

Thèse de Doctorat

Abdoul-Aziz ZAKARI

*Mémoire présenté en vue de l'obtention du
grade de Docteur de l'Université de Nantes
sous le label de L'Université Nantes Angers Le Mans*

École doctorale : Matière, Molécule, Matériaux en Pays de la Loire (3MPL)

Discipline : Physique nucléaire

Spécialité : Constituants élémentaires et physique théorique

Unité de recherche : Laboratoire SUBATECH UMR 6457

Soutenue le 7 mai 2015

Étude des propriétés de désintégration bêta de produits de fission d'intérêt pour les spectres en énergie des antineutrinos et la puissance résiduelle des réacteurs nucléaires

JURY

Rapporteurs : **Philippe DESSAGNE**, Directeur de recherche, IPHC Strasbourg
Daniel HEUER, Directeur de recherche, LPSC Grenoble

Examineurs : **Alejandro ALGORA**, Senior Research Fellow, IFIC, CSIC-Univ. Valencia

Directeur de Thèse : **Ferid HADDAD**, Professeur, Université de Nantes, SUBATECH, ARRONAX

Co-directeur de Thèse : **Muriel FALLOT**, Maître de conférences, SUBATECH, Université de Nantes
Amanda PORTA, Maître assistant, SUBATECH, École des Mines de Nantes

“Cimii si caanu mora”
Science n’est pas complaisance

Proverbe Djerma

Je tiens à remercier Bernd Grambow, Directeur du laboratoire SUBATECH, de m'avoir accueilli durant ces trois années de doctorat au sein du groupe Experimental Research on Data Reactors and Energy (ERDRE). Je suis également très reconnaissant envers la région Les Pays de la Loire d'avoir accepté de co-financer avec le CNRS ce travail.

Je tiens à témoigner ma reconnaissance à l'ensemble des membres du jury pour avoir accepté d'évaluer mon travail de doctorat : Daniel Heuer et Philippe Dessagne en tant que rapporteurs, pour leur lecture minutieuse du manuscrit ainsi que pour leurs corrections et remarques qui m'ont beaucoup aidé. Je souhaite aussi remercier Ferid Haddad, mon Directeur de thèse, mais également examinateur de ce travail, ses remarques et corrections ont été très utiles à la rédaction du manuscrit. J'aimerais le remercier pour la grande disponibilité et la réactivité dont il a fait preuve lors de mes démarches.

Mes remerciements vont naturellement à Amanda Porta et Muriel Fallot pour m'avoir proposé un sujet de thèse riche et pluridisciplinaire et d'avoir encadré mes travaux de recherche. J'aimerais exprimer toute ma gratitude envers Amanda Porta. Je la remercie pour ses qualités d'encadrement, sa disponibilité, sa générosité, sa patience intarissable et ses qualités humaines. Elle a toujours été d'une aide très précieuse, me guidant par sa rigueur scientifique et ne ménageant aucun effort pour me soutenir moralement au cours de ces années. Je tiens à exprimer ma profonde reconnaissance à Muriel Fallot, par son sens critique, elle m'a constamment poussé en avant dans ce travail et a favorisé mon enrichissement scientifique. Je la remercie, au même titre que Amanda Porta, pour ces discussions passionnantes au cours desquelles elle me sortait de l'impasse à coup d'idée géniale. Je la remercie particulièrement d'avoir réalisé de nouveaux calculs de spectre en énergie des antineutrinos à partir des résultats obtenus dans ce travail.

Je souhaite remercier tous les membres du groupe ERDRE que j'ai côtoyés durant mon doctorat : Lydie, Nicolas pour leurs bons conseils, une pensée particulière à Frédéric pour son soutien. J'aimerais remercier tous les thésards et postdocs avec qui j'ai partagé ces trois années et avec qui j'ai eu l'occasion de passer de bons moments : Van Minh, Sandrine, Anthony, Mylène, Jean-Baptiste, les deux Baptiste, Tomooki, Andi que je remercie pour son amitié, Briz, Aurélien, Maxime, Lucia, Diego, Martin, les deux Benjamin, Roland, Alexis, Javier, Lucile, Diana... Des remerciements particuliers pour Jennifer, Ahmed, Charlotte, Vincent, Guillaume, Florian et Fanny pour avoir partagé leur bureau avec moi.

Je voudrais exprimer toute ma reconnaissance envers nos collègues de Valence qui m'ont souvent accueilli et ont facilité mon apprentissage de la technique d'analyse TAS : Taín, Jorge, Victor, une pensée particulière à Alejandro Algora que je remercie sincèrement d'avoir pris la charge d'encadrer mon travail pendant les deux derniers mois d'analyse. Je le remercie pour sa disponibilité, ses conseils, et pour avoir accepté d'être le président du jury. Je tiens à remercier Ebhelixes et Simon, mes deux camarades thésards auprès de qui j'ai beaucoup appris et avec qui j'ai eu du plaisir à travailler.

Je suis reconnaissant envers Alejandro Sonzogni d'avoir accepté d'utiliser mes résultats pour réaliser de nouveaux calculs de puissance résiduelle des réacteurs nucléaires. Je le remercie pour la qualité de son analyse.

Mes dernières pensées, non des moindres, vont à ma famille, mon père, ma mère, Zouheira Ali¹ et Rosa pour sa patience et le soutien qu'elle m'a apporté durant ces trois années.

1. Que son âme repose en paix

Table des matières

Introduction	1
1 Motivations de Physique	5
1.1 Désintégration bêta et interaction faible	5
1.1.1 Modèle à 4 fermions de la désintégration bêta	7
1.1.1.1 Approximation permise	8
1.1.1.2 Limites de la théorie de Fermi	9
1.1.2 Vers une théorie de l'interaction $V - A$	12
1.1.3 Angle de Cabibbo et matrice de mélange des quarks	14
1.1.4 Notion de force S_β	15
1.2 Aspects expérimentaux de la désintégration β des noyaux	16
1.2.1 Spectroscopie HPGe : effet Pandemonium	18
1.2.2 Spectroscopie d'absorption totale	18
1.3 Intérêts pour la structure et l'astrophysique nucléaire	20
1.3.1 Résonance Gamow-Teller : force manquante	20
1.3.2 Désintégration β et processus-r	21
1.4 Désintégration β et physique du neutrino	22
1.4.1 Angle de mélange θ_{13} : prédiction des flux et les spectres $\bar{\nu}$	22
1.4.2 Mesures et détermination des spectres antineutrinos	23
1.5 Désintégration β des produits de fission et technologie des réacteurs	26
1.5.1 Calcul de la puissance résiduelle	27
1.5.2 Application à la non-prolifération nucléaire	29
1.6 Les connaissances antérieures sur la désintégration des $^{92,93}\text{Rb}$	32
1.6.1 Décroissance $^{92}\text{Rb} \rightarrow ^{92}\text{Sr}$	32
1.6.2 Décroissance $^{93}\text{Rb} \rightarrow ^{93}\text{Sr}$	32
1.7 Motivations sur les mesures des $^{92,93}\text{Rb}$	34
2 Expériences TAS à Jyväskylä : campagne de mesures en 2009 et 2014	37
2.1 Description de l'accélérateur	38
2.1.1 Le système du guide d'ion IGISOL	38
2.1.2 La sélection en masse	40
2.1.2.1 La séparation du faisceau	41
2.1.2.2 Le piège à ion : JYFLTRAP	42
2.2 Le dispositif expérimental	46
2.2.1 Description du multi-détecteur BaF_2 utilisé pour les mesures en 2009	48
2.2.2 Description du détecteur $\text{NaI}(\text{Tl})$ utilisé pour les mesures en 2014	51
2.3 La Mesure des noyaux	54
2.4 Procédure de l'analyse des données	54
2.4.1 Poser le problème inverse	54
2.4.2 Construction de la matrice réponse	55

2.4.3	Construction d'un schéma de désintégration	56
2.4.3.1	Les densités de niveaux	56
2.4.3.2	Les transitions électromagnétiques	58
2.5	Résolution du problème inverse	58
3	Analyse des données du $^{92,93}\text{Rb}$ mesurées en 2009	61
3.1	L'extraction des données brutes	61
3.2	La préparation des données	65
3.2.1	Étalonnage en énergie	65
3.2.2	Étalonnage en résolution	67
3.2.3	Soustraction des contaminants	68
3.2.3.1	Le bruit de fond	68
3.2.3.2	Contribution de l'empilement des signaux	69
3.3	Les spectres des $^{92,93}\text{Rb}$	70
3.3.1	$^{92}\text{Rb} \rightarrow ^{92}\text{Sr} \rightarrow ^{92}\text{Y}$	71
3.3.2	$^{93}\text{Rb} \rightarrow ^{93}\text{Sr} \rightarrow (^{93}\text{Y}, ^{92}\text{Sr})$	73
3.4	La matrice réponse : R	76
3.4.1	La réponse du détecteur	76
3.4.1.1	Réponse aux émissions gammas et bêtas	77
3.4.1.2	Validation de la réponse	78
3.4.2	Les rapports d'embranchement	80
3.5	Résolution du problème inverse : les alimentations bêta des $^{92,93}\text{Rb}$	83
3.5.1	Les alimentations bêta du ^{92}Rb	84
3.5.1.1	Ajustement de l'alimentation bêta	87
3.5.1.1.1	En empêchant les transitions bêta 1 ^{ère} interdites	87
3.5.1.1.2	En fixant l'alimentation bêta vers le niveau fondamental du fils	88
3.5.2	Les alimentations bêta du ^{93}Rb	88
3.5.2.1	Ajustement de l'alimentation bêta	89
3.5.2.1.1	En empêchant les transitions bêtas 1 ^{ère} et 2 ^{ème} interdites	89
3.5.2.1.2	En fixant l'alimentation bêta vers le niveau fondamental du fils	91
3.6	Estimation des incertitudes sur les alimentations bêta	92
3.6.1	Cas du ^{92}Rb	92
3.6.1.1	Sensibilité à la normalisation des contaminants	92
3.6.1.2	Sensibilité aux paramètres d'entrée de la matrice réponse	93
3.6.2	Cas du ^{93}Rb	100
3.6.2.1	Sensibilité à la normalisation des contaminants	100
3.6.2.2	Sensibilité aux paramètres d'entrée de la matrice réponse	100
4	Discussion des résultats	109
4.1	Les distributions de force <i>Gamow-Teller</i>	109
4.1.1	Cas du ^{92}Rb	110
4.1.2	Cas du ^{93}Rb	111
4.2	Les spectres en énergie des antineutrinos déduits de nos mesures	113
4.3	Impact sur les calculs de puissance résiduelle	117
	Conclusion	121
A	Incertitudes sur les alimentations β des $^{92,93}\text{Rb}$	125
	Bibliographie	131

Table des figures

1.1	Interaction à 4 points de <i>Fermi</i>	7
1.2	Les valeurs ft pour des transitions $0^+ \rightarrow 0^+$ et pour différentes valeurs de nombre de masse A . [4]	11
1.3	Illustration d'une désintégration β^- d'un noyau X de temps de demi-vie $T_{1/2}$ vers son fils Y et indiquant son Q_β , les intensités I_i suivant les états excités d'énergie E_i du noyau Y ainsi que les γ de désexcitation de ce noyau.	17
1.4	Illustration de l'effet Pandemonium (gauche) et de la technique <i>TAS</i> qui permet de le contourner (droite)	19
1.5	Puissance résiduelle du combustible UOX (enrichi à 3.26% en ^{235}U) pour un taux de combustion de 33 000 MWj/t en fonction du temps de refroidissement et selon la contribution des actinides et des produits de fission. [87]	26
1.6	Comparaison entre des valeurs expérimentales (points avec barre d'erreur) de la composante γ de la chaleur résiduelle pour la fission du ^{239}Pu et les calculs réalisés en s'appuyant sur différentes bases de données nucléaires (JEFF, JENDL, ENDF), sur les 10 000 premières secondes. [90]	28
1.7	Comparaison entre les calculs de la composante γ de la chaleur résiduelle (fission thermique du ^{239}Pu) avec (rouge) et sans (bleu) les nouvelles données <i>TAS</i> et les données évaluée par Tobias [89] (points). [82]	30
1.8	Comparaison entre les calculs de la composante γ de la chaleur résiduelle (fission thermique du ^{235}U), utilisant la base JEFF3.1 combinant des données <i>TAS</i> (rouge) ou intégrant les énergies moyennes des raies γ obtenues à partir des mesures de Rudstam et al. [77] (noir), et les données évaluées par Tobias [89] (points). [95]	30
1.9	Superposition des spectres intégraux d' $\bar{\nu}_e$ de la fission sur les $^{239,241}\text{Pu}$ et $^{235,238}\text{U}$. L'épaisseur des courbes reflète l'incertitude sur les spectres. Ces spectres sont normalisés et diffèrent les uns des autres à cause des différences dans la distribution des produits de fission	31
1.10	Schéma de désintégration β du ^{92}Rb vers les niveaux excités du ^{92}Sr jusqu'à une énergie de 2850 keV et indiquant les alimentations I_β , les transitions γ ainsi que les valeurs de spin et de parité de ces niveaux. On peut remarquer que certaines valeurs de spin ou de parité ne sont pas encore complètement établies. [110]	33
1.11	Schéma de désintégration β du ^{93}Rb vers les niveaux excité du ^{93}Sr jusqu'à une énergie de 2460 keV et indiquant les alimentations I_β (le signe négatif indique une majoration et réciproquement pour le signe positif), ainsi que les valeurs de spin et de parité de ces niveaux du ^{92}Sr . La plupart des informations sur la désintégration, les valeurs de spin ou de parité restent encore des tentatives. [110]	34
2.1	Disposition actuelle de l'accélérateur JYFL avec la nouvelle installation IGISOL4.	39
2.2	Schéma du dispositif IGISOL-3 de la position du guide d'ions aux installations expérimentales en passant par le système de séparation de masses [129]	40
2.3	Schéma de principe du guide d'ion	41

2.4	Schéma du guide d'ion pour la fission	41
2.5	Dispositif du séparateur de masse sur la ligne faisceau : (1) RFQ, (2,4) défecteur xy, (3,6) lentille Einzel, (7) chambre à vide, (8) localisation des pièges, (9) lentille Einzel + défecteur xy, (10) chambre à vide et MCP[132].	42
2.6	Schéma d'un piège de Penning contenant une particule de charge positive en son centre (en rouge). Le champ électrique E (en bleu) est produit par deux coupelles chargées positivement (a) et par une électrode circulaire chargée négativement (b). Le champ magnétique homogène B (en rouge) est produit par un électro-aimant toroïdal (c)	43
2.7	illustration du mouvement des ions dans un piège de Penning	45
2.8	Les spectres de masse pour les mesures du $^{92,93}\text{Rb}$, lors de la campagne de mesure 2009	46
2.9	Courbe de temps-de-vol obtenue pour des ions ^{54}Co [139]. La fréquence d'excitation quadrupolaire est représentée sur l'axe horizontal tandis le temps-de-vol prend ces valeurs sur l'axe vertical. Les points noirs avec les barres d'erreurs sont les temps-de-vol moyens des ions excités avec la fréquence indiquée et la courbe rouge est un fit aux données. Les pixels en bleu avec des densités variables reflètent le nombre d'ions détectés dans le pixel. Ici un temps d'excitation de 200 ms a été utilisé.	47
2.10	Même figure que la 2.9, excepté que la durée d'application du champ d'excitation est subdivisée en deux excitations de 25 ms séparées par une pause de 150 ms [137, 139, 143]. Les bandes auxiliaires sont plus prononcées, on gagne cependant en finesse sur la position du minimum central.	47
2.11	En haut, un dessin d'une coupe longitudinale du détecteur TAS, montrant le schéma d'implantation. En bas, une photo du détecteur où on peut voir sa forme cylindrique ainsi que les photo-multiplificateurs connectés.	48
2.12	Schéma simplifié du montage électronique de la campagne de mesure 2009	50
2.13	Photo du détecteur NaI dans la salle d'expérience de IGISOL4, on peut voir l'emplacement des photo-multiplificateurs sur les blocs de cristaux NaI du côté droit.	52
2.14	Schéma du montage électronique de la campagne de mesure 2014	53
3.1	Les spectres TAS individuel et somme pour le ^{22}Na qui est un émetteur de positrons avec une raie γ caractéristique à 1274.77 keV [110]. L'annihilation du positron émet deux γ de 511 keV en coïncidence et de directions opposées, il est donc très peu probable que la somme des énergies (1022 keV) se trouve dans un seul cristal. Dans le spectre individuel, on observe le 511 keV, la raie γ caractéristique ainsi que leur somme. Dans le spectre somme, sont observées l'énergie totale des γ d'annihilation, la raie gamma caractéristique ainsi que leur somme.	62
3.2	Superposition d'un spectre TAS <i>hardware</i> de ^{22}Na (bleu) avec une mesure de bruit de fond (vert), montrant la position des pulses générés en fin de spectre. On remarque que ces spectres ne sont pas bien alignés, ce qui provoque des distorsions dans le spectre en rouge qui représente le spectre TAS du ^{22}Na nettoyé des événements de bruit de fond.	63
3.3	Tracé des composantes rapides et lentes des BaF_2 mettant en évidence la discrimination entre les particules α et les γ (cas du ^{22}Na). Le contour en noir marque la zone d'intérêt pour le pic α qui sera utilisé pour aligner les signaux sortant des 12 cristaux BaF_2 du TAS et par la suite les spectres sommes <i>software</i>	64
3.4	Position du pic α des régions d'intérêt déterminées sur le tracé de la figure 3.3, pour les 12 cristaux BaF_2 du TAS pour un groupe d'un million d'événements.	64
3.5	Superposition d'un spectre TAS <i>software</i> de ^{22}Na (bleu) avec une mesure de bruit de fond (vert). Les spectres sont maintenant bien alignés (position du pic α) et normalisés (rapport du nombre de coups dans la région des pulses) ; on peut donc soustraire la contamination due au bruit de fond de manière adéquate contrairement aux cas d'un nettoyage <i>hardware</i>	65

3.6	Étalonnage en énergie du détecteur <i>TAS</i> pour les spectres somme <i>software</i> , la tendance linéaire obtenue sur la figure (a) donne la relation d'étalonnage : $a_0 + a_1 E_{first}$, les barres d'erreurs sur la figure ne sont pas visibles à cause de l'échelle du graphe. Cette relation est établie en utilisant des sources connues ($^{22,24}\text{Na}$, ^{60}Co , ^{137}Cs). La figure (b) montre l'écart entre les points représentatifs des mesures haute-résolution pour ces sources et la relation d'étalonnage obtenue après fit ainsi que les barres d'erreur associées.	67
3.7	Étalonnage de la résolution du détecteur <i>TAS</i> pour les spectres somme <i>software</i> les coefficients c_1 et c_2 de la relation $\sigma^2 = c_1 E + c_2 E^2$ sont obtenus en faisant un ajustement de la valeur expérimentale des σ en fonction de l'énergie des γ . Les sources considérées sont les mêmes que celles de la figure 3.6. La figure (b) montre l'écart entre les valeurs expérimentales et la fonction de d'ajustement ainsi que les barres d'erreurs associées.	68
3.8	Les spectres de bruit de fond (a) normalisés et superposés les uns aux autres, on voit qu'il y a un bon accord entre ces mesures. En (b) le spectre somme des différentes acquisitions.	69
3.9	Illustration du processus d'empilement électronique : lorsque deux signaux de deux événements arrivent dans une fenêtre de $5\mu\text{s}$, ils ne peuvent pas être différenciés et sont vus comme un seul signal équivalent à la somme des deux signaux.	70
3.10	Processus de soustraction des empilements, cas du ^{137}Cs . Lorsque le spectre est nettoyé du bruit de fond, seuls les empilements dominant le spectre au-delà du Q_β du noyau. Le spectre des empilements se superpose bien aux données au-delà du Q_β	71
3.11	En (a), est montré le spectre brut du ^{92}Rb , ce même spectre sans le bruit de fond ainsi que le spectre signé β . En (b), le spectre sans bruit de fond est comparé au spectre signé β . En (c) et (d) sont superposés respectivement les spectres sans bruit de fond et les spectres signés β des différentes mesures.	72
3.12	Détermination des temps de cycle pour les mesures de $^{92,93}\text{Rb}$, on peut remarquer les "sauts" caractéristiques entre deux implantations du faisceau. Le cycle du ^{93}Rb est plus court parce que le risque de contamination par le fils est plus élevé.	73
3.13	Schéma de la soustraction des contaminants dans le spectre en coïncidence β et dans le spectre <i>single</i> du ^{92}Rb	74
3.14	En (a), est montré le spectre brut du ^{93}Rb , ce même spectre sans le bruit de fond ainsi que le spectre en coïncidence β . En (b), le spectre sans bruit de fond est comparé au spectre en coïncidence β . En (c) et (d) sont superposés respectivement les spectres sans bruit de fond et les spectres en coïncidence β des différentes mesures.	75
3.15	Schéma de la soustraction des contaminants dans le spectre en coïncidence β du ^{93}Rb	76
3.16	Quelques vues schématiques de la modélisation géométrique du détecteur <i>TAS</i> , réalisée avec GEANT4. Dans la vue de <i>face</i> (b), nous avons en bleu les cristaux BaF_2 qui sont entourés par du "teflon" en rouge et on peut apercevoir au centre la position de la bande magnétique sur les rollers. En (c) est indiqué le positionnement du détecteur β (en jaune) juste en face de la bande magnétique.	77
3.17	Efficacité du détecteur <i>TAS</i> aux électrons et aux gammas. Pour l'efficacité de détection des électrons, celle du détecteur silicium est également tracée (bleu). On peut remarquer la bonne efficacité du détecteur aux émissions gammas.	77
3.18	Les spectres en énergies simulés des électrons et des gamma dans le détecteur <i>TAS</i> , avec à droite ces mêmes spectres élargis avec la résolution expérimentale du détecteur.	78
3.19	La réponse e_{ij} du détecteur <i>TAS</i> aux électrons, représentant la contribution des énergies E_j réelles dans les canaux d'énergies E_i observées. Par exemple des électrons d'énergie inférieure à 200 keV ne pourront pas déposer d'énergie dans le détecteur <i>TAS</i>	79
3.20	Comparaison du spectre <i>TAS</i> mesuré et simulé pour le ^{24}Na	79
3.21	Comparaison entre le spectre <i>TAS</i> mesuré du ^{24}Na et celui reconstruit à partir de la matrice réponse et les alimentations β	80

3.22	Tracé des courbes de densités de niveaux selon le modèle utilisé et les paramètres indiqués dans le tableau 3.4 ainsi que leurs comparaisons avec les valeurs expérimentales récupérées de ENSDF (noir).	83
3.23	Schéma montrant les rapports d'embranchement b_{ij} entre les niveaux d'énergie E_j et les niveaux d'énergie E_i . On peut observer la transition entre les niveaux discrets et le continuum.	84
3.24	La résolution du problème <i>inverse</i> pour les mesures du ^{92}Rb , les pourcentages d'alimentations bêtas obtenus pour les données signées β et les données <i>single</i> sont présentés respectivement sur les figures (c) et (d) tandis que les données recalculée (en bleu) à partir de ces alimentations sont tracées sur les figures (a) et (b) où elles sont comparée aux données expérimentales (en noir).	85
3.25	Rapport entre le spectre brut du ^{92}Rb et celui du bruit de fond. On peut voir que les données propres à la mesure de la désintégration du ^{92}Rb sont autour de 10% des mesures de bruit dans la région 0–3 MeV ou le rapport signal sur bruit est très proche de l'unité. On s'attend à ce que la soustraction du bruit dans cette région soit un peu plus difficile à réaliser.	86
3.26	Comparaison entre le spectre reconstruit et le spectre mesuré en empêchant l'alimentation bêta sur les niveaux excités de type première interdite entre 0–2 MeV. La comparaison avec le résultat de la figure 3.24, prouve que le spectre est mal reconstruit sous les conditions indiquées ici.	87
3.27	Courbe des valeurs de χ^2 obtenues lors de la résolution du problème <i>inverse</i> en fixant la valeur de l'alimentation bêta au fondamental pour chaque analyse. Le minimum est atteint pour un peuplement au fondamental de 87.5%.	88
3.28	Comparaison entre les données expérimentales et le spectre reconstruit en supposant une alimentation bêta au fondamental égale à 94%. La reconstruction est surestimée en début de spectre comme on peut le voir.	89
3.29	Comparaison entre le spectre reconstruit et le spectre expérimental du ^{93}Rb sous les conditions d'analyse standard. On peut faire les mêmes remarques que concernant le ^{92}Rb , à savoir que les deux spectres sont en bon accord dans la limite des fluctuations statistiques.	90
3.30	Les alimentations bêta extraites de l'analyse du ^{93}Rb , sous les conditions d'analyse par défaut. Un peuplement bêta au fondamental de 35.70% a été observé en assumant une probabilité d'émission de neutron de 1.39%.	90
3.31	Comparaison des spectres reconstruits aux données expérimentales, en bloquant les alimentations bêta vers les niveaux de spin $\geq 9/2$ (a) et empêchant les transitions bêta vers les niveaux 7 et 8 du ^{93}Sr (b). L'accord entre le spectre reconstruit et le spectre expérimental n'est pas aussi bon que l'analyse faite dans les conditions standards : à gauche, problème de reconstruction entre 1000 et 1500 keV et à droite problème de reconstruction entre 1500 et 2000 keV.	91
3.32	Tracé de la variation de χ^2 pour différentes valeurs de l'alimentation bêta au fondamental pour la désintégration bêta du ^{93}Rb . Le minimum est atteint pour une alimentation bêta au fondamental de 35.50%.	92
3.33	Courbe des valeurs de χ^2 obtenues lors de la résolution du problème <i>inverse</i> pour différents paramètres de normalisation des empilements et différents taux de contamination du ^{92}Sr . On trouve le minimum pour un facteur de 0.90 de la valeur que nous avons estimée par le calcul pour les empilements.	93
3.34	Comparaison de la distribution d'alimentation bêta obtenue (rouge) sous les conditions de normalisation des contaminants qui minimisent la valeur de χ^2 entre le spectre reconstruit et les données expérimentales et le résultat que nous avons adopté (bleu). En bas l'écart relatif entre les deux distributions, avec des variations plus prononcées en fin de spectre où la contribution des empilements est relativement plus importante.	94

3.35	Comparaison des alimentations bêtas obtenues (rouge) en modifiant la pente de la relation d'étalonnage en énergie de 1% avec le résultat adopté (bleu). Les écart relatifs sont compatibles avec les incertitudes statistiques.	95
3.36	Comparaison des alimentations bêtas obtenues (rouge) en prenant les bornes supérieures des paramètres de la relation d'étalonnage en résolution avec le résultat adopté (bleu). L'impact est plus prononcé que celui de l'étalonnage en énergie.	95
3.37	En (a) superposition entre les données expérimentales et la reconstruction à partir des alimentations bêtas obtenues lorsque l'épaisseur du silicium est augmenté de 10%. En (b) cette alimentation (rouge) est comparée avec l'alimentation bêta de référence (bleu).	96
3.38	Comparaison des alimentations bêta obtenue pour le ^{92}Rb , en utilisant des densités de niveaux en moyenne 2 fois plus élevées que celle utilisées dans l'analyse de référence dont les alimentations sont représentées en bleu.	97
3.39	Courbe des valeurs de χ^2 obtenues lors de la résolution du problème <i>inverse</i> pour différents paramètres de normalisation des empilements et différents taux de contamination du ^{93}Sr . On trouve le minimum pour un facteur de 0.85 de la valeur que nous avons estimée par le calcul pour les empilements.	101
3.40	Comparaison entre les peuplements bêta de référence (bleu) et ceux obtenus sous les conditions de normalisation des contaminants qui minimisent la valeur du χ^2 . Les écarts entre les deux distributions sont inférieur à 10% sur la majorité du spectre sauf dans les cas où les alimentations sont très faibles et qui présentent des variations qui vont au-delà des 100%.	101
3.41	Tracé de la variation de χ^2 pour différentes valeurs de probabilité d'émission de neutrons lors de la désintégration bêta du ^{93}Rb . Le minimum en χ^2 est atteint pour une pour une valeur de P_n de 3%.	102
3.42	Comparaison des alimentations bêtas obtenues (rouge) en modifiant la pente de la relation d'étalonnage en énergie de 1% avec le résultat adopté (bleu). Les écart relatifs sont compatibles avec les incertitudes statistiques.	102
3.43	Comparaison des alimentations bêtas obtenues (rouge) en prenant les bornes supérieures des paramètres de la relation d'étalonnage en résolution avec le résultat adopté (bleu). L'impact est plus prononcé que celui de l'étalonnage en énergie.	103
3.44	En (a) superposition entre les données expérimentales et la reconstruction à partir des alimentations bêtas obtenues lorsque l'épaisseur du silicium est augmenté de 10%. En (b) cette alimentation (rouge) est comparée avec l'alimentation bêta de référence (bleu).	103
3.45	Comparaison des alimentations bêta obtenue pour le ^{93}Rb , en utilisant des densités de niveaux en moyenne 2 fois plus petites que celle utilisées dans l'analyse de référence dont les alimentations sont représentées en bleu.	104
3.46	Comparaison des alimentations bêta obtenue pour le ^{93}Rb , suivant le schéma de niveau I ou II du tableau 3.7.	105
4.1	Comparaison entre les alimentations bêtas obtenues des mesures <i>TAS</i> du ^{92}Rb et celles contenues dans les données évaluées ENSDF. La structure du schéma de niveaux de l'analyse <i>TAS</i> révèle les niveaux déjà indiqués par les mesures haute résolution, excepté le niveau à 7363 keV qui n'est pas compatible avec les données <i>TAS</i> du ^{92}Rb	110
4.2	La distribution de force <i>Gamow-Teller</i> pour la désintégration β du ^{92}Rb à gauche, à droite cette même force accumulée sur la fenêtre en énergie Q_β de la désintégration.	112
4.3	Comparaison entre les alimentations bêtas obtenues des mesures <i>TAS</i> du ^{93}Rb et celles contenues dans les données évaluées ENSDF. La structure du schéma de niveaux de l'analyse <i>TAS</i> est très similaire à celle des données ENSDF qui en fait tiennent déjà compte des mesures <i>TAS</i> de Greenwood et al. [118].	112
4.4	La distribution de force <i>Gamow-Teller</i> pour la désintégration β du ^{93}Rb à gauche, à droite cette même force accumulée sur la fenêtre en énergie Q_β de la désintégration.	113

- 4.5 Les spectres antineutrinos du ^{92}Rb prenant en compte différentes type de transition pour la forme : en noir, toutes les transitions sont de type permise ; en rouge, une forme permise pour les transitions $\text{GS} \rightarrow \text{GS}$ et une forme première interdite unique pour le reste ; en vert et bleu, une forme première interdite non-unique (opérateur *Gamow-Teller* [81]) pour les transitions $\text{GS} \rightarrow \text{GS}$ avec respectivement une forme première interdite unique et une forme permise pour le reste ; en jaune et rose, une forme première interdite non-unique (opérateur ρ_A [81]) avec respectivement une forme permise et une forme interdite unique pour les autres transitions. Ces deux dernières courbes se confondent aux deux premières que l'on ne peut pas distinguer sur le tracé. [172] 114
- 4.6 Les spectres en énergie des antineutrinos provenant de la désintégration β du ^{92}Rb et obtenus par la méthode de sommation en utilisant les propriétés de désintégration β contenues dans la base ENSDF d'avant 2012 (bleu), d'après 2012 (noir) [110] et en utilisant les nouvelles données *TAS* (vert). La courbe en rouge est le spectre des antineutrinos obtenu par conversion des spectres β mesurés par Rudstam et al. [77]. [172] 115
- 4.7 Les spectres en énergie des antineutrinos provenant de la désintégration β du ^{93}Rb et obtenus par la méthode de sommation en utilisant les propriétés de désintégration β contenues dans la base JEFF (noir) [173] et en utilisant les nouvelles données *TAS* (vert). La courbe en rouge est le spectre des antineutrinos obtenu par conversion des spectres β mesurés par Rudstam et al. [77]. [172] 115
- 4.8 Les rapports entre les spectres antineutrinos intégraux obtenus par la méthode de sommation avec et sans les nouvelles données *TAS* du ^{92}Rb (gauche), plus celles du ^{93}Rb (droite), après la fission thermique du ^{239}Pu , ^{241}Pu , ^{238}U et ^{235}U . [172] 116
- 4.9 Rapports entre les spectres intégraux des antineutrinos calculés avec les nouvelles données des $^{92,93}\text{Rb}$ et les calculs précédemment réalisés par Fallot et al. (bleu) [75], Dwyer et al. (rouge) [175] et Sonzoni et al. (points noirs) [176]. [172] 117
- 4.10 Calcul de la chaleur résiduelle après fission thermique sur l' ^{235}U et au cours des 10 000 premières secondes suivant l'arrêt : la méthode de sommation s'appuie sur les informations contenues dans la base ENDF/BVII.1 [174], puis en modifiant cette base pour y intégrer le nouvelles données *TAS* du ^{92}Rb et du ^{93}Rb . Le résultat est comparé aux mesures expérimentales évaluées par Tobias [89]. [171] 118
- 4.11 Calcul de la chaleur résiduelle après fission thermique sur l' ^{239}Pu et au cours des 10 000 premières secondes suivant l'arrêt : la méthode de sommation s'appuie sur les informations contenues dans la base ENDF/BVII.1 [174], puis en modifiant cette base pour y intégrer le nouvelles données *TAS* du ^{92}Rb et du ^{93}Rb . Le résultat est comparé aux mesures expérimentales évaluées par Tobias [89]. [171] 119
- 4.12 Rapports entre les valeurs de chaleur résiduelle calculé avec les nouvelles données *TAS* et celle calculée avec les données ENDF/B-VII.1 (voir les figures 4.10 et 4.11). [171] 119

Liste des tableaux

1.1	Interactions fondamentales de la physique des particules	6
1.2	Particules élémentaires de la matière	6
1.3	Classification des transitions β suivant les règles de sélection de spin I et de parité π ainsi que leurs probabilités d'occurrence en fonction de la grandeur $\log(ft)$	12
1.4	Les combinaisons bilinéaires des matrices γ^μ caractérisant différents types d'interactions et les constantes de couplage g_i associée. Θ désigne l'opérateur de parité et $\vec{\sigma}$ est la matrice de spin de Pauli. Les expressions des \mathcal{O}_i non relativistes peuvent être démontrées en faisant des approximations sur les composantes des spinneurs ψ_n et ψ_p [2].	12
1.5	Expression des opérateurs \mathcal{O}_i projetés dans le sous-espace d'hélicité gauche	13
1.6	Liste de demande de mesure <i>TAS</i> de haute priorité. [91]	29
1.7	Énergies moyennes (E_f) libérées par fission issues du calcul de V. Kopeikin et al. [97] et nombres ($N_{\bar{\nu}_e}$) et énergies ($E_{\bar{\nu}_e}$) des antineutrinos émis par fission issus du calcul de Huber et al. [98]	30
1.8	Caractéristiques des noyaux $^{92,93}\text{Rb}$ mesurés en novembre 2009 [Proposal].	34
2.1	Quelques propriétés sur les scintillateurs NaI et BaF ₂ utilisés lors des campagnes 2009 et 2014 [23]. De gauche à droite, la densité des cristaux, la longueur d'onde de l'émission maximale, l'indice de réfraction, le temps de désintégration et le rendement lumière en nombre de photons par MeV.	49
2.2	Caractéristiques des sources utilisées pour étalonner le détecteur <i>TAS</i> , campagne 2009.	54
2.3	Les temps de cycle indicatifs ainsi que les taux de comptage pour les mesures des $^{92,93}\text{Rb}$, ces taux sont faibles lorsqu'on les compare aux taux d'événements pour le bruit de fond.	54
3.1	Valeurs des points utilisés pour étalonner le détecteur en énergie et en résolution, ainsi que les incertitudes associées. La colonne "Tube" désigne les mesures réalisées selon que le tube faisceau est placé à l'intérieur du <i>TAS</i> ou non. La colonne "Software" indique si le point d'étalonnage provient d'un spectre somme <i>software</i> ou d'un spectre individuel d'un des cristaux BaF ₂	66
3.2	Schéma de niveaux utilisé pour la partie connue du ^{92}Sr et les propriétés sur les premiers états excités du noyau, la coupure en énergie est établie à 1778.330 keV. Les quantités entre parenthèse sont des indications. [110]	81
3.3	Schéma de niveaux utilisé pour la partie connue du ^{93}Sr et les propriétés sur les premiers états excités du noyau, la coupure en énergie est établie à 1808.440 keV. Les quantités entre parenthèse sont des indications. [110]	81
3.4	Les paramètres de densités de niveaux obtenus après les ajustements illustrés sur la figure 3.22 avec les mêmes codes couleurs que les courbes : Gilbert-Cameron (entre les barres violettes), Constant-Temperature (en vert), Back-Shifted-Fermi-Gas (en rouge) et Back-Shifted-Fermi-Gas avec les paramétrisation de Egidy (en jaune).	82
3.5	Les paramètres de résonance géante obtenues pour les noyaux $^{92,93}\text{Rb}$	83

3.6	Estimation des incertitudes sur les alimentations bêta I du ^{92}Rb , les σ sont des écart-types sur les valeurs moyennée \bar{I} , les Δ_I sont les écarts relatifs par rapport aux alimentations de référence I_{ref} , les indices e , r , si , et l représentent respectivement les évaluations faites sur l'étalonnage en énergie, sur l'étalonnage en résolution, sur la variation de l'épaisseur du silicium, et sur les densités de niveaux.	100
3.7	Choix de la valeur du spin des niveaux adoptés pour la région connue du ^{93}Sr . De gauche à droite on a l'énergie d'excitation des niveaux, les assignations de spin pour l'analyse de référence, celles où on a choisi 5/2 pour les niveaux dont la valeur de spin est inconnue et celles où on a chois 9/2 pour les niveaux dont la valeur de spin est inconnue.	105
3.8	Estimation des incertitudes sur les alimentations bêta I du ^{93}Rb , les σ sont des écart-types sur les valeurs moyennée \bar{I} , les Δ_I sont les écarts relatifs par rapport aux alimentations de référence I_{ref} , les indices e , r , si , l , 5/2 et 9/2 représentent respectivement les évaluations faites sur l'étalonnage en énergie, sur l'étalonnage en résolution, sur la variation de l'épaisseur du silicium, sur les densités de niveaux et sur les choix de spin 5/2 et 9/2.	108
4.1	Temps de demi-vie des $^{92,93}\text{Rb}$ extraits de ENSDF [110] et les rendements de fission (CFY) thermique sur l' ^{235}U et le ^{239}Pu fournis par JEFF [173].	117
4.2	Énergies moyennes du rayonnement γ (EEM) et des électrons (ELP) émis lors de la désintégration β des $^{92,93}\text{Rb}$ obtenues dans le cadre de cette thèse, comparées aux valeurs contenues dans les bases ENDF/B-VII.1 [174] et JEFF-3.1.1 [173]. [171]	118
A.1	Les incertitudes exprimées en pourcentage sur les alimentations β du ^{92}Rb . Dans l'ordre, nous avons les énergies des niveaux, les alimentations β , l'erreur statistique, l'erreur due à la soustraction des contaminants, due à l'étalonnage en énergie (E_{Cal}), liées à l'étalonnage en résolution (R_{Cal}), due à l'incertitude sur l'épaisseur du détecteur β (Δ_{Si}), due au choix de la densité de niveaux puis l'incertitude totale.	128
A.2	Les incertitudes exprimées en pourcentage sur les alimentations β du ^{93}Rb . Dans l'ordre, nous avons les énergies des niveaux, les alimentations β , l'erreur statistique, l'erreur due à la soustraction des contaminants, due à l'étalonnage en énergie (E_{Cal}), liées à l'étalonnage en résolution (R_{Cal}), due à l'incertitude sur l'épaisseur du détecteur β (Δ_{Si}), due au choix de la densité de niveaux puis celle due au choix des spins des niveaux et enfin l'incertitude totale.	130

Introduction

L'étude des noyaux atomiques fournit des informations sur les interactions fondamentales. En particulier les noyaux sont la manifestation de l'interaction forte qui lie les nucléons entre eux. La façon dont cette interaction agit dans un système à N nucléons est un problème toujours à ce jour difficile à résoudre, nommé problème à N -corps. Ces dernières décennies, les progrès techniques permettant de produire des noyaux de plus en plus loin de la vallée de stabilité ont permis de mettre en évidence des manifestations particulières de l'interaction forte qu'il nous reste à comprendre. Les noyaux instables offrent également l'opportunité d'étudier l'interaction faible via leur radioactivité bêta.

