al.* : *Rev. Mod. Phys.*, 31:791, 1959.
- [A⁺59b] J.S. ALLEN *et al.* : Determination of the Beta-Decay Interaction from Electron-Neutrino Angular Correlation Measurements. *Phys. Rev.*, 116:134, 1959.
- [A⁺84a] G. ARNISON *et al.* : Observation of Muonic Z^0 Decay at the *hpp* Collider. *Phys. Lett. B*, 147:241, 1984.
- [A⁺84b] G. ARNISON *et al.* : Observation of the Muonic Decay of the Charged Intermediate Vector Boson. *Phys. Lett. B*, 134:469, 1984.
- [A⁺89] G.S. ABRAMS *et al.* : *Phys. Rev.*, 63:2173, 1989.
- [A⁺95a] S. ABACHI *et al.* : Observation of the Top Quark. *Phys. Rev. Lett.*, 74:2632, 1995.
- [A⁺95b] M.H. ANDERSON *et al.* : Observation of Bose-Einstein Condensation in a Dilute Atomic Vapor. *Science, New Series*, 269:198, 1995.
- [A⁺98] A. ANGELOPOULOS *et al.* : First direct observation of time-reversal non-invariance in the neutral kaon system. *Phys. Lett. B*, 43:444, 1998.
- [A⁺99] E.G. ADELBERGER *et al.* : Positron-Neutrino Correlation in the $0^+ \rightarrow 0^+$ Decay of ^{32}Ar . *Phys. Rev. Lett.*, 83:1299, 1999.
- [A⁺05] T. ARAKI *et al.* : Measurement of Neutrino Oscillation with KamLAND : Evidence of Spectral Distortion. *Phys. Rev. Lett.*, 94:081801, 2005.
- [Abe09] H. ABELE : The neutron alphabet : Exploring the properties of fundamental interactions. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A*, 611:193, 2009.
- [AD94] A. ASPECT et J. DALIBARD : Le refroidissement des atomes par laser. *La recherche*, Janvier:30–37, 1994.
- [Ade93] E.G. ADELBERGER : *Phys. Rev. Lett.*, 70:2856, 1993.
- [AH57] W.P. ALFORD et D.R. HAMILTON : *Phys. Rev.*, 105:673, 1957.
- [AJ53] J.S. ALLEN et W.K. JENTSCHKE : *Phys. Rev.*, 83:902, 1953.
- [AN37] C.D. ANDERSON et S.H. NEDDERMEYER : Note on the Nature of Cosmic-Ray Particles. *Phys. Rev.*, 51:884, 1937.
- [B⁺84] A.I. BOOTHROYD *et al.* : *Phys. Rev. C*, 29:603, 1984.
- [B⁺02] J. BYRNE *et al.* : *J. Phys. G*, 28:1325, 2002.
- [B⁺03a] M. BECK *et al.* : WITCH : a recoil spectrometer for weak interaction and nuclear physics studies. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A*, 503:567, 2003.
- [B⁺03b] K. BLAUM *et al.* : Masses of ^{32}Ar and ^{33}Ar for Fundamental Tests. *Phys. Rev. Lett.*, 91:260801, 2003.
- [B⁺04] G. BAN *et al.* : *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A*, 518:712, 2004.