Les études expérimentales de la désintégration β des noyaux ont permis de repousser les limites de notre compréhension de l'interaction entre nucléons, et de forger les bases de la théorie sur l'interaction faible. La connaissance des probabilités de transitions vers les états d'un noyau fils (alimentations β) lors d'une désintégration nous apprend sur la structure de ce noyau et permet donc de tester les modèles théoriques qui tentent de décrire les interactions dans le milieu nucléaire. En astrophysique par exemple, le temps de demi-vie, grandeur macroscopique, de noyaux très exotiques et qui interviennent dans certains processus de nucléosynthèse, est calculé à partir d'une description microscopique des interactions entre nucléons. Ces modèles ont encore du mal à être prédictifs dès que l'on s'éloigne de la vallée de stabilité et peuvent voir dans les mesures de désintégration β des noyaux un moyen de vérifier leurs validités pour s'améliorer et être plus prédictifs. L'étude des propriétés de ces désintégrations a également un intérêt particulier pour l'industrie nucléaire. En effet, au sein des réacteurs nucléaires la désintégration bêta des noyaux est à l'origine de trois observables qui sont actuellement des objets d'étude : l'émission bêta et gamma à l'origine de la puissance résiduelle, dont l'estimation est un enjeu de sûreté nucléaire ; l'émission de neutrons retardée par la désintégration bêta, dont la quantité est cruciale pour le pilotage des réacteurs ; et l'émission des antineutrinos électroniques, à la fois objets d'études fondamentales et appliquées. L'étude de la désintégration bêta des produits de fission est ainsi un sujet interdisciplinaire touchant aussi bien la physique appliquée que la physique fondamentale. Cette thèse s'intéresse à la désintégration bêta de noyaux d'intérêt pour le calcul des spectres en énergie des antineutrinos et le calcul de la puissance résiduelle des réacteurs nucléaires et nous allons introduire brièvement ses motivations.

Les réacteurs nucléaires constituent des sources importantes d'antineutrinos électroniques qui sont émis par la désintégration bêta des produits de fissions. La détection de ces particules est importante d'une part, pour la physique fondamentale du neutrino, par exemple pour la mesure de l'angle de mélange Θ_{13} , un des paramètres du phénomène d'oscillations des neutrinos, ou pour vérifier l'existence du neutrino stérile, et d'autre part comme moyen de surveillance de la composition du combustible dans le cœur des réacteurs. Le spectre en énergie des antineutrinos émis dépend du noyau qui fissionne et pourrait, à cet effet, permettre de déceler une production cachée de plutonium qui serait destinée à l'armement nucléaire. À l'heure où beaucoup de pays voient dans l'énergie nucléaire un moyen de satisfaire leurs besoins énergétiques ou un point d'émergence économique, il y va de la mission de L'Agence Internationale de L'Énergie Atomique (AIEA), garant de l'application du traité de non-prolifération des armes nucléaires, de s'assurer que cette exploitation se fasse dans un cadre civil.

En outre, à l'arrêt des réacteurs nucléaires, la fission qui est à l'origine de l'énergie produite est

stoppée, mais laisse au cœur du réacteur des noyaux radioactifs qui, se désintégrant, continuent à générer de la chaleur. Cette dernière est principalement produite par les fragments de fission qui sont des noyaux riches en neutrons et qui se désintègrent donc en émettant des électrons et du rayonnement gamma. L'étude des transitions bêta et gamma de ces noyaux permet d'obtenir les énergies moyennes des différentes émissions radiatives et offre ainsi un moyen, en sommant les contributions de tous les noyaux, d'estimer cette chaleur résiduelle qui représente environ 7% de la puissance nominale d'un réacteur à eau sous pression et qui constitue donc un paramètre de sûreté dans le fonctionnement d'une centrale. En l'occurrence, il paraît important aujourd'hui dans la gestion du combustible usé et dans la transition vers les réacteurs de nouvelles générations d'être capable de prédire cette chaleur résiduelle quelle que soit la configuration du réacteur ou le type de combustible utilisé.

Les calculs cités ci-dessus, se nomment calculs de sommation et présentent l'avantage de pouvoir prédire les émissions provenant de la désintégration bêta des produits de fission associées à n'importe quel concept de réacteur, ou combustible nucléaire. Cependant, que ce soit dans la détermination des spectres en énergie des antineutrinos émis par les réacteurs ou dans l'évaluation de la chaleur résiduelle, des désaccords ont été observés entre les calculs par sommation qui s'appuient sur les données nucléaires et les mesures expérimentales intégrales de la chaleur résiduelle ou les spectres convertis à partir des mesures de spectres β . Une première explication réside dans le fait que les bases sont "incomplètes" car les propriétés de désintégration d'un certain nombre de noyaux restent encore méconnues. Une seconde raison semble être la qualité des données nucléaires utilisées qu'il faudra associer à la précision des mesures expérimentales auxquelles on se réfère. En effet, les mesures des propriétés de désintégration β des noyaux utilisent généralement la détection du rayonnement γ émis, et sont réalisées classiquement en utilisant des détecteurs de très haute résolution au germanium. Compte-tenu de la faible efficacité de ces détecteurs pour les photons d'énergies élevées, il arrive que certaines transitions ne soient pas observées ; surtout pour les noyaux loin de la vallée de stabilité où les densités de niveaux et l'énergie disponible lors de la désintégration sont élevées. Ce biais expérimental est connu sous le nom d'effet *Pandémonium* et a pour conséquence de surestimer les alimentations β des états du noyau fils de basse énergie. Ce biais constitue donc un frein pour les applications qui s'appuient notamment sur l'utilisation de ces données nucléaires, et ne permet pas de tester les modèles théoriques à travers lesquels nous essayons de mieux comprendre le problème à N corps, avec une contrainte expérimentale suffisamment forte. Une nouvelle technique a été alors développée pour pallier ce problème : il s'agit de la technique d'absorption totale du rayonnement émis (Total Absorption Spectroscopy en anglais, *TAS*), basée sur l'utilisation de scintillateurs qui sont de plus faible résolution en énergie, mais qui offrent une très bonne efficacité même à haute énergie. Afin d'exploiter le potentiel de cette technique pour essayer d'apporter une réponse aux incohérences observées entre les mesures expérimentales et leur estimation par le calcul, en 2007 l'Agence Internationale de l'Énergie Atomique (AIEA) a établi, à travers le comité d'évaluation international *WPEC25*, une liste de noyaux susceptibles d'être affectés par l'effet *Pandémonium* et dont la mesure par la technique *TAS* contribuerait à résoudre le problème dans le cas des calculs de chaleur résiduelle des réacteurs nucléaires. Cela a motivé des campagnes de mesures ciblées sur ces noyaux. Le groupe de Nantes a également établi une liste de noyaux d'intérêt pour les calculs des spectres en énergie des antineutrinos et soumis une proposition d'expérience à l'université de Jyväskylä, en collaboration avec une équipe de Valencia (Espagne). Les noyaux ^{92}Rb et ^{93}Rb dont l'étude est l'objet de cette thèse sont deux produits de fission qui ont été identifiés comme de grands contributeurs au spectre en énergie des antineutrinos émis par les réacteurs nucléaires ; le ^{92}Rb s'affichant également au niveau de priorité 2 de la liste établie par l'AIEA pour la puissance résiduelle. En 2009, des mesures menées par les équipes de Nantes, Valence (Espagne) et Surrey (Royaume-Uni) ont permis de mesurer la désintégration β de ces noyaux avec la technique *TAS*.

La mesure de la désintégration des $^{92,93}\text{Rb}$ a été réalisée à l'aide du guide d'ion IGISOL, auprès de l'accélérateur JYFL de Jyväskylä (Finlande). Cette installation permet une production des noyaux par fission sur de l'uranium naturel, et permet une très bonne sélection des isotopes d'intérêt (indispensable

pour les *TAS* à cause de leur faible résolution en énergie) parmi les autres produits de fission grâce à un système de double piège de *Penning*, tout en assurant une intensité de faisceau suffisante pour la mesure. Mon travail durant ces trois années de thèse a consisté dans l'analyse et l'extraction des nouvelles alimentations β des données acquises en 2009, ainsi que dans la préparation du montage expérimental pour la campagne de 2014 destinée à la mesure de plusieurs noyaux d'intérêt pour le calcul des spectres en énergie des antineutrinos et proposés initialement par le groupe de Nantes.

Ce manuscrit expose ce travail et comporte 4 chapitres. Dans le premier chapitre, nous rappellerons quelques notions théoriques sur la désintégration β nucléaire. Cela nous permettra d'introduire les observables expérimentales. Nous détaillerons ensuite les motivations sur les mesures de désintégration β des $^{92,93}\text{Rb}$. Au deuxième chapitre seront présentées les campagnes de mesures expérimentales, il y sera détaillé la production des noyaux auprès de l'accélérateur JYFL Jyväskylä (Finlande), les montages expérimentaux pour les campagnes de 2009 et 2014, ainsi que la technique d'analyse *TAS*. Le troisième chapitre traitera de la procédure d'analyse des données expérimentales, des alimentations β extraites pour le ^{92}Rb et le ^{93}Rb ainsi que les incertitudes qui y sont associées. Le dernier chapitre confrontera nos résultats aux expériences précédentes et présentera l'impact de nos mesures sur les calculs de puissance résiduelle et des spectres en énergie des antineutrinos des réacteurs. Enfin nous conclurons et donnerons quelques perspectives à ce travail.

Chapitre 1

Motivations de Physique

Sommaire

1.1 Désintégration bêta et interaction faible	5
1.1.1 Modèle à 4 fermions de la désintégration bêta	7
1.1.2 Vers une théorie de l'interaction $V - A$	12
1.1.3 Angle de Cabibbo et matrice de mélange des quarks	14
1.1.4 Notion de force S_β	15
1.2 Aspects expérimentaux de la désintégration β des noyaux	16
1.2.1 Spectroscopie HPGe : effet Pandemonium	18
1.2.2 Spectroscopie d'absorption totale	18
1.3 Intérêts pour la structure et l'astrophysique nucléaire	20
1.3.1 Résonance Gamow-Teller : force manquante	20
1.3.2 Désintégration β et processus-r	21
1.4 Désintégration β et physique du neutrino	22
1.4.1 Angle de mélange θ_{13} : prédiction des flux et les spectres $\bar{\nu}$	22
1.4.2 Mesures et détermination des spectres antineutrinos	23
1.5 Désintégration β des produits de fission et technologie des réacteurs	26
1.5.1 Calcul de la puissance résiduelle	27
1.5.2 Application à la non-prolifération nucléaire	29
1.6 Les connaissances antérieures sur la désintégration des $^{92,93}\text{Rb}$	32
1.6.1 Décroissance $^{92}\text{Rb} \rightarrow ^{92}\text{Sr}$	32
1.6.2 Décroissance $^{93}\text{Rb} \rightarrow ^{93}\text{Sr}$	32
1.7 Motivations sur les mesures des $^{92,93}\text{Rb}$	34

Dans ce premier chapitre, nous commencerons par quelques rappels sur la désintégration β en essayant d'introduire la plupart des grandeurs fondamentales qui nous semblent nécessaires à la compréhension des résultats que nous allons présenter. Nous mettrons également en avant l'importance des mesures de désintégration β des produits de fission dans la détermination des spectres antineutrinos qui sont très importants pour la physique du neutrino en général et en particulier pour l'industrie nucléaire où on verra également que pour les calculs de puissance résiduelle, un paramètre important pour la sûreté des réacteurs nucléaires, les propriétés de désintégration β de produits de fission jouent un grand rôle. On rappellera également les connaissances actuelles sur les propriétés de désintégration des produits de fission pour lesquels nous allons apporter de nouvelles valeurs expérimentales.

1.1 Désintégration bêta et interaction faible

Il y a un siècle, *Rutherford* mettait en évidence que les atomes sont constitués d'un noyau dur de charge Z autour duquel gravitent des électrons. Depuis, il y a eu d'énormes avancées dans notre

compréhension des constituants de la matière et de leur interaction. Nous savons aujourd'hui que le noyau nucléaire est constitué de nucléons qui sont les protons et les neutrons, eux mêmes composés de quarks (ce sont des hadrons). On peut construire toute la matière de l'univers avec seulement 12 fermions à travers 3 familles (3×2 quarks, 3×2 leptons) de particules indiquées sur le tableau 1.2, leurs antiparticules, ainsi que leurs interactions assurées par 12 bosons vecteurs (voir tableau 1.1) qui servent de médiateurs. Les interactions fondamentales qui lient ces particules élémentaires sont au nombre de 4 : l'interaction gravitationnelle qui explique la chute des corps, l'interaction *électromagnétique* qui gouverne les phénomènes électriques ou magnétiques, les réactions chimiques. . . , l'interaction *forte* responsable de la cohésion des noyaux et l'interaction *faible* qui intervient dans la radioactivité bêta des noyaux. Ces particules élémentaires ainsi que leurs interactions (excepté la gravitation) sont la base du *modèle standard*¹ qui est la théorie actuellement admise pour décrire la physique des particules.

Interaction	Couplage	Bosons	Masse	Spin
Forte	charge de couleur	8 gluons (g)	0	1
Électromagnétique	charge électrique	photon (γ)	0	1
Faible	charge faible	W^\pm, Z^0	$\approx 10^2$	1

TABLE 1.1 – Interactions fondamentales de la physique des particules

Fermions	Familles			Charge Électrique	Couleur	Spin
	1	2	3			
Leptons	ν_e	ν_μ	ν_τ	0	–	1/2
	e	μ	τ	–1		
Quarks	u	c	t	+2/3	r, b, v	
	d	s	b	–1/3		

TABLE 1.2 – Particules élémentaires de la matière

L'interaction faible est responsable de la désintégration des particules subatomiques et affecte tous les types de fermions. On distingue trois types de processus d'interaction faible, classés selon les particules élémentaires mises en jeu : le processus leptonique où n'interviennent que les leptons, comme par exemple la désintégration du muon $\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$, le processus hadronique qui implique uniquement les hadrons, et le processus semi-leptonique qui fait intervenir des leptons et des hadrons. La portée de cette interaction est très faible, de l'ordre de 10^{-18} m, et en ce sens est considérée comme une interaction de contact. Il est, toutefois, très difficile de mettre l'interaction faible en évidence dans les expériences de diffusion, les seules particules qui n'agissent que par l'interaction faible (neutrinos) ont une section efficace extrêmement faible comme on le verra par la suite et lorsque les expériences mettent en jeu également l'interaction forte ou électromagnétique, l'interaction faible se trouve alors éclipsée par ces dernières. C'est pour cette raison que les connaissances acquises sur cette interaction proviennent principalement des observations faites sur la désintégration des particules.

La radioactivité β est un processus nucléaire à travers lequel des noyaux instables tendent vers leur isobare (même nombre de masse) plus stable en équilibrant leur nombre de protons avec leur nombre de neutrons, transformation de neutron en proton ou inversement avec l'émission simultanée d'un électron-antineutrino ou d'un positron-neutrino². On distingue les cas où le noyau présente un excédent de neutrons et se désintègre par β^- et les cas où le noyau présente un excédent de protons et

1. Le modèle standard n'inclut pas l'interaction gravitationnelle qui par ailleurs agit sur les particules mais de façon négligeable au regard des 3 autres interactions.

2. Par la suite, on écrira neutrino sans distinction entre neutrino et antineutrino sauf si cela gêne la compréhension du texte

se désintègre par β^+ ou réalise une capture électronique comme il est indiqué ci-dessous :



où X représente le noyau père, Y le noyau fils et CE désigne la capture électronique.

On sait désormais que la transformation d'un neutron en proton dans une désintégration β^- peut être décrite, à travers un processus semi-leptonique, comme celle d'un quark d en un quark u :

$$n[u, d, \mathbf{d}] \rightarrow p[u, d, \mathbf{u}] + e^- + \bar{\nu}_e. \quad (1.4)$$

L'ébauche de la théorie sur l'interaction faible s'est faite sur la base de la désintégration β des noyaux.

1.1.1 Modèle à 4 fermions de la désintégration bêta

L'émission d'électrons ou la radioactivité β (e^- ³) nucléaire était connue bien avant la découverte du noyau atomique, sa compréhension est longtemps resté un mystère. En effet contrairement à l'émission α ou l'énergie de la particule pour une transition donnée est fixée, l'énergie cinétique des β n'est pas constante mais varie de manière continue de 0 à une énergie maximale E_0 . Comme on considérait que l'électron est la seule particule émise lors de la désintégration, une conséquence directe de ce phénomène est la violation de la loi fondamentale de conservation de l'énergie. Fin des années 1930 *Pauli* proposa l'émission d'une nouvelle particule neutre dans les processus de désintégration β en même temps que l'électron et qui emporterait l'énergie manquante. Quelques années plus tard cette particule prendra le nom de *neutrino*.

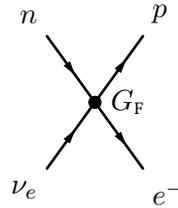


FIGURE 1.1 – Interaction à 4 points de Fermi

Un modèle théorique de la désintégration β des noyaux par la désintégration du neutron est élaboré par *Enrico Fermi* dès 1934 [1], rapidement après la proposition de *Pauli* sur l'existence du neutrino et la découverte du neutron et de son instabilité par *Chadwick* en 1932. Le modèle inspiré de l'électrodynamique, est basé sur une interaction locale entre deux courants fermioniques schématisés sur la figure 1.1, l'un leptonique (e, ν) et l'autre hadronique (n, p). Les quatre fermions sont représentés par des spineurs ψ et obéissent à l'équation de *Dirac* [2] :

$$\left(i\gamma^\mu \frac{\partial}{\partial x^\mu} - m_k \right) \psi_k(x) = 0, k = p, n, e, \nu_e \quad (1.5)$$

avec x une coordonnée de l'espace-temps. La partie de l'Hamiltonien correspondant à la désintégration β peut s'écrire comme [2] :

$$H_\beta \equiv G_F J_h^\mu(x) \cdot J_l^\mu(x) = G_F \left(\bar{\psi}_p(x) \gamma^\mu \psi_n(x) \right) \cdot \left(\bar{\psi}_e(x) \gamma_\mu \psi_\nu(x) \right) \quad (1.6)$$

où G_F représente la constante de *Fermi*, elle sera déterminée expérimentalement à partir de la désintégration des muons ($G_F/(\hbar c)^3 = 1.16639(1) \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$) [3], J représente le courant hadronique (h) ou leptonique (l) et γ^μ ($\mu = 0, 1, 2, 3$) est l'opérateur de *Dirac* responsable de l'interaction.

3. L'électron a été découvert par *J.J Thomson* en 1897, un an après la découverte de la radioactivité par *Henri Becquerel*. C'est *Ernest Rutherford* qui distinguera les radioactivités α et β , puis fera le lien entre l'électron et la particule β en montrant que le rapport charge sur masse est le même.

On remarque que le courant hadronique (n,p) a une charge $\Delta Q = +1$ tandis que le courant leptonique $(\bar{\nu}_e, e)$ a une charge $\Delta Q = -1$. La désintégration β met donc en jeu un transfert net de charge du courant hadronique vers le courant leptonique ; on parlera alors d'interaction à courant chargé.

1.1.1.1 Approximation permise

La particularité de la description de la désintégration β faite par *Fermi* est de considérer l'interaction entre les états quasi-stationnaires du noyau père et son fils comme un phénomène perturbatif. Cela a du sens, si l'on tient compte du fait que l'interaction mise en jeu est faible ($\sim 10^{-5} \text{GeV}^2$) ; par exemple les temps typiques associés à la désintégration β vont de la seconde à des milliards d'années alors que les temps caractéristiques des interactions nucléaires sont de l'ordre de 10^{-20}s [4]. L'expression des taux de transitions $\lambda_{i \rightarrow f}$ de la désintégration d'un état initial $|i\rangle$ vers un état final $|f\rangle$, plus connue sous le nom de Règle d'Or de *Fermi*, est donnée par [4] :

$$\lambda_{i \rightarrow f} = \frac{2\pi}{\hbar} \times |\langle f | H_\beta | i \rangle|^2 \times \rho(E_f) \quad (1.7)$$

où $\rho(E_f)$ représente la densité des états finaux, accessible dans le noyau fils. La densité de l'Hamiltonien peut être réécrite en considérant ses composantes hadroniques et leptoniques : les hadrons sont dans un état quasi-stationnaire, *Fermi* utilisa pour cela l'opérateur $\gamma^0 = I$, dans la partie leptonique le ν qui interagit peu avec le noyau peut être représenté par une onde plane (particule libre) et on pourra également utiliser une onde plane pour l'électron dans une première approximation (les électrons ne sont pas libres et subissent le potentiel Coulombien).

$$\psi_e \approx \varphi_e(\vec{r}) = u_e e^{i\vec{p}\cdot\vec{r}/\hbar} \quad (1.8)$$

et

$$\psi_\nu \approx \varphi_\nu(\vec{r}) = u_\nu e^{i\vec{q}\cdot\vec{r}/\hbar} \quad (1.9)$$

avec \vec{p} et \vec{q} les impulsions respectives de l'électron et du neutrino. Considérons un électron d'une énergie cinétique de 1 MeV, c'est-à-dire avec une impulsion $p = 1.4 \text{ MeV}/c$ et donc un rapport $p/\hbar = 0.007 \text{ fm}^{-1}$. Donc sur le volume nucléaire, nous pouvons considérer le produit $pr/\hbar \ll 1$ et effectuer un développement limité de la fonction exponentielle comme suit :

$$\begin{aligned} e^{i\vec{p}\cdot\vec{r}/\hbar} &= 1 + \frac{i\vec{p}\cdot\vec{r}}{\hbar} + \dots \approx 1 \\ e^{i\vec{q}\cdot\vec{r}/\hbar} &= 1 + \frac{i\vec{q}\cdot\vec{r}}{\hbar} + \dots \approx 1 \end{aligned} \quad (1.10)$$

c'est cette approximation que l'on appelle l'approximation *permise*. Sous ces conditions l'élément de matrice de l'interaction nucléaire peut s'écrire :

$$\langle f | H_\beta | i \rangle = G_F \langle f | (\psi_p^+ \psi_n) \cdot (\psi_e^+ \psi_\nu) | i \rangle \approx G_F \langle f | (\psi_p^+ \psi_n) | i \rangle \quad (1.11)$$

Dans l'approximation *permise*, les fonctions d'onde de l'électron et du neutrino sont remplacées par leurs valeurs à l'origine, cela suppose que l'électron et le neutrino sont créés en $r = 0$ et par conséquent n'emportent pas de moment angulaire orbital. Tout changement du moment angulaire du noyau ne peut alors provenir que des valeurs de spin de l'électron et du neutrino, comme l'explique la relation suivante :

$$I_i = I_f + L(= 0) + S \Rightarrow \Delta I = S \quad (1.12)$$

où I_i représente le moment cinétique du noyau père, I_f celui du fils, L et S représentent respectivement le moment orbital et le spin du système électron-neutrino. *Fermi* suppose que la désintégration bêta ne modifie pas le spin nucléaire, par conséquent $\Delta I = S = 0$. L'électron et le neutrino emportent un

spin intrinsèque total nul, ils sont donc émis dans des directions antiparallèles. Ces transitions β dites de *Fermi* ne changent donc ni la parité ($L = 0$) ni le spin nucléaire ($\Delta I = 0$) ; ce sont des transitions *permises de Fermi*.

La désintégration bêta, réduite à la transformation d'un neutron en proton ou inversement peut être vue comme une réaction d'échange de charge dans la limite de faibles transfert de moment ($L \approx 0$). On peut traiter les transitions de *Fermi* sous le formalisme d'isospin, sous l'hypothèse que les forces nucléaires sont indépendantes de la charge, on peut vérifier que c'est approximativement le cas dans les diffusions pp et pn à basse énergie. La transformation d'un neutron(proton) en proton(neutron) peut être prise en charge par l'opérateur de création ou d'annihilation τ_{\pm} , par exemple $\tau_{-}|p\rangle = |n\rangle$ et $\tau_{-}|n\rangle = 0$ [5]. Sur l'ensemble des nucléons A on peut écrire les éléments de matrice M_{fi} de l'interaction nucléaire comme :

$$M_{fi} = \langle f|H_{\beta}|i\rangle \equiv \langle f|\sum_{k=1}^A \tau_{\pm}(k)|i\rangle \quad (1.13)$$

Les bons nombres quantiques pour décrire l'action de cet Hamiltonien sont le moment cinétique total I sa composante I_z et l'isospin total T ainsi que sa composante T_z et la parité $\pi = (-1)^L$. Les éléments de matrice M_{fi} ne sont pas nuls si et seulement si les nombres quantiques associé à $|f\rangle$ et $|i\rangle$ satisfont un certain nombre de conditions qu'on appelle les règles de sélection. On en déduit les règles de sélection pour les transitions *permises de Fermi* suivantes :

$$\begin{aligned} \Delta I &= |I_f - I_i| = 0 \\ \Delta T &= 0, T_{zf} = T_{zi} \pm 1 (T_i = 0 \rightarrow T_f = 0) \\ \Delta \pi &= \pi_i \pi_f = + \end{aligned} \quad (1.14)$$

1.1.1.2 Limites de la théorie de Fermi

Le succès de la description de la désintégration bêta faite par *Fermi* réside principalement dans sa capacité remarquable à prédire les taux de désintégration et la forme des spectres bêta. Plaçons nous dans un volume élémentaire de l'espace des moments, dans lequel est confiné l'électron et le neutrino émis lors de la désintégration. Par un traitement purement statistique le nombre dn_e des états finaux des électrons par unité de volume et ayant une impulsion comprise entre p et $p + dp$ est donné par :

$$dn_e = \frac{4\pi p^2 dp}{h^3}. \quad (1.15)$$

Le nombre d'état final ayant simultanément une impulsion de l'électron comprise entre p et $p + dp$ ainsi qu'une impulsion du neutrino comprise entre q et $q + dq$ peut alors s'écrire

$$d^2n = dn_e dn_{\nu} = \frac{(4\pi)^2 p^2 q^2 dp dq}{h^6} \quad (1.16)$$

Reprenons la relation (1.7), dans l'approximation *permise* le seul paramètre qui dépend de l'énergie de l'électron ou du neutrino est la densité des états. Disons que nous essayons de calculer la distribution $N(p)$ des électrons émis. Le nombre d'électrons ayant une impulsion entre p et $p + dp$ peut s'écrire [4] :

$$N(p)dp = d\lambda = \frac{2\pi}{\hbar} G_F^2 |M_{fi}|^2 (4\pi)^2 \frac{p^2 q^2 dp}{h^6} \frac{dq}{dE_f} = Cp^2 q^2 dp \quad (1.17)$$

où C représente une constante qui englobe toutes les constantes de l'équation (1.17) (dans l'approximation *permise*, M_{fi} est indépendant de l'impulsion p) ainsi que $dq/dE_f = 1/c$. Si nous négligeons l'énergie de recul du noyau lors de la désintégration, nous pouvons écrire

$$q = \frac{Q - T_e}{c} \quad (1.18)$$

où Q représente le bilan de la réaction de désintégration bêta et T_e l'énergie cinétique de l'électron. La forme du spectre est alors donnée par la relation suivante :

$$N(p) \propto p^2(Q - T_e)^2 \quad (1.19)$$

En pratique, pour les mesures de spectres, les données expérimentales dévient de la relation théorique établie en (1.19) à cause des approximations et hypothèses qui ont permis de simplifier le calcul. L'une de ces différences provient de l'interaction Coulombienne entre la particule β et le noyau fils. En mécanique quantique, cela se traduit par une modification de l'expression de la fonction d'onde introduite en (1.8) et (1.9). La modification de la fonction d'onde par le champ coulombien est prise en compte en introduisant un nouveau facteur ; la *fonction de Fermi* $F(Z', p)$ où Z' représente le numéro atomique du noyau fils. Il faut aussi noter que même si l'approximation *permise* suffit dans la plupart des cas pour décrire la forme des spectres β , elle échoue dans un certain nombre de cas où il faudra également considérer l'effet des éléments de matrice M_{fi} sur la forme du spectre : ce sont les cas de transitions dites *interdites* qu'on abordera un peu plus loin. Dans ces cas le développement limité à l'ordre 1 fait en (1.10) ne suffit plus, et il faut étendre le développement aux ordres suivants. La variable C qui apparaît dans la l'expression (1.17) n'est plus une constante et dépendra des moments. Le spectre β contiendra alors trois facteurs principaux :

1. un facteur *statistique* $p^2(Q - T_e)^2$ qui vient du nombre d'états finaux accessibles pour les particules émises,
2. la fonction de Fermi $F(z', p)$ qui tient compte de l'influence du champ Coulombien du noyau,
3. et les éléments de matrice $|M_{fi}|^2$ qui traduisent les états nucléaires initiaux et finaux, avec éventuellement un terme correctif $S(p, q)$ pour tenir compte des transitions *interdites*.

$$N(p) \propto p^2(Q - T_e)^2 F(Z', p) |M_{fi}|^2 S(p, q) \quad (1.20)$$

De la relation établie en (1.20), on peut tracer les courbes *Fermi-Kuri* $K(T_e)$ qui s'exprime comme :

$$K(T_e) = \sqrt{\frac{N(p)}{p^2 F(Z', p)}} \propto Q - T_e, \quad (1.21)$$

les premiers tests quantitatifs de la théorie de *Fermi* furent sur la forme des spectres des transitions permises ; plusieurs observations expérimentales ont permis de valider la tendance linéaire des courbes *Fermi-Kurie* telles que prévues théoriquement fournissant encore un argument supplémentaire à la description proposée par *Fermi*.

Le taux de désintégration total d'une transition β d'un état i vers un état f est obtenu en intégrant sur tous les moments p de l'électron, l'expression de λ . Ainsi pour des transitions *permises*, on a

$$\lambda = \frac{G_F^2 |M_{fi}|^2}{2\pi^3 \hbar^7 c^3} \int_0^{p_{max}} F(Z', p) p^2 (Q - T_e)^2 dp \quad (1.22)$$

La partie intégrale de cette équation dépend uniquement du nombre atomique Z' du noyau fils ainsi que du maximum de l'énergie totale, appelée aussi énergie *endpoint* de l'électron E_0 ($cp_{max} = \sqrt{E_0^2 - m_e^2 c^4}$). Elle est connue sous le nom de *intégrale de Fermi* $f(Z', E_0)$ et peut s'exprimer comme suit :

$$f(Z', E_0) = \frac{1}{(m_e c)^3 (m_e c^2)^2} \int_0^{p_{max}} F(Z', p) p^2 (E_0 - E_e)^2 dp \quad (1.23)$$

où la constante multiplicative de l'intégrale a été introduite afin de définir f comme une grandeur sans unité. Cette fonction est tabulée pour des valeurs de Z' et E_0 données. Avec $\lambda = \ln(2)/t_{1/2}$, où $t_{1/2}$ représente le temps de demi-vie partiel de la désintégration, on définit la quantité $f(Z', E_0) \times t_{1/2}$ qu'on note simplement ft :

$$ft = \frac{k}{G_F^2 |M_{fi}|^2}, \text{ avec } k = \frac{2\pi^3 \hbar^7}{m_e^5 c^4} \ln(2) \quad (1.24)$$

On se réfère communément à cette quantité en parlant de *demi-vie comparative* ou *valeur ft* . Elle permet de comparer les probabilités de désintégration β ($\propto 1/ft$) pour des noyaux différents. La dépendance en Z' et E_0 des taux de transitions λ est contenu dans f , de sorte que la quantité ft ne dépende que des éléments de matrice de l'interaction nucléaire. Par conséquent une différence en valeur ft signifie que les fonctions d'ondes impliquées dans l'interaction sont différentes, il s'agit donc d'un évaluateur important de structure nucléaire, on y reviendra par la suite. Par exemple toutes les transitions de *Fermi* ($0^+ \rightarrow 0^+$) doivent avoir la même valeur ft . On peut vérifier que c'est quasiment le cas sur la figure 1.2. La valeur des ft varie entre 10^3 et 10^{20} s, par conséquent il est d'usage d'utiliser les valeurs du $\log_{10}ft$.

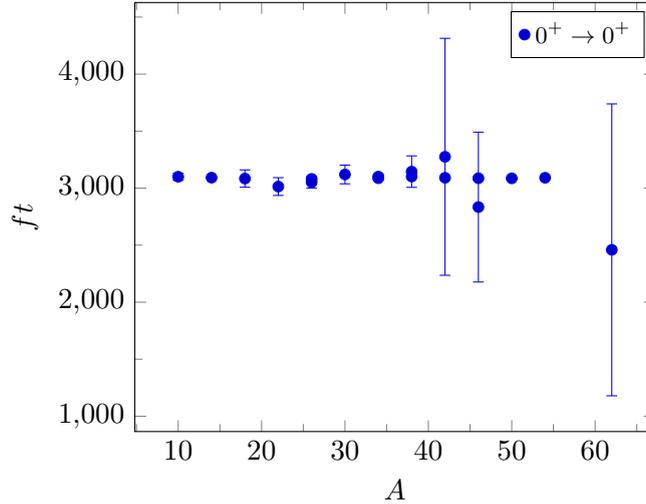


FIGURE 1.2 – Les valeurs ft pour des transitions $0^+ \rightarrow 0^+$ et pour différentes valeurs de nombre de masse A . [4]

L'observation de transition β violant les règles de sélection des transitions de *Fermi* ($\Delta I = 1$, $\Delta\pi = +$) montra les limites du modèle de *Enrico Fermi*. Les expérimentateurs éprouvèrent beaucoup de difficultés à donner des assignations de spin nucléaire qui soient à la fois cohérentes avec les observations et avec les règles de sélection de *Fermi*. En 1936 *Gamow* et *Teller* [6] suggérèrent alors d'ajouter la dépendance en spin nucléaire des transitions β en proposant d'introduire également l'opérateur $\vec{\sigma}$ qui serait responsable de la bascule du spin pendant la transition. Une telle description offre la possibilité que $\Delta I = S = 1$ lors de la désintégration, c'est-à-dire que l'électron et le neutrino produits pendant la désintégration sont émis avec des spins parallèles. Les transitions correspondantes sont dites de *Gamow-Teller*, et on leur associe une constante de couplage G_{GT} avec les éléments de matrice M_{fi}^{GT} tels que :

$$M_{fi}^{GT} = \langle f | \sum_k \sigma(k) \tau_{\pm}(k) | i \rangle \quad (1.25)$$

L'expérience montre que les deux types de transition, *Fermi* et *Gamow-Teller*, sont présents dans la plupart des désintégrations β mais avec des intensités différentes. Le carré de l'élément de matrice de l'interaction peut s'écrire en toute généralité :

$$|M_{fi}|^2 \propto G_F^2 |M_{fi}^F|^2 + G_{GT}^2 |M_{fi}^{GT}|^2 = G_F^2 B(F)_{i \rightarrow f} + G_{GT}^2 B(GT)_{i \rightarrow f} \quad (1.26)$$

Il faudra changer un peu la nomenclature à partir d'ici, les transitions telles que $\Delta I = 0, 1$ et $\Delta\pi = +$ prendront le nom de transition *permisses* et les transitions qui sont purement de *Fermi* seront appelées transitions *super-permisses*. Lorsque la quantité $\psi_e \psi_\nu$ (voir les équations 1.10 et 1.11) fait intervenir dans le Hamiltonien, les termes d'ordre supérieur p_l^n du développement limité, où p_l est le moment disponible dans le système constitué par l'électron et le neutrino, on parlera de transition bêta $n^{\text{ème}}$ *interdites*. Les transitions β sont de moins en moins favorisé avec la valeur de n . Dans le tableau 1.3 sont retranscrits les types de transition β en fonction des règles de sélection.

Type de transition	ΔI	$\Delta\pi$	$\log(ft)$
Super-permise	0	+	2.9–3.7
Permise	0, ± 1	+	4.4–6.0
1 ^{ère} Interdite	0, $\pm 1, \pm 2$	-	6.0–10
2 ^{ème} Interdite	$\pm 2, \pm 3$	+	10–13
3 ^{ème} Interdite	$\pm 3, \pm 4$	-	>15

TABLE 1.3 – Classification des transitions β suivant les règles de sélection de spin I et de parité π ainsi que leurs probabilités d'occurrence en fonction de la grandeur $\log(ft)$.

Nous venons donc de voir que la description de la désintégration β telle qu'énoncée par *Fermi*, même si elle est satisfaisante à bien des égards, ne suffit pas à retranscrire toutes les spécificités de l'interaction. Un autre point est que l'interaction locale de *Fermi* n'a pas de propagateur, cela conduit à des sections efficaces de diffusion qui dépendent linéairement de l'énergie [3, 4]. On se rend alors compte que la valeur de la section efficace diverge avec l'énergie et n'a pas d'interprétation physique. Dès 1938, à la conférence sur les *nouvelles théories en physique* en Kazimierz (Pologne), Oskar Klein proposa la médiation de l'interaction par un boson massif chargé par analogie avec le photon de l'interaction électromagnétique [7], ce sont les bosons vecteurs W^\pm de l'interaction faible qui seront découverts plus tard, mais cette seule modification ne suffit pas à résoudre tous les problèmes.

1.1.2 Vers une théorie de l'interaction V – A

Le modèle de *Fermi* va évoluer rapidement à partir des années 50 grâce à une accumulation de développements théoriques et expérimentaux. Pour rendre compte de cette évolution nous proposons d'écrire le Hamiltonien de l'interaction sous une forme plus générale :

$$H_\beta = G \sum_{i=S,V,T,A,P} g_i \left(\bar{\psi}_p(x) \mathcal{O}_i \psi_n(x) \right) \cdot \left(\bar{\psi}_e(x) \mathcal{O}_i \psi_\nu(x) \right) \quad (1.27)$$

où g_i représentent les constantes de couplage des interactions S, V, T, A, P indiquées sur le tableau 1.4, les \mathcal{O}_i sont des combinaisons des opérateurs de Dirac γ_i tels que le Hamiltonien H_β soit un scalaire de Lorentz [2].

Courant	g_i	\mathcal{O}_i	\mathcal{O}_i non relativiste	Nombre de matrice	effet sous Θ
Scalaire	g_S	\mathbb{I}	γ^0	1	+
Vecteur	g_V	γ^μ	\mathbb{I}	4	+, -, -, -
Tenseur	g_T	$\sigma^{\mu\nu} = \frac{1}{2}[\gamma^\mu, \gamma^\nu]$	$\gamma^0 \vec{\sigma}$	6	
Axial-vecteur	g_A	$\gamma^\mu \gamma_5$	$\vec{\sigma}$	4	-, -, -, -
Pseudo-vecteur	g_P	$\gamma_5 = i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3$	0	1	-

TABLE 1.4 – Les combinaisons bilinéaires des matrices γ^μ caractérisant différents types d'interactions et les constantes de couplage g_i associée. Θ désigne l'opérateur de parité et $\vec{\sigma}$ est la matrice de spin de Pauli. Les expressions des \mathcal{O}_i non relativistes peuvent être démontrées en faisant des approximations sur les composantes des spinneurs ψ_n et ψ_p [2].

Les interactions scalaire et vectorielle qui, dans leur limite non relativiste, font intervenir les opérateurs γ^0 et \mathbb{I} vont correspondre aux transitions de *Fermi* tandis que les interactions tensorielle et axiale où apparaît la matrice de spin $\vec{\sigma}$ de *Pauli*, seront associées aux transitions de type *Gamow-Teller*. Donc a priori le Hamiltonien sera la combinaison des couplage SV et TA. Nous disposons désormais d'une forme générale de l'interaction faible légèrement étendue par rapport à la théorie initiale de *Fermi* qui, par analogie à l'électrodynamique quantique, a choisi une forme purement vectorielle pour les courants. Il reste à savoir quels sont les types de courant capables de reproduire les observations expérimentales et leur couplage.

En 1956, T.D Lee et C.N Yang essaient de résoudre un problème auquel se confronte la communauté, le problème $\tau - \theta$. Deux mésons (particules constitués d'un quark et d'un anti-quark), surnommés τ et θ semblent être identiques à tout point de vue : masse, spin, charge, etc. Seul problème, τ se désintègre en $\pi^+\pi^+\pi^-$ alors que θ se désintègre en $\pi^+\pi^0$ et comme la parité intrinsèque du π est négative, cela signifie que les deux voies de désintégration n'aboutissent pas à la même parité. Cela semble impossible si ces deux particules sont les mêmes, à moins que l'interaction responsable de la désintégration ne conserve pas la symétrie de parité. On sait que la parité est conservée dans les interactions forte et électromagnétique mais, il n'y a encore aucune preuve en ce qui concerne l'interaction faible. Lee et Yang proposèrent alors un ensemble de voies qui permettraient de tester expérimentalement la (non) conservation de la parité dans l'interaction faible.

Presque immédiatement, en 1957, Mme Wu et ses collaborateurs prouvent expérimentalement la brisure de la symétrie de parité dans la désintégration β^- du ^{60}Co ($^{60}\text{Co} \rightarrow ^{60}\text{Ni} + e^- + \bar{\nu}_e$) [8] ; en montrant que les électrons sont émis très majoritairement dans une direction préférentielle et indiquent également la possibilité d'une brisure de la symétrie de charge C qui sera confirmée par les observations de Garwin et Lederman [9].

La violation de l'invariance par réflexion (symétrie de parité) fait apparaître la notion d'hélicité de l'électron et de l'antineutrino. On définit l'hélicité h comme :

$$h = \frac{\vec{s} \cdot \vec{p}}{s \cdot p} \quad (1.28)$$

où s est le spin et p le moment, c'est donc la projection du spin dans la direction du moment. La valeur de h doit être nulle lorsque la parité est conservée, si elle est positive ou négative, on parle respectivement d'hélicité droite ou gauche. L'expérience réalisée par Wu montra que les électrons sont d'hélicité gauche. Fin 1957, une expérience menée par Goldhaber et ses collègues sur la capture électronique de l' ^{150m}Eu , établit l'hélicité négative (*gauche*) du neutrino [10]. Corrélativement l'antineutrino a une hélicité droite. Donc l'interaction faible associe des leptons d'hélicité gauche avec des anti-leptons d'hélicité droite. Cette particularité doit être prise en compte dans l'écriture du Hamiltonien. Nous allons adapter l'écriture du courant leptonique comme suit :

$$\bar{\psi}_e \mathcal{O}_i \psi_\nu \rightarrow \overline{(\hat{P}_- \psi_e)} \mathcal{O}_i (\hat{P}_- \psi_\nu) = \bar{\psi}_e (\hat{P}_+ \mathcal{O}_i \hat{P}_-) \psi_\nu = \bar{\psi}_e \mathcal{O}'_i \psi_\nu \quad (1.29)$$

où $\hat{P}_\pm = \frac{1}{2}(\mathbb{I} \pm \gamma_5)$ représente le projecteur sur les états d'hélicité gauche (-) ou droite (+). La transformation de \mathcal{O}_i sous \hat{P} peut être appréciée sur le tableau 1.5 où on constate que les formes scalaire (S) et tensorielle (T) disparaissent ; seuls les courants vecteur (V) et axial-vecteur (A) subsistent après projection. Comme $\mathcal{O}_i \propto \gamma^\mu (\mathbb{I} - \gamma_5)$, on déduit la forme "V - A" de l'interaction faible pour les leptons.

Courant	\mathcal{O}_i	\mathcal{O}'_i
S	\mathbb{I}	0
V	γ^μ	$\frac{1}{2}\gamma^\mu(\mathbb{I} - \gamma_5)$
T	$\sigma^{\mu\nu}$	0
A	$\gamma^\mu \gamma_5$	$-\frac{1}{2}\gamma^\mu(\mathbb{I} - \gamma_5)$

TABLE 1.5 – Expression des opérateurs \mathcal{O}_i projetés dans le sous-espace d'hélicité gauche

Le fait que le Hamiltonien de l'interaction doit rester un scalaire de Lorentz exige que le courant hadronique soit également décrit par une combinaison de V et de A. Cependant il n'y a aucune raison que ce soit une combinaison V - A pure. De façon générale le courant hadronique prendra a priori la forme $J_h = \bar{\psi}_p \gamma^\mu (g_V + g_A \gamma_5) \psi_n$ et le Hamiltonien de l'interaction aura alors comme expression :

$$H_\beta = G \left(\bar{\psi}_p(x) \gamma^\mu (g_V + g_A \gamma_5) \psi_n(x) \right) \cdot \left(\bar{\psi}_e(x) \gamma_\mu (1 - \gamma_5) \psi_\nu(x) \right), \quad (1.30)$$

avec g_V ($G_F^\beta = G \cdot g_V$) la constante de couplage vectoriel (*Fermi*) et g_A la constante de couplage axiale (*Gamow-Teller*). Ces deux constantes doivent être déterminées expérimentalement. Le rapport des valeurs d'interaction faible, g_V et g_A vaut $-1.2739(19)$ et est extraite des mesures sur la désintégration du neutron libre [11]. La constante g_V (en fait, G_F^β puis $g_V = G_F^\beta/G$) est déterminée à partir des données disponibles sur les transitions de *Fermi* super-permises [12, 13], en intégrant au préalable des corrections radiatives (de l'ordre de quelques pourcents) afin de décrire les effets de milieu nucléaire : couplages faibles entre les fermions partenaire dans la désintégration, interaction électromagnétique de l'électron (positron) émis, etc. Une valeur de $G_F^\beta/hc^3 = (1.14939 \pm 0.0065) \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$ a été obtenue [12]. La constante G est la constante de *Fermi*, que nous avons établie dès le départ et qui est obtenue pour la désintégration du muon, désintégration purement leptonique où $g_V = -g_A = 1$; nous la noterons dès à présent G_F^μ afin de lever toute ambiguïté. On remarque que pour la désintégration bêta, la valeur de $g_V = G_F^\beta/G_F^\mu$ est égale à $0.9854(55)$. Cela pose un problème conceptuel d'universalité de l'interaction faible : la constante de couplage dans le secteur leptonique est différente de celle du secteur hadronique ; la perspective de les unifier semble alors compromise.

1.1.3 Angle de Cabibbo et matrice de mélange des quarks

Nous venons de voir que dans la désintégration semi-leptonique du quark d en quark u , la constante de couplage faible a un écart d'environ 2% par rapport à celle du secteur leptonique. Il est apparu que dans les cas de désintégration de quark s en quark u , comme dans la désintégration de Λ^0 , la constante de couplage faible est même 20 fois plus petite [3]. Pour remédier à cela et conserver l'universalité de l'interaction de *Fermi*, *Cabibbo* postula que les états propres (états de saveur) des quarks dans l'interaction forte ne sont pas états propres de l'interaction faible [14]. L'interaction faible par courant chargé transforme un lepton en un autre de la même famille (voir tableau 1.2), par exemple $e^- \leftrightarrow \nu_e$. Au niveau des quarks, on observe que la désintégration ne concerne pas uniquement ceux de la même famille (u, d) et qu'elle peut impliquer également les quarks d'une autre famille (u, s). Les états propres de l'interaction $|d'\rangle$ et $|s'\rangle$ sont des rotations (on parle également de mélange de saveurs) des états de saveurs $|d\rangle$ et $|s\rangle$:

$$\begin{pmatrix} |d'\rangle \\ |s'\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_c & \sin \theta_c \\ -\sin \theta_c & \cos \theta_c \end{pmatrix} \begin{pmatrix} |d\rangle \\ |s\rangle \end{pmatrix} \quad (1.31)$$

où l'angle de mélange θ_c est appelé *angle de Cabibbo*. On peut déjà entrevoir les répercussions de ce concept de mélange sur la valeur de la constante g_V de la désintégration bêta. Si on exprime d' comme $d' = \cos \theta_c d + \sin \theta_c s$, et que l'on exprime le courant hadronique J_μ^h en terme de désintégration β effective au niveau du quark d , on voit que la valeur mesurée de g_V est affectée d'un facteur $\cos \theta_c$. Expérimentalement, la valeur de θ_c est déterminée en comparant les taux de transition relatifs Γ (ratio entre le temps de vie (τ) et les rapports d'embranchement (I)) des désintégrations $s \rightarrow u$ et $d \rightarrow u$ ($\frac{\Gamma_{su}}{\Gamma_{du}} \approx \tan^2 \theta_c$), comme par exemple ceux du K et du π qui fournissent un angle $\theta_c \approx 13^\circ$ [2, 3]. Ce qui fournit une valeur de $\cos \theta_c \approx 0.98$ et donc la valeur de g_V observée est compatible avec $g_V = 1 \times \cos \theta_c$, par conséquent la constante de couplage faible est bien la même quelque soit le processus de désintégration.

Le postulat de *Cabibbo* sera généralisé [15] (en ajoutant le quark c) et étendu plus tard en ajoutant la troisième famille de quark [16]. La matrice de mélange 3×3 est maintenant connu sous le nom de *matrice CKM* pour *Cabibbo-Kobayashi-Maskawa* :

$$\begin{pmatrix} |d'\rangle \\ |s'\rangle \\ |b'\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} |d\rangle \\ |s\rangle \\ |b\rangle \end{pmatrix} \quad (1.32)$$

Une contrainte fondamentale de cette matrice est l'unitarité en vertu du fait que la probabilité totale doit être égale à 1 :

$$|V_{ud}|^2 + |V_{us}|^2 + |V_{ub}|^2 = 1, \quad (1.33)$$

cette unitarité garantit la conservation de l'intensité totale du courant hadronique [2] et l'universalité de l'interaction faible. En récrivant $d' = V_{ud}d + V_{us}s + V_{ub}b$, on reconnaît une généralisation de ce que nous avons fait pour l'angle de *Cabibbo*, et on peut identifier la constante g_V de la désintégration bêta à l'élément de matrice V_{ud} .

De manière analogue à la matrice CKM, est établie dans le secteur leptonique la matrice de mélange *Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata* (PMNS) qui rend compte des différences entre les états de masse et les états de saveurs des neutrinos et que nous aborderons plus loin dans la section 1.4.1.

1.1.4 Notion de force S_β

A partir des relations (1.26) et (1.24), on peut combiner les transitions de *Fermi* ainsi que celle de *Gamow-Teller* et réécrire les valeurs ft comme :

$$ft = \frac{k}{G_F^{\mu^2} (g_V^2 B(F)_{i \rightarrow f} + g_A^2 B(GT)_{i \rightarrow f})}. \quad (1.34)$$

En général, on écrit plutôt l'inverse des valeurs ft qui est directement proportionnel aux carrés des éléments de matrice $B_{i \rightarrow f}$. Dans le cadre des transitions de *Fermi* l'élément de matrice peut être calculé facilement $B(F)_{i \rightarrow f} = T(T + 1) - T_{zi}T_{zf}$, et on écrit alors :

$$\frac{1}{ft} = \frac{(G_F^\mu g_V)^2}{k} B(F)_{i \rightarrow f} \Rightarrow |V_{ud}|^2 \approx g_V^2 = \frac{k}{G_F^{\mu^2} \cdot ft \cdot B(F)_{i \rightarrow f}} \quad (1.35)$$

où apparaît un intérêt particulier des études sur les transitions de *Fermi*. Les mesures expérimentales de la demi-vie comparative ft de ces transitions fournit une valeur à l'élément V_{ud} de la matrice CKM et offre donc une possibilité de tester l'unitarité de la matrice et par conséquent le modèle *standard*. Toutefois, une étude récente exploitant un ensemble de résultats d'expériences sur les transitions de *Fermi* semble confirmer l'unitarité de la matrice CKM [17] :

$$|V_{ud}|^2 + |V_{us}|^2 + |V_{ub}|^2 = 0.999\,95(61), \text{ avec } V_{ud} = 0.975\,425(220).$$

Pour les transitions de type *Gamow-Teller*, l'inverse de la demi-vie comparative ft peut être exprimé comme :

$$\frac{1}{ft} = \frac{G_F^{\beta^2}}{k} \left(\frac{g_A}{g_V} \right)^2 B(GT)_{i \rightarrow f}. \quad (1.36)$$

Les transitions de *Fermi* n'adviennent qu'entre les états, appartenant au même multiplet d'isospin (même valeur du nombre quantique d'isospin total T), qu'on appelle états isobariques analogues (IAS). Contrairement à ces transitions où seulement un état particulier du noyau fils est peuplé, dans une transition *Gamow-Teller* plusieurs états finaux sont accessibles. Certaines transitions *Gamow-Teller* sont donc plus délicates à traiter théoriquement à cause de la dépendance en spin de la force nucléaire [4, 18]. En revanche, on peut facilement relier la quantité ft aux observables expérimentales de la désintégration bêta comme on le verra dans la section 1.2.

Cette valeur ft concerne une transition vers un état donné où $t = t_{1/2}$ est le temps de demi-vie partiel de la désintégration β sur cet état. Cependant pour des valeurs élevées du Q_β , la désintégration peut survenir dans des régions à haute densité d'états. Il est alors très difficile de caractériser la désintégration vers un état individuel et la probabilité de la transition devra être exprimée par région d'énergie $E_x \pm \Delta E$. Dans ce cas l'écriture la plus appropriée sera celle d'une *force* β que l'on peut noter $S_\beta(E_x)$:

$$S_\beta(E_x) = \frac{G_F^{\beta^2}}{k} \left(\frac{g_A}{g_V} \right)^2 \sum_{E_f \in \Delta E} \frac{1}{\Delta E} B(GT)_{i \rightarrow f} \quad (1.37)$$

La quantité $B(GT)$ dépend très fortement de la structure du noyau ainsi que des fonctions d'onde ψ_i et ψ_f intervenant dans la désintégration. Son estimation numérique demande des calculs microscopiques, souvent lourds, qui tentent de décrire les interactions entre les nucléons. Il existe néanmoins une *règle de somme* indépendante des modèles qu'on appelle la *règle d'Ikeda* [19, 20] et qui permet de relier les probabilités de transition β positive et négative entre elles :

$$B(GT)^- - B(GT)^+ = 3(N - Z) \quad (1.38)$$

N et Z représentent respectivement le nombre de neutrons et de protons du noyau. Ainsi, pour des noyaux qui décroissent purement par β^- on s'attend à avoir $B(GT)^- = 3(N - Z)$. L'étude des transitions de type *Gamow-Teller* permettrait d'apporter des informations sur les $B(GT)$ et de révéler les propriétés de corrélation spin-isospin ($\sigma\tau$) nucléaire, seulement la désintégration β a une fenêtre en énergie limitée par le Q_β de la réaction et on ne pourra pas accéder aux énergies plus élevées de la distribution de force. Il se trouve que les réactions d'échange de charge ($p-n$) mettant en jeu une énergie d'incidence d'environ 200 MeV sont dominées par un moment angulaire $L = 0$. Elles peuvent donc être assimilées à des désintégrations β nucléaires et traitées par les opérateurs σ et τ , avec cependant l'avantage de ne pas être limitées en énergie et apportent donc des possibilités d'investigation importantes [21].

Dans les paragraphes précédents, nous avons rappelé le cadre théorique du processus de désintégration β que nous avons présenté comme un processus d'interaction faible impliquant des hadrons et des leptons. La description que nous en avons faite était schématisée sur la désintégration des nucléons libres, cependant nous nous sommes empressés d'indiquer, en l'occurrence sur la forme des spectres β ou sur la détermination des constantes de couplage faible que des corrections radiatives, afin de tenir compte du milieu nucléaire, doivent être appliquées aux expressions théoriquement établies lorsqu'il s'agira de les confronter aux observables d'une désintégration β nucléaire. Nous avons aussi présenté la quantité d'intérêt ft qui est directement liée aux éléments de matrice de l'interaction nucléaire. Ces éléments de matrice sont affectés par des termes de couplage vectoriel et axial, et leur valeur a été déterminée plus haut. Il "reste" donc à pouvoir déterminer les valeurs ft expérimentalement afin d'accéder aux informations de structure du noyau.

Dans la prochaine section nous allons d'abord parler des observables expérimentales dans les désintégrations bêta avant de faire le lien avec la quantité ft . La relation entre ces valeurs ft et les alimentations β que nous mesurons, apparaîtra alors naturellement.

1.2 Aspects expérimentaux de la désintégration β des noyaux

Comme toute réaction de désintégration, l'énergie libérée lors d'une transition β doit être strictement positive pour qu'elle ait lieu. En général l'énergie Q , qui est la différence de masse entre le système final et le système initial de la réaction, est estimée en considérant le noyau père et le noyau fils dans leur état fondamental. En ce sens, pour la désintégration β , cette énergie représente l'énergie maximale portée par le système composé par la particule β et le neutrino ou antineutrino. Pour des électrons d'une énergie cinétique T_e , on peut noter :

$$Q_{\beta^-} = (T_e + E_{\bar{\nu}})_{max}. \quad (1.39)$$

Dans la réalité, la désintégration β se fait vers un ensemble d'états, d'énergie d'excitation E_f , du noyau fils. Ils sont peuplés suivant une certaine probabilité de transition notée $I_\beta(E_f)$, comme indiqué sur la figure 1.3 : ce sont les rapports d'embranchement. L'énergie disponible dans le système de la particule β et de l'antineutrino doit alors être corrigée de cette énergie d'excitation :

$$T_e + E_{\bar{\nu}} = Q_{\beta^-}^f = Q_{\beta^-} - E_f. \quad (1.40)$$

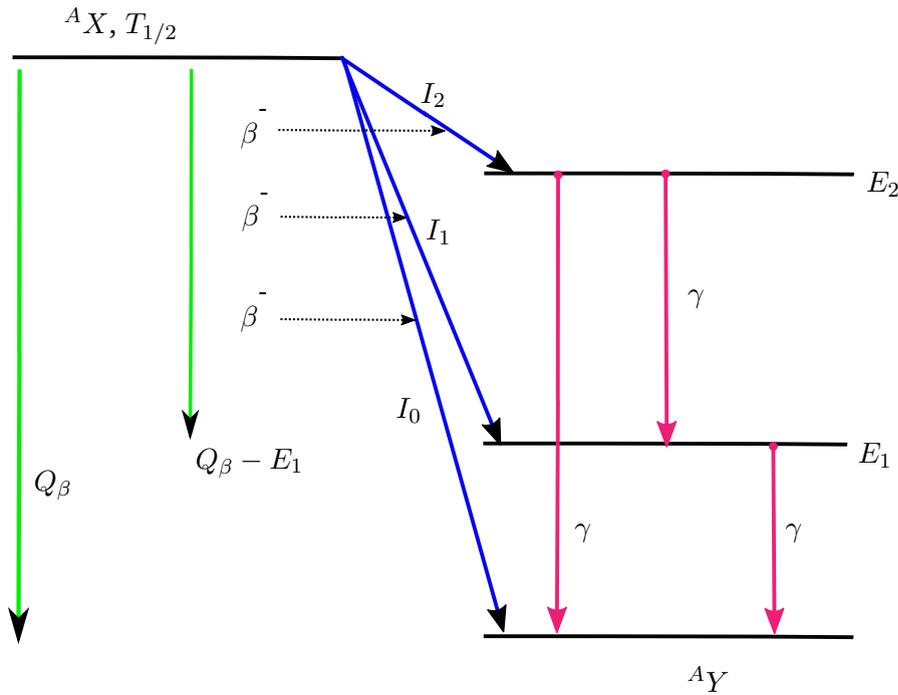


FIGURE 1.3 – Illustration d'une désintégration β^- d'un noyau X de temps de demi-vie $T_{1/2}$ vers son fils Y et indiquant son Q_β , les intensités I_i suivant les états excités d'énergie E_i du noyau Y ainsi que les γ de désexcitation de ce noyau.

L'énergie d'excitation E_f du noyau fils est ensuite émise sous forme de rayonnement γ .

Les grandeurs importantes pour caractériser une désintégration bêta d'un noyau sont sa demi-vie totale $T_{1/2}$, le bilan énergétique Q_β de la réaction et les alimentations I_β , c'est-à-dire comment il peuple les états du noyau fils. Pour estimer la valeur de Q_β on peut tirer avantage des spectres en énergie des particules β émises et tracer les courbes *Fermi-Kurie* (équation (1.21)), l'intersection de cette courbe avec l'axe des abscisses fournit une valeur à Q_β . Aujourd'hui, on dispose d'une mesure plus directe et plus précise basée notamment sur la détermination des masses atomiques du père et du fils à l'aide de pièges de Penning [22], une description de ce dispositif sera présentée au prochain chapitre.

La mesure de la demi-vie est directement liée à l'activité de la source considérée, la seule contrainte importante est la pureté de l'échantillon. La demi-vie totale $T_{1/2}$ est associée à l'ensemble des voies de transition possibles dans la fenêtre de Q_β , elle est liée au temps de vie partiel $t_{1/2}$ des transitions individuelles par la relation suivante :

$$t_{\frac{1}{2}}(E_f) = \frac{T_{1/2}}{I_\beta(E_f)} \quad (1.41)$$

où E_f représente ici, l'énergie du niveau excité du noyau fils. À partir de cette relation on peut réécrire la force β (voir section 1.1.4) à l'aide des observables expérimentales :

$$\frac{1}{ft} = \frac{1}{f(Z', E_0) \times t_{1/2}} = \frac{I_\beta(E_f)}{f(Z', Q_\beta - E_f) T_{1/2}}, \quad (1.42)$$

puis

$$S_\beta(E_x) = \frac{\sum_{E_f \in \Delta E} \frac{1}{\Delta E} I_\beta(E_f)}{f(Z', Q_\beta - E_x) T_{1/2}}. \quad (1.43)$$

On remarquera que l'énergie maximale de l'électron que nous avons noté E_0 dans la description du modèle de *Fermi*, est adapté au cas de la désintégration bêta d'un noyau comme l'exprime la relation (1.40). Cette thèse, se consacre à la détermination expérimentale des rapports d'embranchement ou alimentations β des produits de fission, l'intérêt d'une telle étude sera présenté progressivement.

Lors d'une expérience de désintégration β , l'observable qui rend compte de la force β est le pourcentage d'alimentation I_β . Il se pose alors la question de la mesure de cette quantité. On peut naïvement penser qu'il suffira de mesurer les désintégrations β direct sur les états individuels, mais les spectres β sont continus et sauf dans des cas très simples, remonter à l'alimentation β de niveaux discrets s'avère très complexe. La méthode la plus commune, consiste à mesurer l'intensité des γ qui suivent la désintégration β au lieu des particules β mêmes et de remonter à l'alimentation β par des méthodes indirectes.

1.2.1 Spectroscopie HPGe : effet Pandemonium

La mesure des émissions γ subséquentes à la désintégration β est en général réalisée en utilisant des détecteurs de très haute résolution au germanium (Ge) [23] capables de distinguer les raies- γ individuelles, malheureusement leur efficacité de détection s'effondre avec l'énergie des γ . Afin de déterminer les alimentations β , on cherche d'abord à assigner à une désintégration β particulière, les transitions γ observées. Pour cela, on a besoin de toutes les informations de désexcitation déjà connues pour le noyau fils, les coïncidences entre les raies γ et les rayons X , etc. La seconde étape est d'établir un schéma de désintégration à partir des coïncidences des transitions γ assignées à chaque désintégration β . Une fois que ce schéma de niveaux est établi, on peut déterminer les différentes intensités γ , le peuplement et l'énergie des états excités. La différence en intensité entre les γ qui peuplent un niveau et ceux qui en proviennent définit le peuplement β direct sur ce niveau. Cependant il y a un problème inhérent aux détecteurs germanium quant à la détermination précise de ce peuplement β , lié au fait que le germanium a une très faible efficacité de détection. On peut imaginer une situation de désintégration β vers un état du fils qui est également alimenté par les transitions γ provenant des états plus élevés en énergie. À cause de l'efficacité de détection, certaines transitions γ vers ce niveau peuvent ne pas être prises en compte et l'évaluation de l'alimentation β sera donc faussée. Ce phénomène sera encore plus marqué si l'on s'intéresse à des noyaux loin de la vallée de stabilité où la fenêtre d'énergie Q_β disponible est plus élevée. Dans ces cas, en plus des émissions γ de haute énergie, l'alimentation β est très fragmentée à cause des densités de niveaux qui croissent rapidement avec l'énergie, et la multiplicité de la transition électromagnétique est élevée, rendant la détection de la cascade de désexcitation beaucoup plus compliquée. Tous ces effets peuvent s'accumuler au point qu'on ne peut pas complètement se fier aux valeurs d'intensité β extraites de ces mesures. Ce problème a été introduit dès les années 70 [24–26] sous le nom d'*effet Pandemonium*⁴, illustré à la figure 1.4a. Son impact se traduit par une surestimation du peuplement β dans la région des niveaux de basse énergie du noyau fils. Il est important de rappeler que c'est la principale technique de mesure qui a été utilisée pour extraire les propriétés de désintégration β qu'on peut trouver actuellement dans les bases de données nucléaires, et cet effet constitue une source d'erreur systématique importante, dans les évaluations expérimentales de la force β , dans le calcul de la puissance résiduelle (voir les sections 1.5.1 et 4.3) et le calcul des spectres des antineutrinos émis par les réacteurs nucléaires (voir les sections 1.4 et 4.2).

1.2.2 Spectroscopie d'absorption totale

Dans le but de pallier l'*effet Pandemonium*, une technique alternative à la méthode décrite ci-dessus a été développée. Il s'agit de la technique TAS (Total Absorption Spectroscopy) basée sur le principe d'absorption totale du rayonnement émis. Cette technique abandonne l'idée de détection des transitions γ individuelles et se concentre sur la détection de la somme des énergies de toutes les transitions γ de

4. *Pandemonium* désigne la capitale de l'enfer, il s'agit d'un terme métaphorique pour décrire une situation de désordre et de chaos.

la cascade de désexcitation qui suit la désintégration β comme le montre le schéma 1.4b. En ce sens elle est directement sensible au peuplement des niveaux. Les détecteurs *TAS* sont des calorimètres constitués de gros cristaux scintillants, avec une grande efficacité de détection (proche de 100 %) sur un large domaine en énergie (0.1–10 MeV) et une couverture géométrique $\Omega \approx 4\pi$. En revanche, la résolution en énergie d'un tel détecteur est inférieure à celle des semi-conducteurs (Ge). Cette technique d'absorption totale a été utilisée dès les années 70 [27, 28]. Malgré son intérêt pour la structure nucléaire et la physique appliquée, si l'usage de la technique *TAS* ne s'est pas répandu si vite, c'est en partie à cause de la difficulté à fabriquer des spectromètres avec des efficacités assez élevées, mais la raison principale est liée à la complexité de l'analyse des données qui impose une certaine connaissance préalable du noyau à étudier et une maîtrise très détaillée du détecteur, comme on le verra dans le chapitre 3. Les premières expériences *TAS* [27, 28] font statut de pionnier mais, elles utilisaient des détecteurs trop petits pour avoir l'efficacité requise. Plus récemment des mesures *TAS* ont été menées auprès du séparateur de masse du GSI [29] pour l'étude de la région $A = 100$ [30–32]. Le détecteur *TAS* utilisé consiste en un monocristal NaI(Tl) de grand volume auquel on associe un petit détecteur Ge ainsi qu'un détecteur au silicium placé proche du point source. Ce dispositif permet ainsi de mesurer les raies γ en coïncidence avec les rayons X ou les particules β .

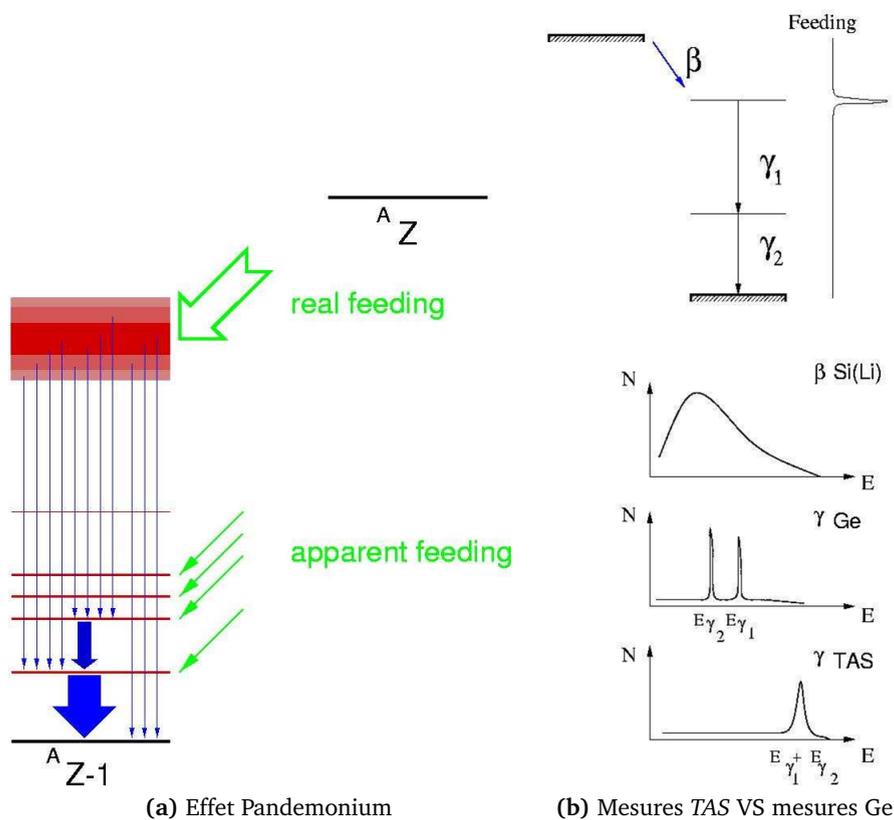


FIGURE 1.4 – Illustration de l'effet Pandemonium (gauche) et de la technique TAS qui permet de le contourner (droite)

Dans les régions proches de la ligne de stabilité, où les valeurs du Q_β sont petites, les schémas de désintégration sont simples et les études expérimentales sont relativement faciles à mener, grâce au faible nombre de niveaux qui peuvent être peuplés lors de la désintégration. Cependant elles nous apportent peu d'informations. Il est donc important de mener des études loin de la vallée de stabilité, là où les valeurs du Q_β et le nombre d'états accessibles sont élevés. Ce qui permettra d'accéder à une large fraction de la distribution de force *Gamow-Teller* et donc de mieux sonder les éléments de matrice M_{fi} et contraindre les modèles de calculs théoriques. Notons également que les grandeurs

fondamentales comme la période radioactive des noyaux, leurs masses, ainsi que les valeurs $B(GT)$ (que nous mesurons dans le cadre de cette thèse), sont des quantités nécessaires pour réaliser les scénarii de nucléosynthèse qui tentent d'expliquer la création des noyaux de notre univers.

1.3 Intérêts pour la structure et l'astrophysique nucléaire

Lors des deux dernières décennies, grâce à l'avènement des faisceaux de noyaux exotiques, les limites de la connaissance du noyau atomique ont été repoussées. En effet, si le modèle en couches semblait bien décrire les comportements des noyaux stables, les noyaux exotiques, eux, ont apporté quelques surprises. Parmi ces découvertes qui permettent d'approcher le problème à N-corps sous interaction forte avec de nouvelles contraintes expérimentales, on peut citer la découverte des noyaux à halo dans les noyaux légers [33], les noyaux super voire hyper-déformés [34, 35], la disparition ou plutôt le déplacement des nombres magiques avec l'affaiblissement du couplage spin-orbite, la radioactivité di-protons, etc. L'étude de la désintégration bêta d'un noyau est l'une des premières méthodes expérimentales que l'on peut employer pour l'étudier, en raison de la faible statistique nécessaire comparée aux réactions nucléaires. Elle permet d'accéder à l'une des premières observables d'un noyau, déjà une donnée fondamentale pour les modèles, sa période. La forme d'un noyau semble être l'une de ses propriétés macroscopiques la plus simple à observer, ce n'est cependant pas la plus facile à mesurer. Dans la région de masse $A \approx 70 - 80$ et $N \approx Z$, des études expérimentales et théoriques ont mis en avant des phénomènes comme la coexistence ou isomérisme de forme et de grandes déformations du niveau fondamental pour seulement de faibles variations du nombre de nucléons [36–38]. Il a ainsi été démontré [39–41] que la distribution de force Gamow-Teller peut fournir des indications importantes sur le signe de la déformation (oblate, prolata) du noyau lors des comparaisons avec les modèles de calculs théoriques. La désintégration bêta permet également de mesurer la position en énergie des premiers états excités dans le noyau fils, et peut ainsi permettre d'accéder au premier état 2^+ dans des noyaux pairs à très courte période. La position du premier état 2^+ ainsi que la force de transition quadropolaire entre cet état et l'état fondamental du noyau nous renseigne sur l'éloignement éventuel du noyau de la magie.

Avec un peu plus de statistique (donc une intensité de faisceau un peu plus importante que le strict nécessaire pour mesurer une demi-vie), et en employant la méthode de spectroscopie par absorption totale (TAS) que nous présenterons un peu plus loin, on peut également accéder de façon privilégiée à la distribution de force bêta, en particulier la force Gamow-Teller. Nous allons nous intéresser en particulier à cette quantité, même si son étude n'est pas l'objet de ce travail de thèse, afin d'esquisser pour le lecteur le large périmètre de physique que l'on peut explorer par l'étude de la désintégration bêta des noyaux par la méthode TAS.

1.3.1 Résonance Gamow-Teller : force manquante

L'étude des réactions d'échange de charge ($p-n$) avec $E_p = 200$ MeV a permis de mettre en évidence des modes très collectifs de spin-isospin [42, 43] ; les spectres des noyaux présentant un excès de neutrons sont dominés par un grand pic qui est interprété comme la résonance géante Gamow-Teller. À haute énergie d'excitation, la résonance Gamow-Teller correspond à une vibration des nucléons en opposition de phase et est caractérisée par les variations de spin, d'isospin, et de moment angulaire orbital suivants $\Delta S = 1$, $\Delta T = 1$ et $\Delta L = 0$. L'étude des résonances Gamow-Teller dans le cadre des réactions d'échange de charge a permis d'étendre les connaissances sur la distribution de force Gamow-Teller au delà du Q_β . Différents résultats expérimentaux montrent une atténuation de l'intensité totale de cette force par rapport à la valeur prédite. Seule une fraction d'environ 60% de la règle de somme d'Ikeda est observée dans la région d'intérêt (10–20 MeV) du pic de résonance. Plus de 40% de cette force se trouve donc ailleurs. Cela est une énigme pour la communauté depuis plus de 20 ans [42–46] et soulève des questions tant expérimentales (systématiques dans les mesures) que théoriques. Des calculs perturbatifs effectués par Bertsch et Hamamoto sur les interactions entre les

états de configuration $1p-1t$ (1 particule 1 trou) et $2p-2t$ suggèrent que plus de 50% de la force GT manquante se trouverait dans la région 10–45 MeV [47]. Ces prédictions pourraient être confirmées par des mesures, plus récentes, menées sur les réactions d'échange de charge sur le ^{90}Zr [48], montrant une observation allant jusqu'à 93% de la règle de somme, et qui indique donc un décalage de la force dans la région 20-50 MeV. On sait maintenant que la distribution de force *Gamow-Teller* est fragmentée dans un ensemble de modes collectifs dont un mode principal (la résonance géante inaccessible par la désintégration β^-) et des modes secondaires qu'on appelle des résonances *pygmy* qui concerne des énergies d'excitation plus faibles [49, 50].

On constate donc que dans le cas des désintégrations β^- (nous étudions des noyaux riche en neutrons), la majorité de la force se trouve hors du domaine énergétique (~ 10 MeV) accessible et pose donc la question de l'intérêt des mesures de force *Gamow-Teller* dans de telles expériences. En réalité, la largeur du pic de résonance est d'environ 4 MeV [21], ce qui offre la possibilité d'accéder à la queue de la résonance *Gamow-Teller* en plus des résonances secondaires. Il est important dans ce contexte de savoir également que les expériences d'échange de charge sont relativement difficiles à mener et que pour des raisons techniques elles ne peuvent se faire que sur des cibles stables. En outre, à cause des ambiguïtés sur la détermination du bruit de fond, l'extraction des valeurs $B(GT)$ des sections efficaces expérimentales requiert une normalisation qu'il n'est pas facile de déterminer [51, 52]. Dans le cas des désintégrations β , nous avons vu que les quantités expérimentales sont bien définies (équation (1.37)). L'accès à des noyaux de plus en plus loin de la stabilité permet d'accéder à une fraction de plus en plus grande de la force *Gamow-Teller* dans les désintégrations β , en raison des Q_β plus élevés observés dans ces noyaux, cependant la mesure de toute la force *Gamow-Teller* sur la gamme d'énergie jusqu'au Q_β soulève des difficultés techniques qu'il faudra surmonter. Les deux types d'investigation sont donc complémentaires.

L'intérêt pour la structure nucléaire des connaissances sur la distribution de force *Gamow-Teller* découle de la définition même de cette grandeur. Elle est proportionnelle aux éléments de matrice au carré de l'Hamiltonien de l'interaction qui est à l'origine de la désintégration β . Un autre intérêt particulier à l'étude des transitions *Gamow-Teller* réside dans leur lien avec les transitions de type $M1$. Les transitions électromagnétiques de type $M1$ impliquent des variations $\Delta I^\pi = 1^+$ [53], cependant l'opérateur responsable de ces transitions ne contient pas seulement des termes $\sigma\tau$ et d'autres composantes peuvent y jouer un rôle comme l'opérateur $l\tau$ (l étant l'opérateur du moment orbital). En comparant la force des transitions *Gamow-Teller* avec celle des transitions analogues de type $M1$, on peut étudier les interférences entre la composante $\sigma\tau$ et les autres composantes des transitions $M1$ ce qui donne des informations supplémentaires sur la structure des états excités.

1.3.2 Désintégration β et processus-r

Les propriétés de désintégration bêta des noyaux sont également un ingrédient important des processus de nucléosynthèse explosive. On peut citer par exemple du côté des noyaux riches en neutrons, le processus de capture lente (s) de neutrons qui a lieu le long de la vallée de stabilité et le processus de capture rapide (r) de neutrons à l'origine de la moitié de la synthèse des éléments plus lourds que le fer. Dans ces processus c'est la compétition entre la désintégration bêta et la capture neutronique qui va déterminer les chemins de nucléosynthèse des éléments, compétition déterminée par l'intensité du flux de neutrons, très différent dans les deux cas cités. Lors du processus r , le flux de neutrons est extrêmement intense et les noyaux formés sont très exotiques. Les calculs de nucléosynthèse doivent alors reposer en grande partie sur des prédictions théoriques de demi-vies, de masses, de probabilité d'émission de particule, de sections efficaces de capture, de la présence ou non d'états collectifs de basse énergie. . . Les modèles microscopiques peinent à être prédictifs aussi loin de la vallée de stabilité et de nouvelles contraintes expérimentales sont bienvenues. Les mesures de masse, de période, mais également de distribution de force *Gamow-Teller* sont des données importantes. Cette dernière donnée est particulièrement intéressante car elle apporte une information plus détaillée que la valeur intégrale de la période, qui peut permettre de mieux comprendre les écarts des modèles et le

rôle des interactions résiduelles [54, 55].

Enfin la désintégration bêta des produits de fission est à l'origine de plusieurs phénomènes importants en physique des réacteurs : l'essentiel de la chaleur résiduelle dégagée après l'arrêt d'un réacteur, que l'on doit quantifier et dissiper pour des raisons de sûreté nucléaire, l'émission de neutrons retardés par la désintégration bêta qui sont indispensables au pilotage des réacteurs nucléaires, et l'émission des antineutrinos des réacteurs, qui peuvent refléter la composition du combustible nucléaire, mais aussi être simplement l'objet d'études fondamentales de physique des particules. Nous allons dans les paragraphes qui suivent, passer en revue ces différentes motivations dans lesquelles se trouve l'origine de ce travail de thèse.

1.4 Désintégration β et physique du neutrino

Une manière d'expliquer la continuité des spectres β observés et de valider la conservation de l'énergie dans les désintégrations β , serait de toujours considérer que l'énergie de la particule β est bien discrète (comme pour les α ou les γ), mais qu'elle la perdrait progressivement en interagissant avec le milieu environnant. En 1927, Ellis et Wooster ont réalisé des mesures de rayonnement β par calorimétrie et s'attendaient à observer l'énergie totale de l'électron comme la somme de l'énergie déposée et la chaleur dissipée. Toutefois, ils ne mesurèrent que l'énergie moyenne déjà connue de l'électron[56]. Deux options s'offraient donc aux physiciens ; soit renoncer à la loi de conservation de l'énergie, soit considérer que cette expérience est une preuve indirecte de l'existence d'une autre particule. Comme on l'a vu dans les paragraphes précédents, quelques années plus tard, *Fermi* proposa une théorie de l'interaction faible qui explique la continuité des spectres β en postulant l'émission d'une troisième particule neutre et sans masse lors de la désintégration : le *neutrino*.

Dans les sections suivantes, nous parlerons de quelques éléments sur la physique des neutrinos. Nous parlerons ensuite de l'importance des spectres en énergie des antineutrinos des réacteurs et du lien avec les mesures expérimentales réalisées dans le cadre de cette thèse.

1.4.1 Angle de mélange θ_{13} : prédiction des flux et les spectres $\bar{\nu}$

En 1990 le LEP, au CERN, à partir d'une mesure directe de la largeur partielle invisible du Z^0 et de l'ajustement des paramètres du *Modèle Standard* à l'ensemble des données, démontra qu'il y a trois familles de neutrinos et trois seulement [57]. Aujourd'hui, nous savons que les neutrinos peuvent se présenter sous trois saveurs (e , μ et τ) et qu'ils peuvent osciller d'un état de saveur à un autre. Les études phénoménologiques sur l'oscillation des neutrinos impliquent trois angles de mélange (θ_{23} , θ_{12} , θ_{13}), deux différences de masses carrées (Δm_{12}^2 , Δm_{13}^2) et une phase δ de violation CP (symétrie de charge et de parité). Si les neutrinos sont des particules de *Majorana* [58], il faut tenir compte de deux autres phases de violation CP (α_1 et α_2). La relation entre les états de masse (ν_i , $i=1,2,3$) et les états de saveur (ν_j , $j=e,\mu,\tau$) peut s'écrire en toute généralité :

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = U \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix} \quad (1.44)$$

où U est la matrice de mélange unitaire de Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata (PMNS). Cette matrice est formellement très semblable à la matrice CKM qui régit le mélange des quarks et s'écrit habituellement comme :

$$U = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{-i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & e^{i\alpha_1} & 0 \\ 0 & e^{i\alpha_2} & 0 \end{pmatrix} \quad (1.45)$$

avec $c_{ij} \equiv \cos(\theta_{ij})$, $s_{ij} \equiv \sin(\theta_{ij})$ et $\theta_{ij} \in]0; \frac{\pi}{2}[$. L'angle θ_{ij} détermine le mélange entre les générations i et j et δ est une phase non nulle si l'interaction faible viole la conservation de CP. Les phases additionnelles α_1 et α_2 n'ont de conséquences physiques que si les neutrinos sont de *Majorana*.