- [B+05] G. BAN *et al.* : *Nucl. Phys. A*, 752:67, 2005.
- [Ban03] G. BAN : *Habilitation à diriger des recherches*. Université de Caen Basse-Normandie, 2003.
- [Bec96] H. BECQUEREL : Sur les Radiations Invisibles émises par les Corps Phosphorescents. *Compt. Ren.*, 122:501, 1896.
- [Ber03] J. BERGER : Could Fisher, Jeffreys and Neyman have agreed upon testing? *Statistical Science*, 18:1, 2003.
- [Ber08] J. BERGER : A Comparison of Testing Methodologies. *In Proceedings dans PHYSTAT-LHC Workshop*, 2008.
- [C+64] J.H. CHRISTENSON *et al.* : Evidence for the 2π Decay of the k_1 Meson. *Phys. Rev. Lett.*, 13:138, 1964.
- [Cab63] N. CABIBBO : Unitary Symmetry and Leptonic Decays. *Phys. Rev. Lett.*, 10:531, 1963.
- [Car63] T.A. CARLSON : Recoil Energy Spectrum of the Sodium Ions Following the β^- Decay of Ne^{23} . *Phys. Rev.*, 132:2239, 1963.
- [Cha14] J. CHADWICK : Intensitätsverteilung im magnetischen Spektrum der γ -Strahlen von Radium B + C / The Intensity Distribution in Magnetic Spectrum of γ -Rays of Radium B + C. *Verhandl. Dtsch. phys. Ges.*, 16:383, 1914.
- [Cha32] J. CHADWICK : Possible Existence of a Neutron. *Nature*, 129:312, 1932.
- [Cha10] E. CHAUVEAU : *Développement de compteurs à scintillation hautes performances et de très basse radioactivité pour le calorimètre du projet SuperNEMO*. Thèse de doctorat, Université Bordeaux 1, 2010.
- [Cou95] R. D. COUSINS : Why isn't every physicist a Bayesian? *Am. J. Phys.*, 63:398, 1995.
- [Cou13] C. COURATIN : *Thèse en cours*. Thèse de doctorat, Université de Caen Basse-Normandie, 2013.
- [CPP47] M. CONVERSI, E. PANCINI et O. PICCIONI : On the Disintegration of Negative Mesons. *Phys. Rev.*, 71:209, 1947.
- [D+04] G. DARIUS *et al.* : *Rev. Sci. Instrum.*, 75:4804, 2004.
- [D+08] F. DUVAL *et al.* : *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B*, 266:4537, 2008.
- [Dar04] G. DARIUS : Thèse de doctorat, Université de Caen Basse-Normandie, 2004.
- [Daw76] P. DAWSON : *Quadrupole mass spectrometry and its applications*. Elsevier Scientific Publishing Company, Amsterdam, 1976.
- [Del02] P. DELAHAYE : Thèse de doctorat, Université de Caen Basse-Normandie, 2002.
- [Dem08] L. DEMORTIER : P Values and Nuisance Parameters. *In Proceedings dans PHYSTAT-LHC Workshop*, 2008.
- [Dir27] P.A.M. DIRAC : The Quantum Theory of Dispersion. *Proc. Roy. Soc. A*, 114:710, 1927.
- [E+97] V. EGOROV *et al.* : *Nucl. Phys. A*, 621:745, 1997.
- [F+98] Y. FUKUDA *et al.* : Measurements of the Solar Neutrino Flux from Super-Kamiokande's First 300 Days. *Phys. Rev. Lett.*, 81:1158, 1998.
- [F+08] X. FLÉCHARD *et al.* : *Phys. Rev. Lett.*, 101:212504, 2008.
- [F+11a] X. FLÉCHARD *et al.* : Measurement of the β - ν correlation coefficient $a_{\beta\nu}$ in the β decay of trapped ${}^6\text{He}^+$ ions. *J. Phys. G : Nucl. Part. Phys.*, 38:055101, 2011.