L'angle θ_{23} qui gouverne les oscillations des neutrinos atmosphériques et l'angle θ_{12} qui décrit les oscillations des neutrinos solaires, sont maintenant connus avec une bonne précision grâce notamment aux expériences SuperKamioKande [59], KamLand [60], SNO [61] et K2K [62]. Les oscillations de neutrinos solaires dépendent seulement de la première ligne de la matrice PMNS U_{ij} , tandis que l'oscillation de neutrinos atmosphériques est décrite par la dernière colonne de cette matrice. Le seul lien entre ces deux phénomènes est l'élément de matrice U_{13} , donc le paramètre θ_{13} , qui devient un paramètre clé. θ_{13} est longtemps resté inconnu, jusqu'en 2011 il n'y avait que la contrainte obtenue par l'expérience de Chooz [63] (dans les Ardennes françaises) ; $\sin^2(2\theta_{13}) < 0.17$ avec 90 % de niveau de confiance qui n'excluait pas la valeur $\theta_{13} = 0$. Deux approches complémentaires sont possibles pour mesurer θ_{13} : l'une utilisant les réacteurs (expérience de disparition d'une partie du flux), l'autre utilisant les accélérateurs (expérience d'apparition de saveur). Les expériences auprès des réacteurs contribuent à la détermination de l'angle θ_{13} toutefois elles ne peuvent rien dire sur la violation de symétrie CP. Cependant si elles mesurent un angle nul, alors les expériences d'oscillation ne pourront pas accéder à la phase δ qui risque de rester un mystère à jamais.

Pour pallier le manque de données sur l'évaluation de θ_{13} , de nombreuses expériences sur l'oscillation des neutrinos furent menées et chacune a permis d'affiner les connaissances sur ce paramètre (MINOS [64], Double Chooz [65], Daya Bay [66], T2K [67] et Reno [68]). Actuellement l'expérience Daya Bay présente la mesure la plus précise avec $\sin^2(2\theta_{13}) = 0.092 \pm 0.016(\text{stat}) \pm 0.005(\text{syst})$ qui exclut la valeur nulle de θ_{13} à plus de 5σ . Le laboratoire SUBATECH fait partie de la collaboration Double Chooz qui succède à Chooz et participe activement à la détermination du paramètre θ_{13} . En 2012 Double Chooz publie la valeur de $\sin^2(2\theta_{13}) = 0.109 \pm 0.030(\text{stat}) \pm 0.025(\text{syst})$ [65], confirmée ensuite par les résultats de Daya Bay et Reno. Double Chooz utilise la centrale nucléaire de Chooz comme source d'antineutrinos. Le principe consiste à installer un détecteur proche de la centrale (400 m) et un détecteur lointain (1050 m) identique au premier ; comme pour les autres expériences qui opèrent près d'un réacteur l'idée est de détecter une disparition des $\bar{\nu}_e$ dans le détecteur lointain. Dans la première phase de Double Chooz, seul le détecteur lointain prenait des données, le flux primaire d'antineutrinos émis de la centrale étant calculé à l'aide de simulations Monte Carlo, développées au sein de l'équipe SUBATECH. La prédiction du flux $\bar{\nu}_e$ des réacteurs dépend des paramètres des réacteurs, des taux de fissions ainsi que des spectres en énergie des antineutrinos, comme formulée ci-dessous [69] :

$$N_{\nu}^{\text{prevu}}(E_{\nu}, t) = \frac{N_p}{4\pi L^2} \frac{P_{th}(t)}{\langle E_f \rangle} \langle \sigma_f \rangle \quad (1.46)$$

avec

$$\langle \sigma_f \rangle = \sum_k \alpha_k(t) \int S_k(E_{\nu}) \sigma_{IBD}(E_{\nu}) dE_{\nu} \quad (1.47)$$

où N_p désigne le nombre de protons dans la cible, L la distance entre le détecteur et le réacteur, P_{th} la puissance thermique du réacteur, $\langle E_f \rangle$ l'énergie moyenne dégagée par fission dans le réacteur et $\langle \sigma_f \rangle$ la section efficace de détection moyenne par fission. Cette section efficace est définie par l'équation (1.47), où les α_k représentent les fractions moyennes, sur le temps d'acquisition, des taux de fissions des $k^{\text{ième}}$ isotopes ($^{235,238}\text{U}$, $^{239,241}\text{Pu}$), S_k est le spectre de référence [70, 71] du $k^{\text{ième}}$ isotopes et σ_{IBD} est la section efficace de la réaction β -inverse [72].

On voit ici que la précision dans la prédiction du flux d'antineutrinos dépend de la connaissance d'ingrédients comme les taux de fissions et notamment les spectres en énergie des antineutrinos des noyaux contribuant à la fission.

1.4.2 Mesures et détermination des spectres antineutrinos

La détermination de ces spectres a commencé dès les années 80 avec Schreckenbach et *al.* [73, 74]. L'expérience consistait à irradier une cible de noyau fissile au sein du réacteur à haut flux de l'Institut

Laue Langevin (ILL) et à mesurer ensuite le spectre β intégral de la cible (^{235}U , ^{239}Pu et ^{241}Pu). Il s'agit de la mesure intégrale la plus précise à ce jour. L'incertitude totale sur le spectre β entre 2–5 MeV est de 3% bin à bin pour des bins de 250 keV à 90% de niveau confiance et pour une irradiation de 1.5 jours. Il faut ensuite convertir ce spectre β en spectre des $\bar{\nu}$. On a l'avantage d'utiliser la mesure la plus précise, par contre il est impossible, puisque c'est un spectre global, d'écrire la conversion de l'énergie pour déduire le spectre $\bar{\nu}$ associé. La procédure de conversion adoptée par Schreckenbach et *al.* utilisent 30 branches β virtuelles. Le spectre β est subdivisé en 30 plages d'énergie ; par itération successive on part de la plus haute énergie et on retire la contribution de chaque branche virtuelle, qui est obtenue en ajustant, en énergie les endpoint et rapport d'embranchement sur les données expérimentales de la plage en énergie considérée. Le spectre $\bar{\nu}$ se définit alors comme la somme des 30 branches établies, affectées de leur rapport d'embranchement et en écrivant la conservation de l'énergie $E_{\bar{\nu}_e} = E_0^v - E_\beta$ où E_0^v représente l'énergie endpoint virtuelle de la branche et E_β l'énergie du spectre β . L'erreur induite par cette procédure de conversion était estimée à 3–4 % qu'il faut ajouter quadratiquement aux 3% d'incertitudes liées à la mesure.

Une méthode alternative à cette approche, est de partir des spectres β individuels des produits de fission pour reconstruire le spectre β intégral ; c'est la *méthode de sommation* comme explicitée dans l'équation suivante [71, 75] :

$$N(E_\beta, t) = \sum_i Y_i(Z, A, I, t) \sum_{ij} b_{ij}(E_0^j) P_\beta(E_\beta, E_0^j, Z) \quad (1.48)$$

où les $Y_i(Z, A, I, t)$ correspondent aux nombres d'émetteurs β au temps t de l'isotopes de masse A , de numéro atomique Z et dans l'état isomérique I . Les termes $b_{ij}(E_0^j)$ et $P_\beta(E_\beta, E_0^j, Z)$ représentent respectivement les rapports d'embranchement β et la forme du spectre pour la branche j avec une énergie de endpoint E_0^j . Dans les années 80, Tengblad et Rudstam calculèrent le spectre β à partir des spectres individuels acquis sur 111 mesures et qui concernent plus de 265 noyaux [76, 77]. Cependant ils ne parvinrent à un accord avec les mesures de Schreckenbach que jusqu'à 4 MeV (5% d'écart à 4 MeV), à 8 MeV l'écart était de 20%. Il y a maintenant une douzaine d'année, Bemporad et *al.* motivèrent de nouvelles mesures en indiquant que 25% de la partie haute énergie du spectre >4 MeV seraient dus à des noyaux non connus expérimentalement [78]. En 2007 pour la première fois, Vogel [79] mit en évidence que la procédure de conversion des $\bar{\nu}_e$ à partir du spectre β intégral comportait le défaut de considérer un Z moyen par branche. Or la grande dépendance de la fonction de Fermi en Z (équation (1.23)) fait que cette approximation constitue une source importante d'erreur.

Avec la disponibilité, de plus en plus grande, de données expérimentales dans les bases de données, la méthode de sommation a été récemment revisitée par l'équipe de SUBATECH [71]. De même avec les informations recueillies sur les désintégrations β des produits de fissions, la méthode de conversion de Schreckenbach a été aussi affinée par Mueller et *al.* [71] ; en remplaçant les branches virtuelles par des données expérimentales pour décomposer le spectre β intégral et en la complétant par des branches fictives comme précédemment mais avec une distribution en Z plus réaliste, tirée des données expérimentales. Cette nouvelle méthode a conduit à de nouvelles prédictions de spectres $\bar{\nu}_e$ dont la normalisation a augmenté de 3% au-delà du seuil de détection de 1.8 MeV de la réaction de désintégration β inverse. Ce constat fut confirmé par une analyse similaire effectuée par P. Huber [70, 80]. En conséquence, une nouvelle analyse des données $\bar{\nu}_e$ des réacteurs des années 80 et 90 a révélé qu'elles présentaient toutes un déficit par rapport au flux émis. Cette observation porte le nom d'*anomalie réacteur*. Ce dilemme pose la question de l'existence de neutrinos *stériles* ν_s qui pourraient expliquer ce déficit par un processus d'oscillation à courte distance. Toutefois, il reste encore beaucoup à faire dans le cadre de la détermination précise des spectres antineutrinos et il paraît important d'investiguer davantage (besoin de données expérimentales au dessus de 4 MeV ; effet *Pandemonium*) pour améliorer notre connaissance de ces spectres afin d'être encore plus prédictif sur le flux d'antineutrinos et enlever toute ambiguïté quant à l'hypothèse des neutrinos *stériles*. Très récemment une étude de Hayes, montre que dans l'état actuel des connaissances sur la détermination des spectres $\bar{\nu}$, en l'occurrence sur la forme de ces spectres pour les transitions interdites, le flux

d'antineutrinos dans les expériences réacteurs ne peut être prédit à moins de 5% [81] à partir des spectres convertis.

Les études que nous allons présenter dans le cadre de cette thèse, ont pour objectif d'apporter directement des valeurs expérimentales sur les rapports d'embranchement ainsi que sur les énergies endpoint et ce dans la région d'intérêt au delà des 4 MeV tout en résolvant le problème posé par l'effet *Pandemonium*. Les résultats de nos analyses contribueront à contraindre expérimentalement les calculs sur les spectres antineutrinos.

En utilisant de nouvelles données de mesures *TAS*, sur la désintégration β de produits de fission, réalisées à IGISOL (Jyväskylä, cf. chapitre 2) sur les noyaux ^{105}Mo , ^{101}Nb , et $^{102,104-105}\text{Tc}$ initialement prévus pour les calculs de puissance résiduelle [82], Fallot et al. [75] ont mis en évidence pour la première fois l'impact de ces noyaux souffrant de l'effet *Pandemonium* sur les calculs de spectres $\bar{\nu}$ par la méthode de sommation. Cette étude montra que, après l'inclusion des mesures *TAS* pour ces 7 noyaux, le flux d'antineutrinos provenant de la fission sur ^{235}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu et ^{238}U (après convolution par la section efficace de la désintégration β inverse) est respectivement de 99.1%, 94.53%, 94.76% et 98.09% en regard du flux obtenu sans la correction *TAS* [75]. Cependant la contribution de ces noyaux est limitée à 6 MeV, valeur du Q_β le plus élevé. Les nouvelles mesures réalisées sur les $^{92,93}\text{Rb}$ dans le cadre de cette thèse permettront d'étendre cette fenêtre d'énergie à 8 MeV.

Les spectres obtenus par la méthode de sommation de la contribution des produits de fission, comme indiqués dans l'équation (1.48) sont actuellement moins précis que ceux prédits par la méthode de conversion des spectres β intégraux. Dans [71], une partie des erreurs associées aux bases des données a été évaluée, cependant l'erreur globale a été estimée en prenant comme référence les spectres nouvellement convertis des données Schreckenbach. Il faut savoir qu'aujourd'hui la méthode de sommation se présente comme la seule méthode indépendante des mesures uniques d'ILL. Elle présente une grande flexibilité comme calculer le spectre de noyaux dont le spectre intégral n'est pas mesuré (exemple du spectre ^{238}U qui a été calculé et qui vient d'être mesuré très récemment [83]), prendre en compte les effets hors équilibre, s'adapter à des configurations de cœur de réacteur complexes et variées. Cette technique est aujourd'hui un outil précieux, et il est important d'en évaluer les erreurs complètement et sans corrélation avec les mesures ILL. Nous y reviendrons dans le chapitre 4.

Il convient, également, de noter que dans les expériences qui cherchent à étudier les autres sources de neutrinos comme ceux provenant des explosions supernova [84], les antineutrinos provenant des réacteurs constituent une importante source de bruit qu'il faut soustraire des données, particulièrement dans la région haute-énergie (>8 MeV) qui est également la moins contrainte expérimentalement et où les noyaux les plus exotiques contribuent. Pour les géoneutrinos [85], il s'agit de la région basse énergie du spectre des antineutrinos provenant des réacteurs qui contribue au bruit de fond et qu'il faut déterminer de la manière la plus précise possible.

L'étude des désintégrations β n'est pas seulement intéressante parce qu'elle nous aide à mieux appréhender les aspects fondamentaux du processus de désintégration β . Dans l'industrie nucléaire les propriétés de désintégration des produits de fission sont d'une grande importance, notamment pour la sûreté des réacteurs. Nous avons vu qu'une meilleure connaissance des spectres antineutrinos est importante pour les expériences qui traitent du phénomène d'oscillation de neutrinos et réalisées près des réacteurs nucléaires. Ces spectres peuvent aussi nous informer de la composition du combustible nucléaire et peuvent donc être également utiles aux politiques de non-prolifération nucléaire. Cette problématique sera présentée en section 1.5.2.

1.5 Désintégration β des produits de fission et technologie des réacteurs

Dans un réacteur nucléaire, la puissance est générée grâce à l'énergie libérée lors de la réaction en chaîne des fissions nucléaires. La fission est induite sur une matière *fissile*⁵, généralement de l'uranium ^{235}U , et produit quelques neutrons, du rayonnement γ prompt et deux fragments qu'on appelle les produits de fission. Ces derniers sont des noyaux radioactifs riches en neutrons qui décroissent principalement par β^- . Lors de l'arrêt du réacteur la réaction en chaîne des fissions est interrompue, cependant les produits de fission ainsi que tous les éléments irradiés continuent de décroître, l'énergie des électrons émis, le rayonnement γ de désexcitation des noyaux fils et les différentes radiations maintiennent le réacteur sous puissance : c'est la puissance résiduelle du réacteur. Comme le niveau de la radioactivité, cette génération de chaleur à "roue libre" doit être maîtrisée dans le cadre de l'exploitation d'une centrale nucléaire. Notamment les 10 000 premières secondes, où agissent principalement les noyaux des produits de fission (voir figure 1.5), sont très critiques pour les accidents sévères (dépressurisation, perte du circuit de refroidissement par exemple pour l'accident nucléaire de Fukushima), et il est important, quelque soit le type de réacteurs, de pouvoir prédire cette chaleur afin de mettre en œuvre un dispositif d'urgence capable de l'évacuer. La puissance résiduelle est estimée à environ 7% de la puissance nominale pour un réacteur nucléaire REP (Réacteur à Eau sous Pression) [86]. L'évaluation de cette chaleur demande de bien connaître les rendements de fissions, les sections efficaces de capture des neutrons, les temps de demi-vies des noyaux, les rapports d'embranchement des émissions de neutrons retardés et encore plus important les énergies moyennes des γ et β émises qui peuvent être très élevées (demi-vie courte et grand Q_β) pour les noyaux qui contribuent le plus dans les premières secondes après l'arrêt du réacteur.

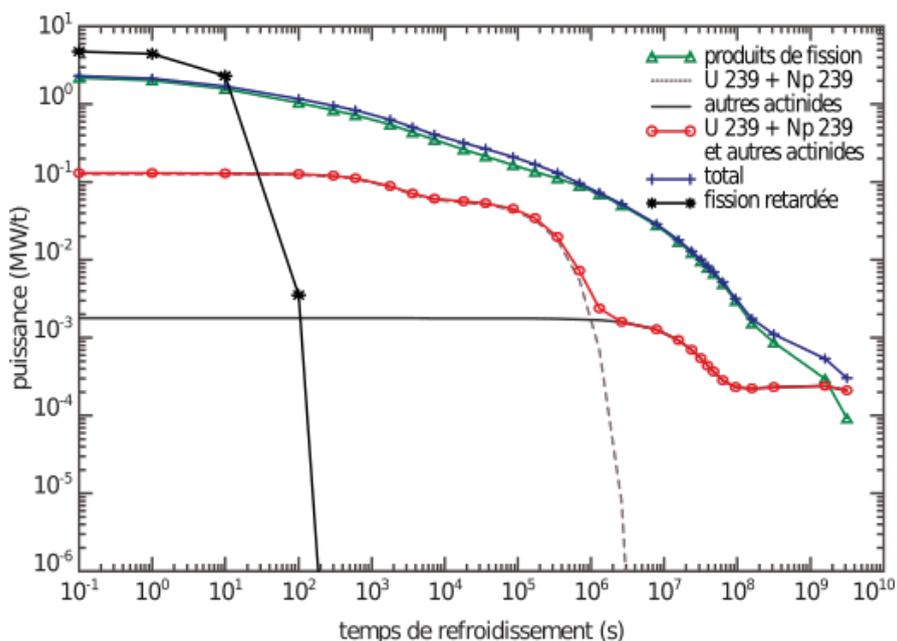


FIGURE 1.5 – Puissance résiduelle du combustible UOX (enrichi à 3.26% en ^{235}U) pour un taux de combustion de 33 000 MWj/t en fonction du temps de refroidissement et selon la contribution des actinides et des produits de fission. [87]

A condition de déterminer très précisément les intensités I_β , pour chaque noyau du combustible nucléaire on peut connaître à la fois l'énergie moyenne des particules β et l'énergie moyenne des transitions γ . Cela permettra, à partir de la contribution de chaque noyau, comme dans le cas du

5. Susceptible de se casser sous incidence d'un neutron thermique

calcul des spectres antineutrinos, de calculer la somme des contributions et donc d'estimer cette puissance résiduelle. La précision avec laquelle cette détermination est faite est importante aussi bien pour les raisons de sûreté qui sont énoncées plus haut que pour des raisons économiques : en dépendent la conception des bâtiments réacteurs, la gestion des circuits de maintenance ainsi que celle du combustible utilisé (recyclage, transport, blindage, entreposage...).

1.5.1 Calcul de la puissance résiduelle

L'évaluation expérimentale de la puissance résiduelle consiste en des mesures directes et intégrales de la puissance émanant des produits de fission au cœur du réacteur. Les premières mesures ont été réalisées dès les années 40 dans le cadre du *Projet Plutonium*, une description plus détaillée est fournie dans la collection des *Plutonium Project Records* éditée en 1951 [88]. Les techniques de mesure étaient d'abord basées sur des études calorimétrique, mais à cause de la différence dans les techniques requises pour la détection des β et du rayonnement γ , diverses expériences indépendantes ont mesuré séparément ces deux composantes de la puissance résiduelle, induite par les produits de fission. L'usage de compteurs Geiger et de chambres d'ionisation s'est vite généralisé, mais avec le développement des spectromètres à scintillation, la plupart des mesures a été réalisée avec des cristaux NaI, des scintillateurs plastiques ou des scintillateurs liquides. Aujourd'hui les données qui font référence dans le cadre des mesures expérimentales de puissance résiduelle sont celles évaluées par A. Tobias [89]. Il a mené une analyse sur les données disponibles, en tenant compte de toutes les incertitudes systématiques et statistiques ainsi que leur corrélation. Son analyse fournit la contribution, à la puissance résiduelle, des β ou γ séparément ainsi que leur somme pour la fission de ^{235}U et le ^{239}Pu . Un autre moyen pour estimer la puissance résiduelle est de la calculer en utilisant la méthode de sommation. Comme pour le calcul de spectre des antineutrinos, à chaque instant t la valeur de cette puissance $f(t)$ sera donnée par la somme des contributions de tous les produits de fission présents au cœur du réacteur :

$$f(t) = H_\alpha(t) + H_\beta(t) + H_\gamma(t) \quad (1.49)$$

$$H_\alpha(t) = \sum_i \lambda_i^T N_i(t) E_\alpha^i \quad (1.50)$$

$$H_\beta(t) = \sum_i \lambda_i^T N_i(t) E_\beta^i \quad (1.51)$$

$$H_\gamma(t) = \sum_i \lambda_i^T N_i(t) E_\gamma^i \quad (1.52)$$

où f représente la fonction puissance que l'on subdivise en ses contributions H_α , H_β et H_γ . E_α^i , E_β^i et E_γ^i sont les énergies moyennes des particules α , β et du rayonnement γ émis lors de la désintégration du noyau i , λ_i^T est la constante de désintégration totale de ce noyau et N représente l'inventaire des noyaux. Afin de tester cette méthode de sommation et en partie pour vérifier la complétude des données nucléaires utilisées, en 1999 Yoshida et al. [90] ont comparé des données expérimentales avec des calculs qu'ils avaient effectués en utilisant différentes bases de données pour la composante γ de la puissance résiduelle. Ils ont trouvé des écarts importants entre leurs estimations et les points expérimentaux, avec des différences encore plus marquées quant aux calculs réalisés avec la base JEFF (figure 1.6) ; la seule base qui ne contient que des données expérimentales. Dans leur article, Yoshida et al. indiquent, parmi plusieurs possibilités, que les écarts observés proviendraient probablement d'une force β manquante qui ferait que certaines transitions d'énergie E_γ seraient sous-estimées[90] ; un problème systématique qui affecte les mesures des propriétés de désintégration des noyaux, réalisées avec des détecteurs au germanium, comme nous l'avons expliqué dans les sections précédentes [24]. Ils indiquent également une liste de noyaux d'intérêts susceptibles de résoudre le problème. Allant dans cette direction, en 2007 un rapport [91] de l'AIEA conjointement réalisé avec l'OCDE et l'AEN, dans le cadre des collaborations d'évaluation internationale, établit une liste de noyaux prioritaires (voir tableau 1.6) qui sont de grands contributeurs à la puissance résiduelle d'une part et qui, d'autre part, permettraient de résoudre les

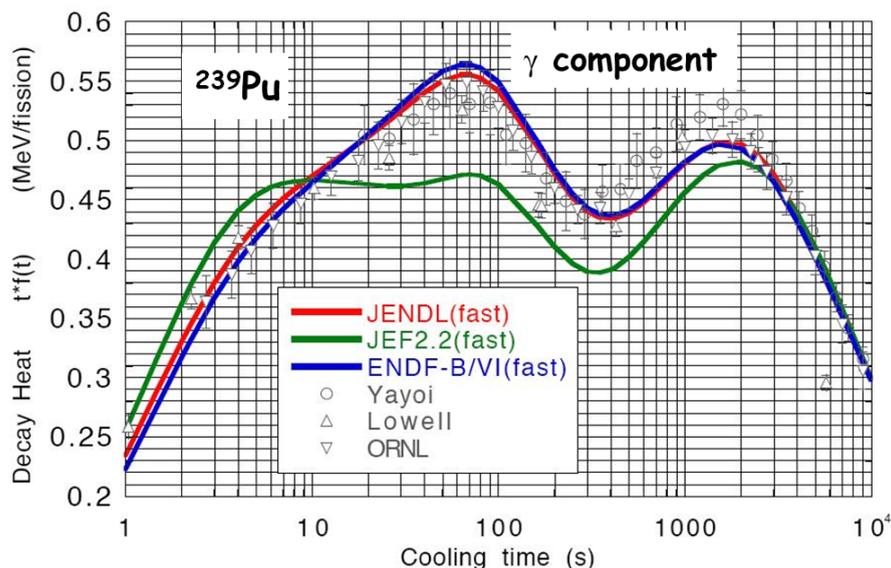


FIGURE 1.6 – Comparaison entre des valeurs expérimentales (points avec barre d'erreur) de la composante γ de la chaleur résiduelle pour la fission du ^{239}Pu et les calculs réalisés en s'appuyant sur différentes bases de données nucléaires (JEFF, JENDL, ENDF), sur les 10 000 premières secondes. [90]

incohérences observées dans l'usage de diverses bases de données dans les calculs par sommation. Ce travail a motivé de nouvelles campagnes de mesures TAS sur ces noyaux [92, 93].

Noyaux	Priorité	Q_{β} [keV]	$T_{1/2}$	Commentaires
$^{86}_{35}\text{Br}$	1	7626(11)	55.1 s	
$^{87}_{35}\text{Br}$	1	6852(18)	55.65 s	Schéma de désintégration compliqué avec un nombre considérable de γ , grande incertitude dans les $\langle E_{\gamma} \rangle$
$^{88}_{35}\text{Br}$	1	8960(40)	16.6 s	(β^{-}, n)
$^{89}_{36}\text{Kr}$	1	4990(50)	3.15 min	Schéma de désintégration incomplet
$^{90}_{36}\text{Kr}$	1	4392(17)	32.32 s	Schéma de désintégration incomplet
$^{90m}_{37}\text{Rb}$	2	6690(15)	258 s	Répétition de mesures TAS de INEL, cross-check de données
$^{92}_{37}\text{Rb}$	2	8096(15)	4.49	(β^{-}, n)
$^{89}_{38}\text{Sr}$	2	1493(3)	50.53 j	
$^{97}_{38}\text{Sr}$	2	7470(16)	0.429 s	Demi-vie très courte et possible (β^{-}, n)
$^{96}_{39}\text{Y}$	2	7096(23)	5.34 s	
$^{99}_{40}\text{Zr}$	3	4558(15)	2.1 s	
$^{100}_{40}\text{Zr}$	4	3335(25)	7.1 s	
$^{98}_{41}\text{Nb}$	1	4583(5)	2.86 s	
$^{99}_{41}\text{Nb}$	1	3639(13)	15.0 s	
$^{100}_{41}\text{Nb}$	1	6245(25)	1.5 s	
$^{101}_{41}\text{Nb}$	1	4569(18)	7.1 s	
$^{102}_{41}\text{Nb}$	2	7210(40)	1.3 s	
$^{103}_{42}\text{Mo}$	1	3750(60)	67.5 s	
$^{105}_{42}\text{Mo}$	1	4950(50)	35.6 s	
$^{102}_{43}\text{Tc}$	1	4532(9)	5.28 s	
$^{103}_{43}\text{Tc}$	1	2662(10)	54.2 s	
$^{104}_{43}\text{Tc}$	1	5600(50)	18.3 mn	
$^{105}_{43}\text{Tc}$	1	3640(60)	7.6 mn	

$^{106}_{43}\text{Tc}$	1	6547(11)	35.6 s	
$^{107}_{43}\text{Tc}$	2	4820(90)	21.2 s	
$^{132}_{51}\text{Sb}$	1	55090(14)	2.79 mn	
$^{135}_{52}\text{Te}$	2	5960(90)	19.0 s	
$^{136}_{53}\text{I}$	1	6930(50)	83.4 s	Schéma de désintégration incomplet
$^{136m}_{53}\text{I}$	1	7580(125)	46.9 s	
$^{137}_{53}\text{I}$	1	5877(27)	24.13 s	(β^- , n)
$^{137}_{54}\text{Xe}$	1	4166(7)	3.82 mn	Schéma de désintégration incomplet
$^{139}_{54}\text{Xe}$	1	5057(21)	39.68 s	
$^{140}_{54}\text{Xe}$	1	4060(60)	13.6 s	
$^{142}_{55}\text{Cs}$	3	7308(11)	1.69 s	(β^- , n)
$^{142}_{56}\text{Ba}$	2	5570(110)	4.31 s	Répétition de mesure TAS de INEL, cross-check de données
$^{143}_{57}\text{La}$	2	3425(15)	14.2 mn	Répétition de mesure TAS de INEL, cross-check de données
$^{145}_{57}\text{La}$	2	4110(80)	24.8 s	Répétition de mesure TAS de INEL, cross-check de données
$^{145}_{57}\text{La}$	2	4110(80)	24.8 s	Répétition de mesure TAS de INEL, cross-check de données

TABLE 1.6 – Liste de demande de mesure TAS de haute priorité. [91]

Dans le cadre des calculs de spectres en énergie des antineutrinos des réacteurs, nous avons parlé des nouvelles estimations faites par Fallot et *al.* [75] à partir de nouvelles mesures sur le ^{105}Mo , ^{101}Nb , et $^{102,104-107}\text{Tc}$ [82]. Ces noyaux sont de priorité 1 dans la liste de l'AIEA présentée dans le tableau 1.6, ils ont été mesurés par nos collaborateurs de Valence (Espagne) Algora et *al.* auprès de l'accélérateur JYFL de Jyväskylä à l'aide d'un détecteur TAS constitué d'un monocristal NaI(Tl) [94]. Les données de 5 de ces noyaux se sont révélées être affectées par l'effet *Pandemonium*. La correction des données a permis un nouveau calcul de puissance résiduelle [82] par la méthode de sommation (composante électromagnétique) après la fission thermique du ^{239}Pu et corrige en partie, les incohérences entre les points expérimentaux de la compilation de Tobias et les prédictions (ligne rouge avec introduction des données TAS⁶ et ligne bleu sans ces données) dans l'intervalle de 4–3000 s comme illustré sur la figure 1.7. Toutefois sur cette même figure on peut voir que malgré une nette amélioration l'accord entre les calculs et les valeurs expérimentales n'est pas parfait dans l'intervalle 3000–10⁴ s. Ce qui encourage de nouvelles mesures TAS, surtout que dans le cas du ^{235}U , pour lequel la chaleur résiduelle est illustrée sur la figure 1.8 [95], le problème est loin d'être résolu.

1.5.2 Application à la non-prolifération nucléaire

La fabrication de la bombe nucléaire en 1945 a, d'une façon permanente, déséquilibré les échanges entre états et la sécurité internationale. Durant la période de la guerre froide, la course aux armements a failli entraîner la terre dans une apocalypse nucléaire. A la suite de cela, un traité de non-prolifération d'armes nucléaires a été proposé en 1968 et mis en application deux ans plus tard [96]. C'est le traité international le plus accepté à ce jour. C'est l'AIEA qui veille au respect de ce traité. L'un des objectifs de l'AIEA est de faciliter le développement de nouvelles technologies et méthodologies d'analyse pour la détection d'activités et de matières nucléaires non déclarées, par exemple la production dissimulée de ^{239}Pu . C'est sur ce point que la connaissance des spectres antineutrinos peut être intéressante.

Dans les réacteurs le ^{239}Pu , comme l' ^{235}U , contribue au processus de fission, il n'existe pas à l'état naturel mais est produit par capture neutronique sur l' ^{238}U qui constitue plus de 96% du combustible

6. Le label utilisé pour TAS était TAGS pour Total Absorption Gamma-ray Spectroscopy

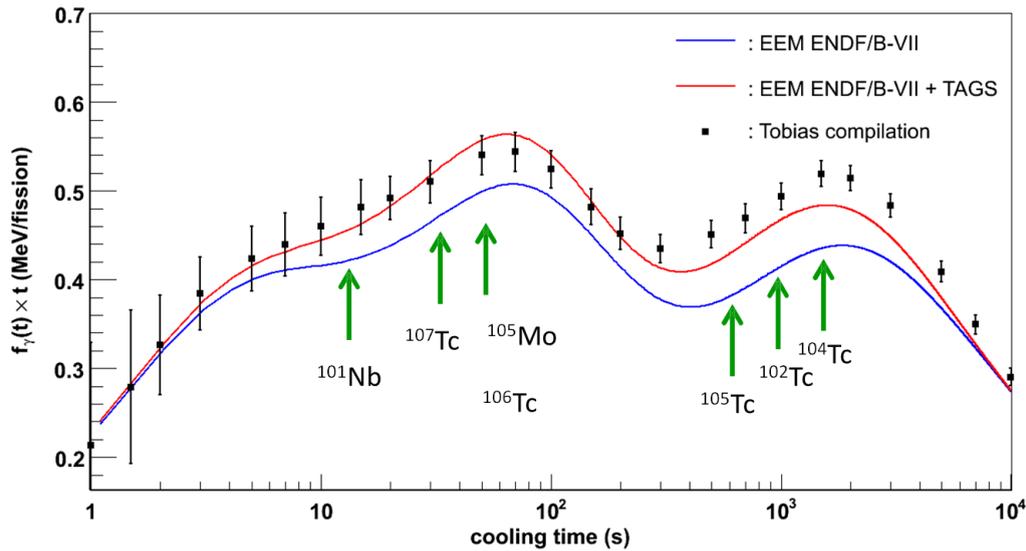


FIGURE 1.7 – Comparaison entre les calculs de la composante γ de la chaleur résiduelle (fission thermique du ^{239}Pu) avec (rouge) et sans (bleu) les nouvelles données TAS et les données évaluée par Tobias [89] (points). [82]

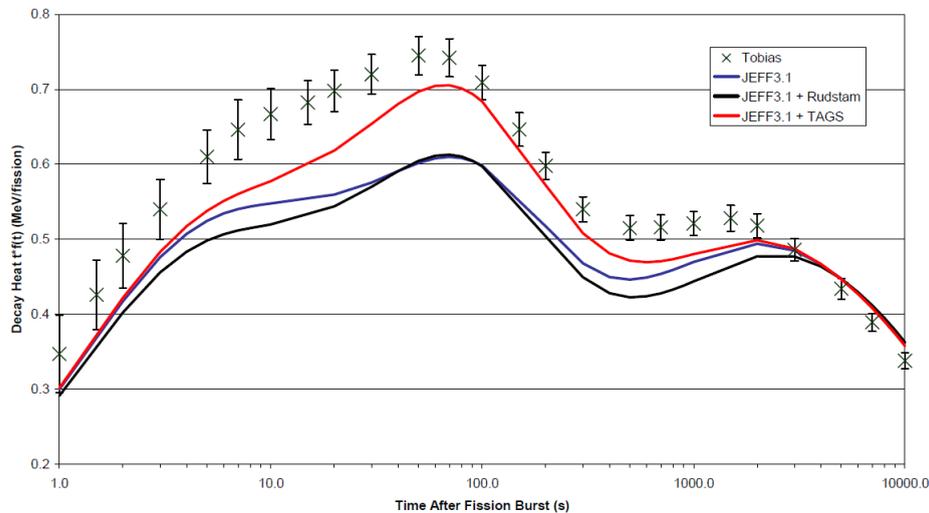


FIGURE 1.8 – Comparaison entre les calculs de la composante γ de la chaleur résiduelle (fission thermique du ^{235}U), utilisant la base JEFF3.1 combinant des données TAS (rouge) ou intégrant les énergies moyennes des raies γ obtenues à partir des mesures de Rudstam et al. [77] (noir), et les données évaluées par Tobias [89] (points). [95]

	^{235}U	^{238}U	^{239}Pu	^{241}Pu
E_f MeV	201.92 ± 0.86	205.52 ± 0.96	209.99 ± 0.60	$213.60 \pm 0,65$
$E_{\bar{\nu}_e}$ MeV	1.46	1.56	1.32	1.44
$N_{\bar{\nu}_e}$	5.56	6.69	5.09	5.89
$N_{\bar{\nu}_e} (E_{\bar{\nu}_e} > 1.8 \text{ MeV})$	$1.92(1 \pm 0.019)$	$2.38(1 \pm 0.020)$	$1.45(1 \pm 0.021)$	$1.83(1 \pm 0,019)$

TABLE 1.7 – Énergies moyennes (E_f) libérées par fission issues du calcul de V. Kopeikin et al. [97] et nombres ($N_{\bar{\nu}_e}$) et énergies ($E_{\bar{\nu}_e}$) des antineutrinos émis par fission issus du calcul de Huber et al. [98]

nucléaire. En ce sens les réacteurs nucléaires civils peuvent bien être le site d'une production cachée de ^{239}Pu à des fins d'armement militaire. Les distributions de produits de fission engendrées par la

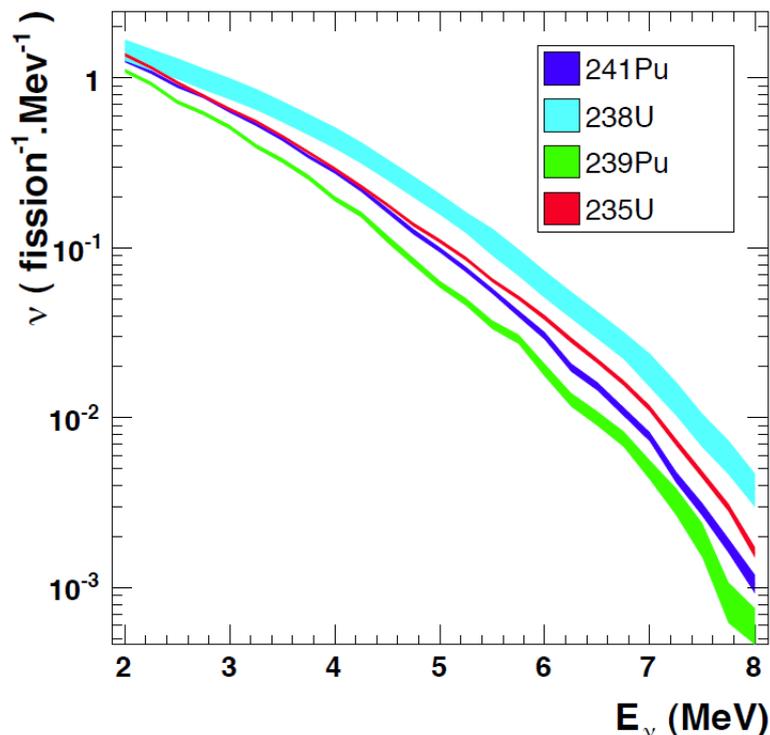


FIGURE 1.9 – Superposition des spectres intégraux d' $\bar{\nu}_e$ de la fission sur les $^{239,241}\text{Pu}$ et $^{235,238}\text{U}$. L'épaisseur des courbes reflète l'incertitude sur les spectres. Ces spectres sont normalisés et diffèrent les uns des autres à cause des différences dans la distribution des produits de fission

fission de l' ^{235}U et celle du ^{239}Pu diffèrent. Par conséquent leurs spectres en énergie des $\bar{\nu}$ en sortie du réacteur sont différents, comme on peut le voir sur la figure 1.9, en raison de la différence en structure des noyaux produits lors de la fission. Cette propriété est un potentiel que la détection des $\bar{\nu}$, émis par les réacteurs, peut utiliser pour sonder la composition du combustible en réacteur. Les expériences de Rovno en 1988 puis celle de Bugey en 1994 ont montré qu'il y a une corrélation entre le nombre d' $\bar{\nu}$ attendu $N_{\bar{\nu}_e}$, la composition et la puissance du réacteur W_{th} [99, 100], telles que :

$$N_{\bar{\nu}_e}(t) \propto (1 + K_{\bar{\nu}_e})W_{th} \quad (1.53)$$

où $K_{\bar{\nu}_e}$ est un paramètre qui dépend de la composition du combustible. Donc à puissance de réacteur fixée, la variation ne dépendra que de la composition du combustible et vice-versa (le nombre de $\bar{\nu}_e$ émis par fission pour les $^{235,238}\text{U}$ et les $^{239,241}\text{Pu}$ est montré dans le tableau 1.7). Il reste à savoir si cette dépendance est suffisamment sensible pour que le détournement d'une quantité significative de matière fissile puisse être décelée en un temps utile, c'est-à-dire le temps nécessaire pour fabriquer l'arme une fois la matière fissile détournée [101]. Sur ce point, l'Agence Internationale de l'Énergie Atomique s'intéresse à la possibilité d'utiliser un détecteur d'antineutrinos pour contrôler la composition du combustible (UOX, MOX, etc) des réacteurs. Dans la même lignée, ESARDA (European Safeguards Research and Development Association) a créé en 2012 un groupe dédié à la détection des antineutrinos [102]. Il y a aujourd'hui des efforts conjoints d'études de simulation [103] et de développement de détecteurs dans l'objectif de mesurer le spectre en énergie des antineutrinos à proximité d'un cœur de réacteur (Panda [104], Nucifer [105], Solið [106],...) et qui visent à matérialiser l'utilisation des antineutrinos pour contrôler la composition du combustible nucléaire. La réussite d'un tel projet dépend bien sûr d'instruments de mesure précis, mais également d'une maîtrise du bruit fond généré par le réacteur et d'une meilleure estimation des spectres antineutrinos. En effet, Il faut estimer, avec des calculs prédictifs reposant sur des données nucléaires, quelle sera l'émission en $\bar{\nu}$ des futurs réacteurs nucléaires et combustibles [101, 102, 107]. Comme nous l'avons vu précédemment, le calcul de ces

spectres est directement lié aux rapports d'embranchement des transitions β des produits de fission, à l'instar des alimentations β du ^{92}Rb et du ^{93}Rb dont la mesure est l'objet de cette thèse.

Nous allons maintenant rappeler les connaissances sur la désintégration β des ces noyaux, et terminer ce chapitre en indiquant en quoi leur étude est particulièrement intéressante.

1.6 Les connaissances antérieures sur la désintégration des $^{92,93}\text{Rb}$

1.6.1 Décroissance $^{92}\text{Rb} \rightarrow ^{92}\text{Sr}$

Le niveau fondamental ($j^\pi = 0^-$) [108, 109] du rubidium 92 décroît sur le strontium 92 avec une période $T_{1/2} = 4.48\text{ s}$ et un $Q_\beta = 8095\text{ keV}$. Cette valeur de la demi-vie et celle du Q_β du processus ont été déterminées en moyennant les valeurs obtenues par plusieurs expériences [110]. La parité négative du niveau fondamental du ^{92}Rb est déduite des valeurs des $\log ft$ des transitions sur le niveau fondamental et le niveau à 815 keV du ^{92}Sr , qui excluent la valeur positive. Le schéma de désintégration actuel de la désintégration β est basée sur les mesures de Olson et *al.* des γ de désintégration de la chaîne ^{92}Kr , ^{92}Rb et ^{92}Sr [111]. Ce sont des mesures de haute résolution en énergie réalisées avec des détecteurs Ge(Li) auprès du séparateur isotopique TRISTAN. Cependant certains niveaux excités ainsi que des valeurs de spin ont été introduits à partir de considérations théoriques, en utilisant le modèle en couche. Des mesures de corrélation angulaire sur les transitions du ^{92}Sr réalisées par Alquist et *al.* [112] permirent de contraindre encore plus les résultats obtenus par Olson et *al.* en indiquant des valeurs de spins et de parités définitives pour 5 états dans la région basse énergie ; sur la base des informations de coïncidence, les γ 1465 keV et 1239 keV ont été remplacés, le niveau à 2088 keV proposé par Olson et *al.* a été confirmé cependant le niveau provisoire à 2624 keV proposé par ces derniers n'est pas observé par Alquist et *al.*. Aujourd'hui le schéma des niveaux du ^{92}Sr est complètement connu jusqu'à une énergie d'excitation de 2850 keV [112, 113]. Les expériences menées par Olson et par Alquist ne permettent pas d'avoir accès directement au peuplement β vers le fondamental pour lequel aucune transition γ n'existe. Pour cela une méthode indirecte a été développée par Olson et *al.* afin de déterminer les intensités des désintégrations β à partir des intensités absolues des raies γ . C'est la méthode de filiation qui requiert de connaître : l'intensité absolue d'une des transitions de la chaîne de désintégration (il s'agira du γ de désexcitation à 1384 keV de la désintégration du ^{92}Sr), les paramètres expérimentaux permettant de calculer les taux de désintégrations relatifs dans la chaîne isobarique (les rapports des intensités intégrales pour $^{92}\text{Kr}/^{92}\text{Rb}$ et $^{92}\text{Rb}/^{92}\text{Sr}$) et les schémas de désintégration des noyaux, qui se traduit par la connaissance des intensités de presque toutes les transitions γ issues de la désintégration du ^{92}Kr et ^{92}Rb . À partir de cette méthode ils déduisent une intensité de la désintégration au fondamental $I_\beta = 94(+6, -20)\%$. Toutefois jusqu'en 2011, les évaluateurs ont maintenu une valeur du peuplement au fondamental du ^{92}Sr à $\sim 51\%$, en effet les 94% proposés par Olson impliquaient un $\log ft = 5.7$, ce qui est anormalement bas⁷ pour une transition première interdite $0^- \rightarrow 0^+$ (voir tableau 1.3). Cependant des mesures réalisées par G. Lhersonneau et *al.* [114] dans le cadre des projets de faisceau radioactifs SPES, SPIRAL-II et EURISOL, ont permis d'obtenir l'intensité absolue de la transition $2^+ \rightarrow 0^+$ de 815 keV. Ils ont obtenu une valeur de 0.032 qui appuie la valeur de l'intensité β au fondamental de 94% obtenu déjà par Olson, et indiquent qu'il est très probable que la moitié des intensités de désintégration, dont pour la plupart, des transitions haute-énergie vers le niveau fondamental manqueraient. Les mesures que nous présenteront sur le ^{92}Rb sont les premières analyses TAS disponibles pour ce noyau.

1.6.2 Décroissance $^{93}\text{Rb} \rightarrow ^{93}\text{Sr}$

Le rubidium 93 décroît vers son fils le ^{93}Sr , avec un temps de demi-vie de 5.84 s, un bilan $Q_\beta = 7465\text{ keV}$ [110] et une compétition avec l'émission de neutrons qui se traduit par une probabilité d'émission

7. Une valeur de $\log ft \geq 5.9$ impliquerait une alimentation β vers le niveau fondamental $I_\beta \leq 70\%$ [110]

les expériences de haute résolution citées ci-dessus et le résultat obtenu par Greenwood *et al.* par la méthode $TAS\ 4\pi\gamma\text{-}\beta$, mais en adoptant une probabilité d'émission des neutrons de 1.39% au lieu des 1.35% utilisés par Greenwood.

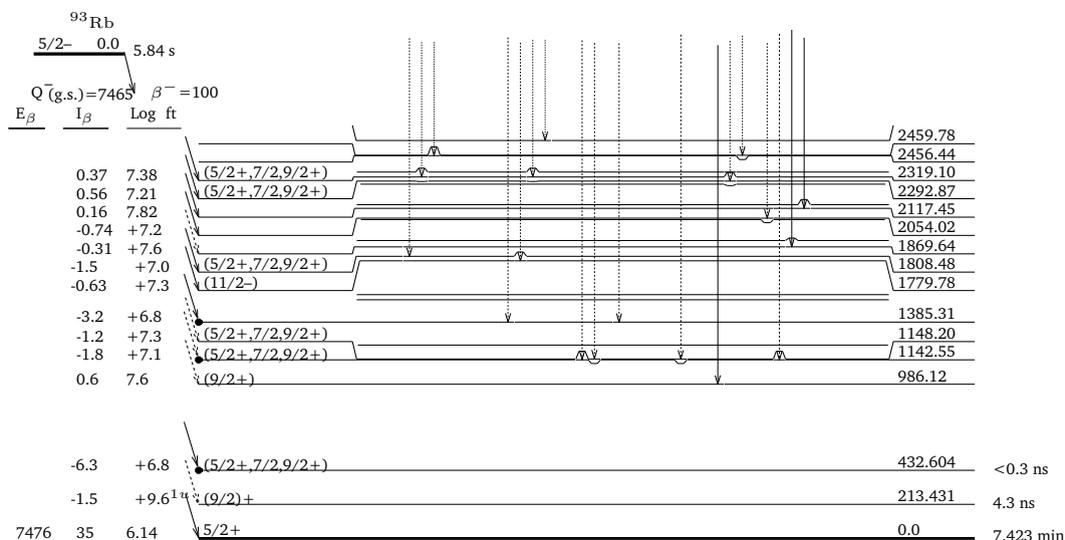


FIGURE 1.11 – Schéma de désintégration β du ^{93}Rb vers les niveaux excités du ^{93}Sr jusqu'à une énergie de 2460 keV et indiquant les alimentations I_β (le signe négatif indique une majoration et réciproquement pour le signe positif), ainsi que les valeurs de spin et de parité de ces niveaux du ^{92}Sr . La plupart des informations sur la désintégration, les valeurs de spin ou de parité restent encore des tentatives. [110]

En ce qui concerne l'assignation des valeurs de spin-parité des niveaux du ^{93}Sr , la majorité reste encore des tentatives comme on peut le constater sur la figure 1.11 où un aperçu des premiers états excités est montré. La valeur $J = 5/2$ du niveau fondamental a été obtenue à partir de mesures *High-Spin* des états du ^{93}Sr [120], et une parité positive a été déduite des comparaisons de μ avec les valeurs de *Schmidt* pour $J = 5/2$. Pour les états excités des nouvelles mesures similaires ont été réalisées [121, 122], cependant malgré quelques indications aucune assignation définitive n'est encore possible.

1.7 Motivations sur les mesures des $^{92,93}\text{Rb}$

Noyaux	$T_{1/2}$ [s]	Q_β [keV]	$I_\beta(0)$	S_n fils	P_n	Contribution spectre $\bar{\nu}$		Fils	$T_{1/2}$
						^{235}U	^{239}Pu		
^{92}Rb $0^- \rightarrow 0^+$	4.49	8106	51	7342	0.011	3–4MeV :3.7% 4–5MeV :9% 5–6MeV :19% 6–7MeV :32% 7–8MeV :34%	3–4MeV :2% 4–5MeV :5.6% 5–6MeV :13.5% 6–7MeV :25.7% 7–8MeV :32%	^{92}Sr	2.66h
^{93}Rb $5/2^- \rightarrow 5/2^+$	5.84	7460	34	5314	1.350	4–5MeV :3.5% 5–6MeV :5.6% 6–7MeV :6.3%	3–4MeV :2.1% 5–6MeV :3.9% 6–7MeV :5%	^{93}Sr	7.42m

TABLE 1.8 – Caractéristiques des noyaux $^{92,93}\text{Rb}$ mesurés en novembre 2009 [Proposal].

À la lumière des renseignements indiqués dans la précédente section, nous savons maintenant que les propriétés de désintégration β des $^{92,93}\text{Rb}$ restent en partie méconnues, même dans les régions de faibles excitations ; on peut voir cela comme l'impact de la grande inconnue qui réside dans la

région haute-énergie. À cause de la grande densité de niveau prévue pour ces deux noyaux et de leur valeur de Q_β élevée, ils sont vraisemblablement sensibles à l'effet *Pandemonium* et il est important de s'assurer que les mesures futures sur ces noyaux ne soient pas impactées par ce phénomène. La méthode d'absorption totale utilisée dans nos mesures a prouvé sa robustesse face à cet effet. Dans le cas du ^{93}Rb , il existe déjà une première mesure [118] utilisant également un détecteur *TAS* qui sera donc comparée à nos résultats.

Comme nous l'avons indiqué dès le début de ce chapitre l'étude de la désintégration β de noyaux loin de la vallée de stabilité représente un bon moyen pour sonder la structure de ces noyaux et pour contraindre les modèles théoriques qui prédisent les temps de demi-vie des noyaux importants pour le processus r de la nucléosynthèse. Une comparaison de nos résultats avec les modèles permettrait de les contraindre encore plus et apporter une compréhension plus claire sur la structure de ces noyaux. En plus, deux autres isotopes ($^{91,94}\text{Rb}$) du rubidium ont été mesurés en 2009 et ont été analysés par nos collègues de l'IFIC (Espagne) et de Surrey (GB), et très récemment, lors de notre dernière campagne expérimentale les données de désintégration β du ^{95}Rb ont été acquises, ce qui offre la perspective d'étudier la distribution de force *Gamow-Teller* sur une chaîne isotopique $^{91-95}\text{Rb}$ avec de plus en plus de neutrons. L'étude de l'impact de nos mesures sur la structure nucléaire dépasse le cadre de cette thèse.

Dans l'ambition de nourrir les bases des données nucléaires de renseignements fiables, les mesures *TAS* des propriétés de désintégration β des noyaux $^{92,93}\text{Rb}$ sont particulièrement importantes pour les calculs de spectre des antineutrinos provenant des réacteurs. Ce sont en effet de grands contributeurs au spectre d'antineutrinos des réacteurs, en témoignent les valeurs indiquées dans le tableau 1.8. Le ^{92}Rb fait, notamment, l'objet d'un engouement important de la part de la communauté neutrino, et de nouveaux résultats sur ce noyau sont très attendus. Très récemment, des analyses des spectres d'antineutrinos, dans le cadre des expériences d'oscillation réacteur RENO, Double Chooz et Daya Bay reportent un excès de neutrinos dans la région 4.5–6 MeV [123]. Cet excès est incompris aujourd'hui. Cet intervalle est un domaine énergétique dans lequel l'apport du ^{92}Rb est dominant et les résultats de nos mesures permettraient de contraindre encore plus les prédictions neutrinos et contribuer éventuellement à la compréhension de ce problème. Par ailleurs, le ^{92}Rb fait également parti de la liste prioritaire (niveau 2, comme indiqué sur le tableau 1.6 [91]) de l'AIEA pour les calculs de puissance résiduelle et avec le ^{93}Rb se présente comme un contributeur important à puissance résiduelle de la fission du ^{233}U (un des *combustibles du "futur"*) [124]. Les données d'énergie moyennes des transitions qui seront extraites de nos analyses aideront à affiner les calculs par sommation sur cette puissance, qui constitue un paramètre de sûreté pour l'industrie nucléaire.

Enfin, il ne faut pas oublier que les $^{92,93}\text{Rb}$ ne sont pas disponibles à l'état naturel, qu'ils sont produits par fission. Pour nos mesures, on a besoin d'endroits spécialisés capables non seulement de les produire de manière suffisante mais également de les sélectionner avec une bonne précision parce que les analyses *TAS* sont très sensibles aux contaminations à cause de la faible résolution du détecteur. Pour cela, nos mesures ont été réalisées auprès de IGISOL au sein de l'université de Jyväskylä en Finlande. Cette installation, dont de plus amples informations seront fournies au chapitre suivant, est très réputée pour la résolution massique de son séparateur de masse.

Chapitre 2

Expériences TAS à Jyväskylä : campagne de mesures en 2009 et 2014

Sommaire

2.1 Description de l'accélérateur	38
2.1.1 Le système du guide d'ion IGISOL	38
2.1.2 La sélection en masse	40
2.2 Le dispositif expérimental	46
2.2.1 Description du multi-détecteur BaF ₂ utilisé pour les mesures en 2009	48
2.2.2 Description du détecteur NaI(Tl) utilisé pour les mesures en 2014	51
2.3 La Mesure des noyaux	54
2.4 Procédure de l'analyse des données	54
2.4.1 Poser le problème inverse	54
2.4.2 Construction de la matrice réponse	55
2.4.3 Construction d'un schéma de désintégration	56
2.5 Résolution du problème inverse	58

Ma thèse s'inscrit dans le cadre de deux campagnes de mesure TAS réalisées en 2009 et 2014. L'analyse des données qui sera présentée au chapitre suivant concerne les données expérimentales acquises en novembre 2009. Pour la campagne de 2014, j'ai participé à l'installation complète du montage expérimental et notre groupe était notamment responsable de l'installation du dérouleur de bande.

Les mesures de désintégration β ont été effectuées à JYFL Jyväskylä en Finlande dont une vue schématique est présentée sur la figure 2.1. Deux enjeux majeurs dans la réalisation de ces mesures ont guidé ce choix : la production des noyaux et le pouvoir de séparation du noyau d'intérêt parmi les autres produits de fission créés. Cela est d'autant plus important que dans la liste des noyaux proposés, il y avait des noyaux réfractaires¹ et certains présentaient un état isomérique qui, parfois, était à moins de 1 MeV de l'état fondamental. La technique TAS exige des faisceaux d'ions purs. Dans ce chapitre, nous abordons la mesure expérimentale des noyaux ^{92,93}Rb, réalisée en 2009 et dont l'analyse des données sera présentée dans le chapitre 3, ainsi que la campagne de mesure 2014. Nous présenterons l'accélérateur, le montage expérimental des deux campagnes de mesures ainsi que la technique d'analyse des données qui sera présentée en section 2.4.

1. Ce sont des éléments avec une très haute inertie thermique, les températures de fusion sont de l'ordre de 2200 °C

2.1 Description de l'accélérateur

La production de noyaux exotiques se fait par des mécanismes de collision projectile - cible. La réaction qui s'en suit dépendra de l'énergie et la nature du projectile (faisceau primaire) et de la nature de la cible. Il faudra favoriser le bon mécanisme pour produire une certaine catégorie de noyaux. Ces derniers sont d'abord ionisés (classiquement à l'aide d'une source d'ions) puis sont collectés pour former un faisceau d'ions qui pourra être envoyé à l'aide d'un accélérateur vers un séparateur de masse qui permettra de sélectionner le noyau à étudier.

Le développement des techniques de séparation isotopique (ISOL, Isotope Separator Online) dans lesquels les noyaux sont produits puis séparés de façon continue, a très vite permis l'étude de nouveaux noyaux et à temps de vie court. Ces techniques avaient néanmoins une limite parce qu'elle demande l'utilisation d'une source d'ions pour la phase d'accélération des noyaux produits. Améliorer le rendement de transmission entre ce système d'ionisation et la phase d'accélération requiert souvent un apport de chaleur ; ce qui rend la technique inappropriée pour la plupart des éléments réfractaires qui diffusent mal à cause de leur haute température de fusion. Il est également difficile, dans ces conditions d'extraction, d'obtenir des temps de séparation des noyaux en dessous de la seconde. Ce qui pénalise l'étude des noyaux à temps de vie court. Les dispositifs ISOL sont typiquement constitué d'une cible épaisse, d'une source d'ions et d'un séparateur de masse ou d'une cible mince, d'un stoppeur, d'une source d'ions et d'un séparateur de masse.

Une évolution de ces techniques est la méthode dite de guide d'ion qui ne nécessite pas l'utilisation d'une source d'ionisation dans le sens classique du terme. Dans cette méthode les produits de la réaction sont stoppés et ionisés dans un gaz rare, généralement de l'hélium. Ils sont ensuite transportés par le flux de ce gaz vers l'étape accélération d'un séparateur de masse, à l'aide d'un système de pompage différentiel. L'évacuation du gaz peut être assez rapide pour permettre à une majorité d'ions de survivre avec un état de charge 1^+ . L'avantage d'un tel processus réside dans sa simplicité, son insensibilité aux propriétés physico-chimiques des éléments et sa rapidité (\sim ms) [125].

L'installation IGISOL, pour Ion-Guide Isotope Separator On-Line s'appuie sur une technique de guide d'ions (en amont d'un séparateur de masse), la première, développée dès le début des années 80 et installée au niveau du cyclotron du département de physique de l'université de Jyväskylä, accélérant des protons jusqu'à une énergie de 20 MeV [126, 127]. L'installation a depuis subi plusieurs extensions afin d'élargir son domaine d'application. Par exemple la première installation fut définitivement arrêtée en 1991 au profit d'une deuxième qui fut placée au niveau de l'accélérateur d'ions lourds $k=130$ MeV, ouvrant ainsi de nouvelles perspectives expérimentales. En l'occurrence, nos mesures de 2009 et 2014 ont été réalisées sur deux versions différentes de IGISOL (3 et 4). Dans la version 3 (figure 2.2), d'importantes améliorations du séparateur de masse ont été menées à l'instar de l'utilisation de pièges de Penning (voir section 2.1.2.2) offrant une meilleure sélectivité des ions et permettant les premières mesures précises de masses des éléments réfractaires $^{104,105}\text{Zr}$ et $^{109,110}\text{Mo}$ [128]. La dernière installation d'IGISOL, en opération depuis 2013, est dotée d'un accélérateur dédié, le cyclotron à haute intensité d'ions légers MCC30 mais peut également utiliser le faisceau primaire provenant du cyclotron $k=130$ MeV, augmentant de ce fait le temps disponible pour les différentes expériences. Son dispositif est très similaire à celui présenté en figure 2.2.

2.1.1 Le système du guide d'ion IGISOL

Dans le système de guide d'ion IGISOL, le faisceau primaire provenant de l'accélérateur, généralement des protons, est dirigé vers une cible mince. En effet la technique se limite aux cibles minces, mais avec une épaisseur égale au parcours maximum d'un ion de recul dans le matériau de la cible, de sorte à ne pas neutraliser complètement les produits de réaction. Si leur énergie de recul est suffisante, ces derniers s'échappent hors de la cible vers une chambre où ils sont ensuite freinés dans un gaz d'hélium, leur état de charge changeant au fil des collisions successives, en fonction de leur vitesse. En raison du potentiel d'ionisation de l'hélium, supérieur à celui des produits de réaction, ces derniers

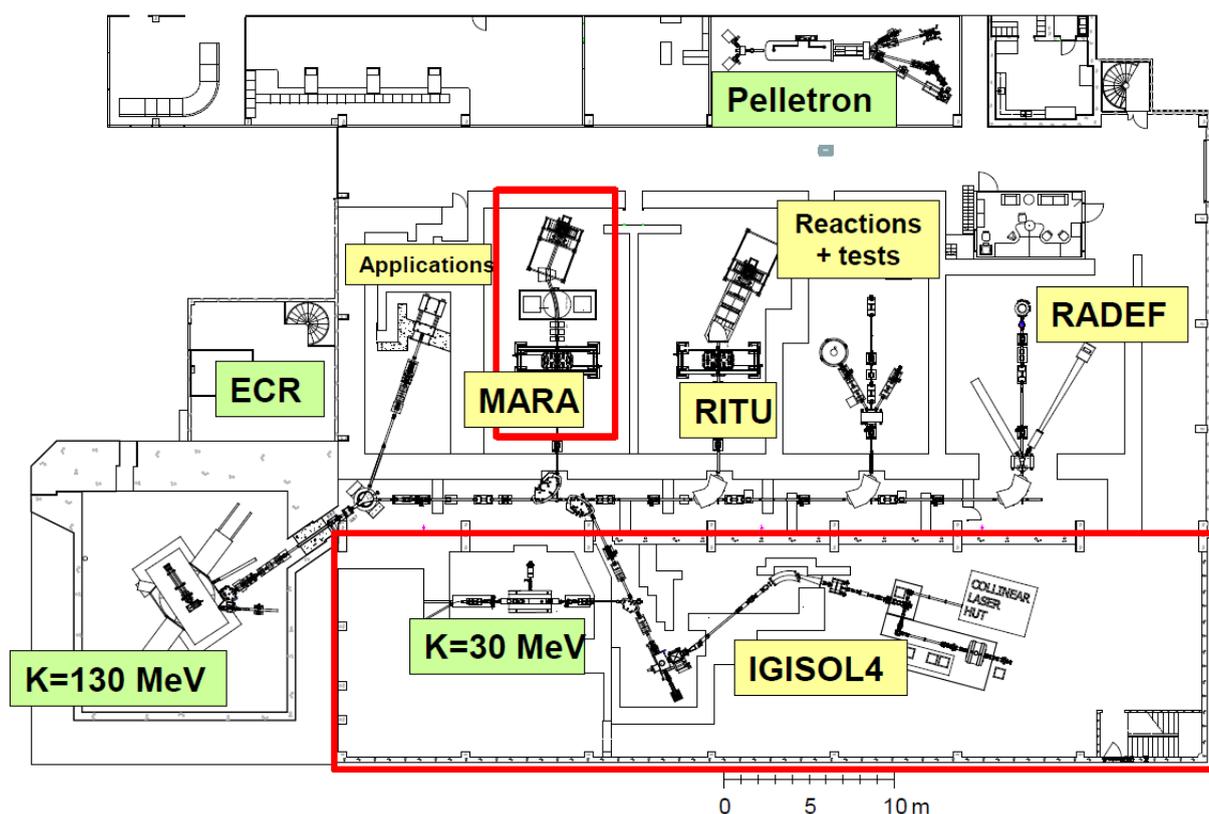
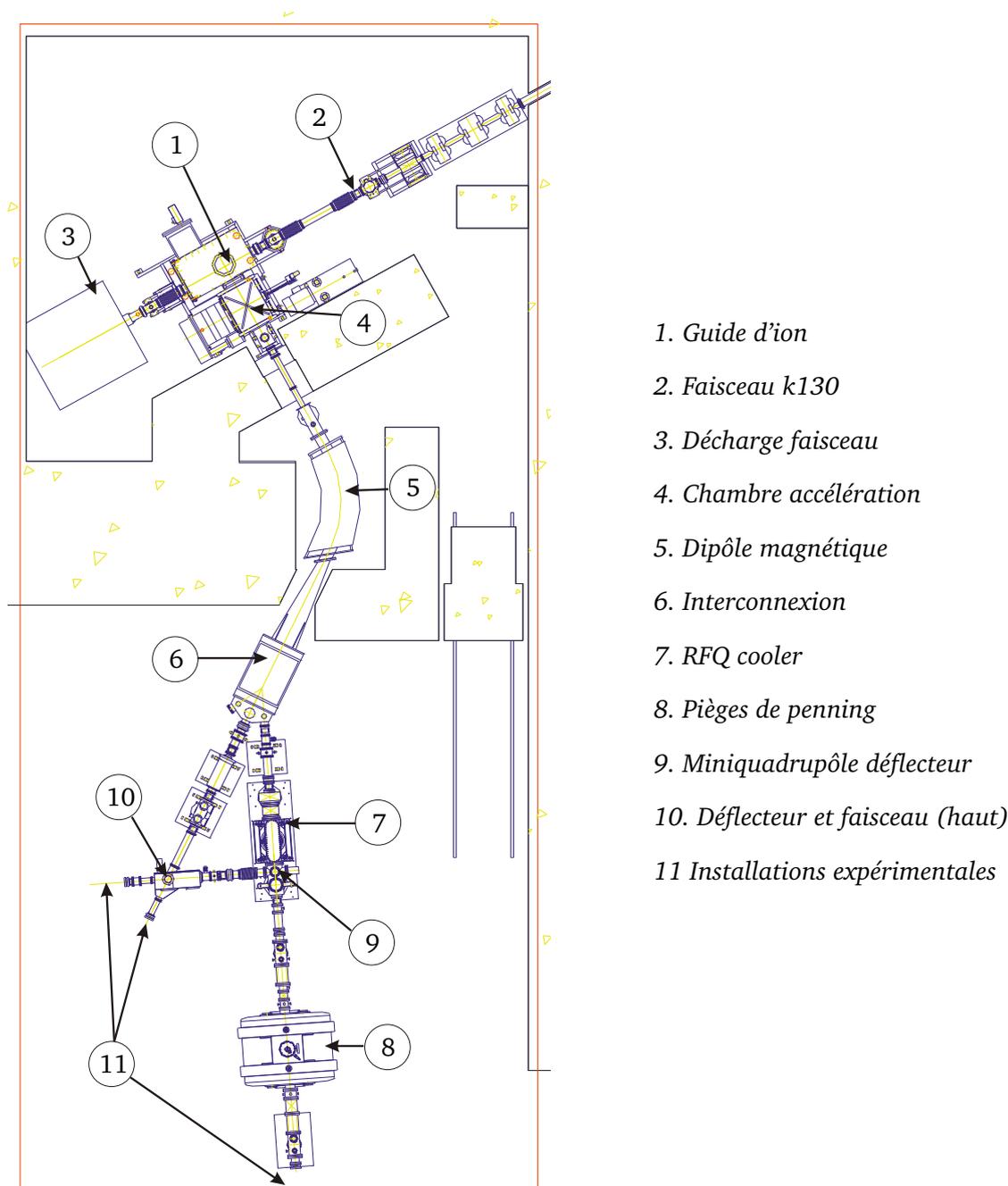


FIGURE 2.1 – Disposition actuelle de l'accélérateur JYFL avec la nouvelle installation IGISOL4.

ne sont pas totalement neutralisés et peuvent subsister à l'état de charge 1^+ [130]. Le gaz d'hélium sert également de vecteur pour transporter les produits de réactions hors de cette enceinte à travers le trou d'extraction. Une électrode skimmer (écumoire en français)² portée à un potentiel négatif permet à la fois de guider électrostatiquement les ions et d'écrémer l'hélium entre le trou d'extraction et la phase d'accélération tandis que les particules neutres sont aspirées par les pompes à vide. Les ions sont ensuite accélérés à des énergies de 30-40 keV et envoyés vers les anneaux de séparation. Une vue schématique du fonctionnement est présentée sur la figure 2.3.

Il existe 3 types de guide d'ions, suivant le type de réaction nécessaire ou privilégié pour produire le noyau que l'on désire étudier : le guide d'ions à ions-légers, le guide d'ions à ions-lourds et le guide d'ions pour la fission utilisé pour l'étude des produits de fission, comme dans le cas de nos expériences. La fission est induite par des protons ou des neutrons sur une cible d'uranium naturel. Dans ce processus les ions sont produits de manière isotrope dans une chambre pressurisée à l'hélium, et couvrent une large gamme de masse à cause du caractère asymétrique de la fission de l'uranium. Dans le guide d'ion pour la fission, la cible est logée en dehors de la chambre d'arrêt (séparée de la chambre de réaction par une couche séparatrice) et placée de façon oblique afin d'avoir un angle de 7° par rapport à la direction d'arrivée du faisceau primaire, ce qui accroît l'épaisseur effective de cette cible. Un dessin du guide d'ion de fission utilisé à Jyväskylä est présenté sur la figure 2.4. Avec un faisceau de protons à 30 MeV, le taux de fissions sur la cible est d'environ 3×10^9 fissions/s μ C. Une mesure quantitative du rendement pour ^{112}Rh , en salle de mesure, a révélé une efficacité de 0.02 % pour une intensité de $10 \mu\text{A}$ [131].

2. Depuis 2005, l'électrode skimmer est définitivement remplacée par une SPIG ; une électrode radiofréquence hexapolaire



1. Guide d'ion
2. Faisceau k130
3. Décharge faisceau
4. Chambre accélération
5. Dipôle magnétique
6. Interconnexion
7. RFQ cooler
8. Pièges de penning
9. Miniquadrupôle déflecteur
10. Déflecteur et faisceau (haut)
- 11 Installations expérimentales

FIGURE 2.2 – Schéma du dispositif IGISOL-3 de la position du guide d'ions aux installations expérimentales en passant par le système de séparation de masses [129]

2.1.2 La sélection en masse

Une fois accélérés, les différents isotopes sont séparés en masse par l'aimant d'analyse (le dispositif n°5 de la figure 2.2). Il s'agit d'un dipôle magnétique imposant un champ B perpendiculaire à la ligne du faisceau ($B \propto \sqrt{\frac{A}{q}} \propto \sqrt{A}$) et à partir duquel les ions peuvent être guidés ; à l'aide d'une interconnexion, jusqu'à une station de comptage pour réaliser des études spectroscopiques, ou directement vers la ligne de faisceau du JYFLTRAP en vue de leur purification et leur séparation isotopique.

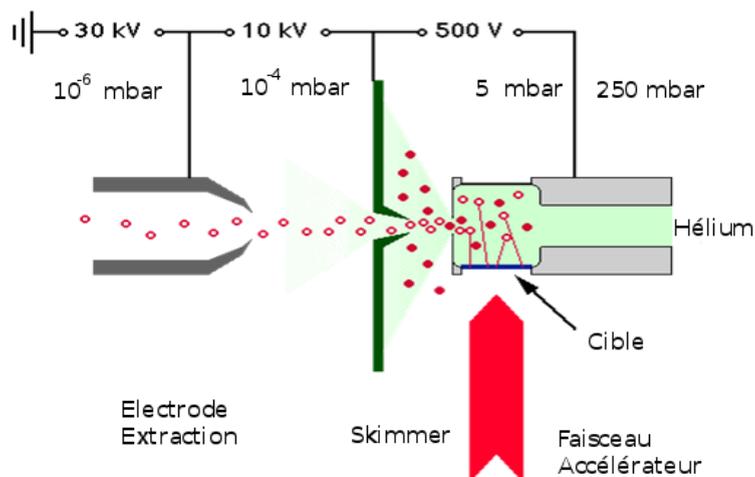


FIGURE 2.3 – Schéma de principe du guide d'ion

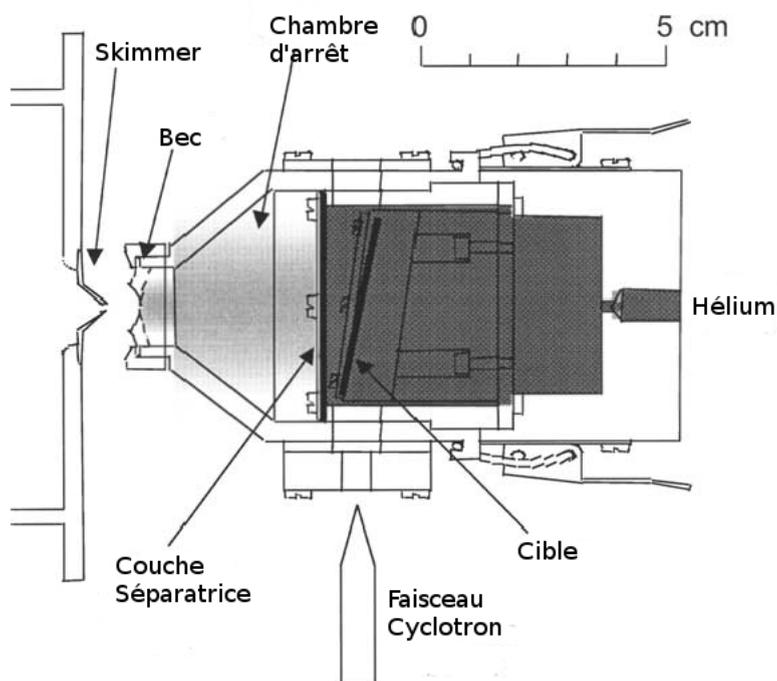


FIGURE 2.4 – Schéma du guide d'ion pour la fission

2.1.2.1 La séparation du faisceau

Les ions arrivent sur l'aimant après avoir subi un potentiel d'extraction U . La loi de conservation de l'énergie totale nous permet d'écrire l'équation 2.1.

$$\frac{1}{2}mv^2 - \varepsilon = qU \quad (2.1)$$

Où m est la masse de l'ion, q sa charge, v sa vitesse et ε représente son énergie cinétique initiale. L'ion ayant été thermalisé auparavant dans le gaz d'hélium nous pouvons négliger ε , et nous déduisons donc

une relation pour la vitesse³ des ions :

$$v = \sqrt{\frac{2qU}{m}} \quad (2.2)$$

La trajectoire de ces ions dans un champ magnétique B ($\vec{B} \perp \vec{v}$), est un ensemble de cercles concentriques et de rayon de courbure $R = mv/qB$ dans le plan focal du faisceau. En s'appuyant sur l'équation précédente, on obtient finalement :

$$R = \frac{\sqrt{2U}}{B} \sqrt{\frac{m}{q}} \quad (2.3)$$

La sélection en masse est assurée par une fente située dans le plan focal, qui sert de filtre. Avec une ouverture d de la fente, ne passeront que les ions de même rayon de courbure R , donc ceux de même rapport $\sqrt{m/q}$. Le maximum de pouvoir de résolution massique $m/\delta m$, atteint avec ce dispositif est de 500, cela est suffisant pour réaliser une sélection selon le nombre de masse.

2.1.2.2 Le piège à ion : JYFLTRAP

Le JYFLTRAP de Jyväskylä schématisé en figure 2.5, est un système de pièges à ions dont le rôle est de refroidir, collecter les ions et d'opérer une purification isobarique sur le faisceau radioactif provenant de IGISOL. Il se compose d'un quadrupôle radiofréquence (RF) pour la collection et le refroidissement ainsi que de deux pièges de Penning qui assurent la purification du faisceau et la sélection pour des mesures précises de masse.

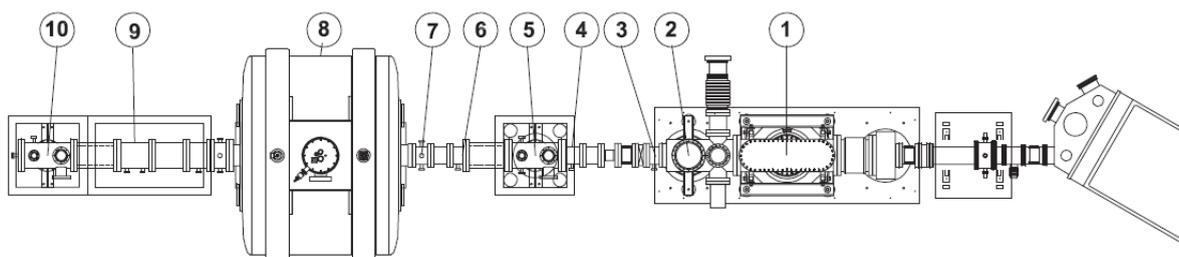


FIGURE 2.5 – Dispositif du séparateur de masse sur la ligne faisceau : (1) RFQ, (2,4) déflecteur xy, (3,6) lentille Einzel, (7) chambre à vide, (8) localisation des pièges, (9) lentille Einzel + déflecteur xy, (10) chambre à vide et MCP[132].

Le collecteur d'ions : Quadrupole RF

Le faisceau d'environ 30 keV provenant de IGISOL doit être décéléré à l'aide d'un système de lentilles électrostatiques afin de pouvoir être injecté dans une structure en barres de quadrupôle radiofréquence pressurisée avec un gaz tampon d'hélium à 0.1 mbar[133]. Le système de quadrupôles RF (dispositif n°1 sur la figure 2.5) consiste en quatre barres cylindriques parallèles (diamètre 2.3 cm, longueur 40 cm) auxquelles on applique un potentiel électrostatique oscillant avec un déphasage π entre deux barres adjacentes ; l'amplitude et la fréquence sont de l'ordre de 100 V et 500 kHz. Dans la phase de décélération, les ions doivent être ralentis jusqu'à une énergie suffisante (~ 100 eV) afin de garder une pression du gaz tampon aussi basse que possible et de maintenir de bonnes conditions de vide. Lors de son passage, tandis qu'il perd progressivement de l'énergie suite aux collisions avec les atomes d'hélium, le faisceau d'ions reste confiné dans le plan transverse par le champs du quadrupôle RF. Une fois que l'équilibre thermique aura été atteint entre le gaz tampon et les ions, ces derniers se dirigent par diffusion vers la sortie du système de quadrupôle RF. Là, ils peuvent être accumulés dans un puits de

3. Dans l'approximation que les ions ont la même vitesse. En pratique, dans le faisceau les ions présentent une certaine dispersion en énergie

potentiel puis accélérés de nouveau et envoyés de manière séquentielle vers un piège de Penning. Cette étape tire avantage du niveau de vide poussé pour réduire drastiquement la dispersion énergétique des ions dans le faisceau, le passant de 80 à 1 eV en un temps total de 1 ms [132, 134].

Après l'extraction des ions du quadropôle RF collecteur, ils sont guidés à l'aide d'un système de lentilles à travers une section de transfert vers le système de piège de Penning du JYFLTRAP.

Le système de piège de Penning

Le piège de Penning (dispositif n°8 sur la figure 2.5), est un piège électromagnétique qui permet de stocker les particules chargées grâce à l'association d'un champ magnétique intense \vec{B} (pour le confinement radial) et d'un champ électrostatique \vec{E} quadropolaire (pour le confinement axial). Le champ électrique peut être généré en utilisant deux groupes d'électrodes : d'une part un anneau d'autre part deux embouts axiaux en forme de coupelle. On applique une différence de potentiel constante entre les embouts et l'anneau, de sorte à garder un potentiel répulsif (par rapport aux ions, c'est-à-dire positif pour les ions positifs) sur les embouts et un potentiel de signe contraire sur l'anneau, comme présenté sur la figure 2.6. Le champ \vec{B} appliqué dans l'axe oblige les ions à suivre un mouvement circulaire.