- [F⁺11b] X. FLÉCHARD *et al.* : Temperature measurement of ${}^6\text{He}^+$ ions confined in a transparent Paul trap. *Hyperfine Interact.*, 199:21–27, 2011.
- [Fer34] E. FERMI : Versuch einer Theorie der β -Strahlen.I. *Z. Phys.*, 88:161, 1934.
- [FGM58] R.P. FEYNMAN et M. GELL-MANN : Theory of the Fermi Interaction. *Phys. Rev.*, 109:193, 1958.
- [Fie37] M. FIERZ : *Z. Phys.*, 104, 1937.
- [G⁺05a] F. GLUCK *et al.* : *Eur. Phys. J. A*, 23:135, 2005.
- [G⁺05b] A. GORELOV *et al.* : *Phys. Rev. Lett.*, 94:142501, 2005.
- [Gar07] A. GARCIA : 4^{th} RIA Physics Workshop, 19-22 septembre 2007. http://www.int.washington.edu/talks/WorkShops/int_07_36W/, 2007.
- [GGS58] M. GOLDHABER, L. GRODZINS et A. W. SUNYAR : Helicity of Neutrinos. *Phys. Rev.*, 109:1015, 1958.
- [GIM70] S.L. GLASHOW, J. ILIOPOULOS et L. MAIANI : Weak Interactions with Lepton–Hadron Symmetry. *Phys. Rev. D*, 2:1285, 1970.
- [GL57] M.L. GOOD et E.J. LAUER : *Phys. Rev.*, 105:213, 1957.
- [Gla61] S.L. GLASHOW : Partial-Symmetries of Weak Interactions. *Nucl. Phys.*, 22:579, 1961.
- [Glu98] F. GLUCK : *Nucl. Phys. A*, 628:493, 1998.
- [GLW57] R.L. GARWIN, L.M. LEDERMAN et M. WEINRICH : Observations of the failure of conservation of parity and charge conjugation in meson decays : The magnetic moment of the free muon. *Phys. Rev.*, 105:1415, 1957.
- [GM56] M. GELL-MANN : The Interpretation of the New Particles as Displaced Charge Multiplets. *Nuovo Cim. Suppl.*, 4:848, 1956.
- [GMP55] M. GELL-MANN et A. PAIS : Behavior of Neutral Particles under Charge Conjugation. *Phys. Rev.*, 97:1387, 1955.
- [Gol61] J. GOLDSTONE : Field Theories with "Superconductor" Solutions. *Nuovo Cim.*, 19:154, 1961.
- [Gro59] L. GRODZINS : *Prog. Nucl. Phys.*, 7:163, 1959.
- [GT36] G. GAMOW et E. TELLER : Selection Rules for the β -Disintegration. *Phys. Rev.*, 49:895, 1936.
- [H⁺57] W.B. HERRMANNSFELDT *et al.* : Electron-Neutrino Angular Correlation in the Positron Decay of Argon 35. *Phys. Rev.*, 107:641, 1957.
- [H⁺73] F.J. HASERT *et al.* : *Phys. Lett. B*, 45:138, 1973.
- [Hei32] W. HEISENBERG : Über den Bau der Atomkerne. I / On the Structure of Atomic Nuclei. I. *Z. Phys.*, 77:1, 1932.
- [Her01] P. HERCZEG : *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 46:413, 2001.
- [Hoe03] S.A. HOEDL : *Novel Proton Detectors, Ultra-Cold Neutron Decay and Electron Backscatter*. Thèse de doctorat, Faculty of Princeton University, 2003.
- [Hoo71] G.'t HOOFT : Renormalizable Lagrangians for massive Yang-Mills fields. *Nucl. Phys. B*, 35:167, 1971.
- [I⁺10] V.N. IVANCHENKO *et al.* : Geant4 models for simulation of multiple scattering. *J. Phys. : Conf. Ser.*, 219:032045, 2010.