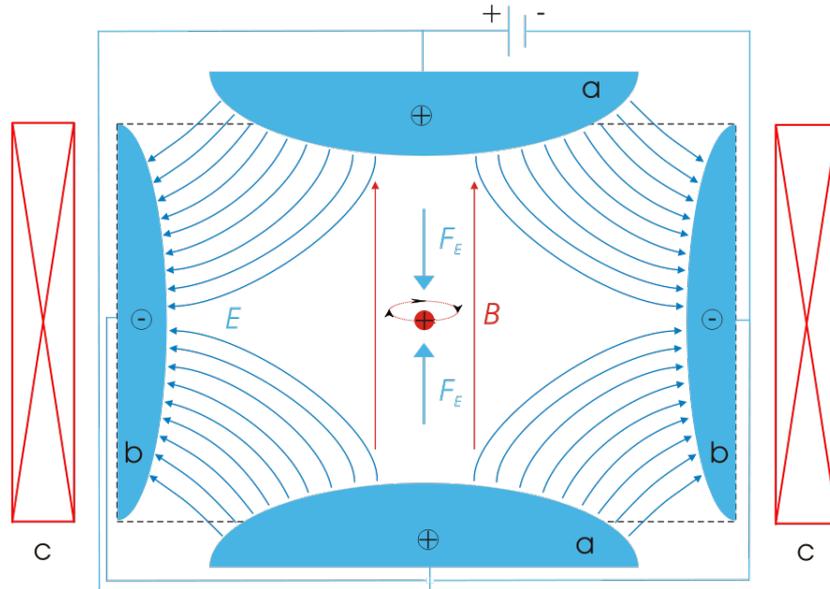


FIGURE 2.6 – Schéma d'un piège de Penning contenant une particule de charge positive en son centre (en rouge). Le champ électrique E (en bleu) est produit par deux coupelles chargées positivement (a) et par une électrode circulaire chargée négativement (b). Le champ magnétique homogène B (en rouge) est produit par un électro-aimant toroïdal (c)

Dans un cadre général, les particules chargées sont soumises à un champ \vec{E} que nous pouvons exprimer dans l'espace cartésien comme étant :

$$\vec{E} = E_0(a\vec{x} + b\vec{y} + c\vec{z}) \quad (2.4)$$

La divergence d'un champ électrique étant nulle dans le vide, et la symétrie cylindrique du piège conduisent d'abord à $a + b + c = 0$ puis $a = b$ (symétrie) et finalement $c = -2a$. Comme

$$\vec{E} = -\vec{\nabla}(\phi) \quad (2.5)$$

où ϕ est le potentiel électrique lié au champ \vec{E} . Nous pouvons donc finalement déduire des relations 2.4 et 2.5, une expression pour le potentiel électrique ϕ :

$$\phi = -2aE_0(r^2 - 2z^2) \quad (2.6)$$

Les conditions aux bords du piège ($+\phi_0/2, -\phi_0/2$) permettent d'avoir une expression finale pour le champ électrique \vec{E} , de la forme :

$$\vec{E} = \frac{\phi_0}{2}(\vec{x} + \vec{y} - 2\vec{z}) \quad (2.7)$$

Dans ce champ la dynamique du mouvement des ions de masse m et de charge q peut être établie, en résolvant le système d'équations différentielles suivant, déduit de la deuxième loi de Newton :

$$\begin{cases} m \frac{d^2x}{dt^2} = q \left(\frac{\phi_0}{r_0^2} x + \frac{dy}{dt} B \right) \\ m \frac{d^2y}{dt^2} = q \left(\frac{\phi_0}{r_0^2} y - \frac{dx}{dt} B \right) \\ m \frac{d^2z}{dt^2} = -q \frac{2\phi_0}{r_0^2} z \end{cases} \quad (2.8)$$

Le mouvement selon z est celui d'un oscillateur harmonique $z(t) = \cos(\omega_z t + \varphi_z)$ de pulsation :

$$\omega_z = \sqrt{\frac{2q\phi_0}{mr_0^2}} \quad (2.9)$$

Dans le plan radial le mouvement est plus complexe, il s'agit d'un mouvement couplé selon les directions \vec{x} et \vec{y} qu'on peut décrire comme la combinaison de deux modes propres : un mode magnétron et un mode cyclotron réduit de pulsation respective ω_- et ω_+ . Les pulsations ω_- , ω_+ et la pulsation cyclotron $\omega_c = qB/m$ sont reliées par les relations suivantes :

$$\omega_- + \omega_+ = \omega_c \quad (2.10)$$

$$\omega_- = \frac{1}{2}(\omega_c - \sqrt{\omega_c^2 - \omega_z^2}) \quad (2.11)$$

$$\omega_+ = \frac{1}{2}(\omega_c + \sqrt{\omega_c^2 - \omega_z^2}) \quad (2.12)$$

Ces deux mouvements sont circulaires dans le plan perpendiculaire à la direction du champ magnétique dans le piège. Un schéma résumant le mouvement des ions dans un piège de Penning est présenté en figure 2.7. Dans la pulsation magnétron, la dépendance en masse peut être négligée. En effet à partir d'un développement polynomial du premier ordre, on peut écrire :

$$\omega_- \approx \frac{q\phi_0}{Br_0^2} \quad (2.13)$$

En ordre de grandeur, les différentes pulsations sont reliées par $\omega_- \ll \omega_z \ll \omega_+ (\sim \omega_c)$ et par le théorème d'invariance[135] :

$$\omega_-^2 + \omega_z^2 + \omega_+^2 = \omega_c^2 \quad (2.14)$$

Le système de pièges du JYFLTRAP consiste en deux pièges de Penning, situés dans un solénoïde supraconducteur de 7 T. Symétriquement et à une distance de 10 cm du centre de l'aimant se trouvent deux régions de champ homogène d'un volume de 1 cm³ chacune. La première avec une homogénéité de 10⁻⁶ est utilisée pour la purification isobarique du faisceau, la seconde utilisée pour les mesures de haute précision affiche une homogénéité meilleure que 10⁻⁷. Le fait de placer les deux pièges dans le même champ magnétique résout le problème du transport éventuel des ions à travers deux milieux à fort gradient magnétique. Par contre aucun mécanisme d'évacuation n'est possible entre les deux pièges, rendant un peu plus ardu le contrôle du niveau de pression. Le système entier du piège de Penning est maintenu sous haute tension. La longueur total de la structure du piège est de 1046 mm sur un diamètre interne de 32 mm.

Dans le piège de purification, la manipulation du mouvement des ions peut être acquise par l'application de champs multipôlaire RF sur l'électrode anneau. Les ions sont d'abord refroidis dans

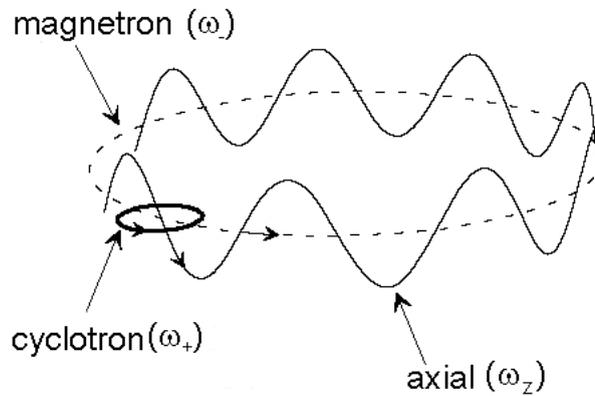


FIGURE 2.7 – illustration du mouvement des ions dans un piège de Penning

un gaz tampon d'hélium introduit au sein du piège ; les ions perdent leur énergie à la suite des collisions successives avec les atomes du gaz. Le temps de thermalisation doit être suffisamment long pour réduire les oscillations axiales des ions et ainsi restreindre leur mouvement à la région du champ quadropolaire. Le processus des collisions est dépendant de la fréquence ; le mouvement cyclotronique réduit avec la plus grande pulsation sera thermalisé en premier, mais cela va entraîner une extension du rayon du mouvement magnétron qui est dû au caractère répulsif de la composante radiale du quadropôle électrique[136]. Lorsque les ions sont suffisamment thermalisés, l'étape suivante est d'accroître l'amplitude du mouvement magnétron et d'élargir son diamètre sur plus de 2 mm, qui représente l'ouverture du trou d'extraction. Cela est réalisé en appliquant un champ dipolaire sur les côtés opposés de l'anneau avec un potentiel déphasé de π . Avec une pulsation $\omega_{RF} = \omega_-$, on va exciter le mode de mouvement ω_- de tous les ions (ce mode ne dépend pas de la masse), qui vont tous s'éloigner du centre du piège. Ensuite un champ quadropolaire est appliqué aux quatre cadrans de l'anneau, avec un déphasage π entre deux électrodes voisines. Dans ce cas on peut exciter le mode $\omega_{RF} = \omega_c$ qui conduit à un couplage des deux modes propres magnétron et cyclotron réduit, avec la spécificité qu'un mode magnétron pur est converti en mode cyclotron réduit et vice-versa. Donc, dans notre cas, le mouvement magnétron est transformé en mouvement cyclotron réduit puis thermalisé par le gaz tampon, menant les ions vers le centre. Cette accumulation des ions vers le centre est sélective en masse puisque le mode cyclotron est dépendant de la masse. Lorsque les ions sont prêts pour l'extraction, seuls ceux qui sont au centre passeront. Avec cette méthode un pouvoir de résolution massique de l'ordre de 10^4 à 10^6 peut être atteint, ce qui est suffisant pour la purification isobarique. Comme on peut le voir dans le cadre des mesures des $^{92,93}\text{Rb}$ lors de la campagne 2009, le spectre de masse présenté sur la figure 2.8 montre que la sélection du noyau d'intérêt pourra se faire sans difficulté.

Le second piège dédié aux mesures précises de masse peut aussi être utilisé pour séparer les isomères. Dans ce piège, on opère dans le vide par conséquent les ions ne sont pas thermalisés. Une méthode très commune [137] pour accroître la résolution de la sélection massique est d'appliquer un champ dipolaire RF, dans ce vide, avec une fréquence propre des ions contaminants ; ces ions se mettront alors sur des orbites de plus en plus grandes jusqu'à être finalement perdus. De cette manière des pouvoirs de résolutions massiques de 10^6 voire supérieures peuvent être atteints. La détermination de la masse de l'ion d'intérêt repose sur la dépendance en masse de la fréquence cyclotron. Connaissant la fréquence cyclotron d'un ion de référence ainsi qu'un ion d'intérêt, on peut déduire la masse de ce dernier. Soient ω_c^{mes} et ω_c^{ref} les pulsations de l'ion d'intérêt et de celui de référence, on a le rapport suivant :

$$\frac{\omega_c^{ref}}{\omega_c^{mes}} = \frac{m_{mes} - m_e}{m_{ref} - m_e} \quad (2.15)$$

Avec m_{mes} la masse à déterminer, m_{ref} la masse de l'atome de référence et m_e la masse de l'électron.

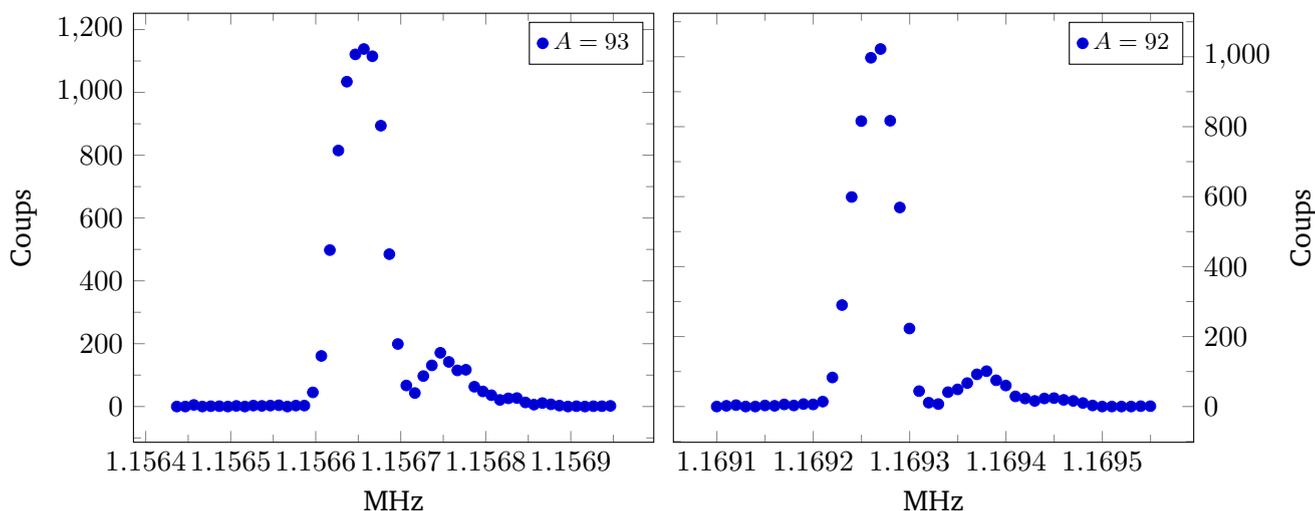


FIGURE 2.8 – Les spectres de masse pour les mesures du $^{92,93}\text{Rb}$, lors de la campagne de mesure 2009

La fréquence cyclotron de l'ion d'intérêt est obtenue en utilisant une technique de temps de vol [138]. Lorsque les ions sortent du piège, leur moment magnétique interagit avec le gradient du champ magnétique et ils sont soumis à une force axiale qui transforme leur énergie cinétique radiale en énergie axiale. Plus l'énergie radiale de l'ion est grande plus son énergie axiale de sortie est élevée, réduisant son temps de vol vers le détecteur. Le temps de vol des ions peut être calculé en utilisant la relation suivante :

$$T(\omega_{RF}) = \int_{z_0}^{z_1} \sqrt{\frac{m}{2[E_0 - qV(z) - \mu(\omega_{RF})B(z)]}} dz \quad (2.16)$$

où E_0 est l'énergie totale initiale de l'ion, $V(z)$ et $B(z)$ les composantes azimuthales des champs électrique et magnétique, μ son moment magnétique et $z_1 - z_0$ la distance entre le piège et le détecteur. En utilisant différentes énergies d'excitation, un spectre de temps de vol, similaire à celui qui est tracé sur la figure 2.9, peut être obtenu. Une fois la fréquence cyclotron déterminée, on peut déduire la masse de l'ion d'intérêt de la relation 2.15.

Au lieu d'appliquer l'excitation quadropolaire aux ions d'une manière continue dans le temps, elle peut être subdivisée en deux courtes excitations avec un temps de latence plus long. Par exemple au lieu de 200 ms, faire deux excitations sur 25 ms séparées par un temps de 150 ms. C'est ce qu'on appelle la *Ramsey Cleaning* [140, 141]. Cette méthode va plus prononcer les minima auxiliaires par rapport au cas présenté en figure 2.9, mais la détermination du minima principal se fera avec une meilleure résolution, comme l'illustre très bien la figure 2.10. Avec cette méthode une série de mesures de masse dans la région de ^{132}Sn notamment, a été menée auprès du JYFLTRAP avec typiquement des précisions relatives de l'ordre de $\delta m/m \approx 10^{-8}$ [142].

2.2 Le dispositif expérimental

A la sortie du piège de Penning, le faisceau d'ions est guidé vers la chambre d'expérience via un système de lentilles électrostatiques puis une chambre à vide au bout de laquelle est installé un détecteur MCP (Micro Channel Plate) [144] qui permet d'évaluer le nombre d'ions incidents. Au bout du tube faisceau est installé le détecteur TAS (Total Absorption Spectrometer, voir chapitre 1) qui sera utilisé pour la mesure de la désintégration β des ions. Ce détecteur est placé dans une structure de blindage en plomb. En réalité, il n'est souvent pas possible de connecter le détecteur directement sur le tube faisceau d'origine. À cet effet, on utilise un tube auxiliaire afin de guider le faisceau au centre

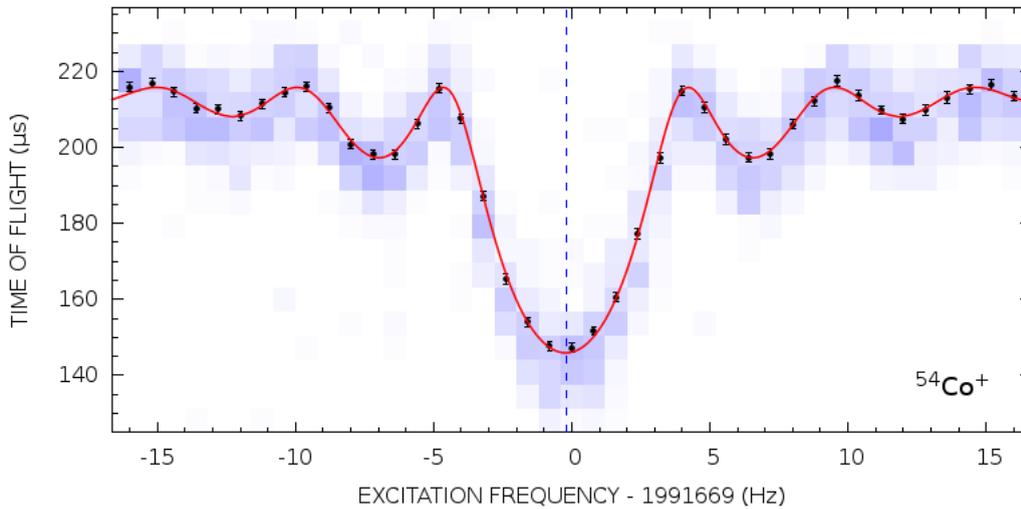


FIGURE 2.9 – Courbe de temps-de-vol obtenue pour des ions ^{54}Co [139]. La fréquence d'excitation quadrupolaire est représentée sur l'axe horizontal tandis le temps-de-vol prend ces valeurs sur l'axe vertical. Les points noirs avec les barres d'erreurs sont les temps-de-vol moyens des ions excités avec la fréquence indiquée et la courbe rouge est un fit aux données. Les pixels en bleu avec des densités variables reflètent le nombre d'ions détectés dans le pixel. Ici un temps d'excitation de 200 ms a été utilisé.

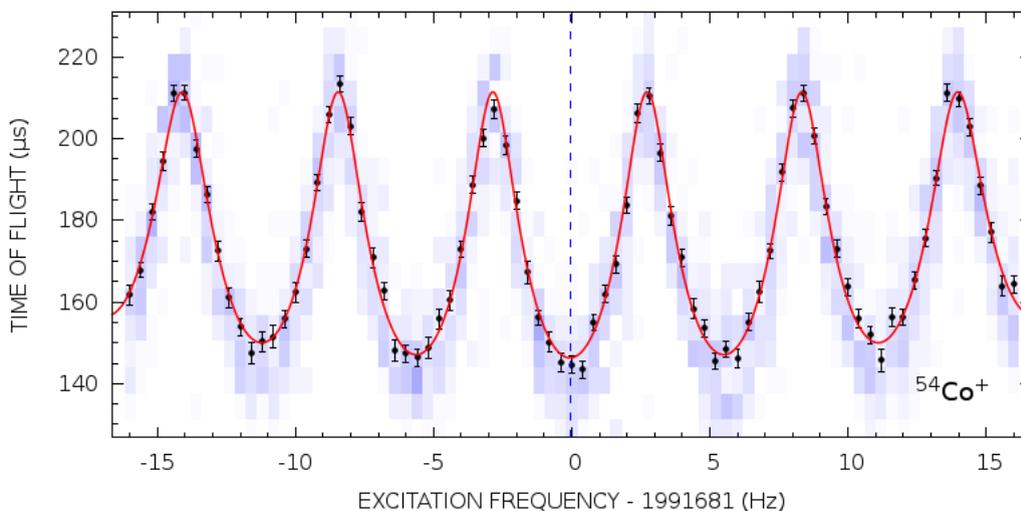


FIGURE 2.10 – Même figure que la 2.9, excepté que la durée d'application du champ d'excitation est subdivisée en deux excitations de 25 ms séparées par une pause de 150 ms [137, 139, 143]. Les bandes auxiliaires sont plus prononcées, on gagne cependant en finesse sur la position du minimum central.

du TAS. Le bout du tube auxiliaire est fermé par un petit détecteur de particule β . Le paquet d'ions sélectionnés est implanté sur une bande magnétique maintenue sous vide à l'intérieur du tube auxiliaire et au centre du détecteur TAS. Les ions s'accumulent sur cette bande tout en décroissant et déposent leur énergie de désexcitation dans le TAS. Le temps d'accumulation des ions est optimisé (2 à $4 T_{1/2}$) de manière à favoriser la désintégration du noyau d'intérêt par rapport à son fils qui peut aussi être instable. A la fin de chaque accumulation, on coupe l'arrivée du faisceau à l'aide d'une cage Faraday et on déplace la bande pour éjecter les ions du centre du détecteur TAS. Une nouvelle implantation peut alors commencer. Le déplacement de la bande magnétique à l'intérieur du tube auxiliaire est assuré par une station de rembobinage qui déclenche son mouvement.

Les détecteurs TAS utilisés en 2009 et 2014 sont différents. Ils diffèrent par leur géométrie et le type

de cristal scintillant qui a été utilisé. Nous allons présenter les montages expérimentaux correspondant aux deux campagnes de mesures.

2.2.1 Description du multi-détecteur BaF₂ utilisé pour les mesures en 2009

Le spectromètre utilisé lors de la campagne de mesure 2009, est un détecteur TAS constitué de cristaux BaF₂ et développé conjointement par l'IFIC Valencia en Espagne et l'Université de Surrey aux Royaumes-Unis. C'est un détecteur segmenté de forme cylindrique, constitué de 12 cristaux BaF₂ (6 dans chaque demi-cylindre) assurant une couverture géométrique d'environ 4π . Le fait d'avoir des cristaux segmentés, au lieu d'un gros bloc unique, permet d'avoir accès à la multiplicité des γ . Au bout de chaque cristal est installé un photo-multiplicateur (PM). L'ensemble du détecteur, sans les PM, tient sur un diamètre externe et une longueur de 25 cm, avec un trou longitudinal de 5 cm de diamètre réservé au tube faisceau, comme schématisé sur la figure 2.11.

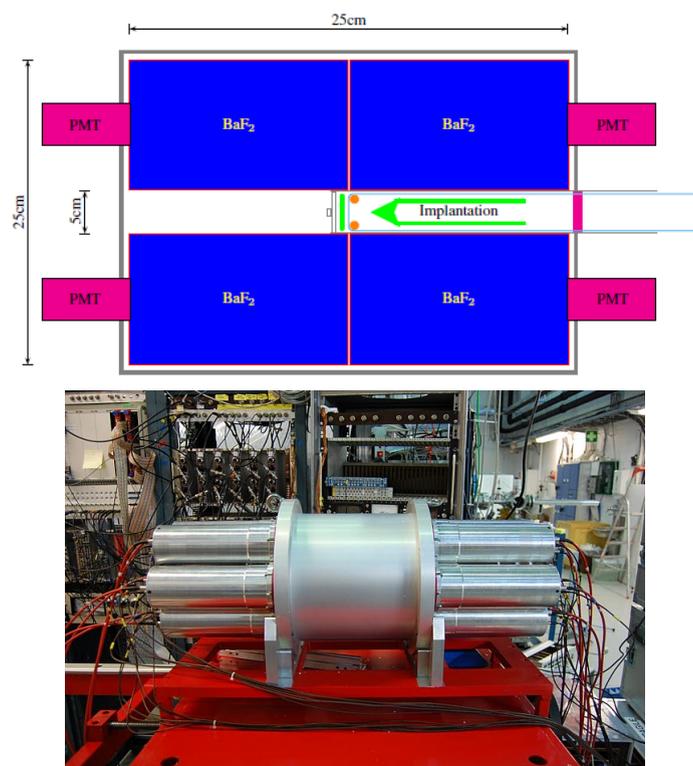


FIGURE 2.11 – En haut, un dessin d'une coupe longitudinale du détecteur TAS, montrant le schéma d'implantation. En bas, une photo du détecteur où on peut voir sa forme cylindrique ainsi que les photo-multiplicateurs connectés.

Les cristaux BaF₂ sont des cristaux scintillants légèrement hygroscopiques⁴ dotés d'une très bonne réponse en temps pour les γ , quelques centaines de ps comme indiqué sur le tableau 2.1, d'une grande efficacité intrinsèque due à leur grande densité (4.88 g cm^{-3}) et d'une résolution de l'ordre de 10% pour le pic gamma à 662 keV du ¹³⁷Cs [145]. Ils sont également sensibles aux α , aux β , aux protons ainsi qu'aux neutrons [146] et ont une bonne linéarité en rapport au nombre de photons produits par énergie déposée. Les seuls inconvénients dans l'usage des BaF₂ restent leur contamination interne, notamment des impuretés aux radons ^{226,228}Ra qui contribuent énormément au bruit de fond à travers l'émission de particules α et leur résolution en énergie modeste. En outre, il a été observé que la lumière émise par les BaF₂ est toujours dans l'ultra-violet et peut se subdiviser en deux composantes : une composante dite lente, centrée à 310 nm avec une constante de décroissance de 630 ns et une composante rapide centrée à 220 nm avec une constante de décroissance de 600 ps. Par ailleurs, le rapport relatif de ces

4. Une substance hygroscopique est une substance qui a tendance à absorber l'humidité de l'air, par absorption ou par adsorption

	ρ	λ_{max}	Indice réfraction	$T_{\searrow} [\mu s]$	ε lumière [γ /MeV]
NaI(Tl)	3.67	415	1.85	0.23	38 000
BaF ₂ rapide	4.89	220	1.56	0.0006	1400
BaF ₂ lente	4.89	310		0.63	9500

TABLE 2.1 – Quelques propriétés sur les scintillateurs NaI et BaF₂ utilisés lors des campagnes 2009 et 2014 [23]. De gauche à droite, la densité des cristaux, la longueur d'onde de l'émission maximale, l'indice de réfraction, le temps de désintégration et le rendement lumière en nombre de photons par MeV.

deux composantes dépend du type (de la masse et de la charge) de la particule détectée ; cette propriété peut être utilisée pour réaliser des analyses de discrimination en forme du signal permettant d'identifier les particules [147, 148] comme nous le verrons par la suite.

L'isolation optique des différents cristaux, est réalisée en les entourant d'une matière réfléchissante : les cristaux de BaF₂ sont tout d'abord couverts de Teflon puis par du Mylar métallisé, l'épaisseur totale de ces deux couches est d'environ 250 μm . Les cristaux sont ensuite agencés dans un conteneur en aluminium, prévu pour accueillir les 12 PM sur une ouverture de 3 pouces chacun. L'épaisseur de la paroi en aluminium est de 0.8 mm. De plus, pour pouvoir détecter la composante rapide de la lumière émise par les BaF₂, il est nécessaire d'utiliser des PM avec une entrée quartz. Ceux utilisés dans cette expérience sont des PM *Electron Tubes Ltd. ETL 9891 QB*. Le but des photo-multiplicateurs est de convertir les photons de scintillations en un signal électrique, qui peut ensuite être traité électroniquement.

Comme montré en figure 2.11, en face de la position d'implantation se trouve un détecteur pour les particules β . Le détecteur utilisé est un semi-conducteur au silicium d'une épaisseur utile de 0.0455 cm sur un rayon de 1.26 cm. Les électrons, provenant de la désintégration, interagissent avec le silicium en y déposant de l'énergie par freinage. Cela a pour effet de créer des paires électron-trou. Le silicium est situé entre deux électrodes soumis à un fort potentiel qui permet de séparer la paire électron-trou. Une charge proportionnelle à l'énergie déposée est alors collectée aux électrodes puis mise en forme par le système d'acquisition.

Associer un détecteur de particules β au spectromètre d'absorption totale TAS est intéressant à plusieurs égards. D'une part, cela permet de filtrer, parmi tous les événements, ceux qui correspondraient simultanément à la détection d'un électron et à un dépôt d'énergie dans les cristaux BaF₂ : ce sont des spectres TAS signés β . D'autre part, le fait d'exiger la coïncidence des événements entre le détecteur silicium et le TAS fait qu'en général, ces spectres présentent des statistiques plus faibles mais ont l'avantage de ne pas être affectés par le bruit de fond. C'est l'analyse de ce type de spectre que nous présenterons dans le cadre de l'étude des ^{92,93}Rb. En plus, le fait de choisir une épaisseur mince pour le détecteur β est très utile pour permettre aux particules β de traverser le silicium et donc de déposer une partie de leur énergie dans les cristaux du TAS. On peut ainsi avoir accès à la branche de la désintégration β au fondamental pour laquelle aucune émission γ n'est possible.

La DAQ et les données

Les signaux provenant des 12 cristaux ainsi que celui du silicium sont envoyés au système d'acquisition. Le schéma électronique adopté (figure 2.12) est conçu de sorte à pouvoir enregistrer l'énergie déposée dans tous les cristaux individuels ainsi que le détecteur β , mais également la somme des énergies déposées dans les cristaux que nous appelons la somme *hardware*. Nous rappelons, comme cela a été déjà explicité au premier chapitre, que c'est ce dernier spectre qui nous intéresse le plus dans le cadre des mesures TAS. Un générateur de pulses est également utilisé pour mesurer le temps mort du système ; cette information sera nécessaire pour la soustraction du bruit de fond et des empilements lors de l'analyse des données. Plus de détails sur cette procédure sera donnée au chapitre suivant. Des modules au standard NIM (Nuclear Instrumentation Module) sont utilisés pour le traitement de signaux analogiques tandis que l'acquisition des données sur disque est dirigée par un module au standard

VME (Versa Module Europa). Les signaux des dynodes des PM sont utilisés pour l'énergie déposée dans le TAS tandis que ceux de l'anode sont utilisés pour enregistrer le temps des événements, déclencher ou arrêter les modules de traitement du signal ou d'acquisition des données.

Le spectre en énergie des 12 cristaux individuels est obtenu en traitant le signal des dynodes. Chacun de ces signaux est d'abord préamplifié à l'aide d'un préamplificateur de scintillation *Tennelec TC145*. Le signal est ensuite subdivisé, à l'aide d'un connecteur coaxial, en deux branches. La première passe d'abord dans un amplificateur de spectre *CAEN N568B*. La hauteur du pulse sortant est ensuite discrétisée à l'aide d'un convertisseur *ADC* (Analog to Digital Converter) de type *CAEN V785*. On y récupère l'information de l'énergie déposée dans les différents cristaux, ce qui permettra de calculer, à l'aide d'un script, leur spectre somme que nous appellerons spectre *software* du TAS ainsi que la multiplicité du rayonnement détecté. La seconde branche du signal des 12 cristaux est insérée dans un sommateur analogique *CAEN N407* qui reçoit également un signal pulsé à 100 Hz créé par un générateur de fréquence et placé expressément dans un canal loin du domaine de physique attendu. La somme de tous ces signaux passe après dans un amplificateur *CAEN N568B* puis est traitée par un convertisseur *ADC CAEN V785* : C'est la somme *hardware* du détecteur TAS. C'est ce spectre que nous devons analyser pour extraire les alimentations β du noyau mesuré.

Le signal provenant de l'anode des PM est d'abord préamplifié à l'aide d'un amplificateur à synchronisation rapide *PS778*. Ces préamplificateurs fournissent deux sorties. La première sortie est utilisée pour discriminer les particules α par rapport aux γ (nécessaire pour pallier la contamination au radon des cristaux BaF_2). La méthode utilisée repose sur la comparaison de l'intégrale du pulse du signal provenant de l'anode sur un intervalle de temps correspondant respectivement à la composante rapide de la lumière et une portion de la composante lente. Pour ce faire, ce signal est retardé de 70 ns puis séparé en deux à l'aide d'une dérivation ; chaque partie est ensuite envoyée vers un module *QDC* (Charge to Digital Converter) séparé, qui se chargera de discrétiser l'intégrale du signal reçu sur un temps indiqué. L'information du temps d'intégration pour les *QDC* est fournie par un *CFD* (Constant Fraction Discriminator) *ORTEC 584* qui reçoit en entrée la somme des signaux délivrés par la seconde sortie des préamplificateurs : la fenêtre temps pour la composante rapide est ajustée pour s'ouvrir plus tôt (20 ns) que le pulse du signal tandis que l'ouverture de la fenêtre pour la composante lente est retardée de 30 ns par rapport au pulse.

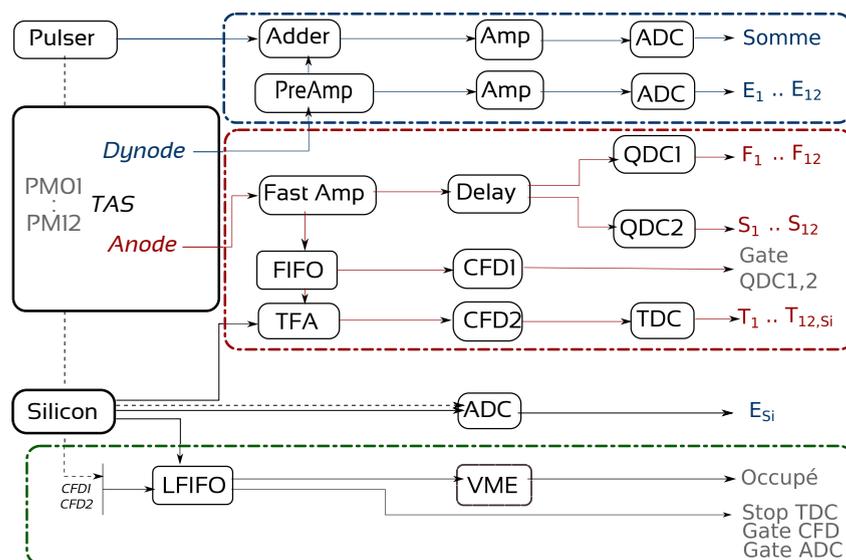


FIGURE 2.12 – Schéma simplifié du montage électronique de la campagne de mesure 2009

Pour la composante temps, la somme des signaux provenant de la deuxième sortie des préamplificateurs à synchronisation rapide est envoyée dans un amplificateur de filtre de cadencement qui reçoit également le signal du détecteur β . Ces signaux passent ensuite dans un autre *CFD* puis sont discrétisés

en temps à l'aide d'un convertisseur *TDC* (Time to Digital Converter) qui fournit le temps pour les 12 cristaux BaF_2 ainsi que le détecteur β .

Pour obtenir le spectre *hardware* du *TAS*, les photo-multiplicateurs doivent être préalablement “alignés” ; c'est-à-dire que les spectres en énergie des différents cristaux doivent être superposables sans quoi leur spectre somme sera distordu. À cette fin, les gains des 12 photo-multiplicateurs doivent être adaptés les uns par rapport aux autres. La tension délivrée aux PM est assurée par une alimentation haute tension *CAEN SY2527*. Le gain des PM est ajusté en conséquence en modifiant la valeur de cette tension. Cette procédure est facilitée par un contrôle continu du gain des PM, en prenant comme référence la position du dernier pic α : cette position est calculée sur de courtes périodes de temps (~ 5 min) et si un déplacement est détecté, une correction appropriée est appliquée sous forme de tension au PM concerné, à l'aide d'un programme qui permet le contrôle de la tension délivrée à distance. La détermination du pic α est effectuée à l'aide d'un tracé 2D de la composante rapide sur la composante lente qui permet d'identifier un groupe d'événement α et de déterminer la position du dernier pic qui sera utilisé comme référence, à l'aide d'un ajustement gaussien. Nous y reviendrons au chapitre suivant.

Les données brutes de l'acquisition sont enregistrées dans des fichiers au format binaire *List-Mode-Data*. Ces fichiers sont ensuite traités par un programme qui les convertit au format *TTree* (stockage structurel *arbre*)[149] et c'est ce dernier fichier qui sera utilisé pour l'analyse des données. Chaque événement contenu dans le *TTree*, est constitué d'un certain nombre de variables, les énergies déposées dans chaque cristal, les composantes rapides et lentes, comme c'est indiqué dans le code suivant :

```

struct event_t {
    UShort_t    S[12]           ; // Composante lente pour chaque cristal
    UShort_t    E[12]           ; // Énergie déposée dans chaque cristal
    UShort_t    ETASHard        ; // Énergie de la somme hardware
    UShort_t    EEmpty2         ;
    UShort_t    F[12]           ; // Composante rapide pour chaque cristal
    UShort_t    TTAS             ; // Temps détecteur TAS
    UShort_t    TSi              ; // Temps détecteur silicium
    .            ;
    .            ;
    .            ;
    UShort_t    ESi              ; // Énergie bêta dans le silicium
    UShort_t    EventnumL        ; // Compteur événement
    UShort_t    EventnumH        ;
    UShort_t    ClocktotalL      ; // Horloge événement
    UShort_t    ClocktotalH      ; // ‘‘
    UShort_t    ClockpartialL    ; // ’’
    UShort_t    ClockpartialH    ; // ‘‘
    UShort_t    ExternalL        ; // ’’
    UShort_t    ExternalH        ; // ‘‘
    UShort_t    ClockSis3302     ; // ’’
};

```

2.2.2 Description du détecteur NaI(Tl) utilisé pour les mesures en 2014

Pour l'expérience *TAS* menée à Jyväskylä en février 2014, c'est un détecteur aux cristaux NaI (dopés au thalium) qui a été utilisé, une photo de ce détecteur est présentée sur la figure 2.13. Ce détecteur a été développé par le laboratoire *IFIC* de Valencia dans le cadre du projet *FAIR* (Facility for Antiproton and Ion Research). Comme pour le détecteur BaF_2 , il s'agit également d'un détecteur segmenté constitué de 19 modules aux cristaux scintillants NaI. Les cristaux sont taillés sous une forme rectangulaire pour un volume de $15 \times 15 \times 25 \text{ cm}^3$ chacun. 18 de ces cristaux sont agencés les uns sur les autres pour former véritablement le détecteur *TAS* : deux blocs de cristaux sont formés de part et d'autre du centre

du détecteur, sur une base de 3 modules de NaI(Tl) chacun, soit un total de 9 modules, dans chaque bloc, auxquels sont connectés des photo-multiplieurs. Les cristaux NaI(Tl) sont ensuite ajustés de sorte à laisser une ouverture de 10 cm pour l'entrée du tube faisceau, et à garder un taux de comptage presque constant entre les différents cristaux pendant les mesures. L'ouverture est assez large pour recevoir un détecteur germanium qui vient fermer le côté opposé de l'entrée du faisceau. Le détecteur germanium nous sert à vérifier la pureté du faisceau d'ions. En analysant le spectre en énergie, on peut distinguer les γ d'énergie basse qui caractérisent le noyau que l'on mesure et le cas échéant, la signature d'une contamination. Le bout du tube faisceau, au centre du TAS, est fermé par un scintillateur plastique qui permettra de mesurer le spectre en énergie des particules β . Une distance de 84 mm sépare ce détecteur et le détecteur germanium. L'ensemble du détecteur TAS est contenu dans un blindage en plomb d'une épaisseur de 5 cm avec une longueur de 60 cm sur une largeur de 60 cm et une profondeur de 1 m.

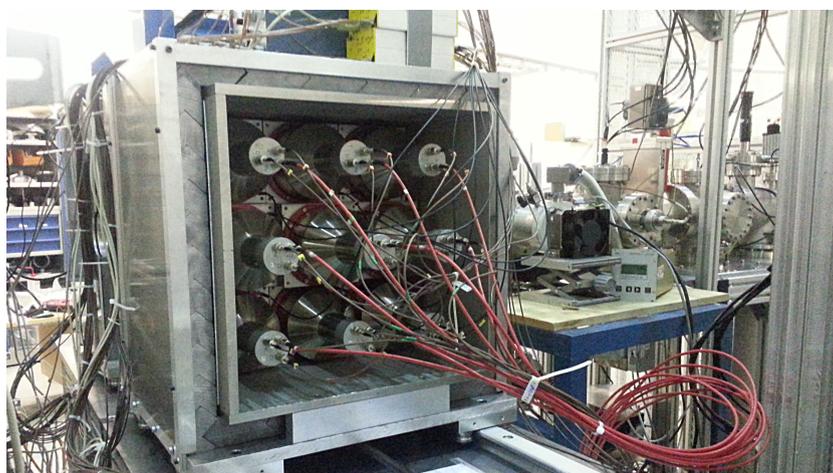


FIGURE 2.13 – Photo du détecteur NaI dans la salle d'expérience de IGISOL4, on peut voir l'emplacement des photo-multiplieurs sur les blocs de cristaux NaI du côté droit.

Le dernier cristal NaI(Tl) (mêmes caractéristiques que les précédents) est isolé exprès et installé dans un château de plomb au dessus du blindage du TAS. Il est le détecteur de référence pour pouvoir aligner le signal provenant des PM des 18 cristaux. Pour cela, un générateur de pulse de lumière a été prévu qui enverra exactement la même lumière dans les 18 NaI(Tl) du TAS ainsi que dans le détecteur de référence qui observe une source ^{137}Cs (pic γ à 661.7 keV). L'objectif de ce montage est de détecter en temps réel la déviation en gain des PM : dans le détecteur de référence, on cherche à maintenir un écart constant entre le pic du césium et celui du pulse de lumière. Si cet écart varie, le rapport des écarts donne une première correction à appliquer aux pulses de lumière des cristaux individuels du TAS. La variation du gain des PM est ensuite obtenue en regardant la position entre cette dernière position du pulse de lumière et sa position de référence dans chacun des cristaux du TAS.

Les cristaux NaI(Tl) sont des scintillateurs hygroscopiques (sensibles à l'humidité de l'environnement ambiant) et peuvent se détériorer facilement s'ils subissent un choc mécanique voire thermique ; par conséquent ils doivent être manipulés avec beaucoup de précaution et protégés dans des conteneurs étanches à l'air. La propriété la plus importante de ces cristaux reste leur excellent rendement de lumière (cf. tableau 2.1). Il est également très facile de mouler de gros cristaux NaI(Tl) et dans des formes assez variées, en compactant des morceaux de cristallites ensemble. Cependant ils sont également connus pour avoir une réponse non-proportionnelle au dépôt d'énergie et présentent un temps de désintégration du pulse de scintillation un peu long, ~ 230 ns qui peut être préjudiciable pour des applications avec des taux de comptage élevés ou qui ont besoin d'une réponse en temps rapide. Malgré ces points, la plupart des précédentes mesures TAS a été menée avec des cristaux NaI(Tl) qui restent actuellement le scintillateur sur lequel la communauté a le plus d'expérience.

Le détecteur pour les particules β utilisé pendant cette expérience est le EJ-212. Il s'agit d'un

scintillateur plastique en forme de disque de 2 mm d'épaisseur sur un rayon de 1.75 cm avec une densité de 1.023 g cm^{-3} . Il peut être utilisé notamment pour la mesure des alphas, des gammas, et des neutrons et particulièrement dans le domaine de la physique médicale. Ce scintillateur est associé à un photo-multiplicateur multi-anode R7600U-M4 disposant d'une photo-cathode carrée et segmentée en 4 régions suivant l'axe des médianes. Les signaux des parties sur la même diagonale sont collectés ensemble, pour n'avoir au total que deux sorties. Ensuite une coïncidence est demandée entre les signaux des deux sorties afin d'éliminer une partie du bruit de fond car il reste peu probable qu'un événement aléatoire touche les 4 régions de la photo-cathode en même temps.

La DAQ et les données

En ce qui concerne l'acquisition des données expérimentales, l'objectif est toujours le même, à savoir, stocker les énergies déposées dans les cristaux individuels, dans les détecteurs auxiliaires ainsi que l'énergie totale déposée dans le TAS. La seule grande différence, par rapport à la configuration de 2009, réside dans le fait que deux systèmes d'acquisition ont été utilisés, comme il est indiqué sur la figure 2.14. Le signal sortant des dynodes servira pour la composante énergie et la composante temps. Il est traité par un ensemble de modules à standard *NIM* et l'enregistrement sur disque est assuré par le même module à standard *VME* de la campagne de 2009. Le signal sortant de l'anode est directement injecté dans un *Digitizer* qui réalise un traitement complètement équivalent à ce qui est effectué sur la branche des dynodes.