- [JPC63] C.H. JOHNSON, F. PLEASANTON et T.A. CARLSON : Precision Measurement of the Recoil Energy Spectrum from the Decay of He^6 . *Phys. Rev.*, 132:1149, 1963.
- [JTW57a] J.D. JACKSON, S.B. TREIMAN et H.W. WYLD : Coulomb Corrections in Allowed Beta Transitions. *Nucl. Phys.*, 4:206, 1957.
- [JTW57b] J.D. JACKSON, S.B. TREIMAN et H.W. WYLD : Possible Tests of Time Reversal Invariance in Beta Decay. *Phys. Rev.*, 106:517, 1957.
- [K⁺08] V.Yu. KOZLOV *et al.* : The WITCH experiment : Acquiring the first recoil ion spectrum. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B*, 266:4515, 2008.
- [KM73] M. KOBAYASHI et K. MASKAWA : CP Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction. *Prog. Theor. Phys.*, 49:652, 1973.
- [Kon10] G. KONRAD : aSPECT : Measurement of the Proton Spectrum in Neutron Decay. *In PSI2010 Workshop (présentation orale)*, 2010.
- [L⁺47] C.M.G. LATTES *et al.* : Processes Involving Charged Mesons. *Nature*, 159:694, 1947.
- [L⁺56] K. LANDE *et al.* : Observation of Long-Lived V Particles. *Phys. Rev.*, 103:1901, 1956.
- [L⁺05] E. LIÉNARD *et al.* : *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A*, 551:375, 2005.
- [Lew50] H.W. LEWIS : Multiple Scattering in an Infinite Medium. *Phys. Rev.*, 78:526, 1950.
- [Lié10] E. LIÉNARD : *Habilitation à diriger des recherches*. Université de Caen Basse-Normandie, 2010.
- [LY56] T.D. LEE et C.N. YANG : Question of Parity Conservation in Weak Interactions. *Phys. Rev.*, 104:254, 1956.
- [M⁺06] J.W. MARTIN *et al.* : New measurements and quantitative analysis of electron backscattering in the energy range of neutron β -decay. *Phys. Rev. C*, 73:015501, 2006.
- [M⁺07] A. MÉRY *et al.* : *Eur. Phys. J. Special Topics*, 150:385, 2007.
- [MAJ55] D.R. MAXSON, J.S. ALLEN et W.K. JENTSCHKE : *Phys. Rev.*, 97:109, 1955.
- [Moo95] R.B. MOORE : Production, transfer and injection of charged particles in traps and storage rings. *Physica Scripta*, T59:93, 1995.
- [Mé03] A. MÉRY : *Stage de D.E.A.* Université de Caen Basse-Normandie, 2003.
- [Mé07] A. MÉRY : Thèse de doctorat, Université de Caen Basse-Normandie, 2007.
- [N⁺80] W. NEUHAUSER *et al.* : Localized visible Ba^+ mono-ion oscillator. *Phys. Rev. A*, 22:1137, 1980.
- [NC⁺10] O. NAVILIAT-CUNCIC *et al.* : Measurement of the $\beta\nu$ angular correlation in ^8He decay. *In Proposal for an experiment at NSCL, PAC35*, 2010.
- [NCS09] O. NAVILIAT-CUNCIC et N. SEVERIJNS : Test of the Conserved Vector Current Hypothesis in $t = 1/2$ Mirror Transitions and New Determination of $|V_{ud}|$. *Phys. Rev. Lett.*, 102:142302, 2009.
- [NN53] K. NISHIJIMA et T. NAKANO : *Prog. Theor. Phys.*, 10:581, 1953.
- [NP33] J. NEYMAN et E.S. PEARSON : On the Problem of the Most Efficient Tests of Statistical Hypotheses. *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A*, 231:289, 1933.
- [Opa64] G.I. OPAT : *Phys. Rev.*, 134:B428, 1964.
- [P⁺58] W. PAUL *et al.* : Ein Ionenkäfig. *Forschungsberichte des Wirtschafts und Verkehr ministeriums Nordrhein-Westfalen*, page 415, 1958.

- [P⁺02] M. C. PYLE *et al.* : *Phys. Rev. Lett.*, 88:122501, 2002.
- [P⁺09a] R.W. PATTIE *et al.* : First Measurement of the Neutron β -Asymmetry with Ultracold Neutrons. *Phys. Rev. Lett.*, 102:012301, 2009.
- [P⁺09b] D. POČANIĆ *et al.* : Nab : Measurement principles, apparatus and uncertainties. *Nucl. Instr. and Meth. A*, 611:211, 2009.
- [Pau30] W. PAULI : *Open Letter to Radioactive Persons*. LETTER, 1930.
- [Pau90] W. PAUL : Electromagnetic traps for charged and neutral particles. *Rev. Mod. Phys.*, 62:531, 1990.
- [Pen36] F.M. PENNING : *Physica*, 3:873, 1936.
- [Pon58] B. PONTECORVO : Inverse β -Processes and Lepton Charge Nonconservation. *Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, 34:247, 1958.
- [PRB86] D.E. PRITCHARD, E.L. RAAB *et V.* BAGNATO : Light Traps Using Spontaneous Forces. *Phys. Rev. Lett.*, 57:310, 1986.
- [PS53] W. PAUL *et H.* STEINWEDEL : A new mass spectrometer without a magnetic field. *Z. Naturforsch.*, 8a:448, 1953.
- [Pup48] G. PUPPI : *Nuovo Cim.*, 5:587, 1948.
- [QSW89] W. QUINT, W. SCHLEICH *et H.* WALTHER : *La recherche*, Octobre:1194–1203, 1989.
- [R⁺06] D. RODRÍGUEZ *et al.* : *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A*, 565:876, 2006.
- [RC53] F. REINES *et C.L.* COWAN : Detection of the Free Neutrino. *Phys. Rev.*, 92:830, 1953.
- [Rid61] B.W. RIDLEY : The electron-neutrino angular correlation in beta decay of helium 6. *Nucl. Phys.*, 25:483, 1961.
- [RR55] B.M. RUSTAD *et S.L.* RUBY : *Phys. Rev.*, 97:991, 1955.
- [Rut99] E. RUTHERFORD : Uranium Radiation and the Electrical Conduction Produced by it. *Phil. Mag.*, 47:109, 1899.
- [S⁺03] N.D. SCIELZO *et al.* : *Phys. Rev. A*, 68:022716, 2003.
- [S⁺04] N.D. SCIELZO *et al.* : *Phys. Rev. Lett.*, 93:102501, 2004.
- [S⁺09] M. SIMSON *et al.* : Measuring the proton spectrum in neutron decay—latest results with aSPECT. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A*, 611:203, 2009.
- [Sal68] A. SALAM : Weak and Electromagnetic Interactions. *Elementary Particle Theory*, 1968.
- [SBNC06] N. SEVERIJNS, M. BECK *et O.* NAVILIAT-CUNCIC : Tests of the standard electro-weak model in nuclear beta decay. *Rev. Mod. Phys.*, 78:991, 2006.
- [Sch57] J. SCHWINGER : *Spin, Statistics and the TCP theorem*. Harvard University, Cambridge, Massachusetts, 1957.
- [SDW78] C. STRATOWA, R. DOBROZEMSKY *et P.* WEINZIERL : Ratio $||gA/gV||$ derived from the proton spectrum in free-neutron decay. *Phys. Rev. D*, 18:3970, 1978.
- [SR93] D. SCHARDT *et K.* RIISAGER : *Z. Phys. A*, 345:265, 1993.
- [Tan10] M. TANDECKI : WITCH : a Double Penning Trap Experiment for Weak Interaction Studies. *In TCP2010 Proceedings dans Hyperfine Interactions*, 2010.
- [TASI96] T. TABATA, P. ANDREO, K. SHINODA *et R.* ITO : Range distributions and projected ranges of 0.1- to 100-mev electrons in elemental absorbers. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B*, 108:11, 1996.

- [TH09] I.S. TOWNER et J.C. HARDY : Superaligned $0^+ \rightarrow 0^+$ nuclear β decays : A new survey with precision tests of the conserved vector current hypothesis and the standard model. *Phys. Rev. C*, 79:055502, 2009.
- [Tho97] J. J. THOMSON : Cathode Rays. *Nature*, 55:453, 1897.
- [TIO71] T. TABATA, R. ITO et S. OKABE : *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.*, 94:509, 1971.
- [V⁺08] P.A. VETTER *et al.* : *Phys. Rev. C*, 77:035502, 2008.
- [V⁺11] Ph. VELTEN *et al.* : The LPCTrap experiment : measurement of the β - ν angular correlation in ${}^6\text{He}^+$ decay using a transparent paul trap. *Hyperfine Interact.*, 199:29–38, 2011.
- [VR63] J.B. VISE et B.M. RUSTAD : Electron-Neutrino Angular Correlation in the Decay of He^6 . *Phys. Rev.*, 132:2573, 1963.
- [W⁺57] C. S. WU *et al.* : Experimental Test of Parity Conservation in Beta Decay. *Phys. Rev.*, 105:1413, 1957.
- [W⁺09] F.E. WIETFELDT *et al.* : aCORN : An experiment to measure the electron–antineutrino correlation in neutron decay. *Nucl. Instr. and Meth. A*, 611:207, 2009.
- [Wau96] L. WAUTERS : *Phys. Rev. C*, 53:497, 1996.
- [Wei67] S. WEINBERG : A Model of Leptons. *Phys. Rev. Lett.*, 19:1264, 1967.
- [Yuk35] H. YUKAWA : On the Interaction of Elementary Particles. *Proc. Phys. Math. Soc. Jap.*, 17:48, 1935.