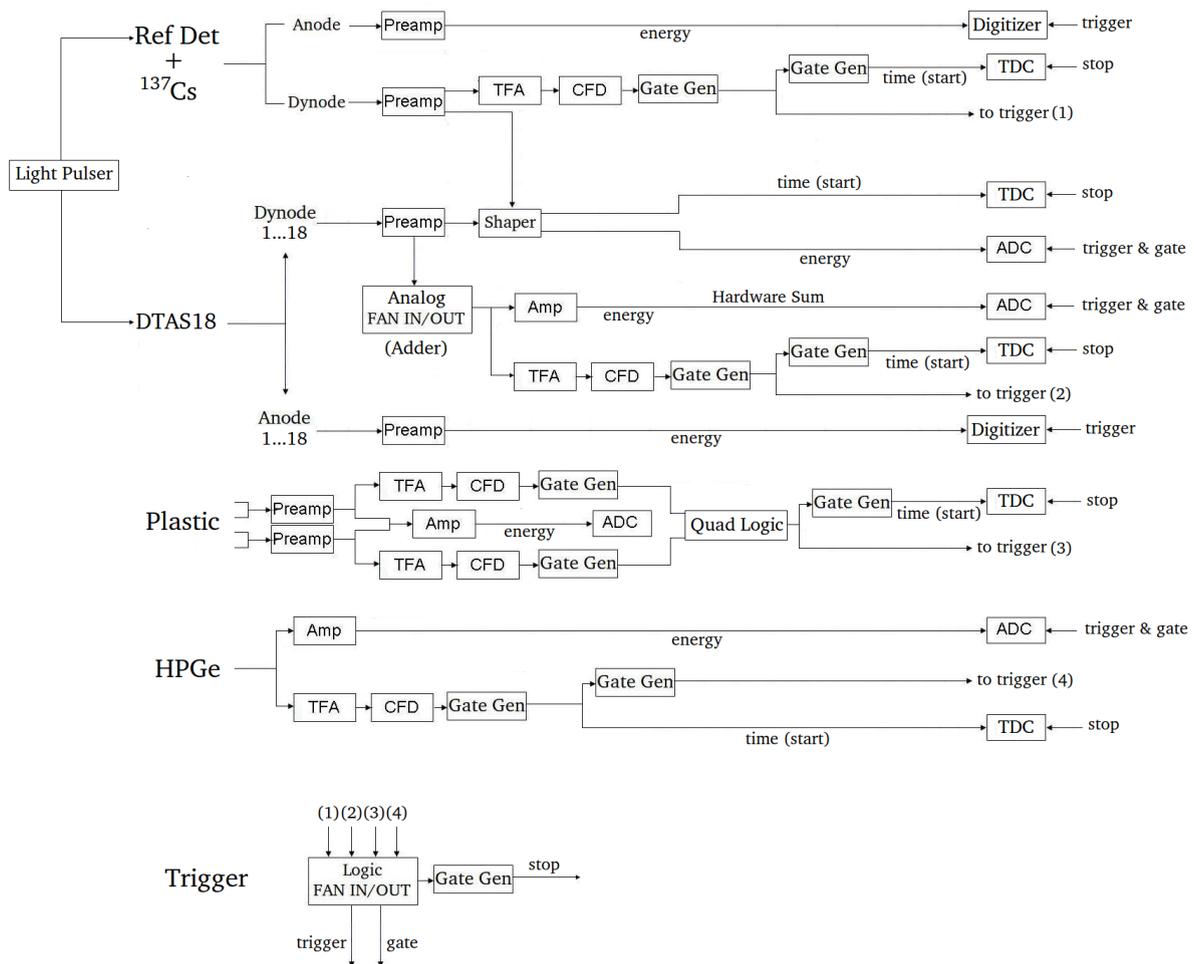


FIGURE 2.14 – Schéma du montage électronique de la campagne de mesure 2014

Élément	Masse	E_γ [keV]	$T_{1/2}$	Type	Activité[kBq]	Date	Q[keV]
Co	60	1173.23 1332.49	5.27 ans	β^-	153.00	02/06/1986	2822.81
Cs	137	661.67	30 ans	β^-	41.12	03/03/1989	1175.63
Na	22	511 1274.54	2.60 ans	β^+	~ 1	29/11/2009	2843.20
Na	24	1368.63 2754.02	15 h	β^-	140.20	après 10h	5515.61

TABLE 2.2 – Caractéristiques des sources utilisées pour étalonner le détecteur TAS, campagne 2009.

Noyau	Cycle[$T_{1/2}$]	TAS[kHz]	Si[Hz]
^{92}Rb	5	~ 6.5	~ 180
^{93}Rb	2	~ 6.3	~ 130
Bruit	-	~ 6.2	~ 70

TABLE 2.3 – Les temps de cycle indicatifs ainsi que les taux de comptage pour les mesures des $^{92,93}\text{Rb}$, ces taux sont faibles lorsqu'on les compare aux taux d'événements pour le bruit de fond.

Dans cette thèse nous nous intéresseront aux données acquises pendant la campagne de 2009 et la suite du manuscrit se concentrera uniquement sur le traitement et l'analyse des mesures de cette campagne.

2.3 La Mesure des noyaux

Les mesures des $^{92,93}\text{Rb}$ étaient réalisées, pendant la campagne 2009, à côté de mesures de $^{87,88}\text{Br}$ et ^{94}Rb qui sont des noyaux d'intérêt pour l'étude des propriétés de désintégration des noyaux émetteurs de neutrons retardés [150, 151]. Les mesures TAS pour ces noyaux font partie de deux autres mesures basée notamment sur l'utilisation d'un détecteur de neutron 4π et une technique de temps de vol. Les mesures TAS donneront les alimentations β tandis que les deux autres mesures permettront de déterminer les probabilités d'émission de neutron P_n .

Nous avons utilisé le même détecteur TAS, décrit dans la section 2.2.1 pour l'ensemble des mesures. Avant de passer aux mesures des noyaux d'intérêt, ce détecteur a été d'abord étalonné en énergie en utilisant des sources de $^{22,24}\text{Na}$, ^{60}Co et ^{137}Cs . Les caractéristiques de ces sources sont présentées dans le tableau 2.2. Les mesures des noyaux d'intérêt sont effectuées à raison de 1 h en moyenne par mesure et intercalées par des mesures de bruits de fond de mêmes durées. Les taux de comptage pour les mesures des $^{92,93}\text{Rb}$ sont indiqués dans le tableau 2.3 ainsi que les temps de cycle utilisés afin de minimiser l'impact de la désintégration des noyaux fils (inférieur à 1%) dans les spectres des noyaux.

2.4 Procédure de l'analyse des données

L'objectif de l'analyse des données des expériences TAS est la détermination de la distribution I_β de peuplement β des noyaux mesurés. Cependant l'accès à cette information n'est pas direct et requiert plusieurs étapes d'analyse que nous allons décrire progressivement. Le lecteur peut également se référer aux travaux de Cano-Ott, Taín et al. [152, 153] pour des détails supplémentaires.

2.4.1 Poser le problème inverse

Idéalement et avec un détecteur parfait, les spectres TAS révéleraient directement la distribution I_β . En pratique, il faut tenir compte de l'efficacité du détecteur ainsi que de la couverture géométrique

autour du point source qui n'est pas exactement 4π . Il faudra donc passer par un traitement des données, qui tient compte de cette réalité, pour pouvoir extraire les alimentations β du noyau mesuré. La relation qui lie les données expérimentales TAS et le peuplement β et qu'on appelle le *problème inverse* peut s'écrire comme suit :

$$d_i = \sum_j R_{ij} f_j \quad (2.17)$$

où d_i représente les données de spectre TAS enregistrées dans le canal en énergie i , sans les éventuelles contaminations, f_j est le peuplement β ($I_\beta^j = f_j / \sum f_k$) d'une désintégration β vers un état excité d'énergie correspondant au canal j et R_{ij} représente la probabilité qu'une désintégration vers un niveau d'énergie correspondant au canal (ou indexé) j contribue aux données dans le canal i . R_{ij} est la matrice réponse du détecteur. Pour chaque j , elle représente la réponse du spectromètre aux différentes désintégrations (e^- , e^+ , X_{ray} ...) ainsi qu'aux éventuelles transitions électromagnétiques qui s'en suivent. La réponse du détecteur TAS aux différentes émissions et en fonction de l'énergie peut être obtenue à l'aide d'une simulation *Monte Carlo*.

Déterminer les peuplements f_j revient à résoudre le problème inverse. Pour résoudre ce problème de manière convenable,

1. toutes les contaminations qui affectent les données expérimentales (d) doivent être bien connues et soustraites de manière adéquate
2. l'étalonnage en énergie et la résolution du détecteur en fonction de l'énergie doivent être précisément connus
3. la matrice de réponse (R) calculée doit reproduire la réponse expérimentale du détecteur TAS

Dans les sections qui vont suivre, nous verrons comment cette matrice de réponse est déterminée. Nous nous limiterons ici, à étayer la technique, le détail des calculs nécessaires sera présenté au chapitre suivant où on traitera l'analyse des données expérimentales.

2.4.2 Construction de la matrice réponse

Obtenir la réponse du détecteur passe d'abord par une bonne description de sa géométrie. La prise en compte des matériaux qui composent le détecteur TAS , ainsi que des proportions et des dimensions de ces différentes composantes, de la manière la plus fidèle possible est importante pour déterminer la réponse du détecteur aux différents rayonnements émis par le noyau qu'on mesure. La modélisation du détecteur TAS et la simulation de la physique des interactions rayonnement-matière ont été réalisées à l'aide du code *GEANT4* développé par le *CERN* [154]. L'étalonnage en énergie et la résolution de la réponse sont obtenus en utilisant des sources très bien connues.

Selon la définition de la matrice R_{ij} dans l'équation (2.17), les réponses du TAS aux rayonnements individuels peuvent être combinées pour produire la matrice réponse. Cette matrice réponse serait, en effet, la convolution des différentes réponses individuelles et peut être calculée de manière récursive comme suit :

$$\mathbf{r}_j = \sum_k b_{jk} \mathbf{g}_{jk} \otimes \mathbf{r}_k \quad (2.18)$$

Avec \mathbf{r}_j la réponse du détecteur aux cascades de γ issues de la désexcitation d'un niveau j , \mathbf{g}_{jk} la réponse à une transition γ correspondant à une désexcitation d'un niveau j vers un niveau k et b_{jk} le rapport d'embranchement entre les niveaux j et k . Dans la réponse aux γ , les processus de conversions internes doivent être pris en compte en adaptant \mathbf{g}_{jk} :

$$\mathbf{g}_{jk} \rightarrow \left(\frac{1}{1 + \alpha_{jk}^{tot}} \mathbf{g}_{jk} + \frac{\alpha_{jk}^K}{1 + \alpha_{jk}^{tot}} \mathbf{e}_{jk}^K \otimes \mathbf{x} \dots \right) \quad (2.19)$$

Cette nouvelle formulation exprime le fait que lorsqu'une transition entre deux états peut être convertie, l'intensité γ est atténuée au profit des électrons qui sont éjectés en coïncidence avec un rayonnement X .

Ici les α_{jk} représentent les coefficients de conversion pour les transition $j \rightarrow k$, e_{jk}^K et x représentent respectivement la réponse aux électrons Auger de la couche K et la réponse aux rayons X . En général seuls les conversions de la couche K sont à considérer, parce que les rayons X ainsi que les électrons Auger des autres couches auront trop peu d'énergie pour traverser la matière inerte autour de la source et atteindre la partie sensible du détecteur TAS.

La réponse à une désintégration est alors obtenue, en faisant le produit de convolution entre la réponse à la particule émise (β^-, β^+, \dots) et la chaîne de désexcitation qui s'en suit :

$$\mathbf{R}_j = \mathbf{e}_j \otimes \mathbf{r}_j \quad (2.20)$$

avec \mathbf{e}_j la réponse à la particule émise lors de la désintégration. Par exemple pour une désintégration β , cette réponse \mathbf{e}_j correspond à la distribution de l'énergie de l'électron (positron) jusqu'à $Q_\beta - E_j$, où E_j représente ici l'énergie d'excitation du niveau j .

Ainsi nous voyons que reproduire la réponse du détecteur, sous l'hypothèse que les b_{jk} et les α sont connus, revient à déterminer toute les contributions individuelles \mathbf{g}_{jk} et \mathbf{e}_j . Le calcul de ces contributions peut être acquis à l'aide de simulations *GEANT4*. La validation de la matrice réponse passe par sa capacité à reproduire les spectres pour les mesures de source d'étalonnage, nous le montrerons sur un cas pratique au chapitre suivant.

Pour des noyaux inconnus, déterminer les rapports d'embranchement b_{jk} revient à proposer un schéma de désintégration, pour ce noyau, à partir duquel l'ensemble des rayonnements γ émis par le noyau fils ainsi que leurs intensités seront déterminés.

2.4.3 Construction d'un schéma de désintégration

La construction de la matrice réponse comme explicitée dans la section précédente n'est pas unique, et dépend fortement du noyau qu'on étudie parce qu'elle se structure autour même de son schéma de niveaux ; en particulier la connaissance des rapports d'embranchement b_{jk} (probabilités de transition entre le niveau j et le niveau k) qui connectent ces niveaux entre eux. En général la connaissance du schéma de niveaux des noyaux qu'on mesure est incomplète et se limite aux régions d'excitation de basse énergie où l'on peut se fier aux mesures, réalisées avec les spectromètres de haute résolution, et à la description des transitions (énergie des niveaux, spin, parité, ...). Pour la partie du schéma de niveaux où aucune donnée expérimentale n'est disponible, on peut faire appel au modèle statistique pour décrire les transitions électromagnétiques. Le *modèle statistique* se base sur la valeur moyenne⁵ des densités de niveau et de distribution de force γ pour calculer les coefficients de transmission des γ d'un niveau j vers un niveau k :

$$f_{XL}(E_\gamma) = E_\gamma^{-(2L+1)} \langle \Gamma_{XL}(E_\gamma) \rangle / D \quad (2.21)$$

$$T_{XL}(E_\gamma) = 2\pi E_\gamma^{2L+1} f_{XL}(E_\gamma) \quad (2.22)$$

f représente ici la force γ , T le coefficient de transmission, X le type de transition (électrique, magnétique), L sa polarité, $\langle \Gamma \rangle$ la largeur moyenne du rayonnement avec un espacement moyen D entre les niveaux, déduit des densités d'états. Cette information renormalisée sur l'ensemble des niveaux donne les rapports d'embranchement b_{jk} .

2.4.3.1 Les densités de niveaux

La densité de niveaux décrit, le nombre de niveaux qu'il y a en moyenne pour une valeur de spin-parité (J, π) et une énergie d'excitation donnée E . C'est l'inverse de l'écart moyen D entre deux niveaux. En général on peut écrire :

$$\rho(J, \pi, E) = \rho(J, \pi) \rho(E) \quad (2.23)$$

5. Pour des noyaux loin de la vallée de stabilité, le nombre de niveaux accessibles peut facilement être de l'ordre de 10^6 , il devient alors très difficile de traiter les processus physiques d'une façon fine

Il existe plusieurs formulations semi-empiriques qui tentent de décrire la densité de niveaux en terme d'un nombre cumulatif de niveaux pour une énergie d'excitation donnée. Les modèles que nous avons utilisés sont *Back-Shifted Fermi Gas* (BSFG) qui se fondent sur le modèle de gaz de *Fermi* et utilisant une formulation des densités de niveaux à la manière de *Bethe* (variation exponentielle de la densité en fonction de l'énergie d'excitation) [155], le modèle *Constant Temperature* (CT) qui suppose que l'ensemble des nucléons sont dans un état de température T_0 [156], et le modèle de *Gilbert-Cameron* (GC) qui combine les deux derniers [157]. Deux formulations du modèle BSFG ont été utilisées ; la première est basée sur les travaux de Dilg et *al.* [158] et la seconde sur les travaux de Egidy et *al.* [156]. Les expressions des densités de niveaux sont les suivantes :

Fermi Gas :

$$\sigma^2 = 0.0146A^{5/3}t \quad , \quad t = \frac{1 + \sqrt{1 + 4a(E - \Delta)}}{2a} \quad (2.24)$$

$$\rho(J, \pi) = \frac{2J + 1}{4\sigma^2} e^{-\frac{J(J+1)}{2\sigma^2}} \quad , \quad \rho(E) = \frac{1}{12\sqrt{2}} \frac{e^{2\sqrt{a(E-\Delta)}}}{\sigma a^{1/4} (E - \Delta + t)^{5/4}} \quad (2.25)$$

$$\rho(J, \pi) = \frac{1}{2} \left(e^{\frac{J^2}{2\sigma^2}} + e^{\frac{(J+1)^2}{2\sigma^2}} \right) \quad , \quad \rho(E) = \frac{1}{12\sqrt{2}} \frac{e^{2\sqrt{a_e(E-\Delta_e)}}}{\sigma a_e^{1/4} (E - \Delta_e)^{5/4}} \quad (2.26)$$

avec σ le paramètre de “spin cut-off” qui décrit la largeur de la distribution de spin, t représente la température nucléaire, a est le paramètre principal de densité de niveau et Δ représente l'écart énergétique par rapport au niveau fondamental, il s'agit d'un terme correctif pour tenir compte des interactions pair-impair dans le noyau. a_e et Δ_e sont les mêmes quantités que a et Δ , à la différence que les premières sont obtenues à partir de relations phénoménologiques alors que les dernières sont des paramètres libres à déterminer, plus de détails est donné dans les références [158] et [156].

Constant Temperature :

$$\rho(E) = \frac{1}{T_0} e^{(E-E_0)/T_0} \quad (2.27)$$

où T_0 représente la température nucléaire supposée constante. T_0 et E_0 sont des paramètres libres à déterminer.

Gilbert-Cameron :

Il s'agit d'utiliser le modèle *Constant Temperature* qui était plus en accord avec les données expérimentales pour les énergies d'excitations faibles et d'utiliser le modèle du gaz de *Fermi* pour le reste. Pour cela, on définit une énergie d'adjonction E_x telle que :

$$E_x = E_0 + T_0 \ln \rho_F(E_x). \quad (2.28)$$

ρ_F étant la densité de niveaux selon le modèle de gaz de *Fermi*. Lorsque l'énergie d'excitation E est inférieure à E_x , on utilise le modèle *Constant Temperature* pour décrire $\rho(E)$, sinon on utilise les expressions de l'équation 2.26. Dans les deux cas la distribution de spin $\rho(J)$ est celle de l'équation 2.26.

Des paramètres de densité de niveaux appropriés et basés sur les mesures expérimentales peuvent être obtenus pour certains noyaux à partir de la base *RIPL*. Pour des noyaux loin de la vallée de stabilité, comme ceux que nous avons mesurés lors de cette campagne, la connaissance expérimentale des densités de niveaux est limitée aux énergies de faibles excitations, pour le reste il existe des calculs théoriques basés sur le formalisme *HF-BCS* [159, 160] qui peuvent être utilisés. L'objectif étant de choisir la description la plus adaptée au cas d'étude, il est primordial que le modèle utilisé soit cohérent avec les densités de niveaux expérimentales dans la région basse énergie et que la transition entre ces niveaux et les niveaux d'énergies d'excitation élevées (continuum) soit uniforme.

2.4.3.2 Les transitions électromagnétiques

Toujours dans le cadre du calcul des rapports d'embranchement, une fois que les densités de niveaux ont été estimées, il reste à décrire les transitions qui connectent ces niveaux. Pour les transitions γ , seules les transitions de type E_1 , M_1 et E_2 sont considérées. Les transitions de type M_1 et E_2 sont décrites par une fonction *lorentzienne standard* tandis la transition dipolaire E_1 est décrite en utilisant une *Lorentzienne généralisée* comme explicité dans les équations (2.29), (2.30) et (2.31). L'idée de décrire les forces γ par des fonctions *Lorentziennes* vient du fait qu'elles peuvent être assimilées aux sections efficaces de photoabsorption ; et que si cette dernière est dominée par une résonance géante de forme *lorentzienne* alors la force γ peut se dériver d'une *lorentzienne standard* : hypothèse de Brink [161, 162]. Cependant d'autres approches, notamment basées sur des calculs microscopiques, qui prennent en compte les

Transition E_1 :

$$f_{E_1}(E_\gamma) = 8.68 \times 10^{-8} \sigma_0 \Gamma_0 \left[\frac{E_\gamma \Gamma(E_\gamma)}{(E_\gamma^2 - E_0^2)^2 + E_\gamma^2 \Gamma(E_\gamma)^2} + \frac{2.8\pi^2 T^2 \Gamma_0}{E_0^5} \right]$$

$$\Gamma(E_\gamma) = \Gamma_0 \frac{E_\gamma^2 + 4\pi^2 T^2}{E_0^2}$$

$$T = \sqrt{\frac{S_n - E_\gamma}{a}}$$
(2.29)

Transition M_1 :

$$f_{M_1}(E_\gamma) = 8.68 \times 10^{-8} \sigma_0 \Gamma_0 \frac{E_\gamma \Gamma_0}{(E_\gamma^2 - E_0^2)^2 + E_\gamma^2 \Gamma_0^2}$$
(2.30)

Transition E_2 :

$$f_{E_2}(E_\gamma) = 5.22 \times 10^{-8} \sigma_0 \Gamma_0 \frac{E_\gamma^{-1} \Gamma_0}{(E_\gamma^2 - E_0^2)^2 + E_\gamma^2 \Gamma_0^2}$$
(2.31)

interactions nucléon-nucléon et l'appariements, existent [163]. E_0 (MeV), Γ_0 (MeV), et σ_0 (mb) sont les paramètres de résonance géante obtenus à partir de la référence [163], S_n l'énergie de liaison des neutrons et a représente ici le paramètre de fit intervenant dans le modèle *Back-Shifted Fermi Gas* utilisé pour l'estimation des densités de niveaux.

Il faudra ensuite ajuster, au fil des différents tests, le jeu de paramètres adéquats à chaque cas d'étude : l'énergie d'excitation en dessous de laquelle l'on suppose que la description du noyau étudié est bien exacte, les paramètres pour les densités de niveaux ainsi que pour la force γ . Parfois même pour les faibles énergies d'excitation, certains noyaux sont mal connus, dans ces cas des analyses supplémentaires pour estimer la sensibilité des résultats finaux aux différentes hypothèses seront nécessaires.

Lorsque un schéma de désintégration est établi et les rapports d'embranchement déterminés, une simulation *Monte Carlo* de la réponse du détecteur aux particules β et aux γ est faite, avec des énergies d'émission correspondant au schéma de désintégration du noyau mesuré. On obtient ainsi la matrice réponse en faisant la convolution des rapports d'embranchement avec les différentes réponses.

2.5 Résolution du problème inverse

Une fois que la matrice réponse du détecteur TAS a été bien déterminée et validée, on peut résoudre le problème inverse établi en (2.17) et retrouver les peuplements f_j de la désintégration β . La résolution de ce problème requiert un algorithme approprié. Dans le cadre des mesures TAS, différentes techniques de résolution, notamment de régression linéaire, de maximisation de l'entropie et de maximisation de l'espérance ont été testées [164] dans un cadre où les peuplements f_j attendus sont bien connus. Parmi

elles, la méthode de maximisation de l'espérance *EM* (Expectation Maximisation) a été finalement adoptée parce qu'elle ne nécessite pas l'entrée d'un paramètre de régulation, qu'elle converge assez rapidement même pour de faibles statistiques et qu'aucune hypothèse sur la distribution statistique des données n'est nécessaire. Il s'agit d'une méthode itérative de minimisation par *vraisemblance* basée sur le théorème de *Bayes* sur les probabilités conditionnelles. Une description plus détaillée est présentée dans les références [164, 165]. Toutefois, la procédure peut être subdivisée en deux étapes : (E) calcul de l'espérance du logarithme de vraisemblance sous les paramètres actuels (échantillon) et (M) déterminer les paramètres qui maximisent cette vraisemblance. C'est un algorithme qui est utilisé pour traiter les données incomplètes comme la reconstruction d'image par exemple.

Dans le cadre des analyses *TAS*, le théorème de *Bayes* permet de faire le lien entre les causes (les peuplements f_j) et les effets (les données mesurées), à travers la formulation suivante, en supposant que les causes sont indépendantes :

$$P(f_j|d_i) = \frac{P(d_i|f_j)P(f_j)}{\sum_{j=1}^m P(d_i|f_j)P(f_j)} \quad (2.32)$$

où $P(f_j)$ ($\equiv f_j / \sum_{j=1}^m f_j$) représente la probabilité *a priori* du peuplement f_j , $P(d_i|f_j)$ est la probabilité conditionnelle que les données d_i aient pour cause un peuplement f_j , c'est donc notre matrice réponse R_{ij} , et $P(f_j|d_i)$ est la probabilité *a posteriori* que les peuplements f_j seraient la cause des d_i . La formule (2.32) fournit un moyen pour affiner notre connaissance *a priori* sur les peuplements en se basant sur les données expérimentales. Comme corollaire de l'équation (2.17) la valeur attendue pour les peuplements \hat{f}_j et celle attendue pour les données \hat{d}_i peuvent être reliées comme suit :

$$\hat{f}_j = \frac{1}{\sum_{i=1}^n R_{ij}} \sum_{i=1}^n P(f_j|d_i) \hat{d}_i \quad (2.33)$$

où $\sum_i R_{ij}$ représente l'efficacité de détecter une désintégration vers un niveau j . En combinant les équations (2.33) et (2.32), on peut retrouver l'expression suivante

$$f_j^{(s+1)} = \frac{1}{\sum_i R_{ij}} \sum_i \frac{R_{ij} f_j^{(s)} d_i}{\sum_k R_{ik} f_k^{(s)}} \quad (2.34)$$

où le peuplement $f_j^{(s+1)}$ à l'étape $(s+1)$ est obtenu à partir du peuplement à l'étape (s) à travers la réponse R_{ij} et les données expérimentales d_i . L'étape (0) constitue l'échantillon de départ, on donne une proposition pour les peuplements f_j , éventuellement si les règles de transition β interdisent certaines désintégrations, on peut en tenir compte et les bloquer afin de faciliter la convergence de la résolution. Pendant les procédures itératives, à chaque étape (s) et de façon indépendante une évaluation du $\chi_{(s)}^2$ correspondant aux données expérimentales d et aux données reconstruites $d^{(s)} = \sum R_{ij} f_j^{(s)}$, est réalisée pour suivre la convergence de l'algorithme. Un critère d'arrêt peut être établi en fonction du nombre d'itérations ou de la variation relative de la valeur du χ^2 entre deux étapes. Les f_j ainsi obtenus (en cas de convergence) sont les peuplements β que l'on veut mesurer avec la technique *TAS*.

Nous avons vu dans ce chapitre la description des mesures qui nous permettent d'obtenir ce résultat ; la production et la sélection des noyaux que nous voulons mesurés, une description des détecteurs *TAS* ainsi que les montages électroniques associés ont ainsi été présentés. Nous avons enfin présenté la technique d'analyse des données qui permet de résoudre le problème inverse et obtenir les alimentations β . Au chapitre suivant, nous allons aborder l'application de cette technique d'analyse sur les mesures des $^{92,93}\text{Rb}$, résoudre le problème *inverse* et extraire les alimentations β de ces noyaux.

Chapitre 3

Analyse des données du $^{92,93}\text{Rb}$ mesurées en 2009

Sommaire

3.1	L'extraction des données brutes	61
3.2	La préparation des données	65
3.2.1	Étalonnage en énergie	65
3.2.2	Étalonnage en résolution	67
3.2.3	Soustraction des contaminants	68
3.3	Les spectres des $^{92,93}\text{Rb}$	70
3.3.1	$^{92}\text{Rb} \rightarrow ^{92}\text{Sr} \rightarrow ^{92}\text{Y}$	71
3.3.2	$^{93}\text{Rb} \rightarrow ^{93}\text{Sr} \rightarrow (^{93}\text{Y}, ^{92}\text{Sr})$	73
3.4	La matrice réponse : \mathbf{R}	76
3.4.1	La réponse du détecteur	76
3.4.2	Les rapports d'embranchement	80
3.5	Résolution du problème inverse : les alimentations bêta des $^{92,93}\text{Rb}$	83
3.5.1	Les alimentations bêta du ^{92}Rb	84
3.5.2	Les alimentations bêta du ^{93}Rb	88
3.6	Estimation des incertitudes sur les alimentations bêta	92
3.6.1	Cas du ^{92}Rb	92
3.6.2	Cas du ^{93}Rb	100

Dans le précédent chapitre, la production des noyaux $^{92,93}\text{Rb}$ ainsi que le montage expérimental réalisé afin de mesurer leur désintégration β a été présenté. Nous y avons également expliqué la procédure d'analyse *TAS* qui permettrait d'extraire les alimentations β issues de ces désintégration et qui est basée sur la résolution du problème *inverse*. Dans ce chapitre nous allons voir l'application de cette technique, étape par étape, de la préparation des données expérimentales à la détermination des ingrédients nécessaires (la réponse du détecteur et les rapports d'embranchement) pour construire la matrice réponse et résoudre le problème *inverse*. Nous présenterons également les solutions de ce problème (les alimentations bêtas), pour l'analyse des $^{92,93}\text{Rb}$ ainsi que les incertitudes qui y sont associées.

3.1 L'extraction des données brutes

Nous allons présenter dans cette section les principales données acquises et qui seront utilisées dans l'analyse. Les données acquises pendant l'expérience sont stockées par événement au format binaire *List-Mode-Data*. Ces fichiers sont ensuite exploités afin de pouvoir enregistrer les événements et leur contenu dans des Ttree (structure en arbre), objets du logiciel ROOT développé par le CERN [149].

Chaque événement est caractérisé par un certain nombre de variables, dont les plus importantes sont l'énergie déposée dans les cristaux individuels, à partir desquelles on peut extraire le spectre en énergie de chaque cristal (voir section 2.2.1), l'énergie totale déposée dans le détecteur (la somme des énergies déposées dans les cristaux) que nous appelons le spectre somme *hardware*, la composante rapide et lente du signal de la réponse des BaF_2 qui nous aideront à discriminer les particules α des γ , ainsi que l'énergie déposée dans le détecteur silicium qui nous informe de la détection des particules β . En partant de l'énergie déposée dans les différents cristaux, il est possible de reconstruire, événement par événement, le spectre somme du détecteur *TAS*; cette dernière est nommée somme *software*. Nous parlerons de spectres *TAS* signés β pour les spectres *TAS* construits à partir des événements en coïncidence entre le détecteur *TAS* et le détecteur silicium et de spectres *single* pour les spectres *TAS* sans condition de coïncidence requise.

Un premier étalonnage en énergie, basé uniquement sur les pics (511 keV et 1274 keV) du ^{22}Na sera appliqué aux 12 cristaux pour l'obtention des différents spectres. Parce que cet étalonnage reste approximatif, l'axe de l'énergie des spectres sera d'abord labélisé en " E_{first} " jusqu'à un étalonnage plus complet que nous présenterons dans la section 3.2.1. Sur la figure 3.1, nous montrons un exemple de spectre *TAS single* pour un seul cristal ainsi que le spectre somme *software* pour la mesure de l'émission due à la désintégration β du ^{22}Na qui émet une raie γ caractéristique de 1274 keV et un positron dont l'annihilation produit deux γ de 511 keV chacun. Ces deux spectres ne sont pas exactement ceux des données brutes car nous y avons déjà soustrait le bruit de fond, mais ils permettent de montrer la différence entre un spectre issu des données enregistrées par un seul cristal et un spectre somme du détecteur *TAS*.

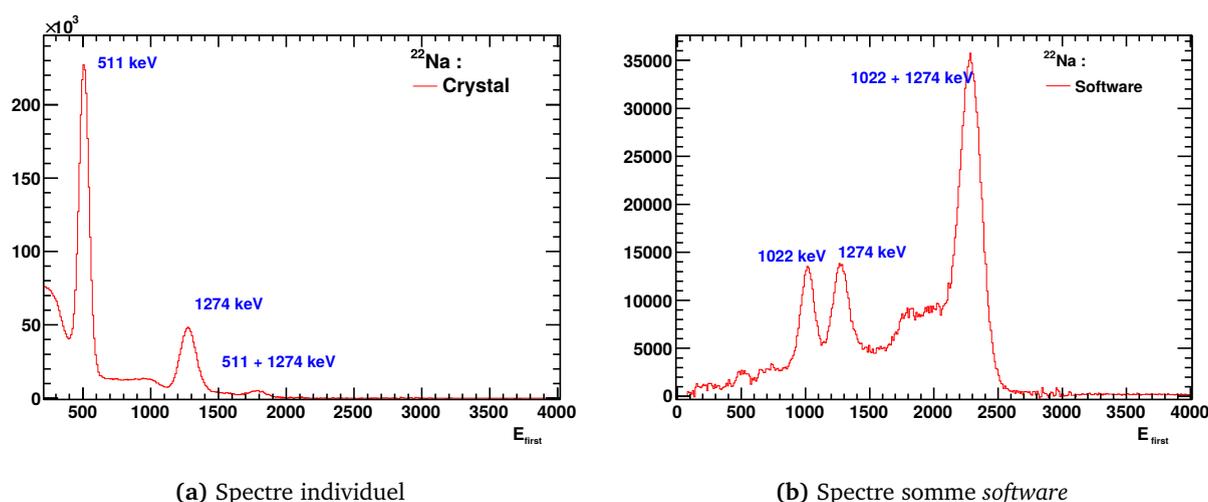


FIGURE 3.1 – Les spectres *TAS* individuel et somme pour le ^{22}Na qui est un émetteur de positrons avec une raie γ caractéristique à 1274.77 keV [110]. L'annihilation du positron émet deux γ de 511 keV en coïncidence et de directions opposées, il est donc très peu probable que la somme des énergies (1022 keV) se trouve dans un seul cristal. Dans le spectre individuel, on observe le 511 keV, la raie γ caractéristique ainsi que leur somme. Dans le spectre somme, sont observées l'énergie totale des γ d'annihilation, la raie gamma caractéristique ainsi que leur somme.

Nous rappelons que dans le cadre des analyses *TAS*, c'est la somme de toutes les énergies déposées dans les différents cristaux qui nous intéresse. Dans ce cadre, l'électronique de l'acquisition des données (chapitre 2, figure 2.12), avait été adaptée pour collecter la somme de ces énergies, que nous avons nommée somme *hardware*. Pour que cette somme puisse être valide, il faut que les signaux des 12 photo-multiplieurs (PM) accolés aux cristaux soit bien alignés. Cela est assuré par un contrôle en ligne du gain des PM, qui se base sur la discrimination entre les α et les γ en fonction de la forme du signal comme décrit au chapitre 2 dans la section 2.2.1. Cependant, en observant les histogrammes de la somme *hardware* contenus dans les Ttree, on se rend vite compte que le contrôle de la stabilité du

gain des PM en ligne n'a pas marché comme prévu. Sur la figure 3.2, on peut voir que le spectre somme *hardware* du ^{22}Na et son bruit de fond ne sont pas bien alignés (apparition de “trous” non statistiques dans le spectre nettoyé du bruit), ce qui rend impossible l'obtention du spectre de ^{22}Na dépourvu des événements du bruit de fond et rend par conséquent également impossible l'analyse des données TAS.

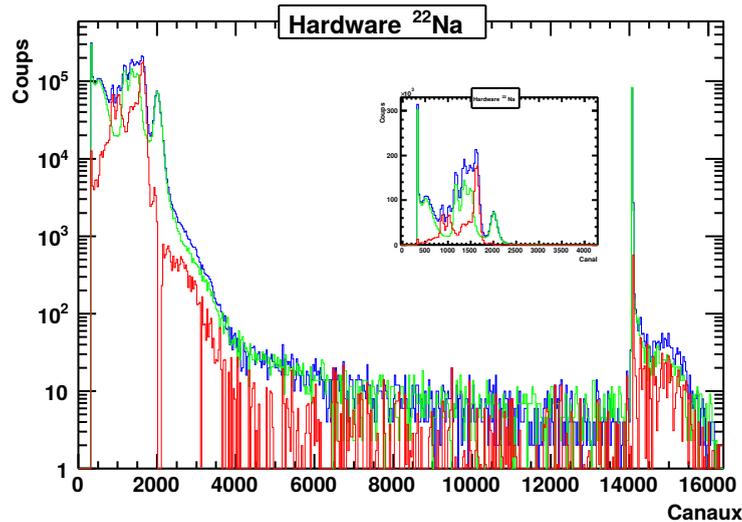


FIGURE 3.2 – Superposition d'un spectre TAS hardware de ^{22}Na (bleu) avec une mesure de bruit de fond (vert), montrant la position des pulses générés en fin de spectre. On remarque que ces spectres ne sont pas bien alignés, ce qui provoque des distorsions dans le spectre en rouge qui représente le spectre TAS du ^{22}Na nettoyé des événements de bruit de fond.

Pour pallier ce problème, l'idée est de refaire à la main ce que le système d'acquisition aurait dû faire. On cherche donc à aligner les PM en utilisant la position du dernier pic α . Il faut se rappeler que les α proviennent de la contamination intrinsèque des BaF_2 (les particules α de la chaîne de décroissance du ^{226}Ra). Afin de distinguer les particules α des rayonnements γ , un tracé en 2D de l'histogramme de la composante rapide par rapport à la composante lente des BaF_2 pour chaque cristal est faite qui, comme on peut le voir sur la figure 3.3, permet d'isoler les événements dus aux particules α . La région d'intérêt, pour la recherche du dernier pic α , est délimitée à l'aide d'un contour dans le plan de l'histogramme 2D. Dans cette région on peut déterminer la position du pic α et son déplacement relatif par rapport à la position référence. Cette référence a été déterminée au préalable sur un groupe d'un million d'événements ($\sim 2 \times 10^3$ coups pour le pic α) de l'acquisition du ^{22}Na pour lequel la stabilité du gain des PM a été validée. Pour mimer le contrôle de la stabilité du gain au cours du temps, toutes les acquisitions sont subdivisées en groupes d'un million d'événements, dans chaque groupe un ajustement gaussien permet de déterminer la position du pic α (figure 3.4) et de son écart relatif par rapport à la référence, une correction est alors appliquée à tous les événements du groupe pour tenir compte de cette déviation. Lorsque les PM sont alignés, un seuil énergétique commun de 64 keV est appliqué aux spectres des cristaux individuels pour enlever le piédestal de l'ADC (Analogue to Digital Converter).

Le succès de cette opération d'alignement des PM, est matérialisé sur la figure 3.5 où l'on parvient à soustraire convenablement (nous verrons la normalisation du bruit de fond dans la section 3.2.3.1) le bruit de fond du spectre somme *software* du ^{22}Na , produit en sommant les spectres provenant des 12 cristaux individuels. De cette manière, nous tirons profit de la contamination intrinsèque des BaF_2 , pour éliminer tout problème de gain des PM survenu pendant l'acquisition.

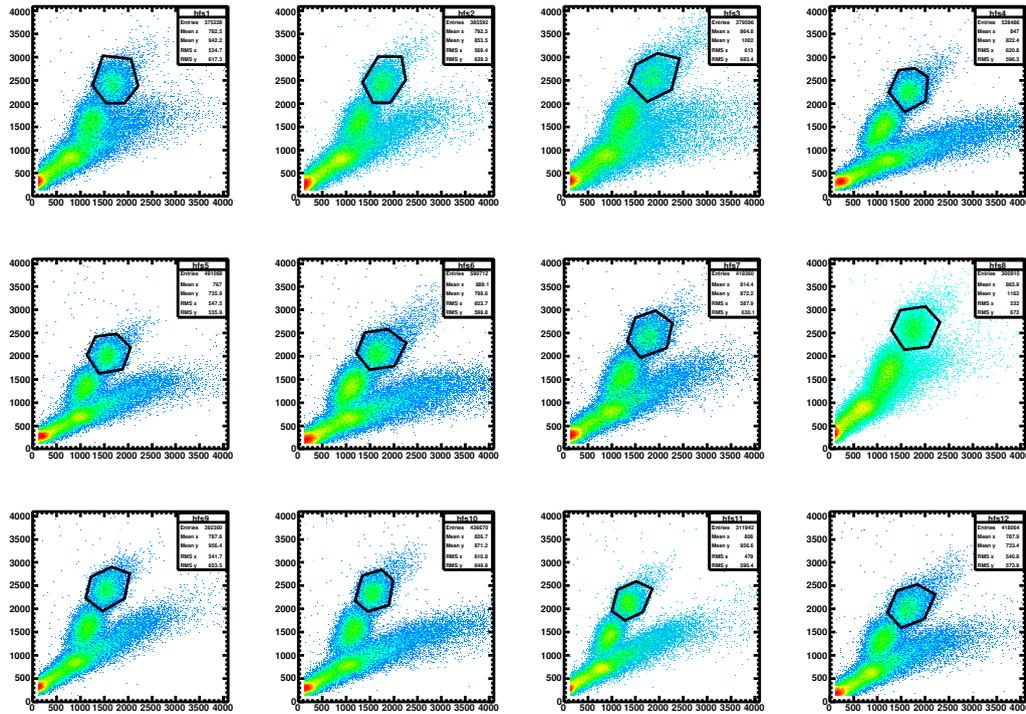


FIGURE 3.3 – Tracé des composantes rapides et lentes des BaF_2 mettant en évidence la discrimination entre les particules α et les γ (cas du ^{22}Na). Le contour en noir marque la zone d'intérêt pour le pic α qui sera utilisé pour aligner les signaux sortant des 12 cristaux BaF_2 du TAS et par la suite les spectres sommes software.