Mesure du paramètre de corrélation angulaire bêta-neutrino dans la désintégration de ${}^6\text{He}$.

Résumé

Le sujet de cette thèse est l'analyse des données de l'expérience LPCTrap d'octobre 2008. L'objectif était de mesurer le coefficient de corrélation angulaire β - ν , $a_{\beta\nu}$, de la désintégration de ${}^6\text{He}$ avec une précision de 0.5%. La mise en évidence d'une déviation de la valeur de $a_{\beta\nu}$ par rapport à la prédiction du Modèle Standard (MS) serait la signature indirecte d'un couplage de type tenseur dans la désintégration faible du noyau ${}^6\text{He}$ qui mettrait en cause la structure $V-A$ adoptée pour décrire l'interaction faible au sein du MS. Un piège de Paul est employé pour confiner les ions ${}^6\text{He}^+$ dans un volume très restreint et pratiquement au repos afin de disposer d'une source de décroissances la mieux définie. La particule β et l'ion de recul ${}^6\text{Li}^{++}$ émis lors de la désintégration sont détectés en coïncidence par des détecteurs placés autour du piège. $a_{\beta\nu}$ est déterminé en comparant la distribution expérimentale du temps de vol de l'ion de recul à celle générée par une simulation Monte-Carlo. Durant cette thèse, une simulation basée sur GEANT4 a été développée, qui prend en compte la totalité des effets expérimentaux susceptibles de contribuer à l'erreur systématique de l'estimation de $a_{\beta\nu}$, notamment la diffusion des électrons de basse énergie. Malgré une statistique expérimentale suffisante et une simulation aboutie, une estimation fiable de $a_{\beta\nu}$ s'est finalement révélée impossible à obtenir en raison d'un dysfonctionnement du détecteur d'ions. Une étude statistique exploratoire a été entreprise pour préciser le niveau de sensibilité de la technique de mesure aux tests des hypothèses du MS. Les outils développés dans cette thèse seront utilisés pour analyser les expériences futures.

Mots clés : interactions faibles (physique nucléaire), désintégration bêta, ions piégés, analyse de données, statistique, méthode de Monte-Carlo

Measurement of beta-neutrino angular correlation parameter in the ${}^6\text{He}$ decay.

Abstract

The subject of this work is the data analysis of the LPCTrap experiment which occurred in 2008. The goal was to measure the β - ν angular correlation coefficient, $a_{\beta\nu}$, in the ${}^6\text{He}$ decay at a 0.5% precision level. Evidences of a discrepancy between the experimental value of $a_{\beta\nu}$ and the prediction of the Standard Model (SM) would mean the existence of a vector current in the weak decay of ${}^6\text{He}$. This discovery would question the $V-A$ structure used to describe the weak interaction in the SM. A Paul trap is used to confine ${}^6\text{He}^+$ ions almost at rest in a very small volume in order to have a decay source as well defined as possible. The emitted β particle and ${}^6\text{Li}^{++}$ ion are detected in coincidence by detectors located around the trap. $a_{\beta\nu}$ is determined from a comparison between the experimental and a Monte Carlo simulated distributions of the time of flight of the recoiling ions. During this work, a simulation based on GEANT4 has been developed, taking into account all the experimental effects which are likely to contribute to the systematic error of the $a_{\beta\nu}$ estimation. A special focus has been put on the electron scattering modelling. Despite a sufficient experimental statistics and an efficient simulation, a correct estimation was not achieved due to a malfunction of the ion detector. An exploratory statistical study has been undertaken in order to accurately specify the sensitivity level of the measurement performed with the LPCTrap apparatus in testing the hypotheses of the SM. The tools developed in this work will be used to analyze future experiments.

Keywords : weak interactions (nuclear physics), beta decay, trapped ions, data analysis, statistics, Monte Carlo method

Discipline : Constituants élémentaires et physique théorique