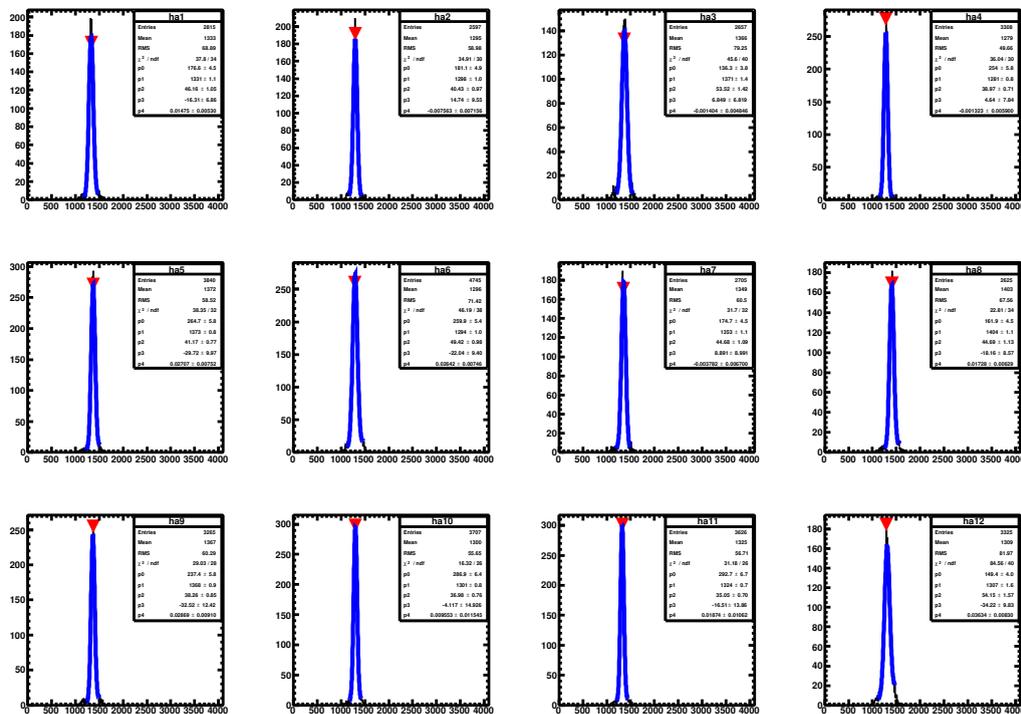


FIGURE 3.4 – Position du pic α des régions d'intérêt déterminées sur le tracé de la figure 3.3, pour les 12 cristaux BaF_2 du TAS pour un groupe d'un million d'événements.

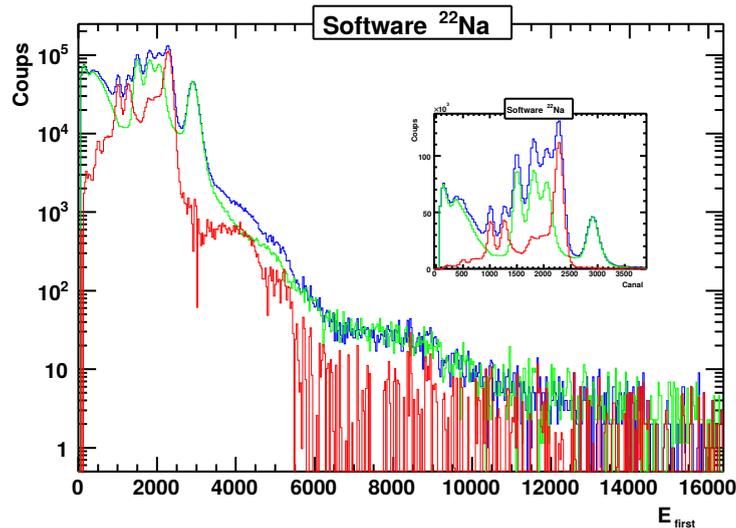


FIGURE 3.5 – Superposition d’un spectre TAS software de ^{22}Na (bleu) avec une mesure de bruit de fond (vert). Les spectres sont maintenant bien alignés (position du pic α) et normalisés (rapport du nombre de coups dans la région des pulses) ; on peut donc soustraire la contamination due au bruit de fond de manière adéquate contrairement aux cas d’un nettoyage hardware.

3.2 La préparation des données

Une fois que les spectres provenant de chaque cristal sont bien alignés et que nous avons produit les spectres somme *software*, nous devons les étalonner en énergie et soustraire les différents contaminants. L’objectif de cette partie de l’analyse est de préparer les données d sans contaminants pour la résolution du problème inverse $d_i = \sum_j R_{ij} f_j$.

3.2.1 Étalonnage en énergie

Un premier étalonnage basé sur les raies γ du ^{22}Na est déjà appliqué lors de la reconstruction des spectres en énergie à partir du fichier Ttree, mais il reste très approximatif et nous allons utiliser des points supplémentaires à partir des autres sources afin d’améliorer l’étalonnage global. Les noyaux mesurés lors de la campagne de 2009 ont des Q_β allant jusqu’à 10 MeV et idéalement (en pratique impossible), on souhaiterait disposer de sources d’étalonnage de raies γ “mono-énergétiques” couvrant toute la fenêtre du Q_β ou du moins, aussi haut que possible. En ce sens, la source d’étalonnage la plus intéressante, parmi celles déjà présentées au tableau 2.2 à la page 54 (^{22}Na , ^{60}Co et ^{137}Cs), reste la source de ^{24}Na ($T_{1/2} = 15$ h) qui présente l’émission de deux γ de 1369 keV et 2754 keV ainsi qu’un pic somme de 4122 keV.

Tube	Software	Noyau	Énergie[MeV]	Pic[E_{first}]	σ [E_{first}]
Oui	Oui	^{137}Cs	661.657(3)	660.605(100)	42.03(10)
Oui	Oui	^{60}Co	2505.718(5)	2511.51(20)	86.67(17)
Oui	Oui	^{22}Na	1022()	1018.18(60)	49.222(760)
Oui	Oui	^{22}Na	1274.537(7)	1276.13(60)	62.75(67)
Oui	Oui	^{22}Na	2296.537(7)	2296.14(60)	81.219(630)
Oui	Oui	^{24}Na	4122.633(12)	4123.09(170)	112.278(900)
Oui	Non	^{137}Cs	661.657(3)	659.114(600)	41.428(200)
Oui	Non	^{60}Co	2505.718(5)	2508.56(30)	84.059(330)
Oui	Non	^{22}Na	1022()	1016.03(110)	51.165(1220)

Oui	Non	^{22}Na	1274.537(7)	1275.84(180)	62.523(1950)
Oui	Non	^{22}Na	2296.537(7)	2290.88(50)	81.277(650)
Oui	Non	^{24}Na	1368.626(5)	1370.1(2)	61.247(160)
Oui	Non	^{24}Na	2754.007(11)	2756.06(80)	89.771(410)
Oui	Non	^{24}Na	4122.633(12)	4121.24(30)	113.549(200)
Non	Oui	^{137}Cs	661.657(3)	661.532(100)	41.735(100)
Non	Oui	^{60}Co	2505.718(5)	2513.92(111)	77.886(1140)
Non	Oui	^{22}Na	511()	5100.37(20)	36.446(160)
Non	Oui	^{22}Na	1274.537(7)	1278.97(20)	59.465(250)
Non	Oui	^{24}Na	1368.626(5)	1367.48(80)	62.981(400)
Non	Oui	^{24}Na	2754.007(11)	2747.97(150)	88.161(1040)
Non	Non	^{137}Cs	661.657(3)	659.494(300)	41.355(380)
Non	Non	^{60}Co	2505.718(5)	2499.19(720)	80.40(313)
Non	Non	^{22}Na	511()	509.086(400)	36.42(10)
Non	Non	^{22}Na	1274.537(7)	1275.17(60)	58.343(580)
Non	Non	^{24}Na	1368.626(5)	1369.93(10)	62.203(70)
Non	Non	^{24}Na	2754.007(11)	2757.68(30)	83.715(140)

TABLE 3.1 – Valeurs des points utilisés pour étalonner le détecteur en énergie et en résolution, ainsi que les incertitudes associées. La colonne “Tube” désigne les mesures réalisées selon que le tube faisceau est placé à l’intérieur du TAS ou non. La colonne “Software” indique si le point d’étalonnage provient d’un spectre somme software ou d’un spectre individuel d’un des cristaux BaF_2 .

La procédure d’étalonnage revient à déterminer la position des raies γ caractéristiques d’un noyau connu (source d’étalonnage) en canaux et d’établir par la suite une relation entre l’énergie de ces émissions γ et les canaux (ici, il s’agit en fait des valeurs E_{first} du premier étalonnage réalisé avec seulement le ^{22}Na). La position moyenne du pic associé à la raie gamma, ainsi que l’écart-type σ , est déterminée à l’aide d’un ajustement sur les données. On utilise pour cela, une fonction gaussienne plus une fonction échelon *Heaviside* sur un fond linéaire, afin de tenir compte du pic photo-électrique ainsi que du front *Compton*. Le résultat de cette analyse sur les mesures de sources d’étalonnage, est présenté sur le tableau 3.1. À cause de la faible résolution du détecteur *TAS*, le double pic gamma (1173.23 keV, 1332.49 keV) ne pourra pas être utilisé comme donnée d’étalonnage. Cependant le fait que les BaF_2 aient une réponse proportionnelle à l’énergie déposée nous permet d’utiliser les énergies sommes des cascades de γ à partir des spectres sommes *software* pour étalonner le détecteur ; c’est une procédure qui serait inenvisageable dans le cas des détecteurs aux cristaux NaI . Avec les différents points d’étalonnage, on peut établir la relation d’étalonnage en énergie et en résolution du détecteur. Sur la figure 3.6, une fonction affine permet de relier l’énergie des émissions gamma aux valeurs de E_{first} . C’est cette relation qui sera utilisée pour extrapoler l’étalonnage du détecteur au delà des 4122 keV de données d’étalonnage jusqu’au Q_β du noyau d’intérêt qu’on mesure. En outre, ne disposant pas de point d’étalonnage à haute énergie, une contrainte supplémentaire est appliquée à la relation d’étalonnage en utilisant la valeur de $Q_\beta = 10281 \pm 8$ keV de la désintégration du ^{94}Rb ¹ qui doit être satisfaite par les données expérimentales de ce noyau.

Pour pouvoir imposer une condition énergétique dans le détecteur silicium et extraire les événements en coïncidence avec l’émission d’un électron, ce détecteur a aussi été étalonné en énergie. La procédure d’étalonnage est basée sur la simulation de la désintégration β du ^{92}Rb qui décroît majoritairement sur le niveau fondamental de son fils (>80% [110]). C’est donc principalement un émetteur d’électrons avec des énergies de endpoint équivalentes au Q_β de 8095 keV. La simulation nous fournit deux points d’intérêts le maximum du spectre β ainsi que la position de la fin du spectre, qui seront utilisés de manière analogue au spectre expérimental pour effectuer un ajustement linéaire et déterminer la relation

1. Le ^{94}Rb fait partie des mesures réalisées lors de la campagne 2009.

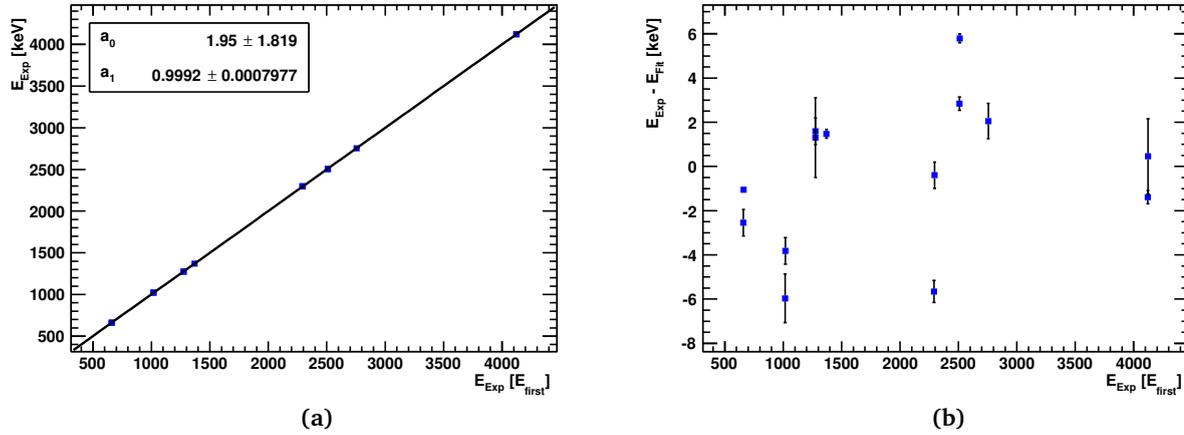


FIGURE 3.6 – Étalonnage en énergie du détecteur TAS pour les spectres somme software, la tendance linéaire obtenue sur la figure (a) donne la relation d'étalonnage : $a_0 + a_1 E_{first}$, les barres d'erreurs sur la figure ne sont pas visibles à cause de l'échelle du graphe. Cette relation est établie en utilisant des sources connues ($^{22,24}\text{Na}$, ^{60}Co , ^{137}Cs). La figure (b) montre l'écart entre les points représentatifs des mesures haute-résolution pour ces sources et la relation d'étalonnage obtenue après fit ainsi que les barres d'erreur associées.

d'étalonnage. Tout cela reste très approximatif, mais il n'est pas nécessaire d'avoir un étalonnage qui couvre toute la fenêtre du Q_β ; le plus important est de déterminer l'énergie seuil de détection du silicium qui permettra de valider la détection d'une particule β .

L'étalonnage en résolution du détecteur TAS est déterminé à partir des valeurs d'écart-type obtenues pour les mêmes points qui ont permis d'étalonner le détecteur en énergie.

3.2.2 Étalonnage en résolution

En général, la résolution du détecteur est bien décrite par une fonction gaussienne avec une largeur à mi-hauteur (2.35σ) dépendante de l'énergie du rayonnement. Pour les scintillateurs la variation en énergie de l'écart-type peut être décrite par [166] :

$$\sigma^2 = c_1 E + c_2 E^2. \quad (3.1)$$

On en déduit ensuite la résolution du TAS, qui vaut :

$$R = \frac{2.35\sigma}{E}. \quad (3.2)$$

Un ajustement en fonction de l'énergie, basé sur l'équation (3.1), a été appliqué aux valeurs de σ obtenues lors de la détermination des pics gamma provenant des sources d'étalonnage. Cependant ces valeurs ont été déterminées en utilisant uniquement les points d'étalonnage du ^{22}Na , donc il faudra d'abord leur appliquer la relation d'étalonnage obtenue dans la section précédente avant d'appliquer la procédure d'ajustement. L'étalonnage en résolution est beaucoup moins aisé que celui en énergie ; d'une part, la faible résolution des scintillateurs rend plus ardue l'estimation de la largeur à mi-hauteur, d'autre part l'écart-type dépend quadratiquement de l'énergie et nous ne disposons pas d'assez de points expérimentaux (seulement le pic somme 4122 keV du ^{24}Na) pour contraindre suffisamment la courbure de la fonction d'ajustement. Cependant cette résolution expérimentale est suffisamment contrainte comme nous allons le montrer dans la section 3.4.1.2. La détermination des coefficients c_1 et c_2 de l'étalonnage en résolution de notre détecteur TAS est illustrée sur la figure 3.7.

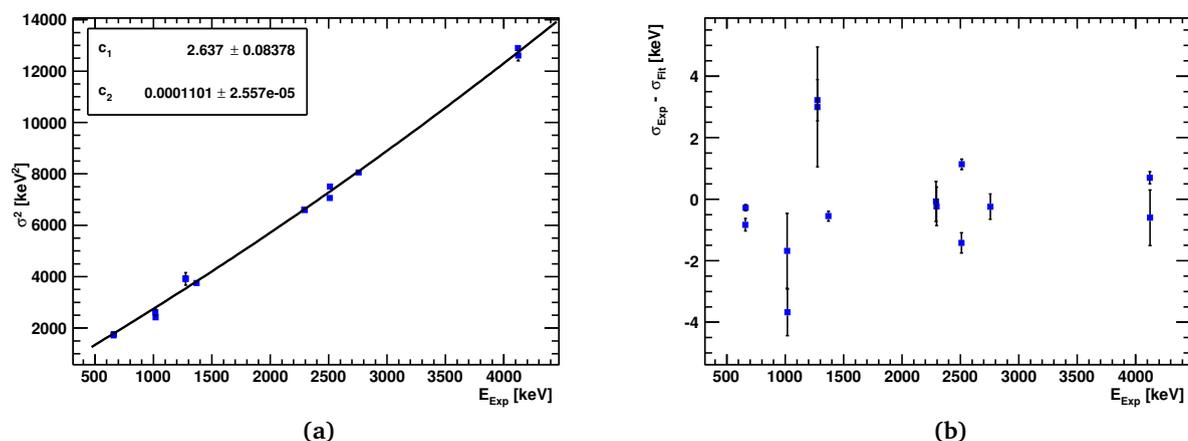


FIGURE 3.7 – Étalonnage de la résolution du détecteur TAS pour les spectres somme software les coefficients c_1 et c_2 de la relation $\sigma^2 = c_1 E + c_2 E^2$ sont obtenus en faisant un ajustement de la valeur expérimentale des σ en fonction de l'énergie des γ . Les sources considérées sont les mêmes que celles de la figure 3.6. La figure (b) montre l'écart entre les valeurs expérimentales et la fonction de d'ajustement ainsi que les barres d'erreurs associées.

Maintenant que les relations d'étalonnage en énergie et résolution sont bien déterminées, nous allons pouvoir analyser les spectres TAS et enlever leur contaminant.

3.2.3 Soustraction des contaminants

La résolution du problème *inverse* pour extraire les alimentations β des noyaux, s'appuie sur le spectre d du noyau pur. Par conséquent Il faut soustraire toute contamination éventuelle du spectre TAS.

3.2.3.1 Le bruit de fond

Bien qu'un blindage en plomb soit constitué pour isoler le détecteur TAS du rayonnement ambiant, cela ne le protège pas de l'activité provenant des impuretés des cristaux BaF_2 . Le spectre de bruit de fond est essentiellement dominé par la chaîne de décroissance α du ^{226}Ra ($^{226}\text{Ra} \rightarrow ^{214}\text{Po}$), résidu des impuretés à l' ^{238}U .

Pour acquérir ces spectres de bruit de fond, durant l'expérience, les mesures de sources sont précédées et suivies par des mesures de bruits de fond d'une heure. De cette manière, en analysant le spectre de bruit de fond qui suit une mesure source, il est possible de détecter une éventuelle contamination du tube faisceau. Pour mesurer uniquement le bruit, l'arrivée du faisceau d'ions est bloquée par une bascule, se trouvant entre le piège de Penning et le tube faisceau, que l'on peut gérer à distance en salle de contrôle. Sur la figure 3.8 est présenté l'ensemble des mesures de bruit de fond ainsi que leur somme. La comparaison des spectres les uns par rapport aux autres nous permet de voir que ces spectres ont la même forme ; nous avons ainsi pu les sommer pour reconstruire un seul spectre bruit de fond pour le détecteur TAS et gagner en statistique. Par ailleurs, la cohérence entre les spectres de bruit de fond indique qu'a priori la collimation du faisceau est bonne : le faisceau d'ions est bien implanté sur la bande magnétique prévue à cet effet et n'est pas dévié sur le tube faisceau par exemple.

Avant de soustraire le spectre du bruit de fond des spectres des noyaux mesurés, il faut le normaliser. Pour ce faire, nous utiliserons le pulser réglé sur une fréquence de 100 Hz et positionné en fin des spectres *hardware*, afin de pouvoir normaliser en temps les deux spectres. L'idée est d'utiliser le rapport du nombre de coups donné par le pulse entre les deux spectres, c'est cette technique qui a été utilisée pour soustraire le bruit de fond du spectre de la source de ^{22}Na tracé sur la figure 3.5. En principe, comme nous allons de toutes façons utiliser préférentiellement les spectres mesurés en

coïncidence $\beta - \gamma$, donc sans bruit de fond, on ne devrait pas se soucier de la forme des spectres de bruit de fond ni de leur normalisation. Toutefois, ces spectres renferment des renseignements utiles, comme une éventuelle contamination des mesures par exemple. En plus, pendant les mesures de sources d'étalonnage, excepté pour le ^{24}Na , il n'était pas possible d'utiliser le détecteur β parce les sources étaient scellées ; ce qui ne permettait pas de respecter en même temps la position du point d'implantation et celui du détecteur β sans danger (câble d'alimentation haute-tension. . .).

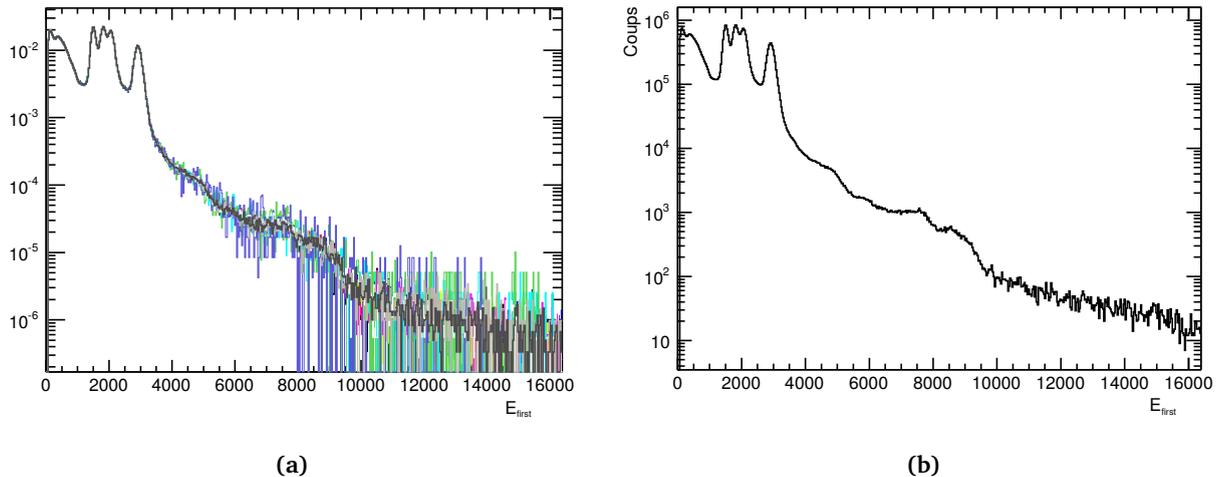


FIGURE 3.8 – Les spectres de bruit de fond (a) normalisés et superposés les uns aux autres, on voit qu'il y a un bon accord entre ces mesures. En (b) le spectre somme des différentes acquisitions.

Une fois le bruit de fond extrait, il faudra enlever la contribution due à l'empilement des signaux dont va traiter la section suivante.

3.2.3.2 Contribution de l'empilement des signaux

À la suite d'un dépôt d'énergie dans le détecteur *TAS*, un signal analogique correspondant est transféré à l'ADC pour numériser l'information. Une fenêtre en temps ($5.5\mu\text{s}$ dans notre cas) est alors ouverte, c'est le temps utile pour l'acquisition du signal par l'ADC. Chaque signal traité ainsi, constitue un événement. Mais il arrive que dans le laps de temps où la fenêtre d'acquisition de l'ADC est ouverte, un deuxième signal lui soit également envoyé. Ce signal s'ajoutera au premier et nous donnera un événement apparent avec une énergie qui sera la somme de l'information portée par les deux signaux, il s'agit d'un empilement comme illustré sur la figure 3.9. Ces événements sont indésirables parce qu'ils ne correspondent pas à un vrai processus physique et sont la cause de distorsion dans le spectre des noyaux que l'on mesure [167] ; il faut donc les enlever.

Pour pouvoir soustraire le spectre des empilements, il est d'abord nécessaire d'en connaître la forme. On peut construire le spectre des empilements à partir de la forme du signal analogique et en produisant le spectre des événements en coïncidence fortuite : on tire aléatoirement deux événements mesurés dont l'énergie indiquera la hauteur des signaux, puis on tire au hasard le temps qui sépare ces deux événements dans la fenêtre des $5.5\mu\text{s}$ et on les somme. Dans cette reconstruction seuls les empilements de premier ordre (deux événements) sont considérés. Afin de limiter le fait que des événements qui seraient déjà des empilements soient encore empilés avec d'autres, on impose une contrainte en énergie sur le tirage des événements. Ne sont comptés que les événements dont l'énergie se trouverait dans l'intervalle du Q_β des noyaux mesurés, tandis que pour le bruit de fond, on limite le tirage à 3.3MeV qui est la position du dernier pic α .

Maintenant que la forme des spectres des empilements est déterminée, on va pouvoir les normaliser et les soustraire par la suite de nos données. Pour calculer le facteur de normalisation n , on suppose

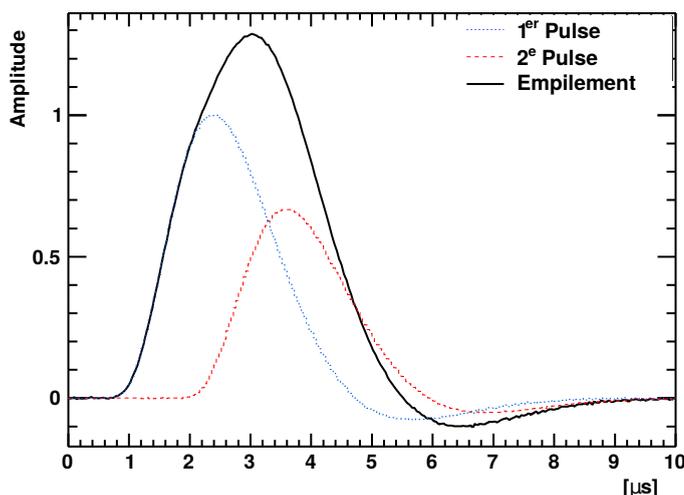


FIGURE 3.9 – Illustration du processus d'empilement électronique : lorsque deux signaux de deux événements arrivent dans une fenêtre de $5\mu\text{s}$, ils ne peuvent pas être différenciés et sont vus comme un seul signal équivalent à la somme des deux signaux.

que le temps d'arrivée des pulses à la fenêtre ADC suit une loi de probabilité de *Poisson*, on peut alors écrire pour des empilements de premier ordre [23, 167] :

$$n = S e^{-\alpha\tau} (1 - e^{-\alpha\tau}) \quad (3.3)$$

avec S le nombre d'événements dans la région du spectre du noyau que l'on désire nettoyer des empilements, α le taux de détection et τ la fenêtre de l'ADC ($5\mu\text{s}$). Pour estimer α , on peut se servir du nombre de coups générés par le pulser à la fin des spectres *hardware*. La génération des pulses est cadencée sur une fréquence f_p de 100 Hz, donc connaissant le nombre de coups P dans le canal des pulses, nous pouvons calculer le temps d'acquisition qui n'est rien d'autre que la quantité $t_a = P/f_p$. On en déduit ensuite que le taux de détection des événements est $\alpha = S/t_a$.

Dans les spectres de mesures sources, sont présents également des événements provenant du bruit de fond. Lorsque l'on calcul le spectre des empilements, s'y trouvent également des événements décrivant un empilement "bruit - bruit" que l'on trouve par ailleurs dans le spectre des empilements du spectre de bruit de fond. C'est pour cette raison que nous allons d'abord enlever les empilements relatifs aux mesures de bruit de fond. Le spectre "bruit - empilements(bruit)" résultant de cette opération sera ensuite soustrait de nos mesures en plus du spectre "empilement(mesure)". Sur la figure 3.10 qui présente l'étude de la mesure de la source de ^{137}Cs , on peut apprécier la réussite de la méthode de construction des empilements et de leur normalisation : au-delà du $Q_\beta = 1175.63\text{ keV}$, la courbe des empilements en gris foncé est en bon accord avec la courbe en bleu clair qui, au vu des soustractions préalables, ne contient dans cette région en énergie que des événements dus aux empilements.

3.3 Les spectres des $^{92,93}\text{Rb}$

Pour les mesures des noyaux d'intérêt, le détecteur silicium est mis en place et nous disposons des spectres β . Nous pourrions donc utiliser les spectres *TAS* mesurés en coïncidence avec les β . Un avantage est que nous n'aurons a priori pas à nous occuper des spectres de bruit de fond pour ces spectres. Cependant comme les $^{92,93}\text{Rb}$ décroissent vers des fils qui sont aussi radioactifs, l'activité de ces fils va contaminer les spectres sources. Il faut bien estimer ces contaminations et les soustraire également.

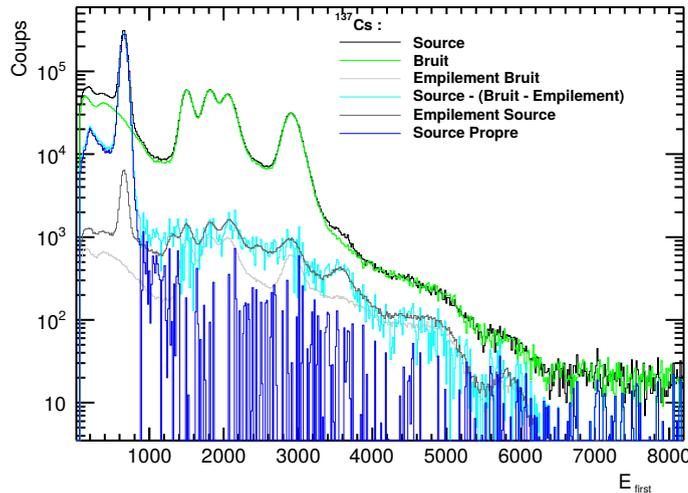


FIGURE 3.10 – Processus de soustraction des empilements, cas du ^{137}Cs . Lorsque le spectre est nettoyé du bruit de fond, seuls les empilements dominent le spectre au-delà du Q_β du noyau. Le spectre des empilements se superpose bien aux données au-delà du Q_β .

3.3.1 $^{92}\text{Rb} \rightarrow ^{92}\text{Sr} \rightarrow ^{92}\text{Y}$

Les spectres en coïncidence β du ^{92}Rb s'obtiennent directement en exigeant une condition énergétique dans le détecteur silicium. Seulement les événements qui correspondent à un dépôt d'énergie supérieur à 105 keV dans le détecteur silicium sont considérés dans la reconstruction du spectre en énergie. Cette coupure est nécessaire pour éliminer les événements provenant du bruit généré en début des spectres β . La différence entre l'intégrale des spectres signés β et celle des spectres *TAS* nettoyé du bruit de fond, qu'on peut apprécier sur la figure 3.11a, provient essentiellement de l'efficacité de détection du détecteur β . Sur la figure 3.11b la forme du spectre en coïncidence β est comparée à celle du spectre *TAS* nettoyé du bruit de fond. On peut voir que ces deux spectres sont cohérents en forme entre 0 et 4 MeV, car dans cette région l'efficacité de détection des β est constante (on peut se référer à la figure 3.17, $E_\gamma = Q_\beta - E_\beta$), au-delà, le spectre signé β est systématiquement en dessous parce que l'efficacité de détection des électrons diminue. Les spectres en coïncidence β contiennent moins de statistiques mais présentent également moins d'irrégularités que les spectres *TAS* nettoyés du bruit de fond qui sont sensibles aux imperfections d'alignement du détecteur *TAS*. Sur 0–4 MeV, la forme des spectres en coïncidence β constitue une référence qu'on pourra utiliser afin d'évaluer la qualité de la soustraction du bruit de fond, particulièrement dans la région 0–3 MeV où le bruit de fond est dominé par les pics α .

Sur la figure 3.11, en (c) et (d) sont présentées respectivement une superposition des différents spectres en coïncidence β et une superposition des spectres singles nettoyés du bruit de fond. Pour chacun des cas, les spectres des différentes acquisitions sont cohérents en forme, leurs statistiques seront alors cumulés en un unique spectre somme en coïncidence β et un unique spectre somme single *TAS* sur lesquels se portera la suite de l'analyse du ^{92}Rb .

Le ^{92}Rb se désintègre avec une période de 4.48 s vers son fils, le ^{92}Sr qui décroît à son tour vers le ^{92}Y avec une période de 2.61 h. Durant la mesure, le mouvement de la bande d'implantation est réglée sur un cycle (positionnement - implantation - extraction des noyaux). Le temps de cycle du mouvement est choisi afin de minimiser la contamination due à la désintégration du ^{92}Sr . Cette contamination même si elle reste faible au vu des rapports des temps de demi-vie, doit être soustraite parce qu'elle ajoute des coups supplémentaires dans les canaux qui correspondent à l'énergie des γ émis. Comme il s'agit d'une contamination par désintégration β , il n'est pas possible de la filtrer en imposant une condition sur les β (technique utilisée pour éliminer le bruit de fond dans les spectres en coïncidence

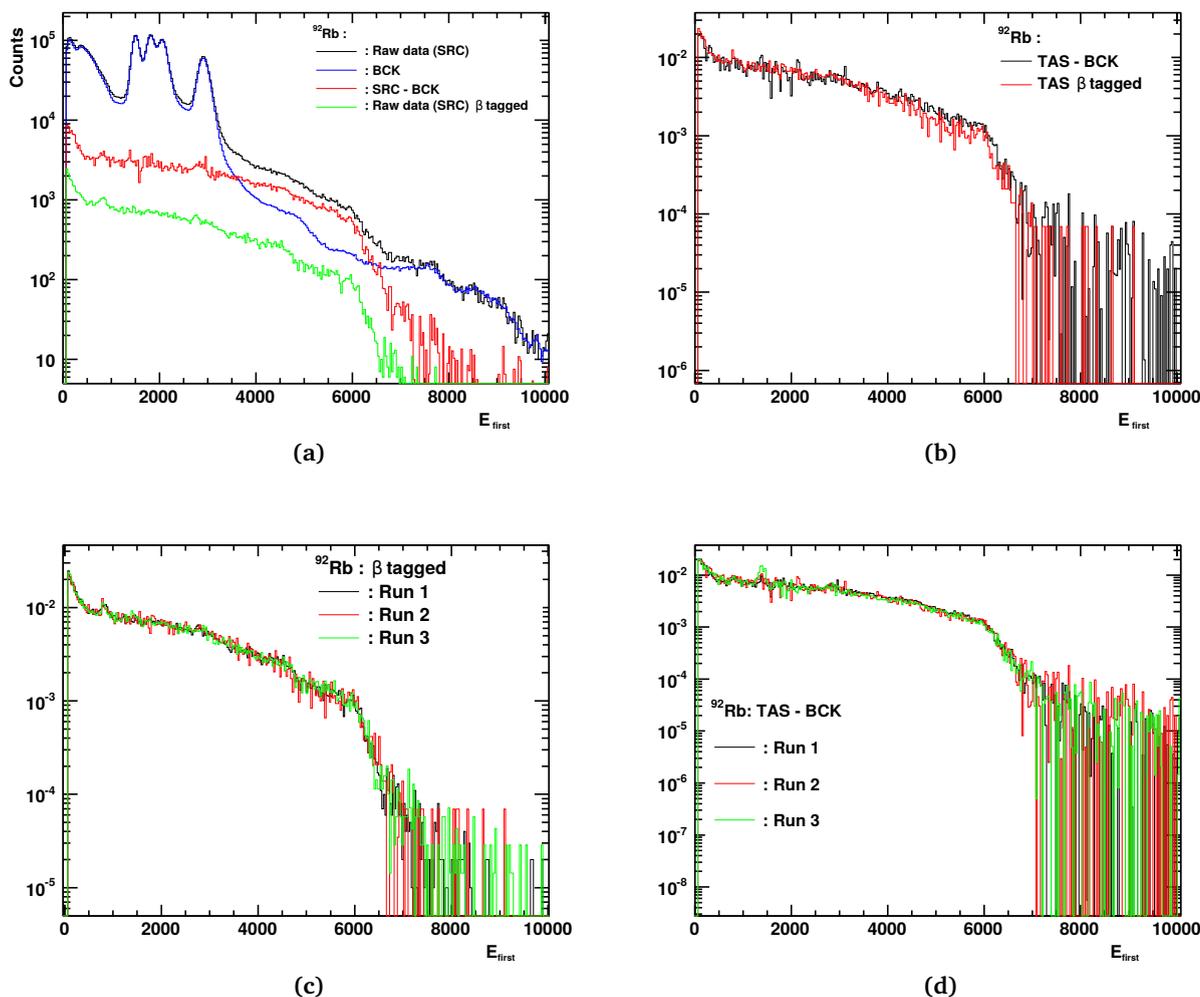


FIGURE 3.11 – En (a), est montré le spectre brut du ^{92}Rb , ce même spectre sans le bruit de fond ainsi que le spectre signé β . En (b), le spectre sans bruit de fond est comparé au spectre signé β . En (c) et (d) sont superposés respectivement les spectres sans bruit de fond et les spectres signés β des différentes mesures.

β).

Comme nous ne disposons pas de mesures expérimentales pour le ^{92}Sr , son spectre a été calculé. Ce spectre s'obtient en utilisant la relation du problème *inverse* établie à l'équation (2.17) ; une fois que l'on aura établi la matrice réponse du détecteur (on en verra la procédure à la section 3.4) et connaissant les pourcentages d'alimentation β du ^{92}Sr , on pourra calculer son spectre comme produit de cette matrice et des alimentations β . Le spectre est ensuite normalisé en utilisant les équations de Bateman qui régissent la chaîne de désintégration :

$$\frac{dN_1}{dt} = -\lambda_1 N_1 + S \quad (3.4)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = \lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_2 \quad (3.5)$$

avec N_1 le nombre de noyaux père (^{92}Rb), S représente le nombre de noyaux implantés par seconde sur la bande magnétique, λ_1 et λ_2 représentent respectivement les constantes de décroissance du ^{92}Rb et du ^{92}Sr et enfin N_2 est le nombre de noyaux fils (^{92}Sr). La résolution du système d'équation permet d'établir les quantités $N_1(t)$ et $N_2(t)$, à partir desquelles seront déduites les activités $A_1(t) = \lambda_1 N_1(t)$ et

$A_2(t)$ des noyaux père et fils et par la suite le taux de contamination C :

$$C = \frac{\int_0^{T_c} A_2(t) dt}{\int_0^{T_c} A_1(t) dt} \quad (3.6)$$

où T_c représente la durée d'un cycle de mesure (c'est le temps de mesure entre deux implantations du faisceau d'ions). Ce temps de cycle peut être déterminé de manière effective car tous les événements ont une signature temporelle et en observant l'écart en temps entre les événements, on peut distinguer les moments d'activité source et les périodes où cette activité est extraite du centre du détecteur par la rotation de la bande magnétique. Une illustration des temps de cycle des noyaux $^{92,93}\text{Rb}$ est représentée en figure 3.12 où l'on peut voir des pics à intervalle de temps régulier qui correspondent aux mouvements de la bande d'implantation.

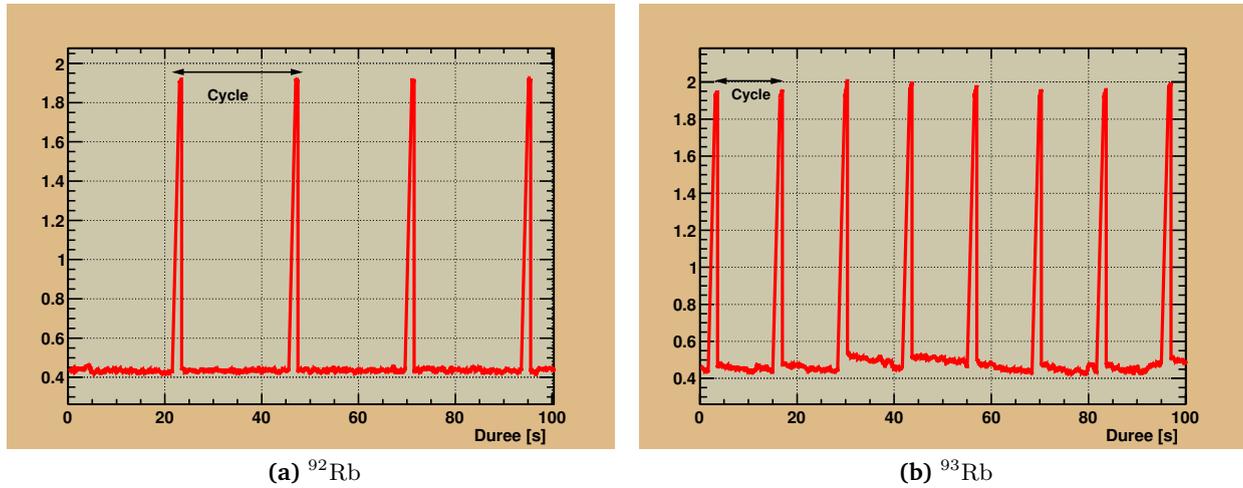


FIGURE 3.12 – Détermination des temps de cycle pour les mesures de $^{92,93}\text{Rb}$, on peut remarquer les “sauts” caractéristiques entre deux implantations du faisceau. Le cycle du ^{93}Rb est plus court parce que le risque de contamination par le fils est plus élevé.

Une contamination de 0.08% a été ainsi déterminée pour les mesures du ^{92}Rb . Sur la figure 3.13, est représenté le spectre du ^{92}Rb , ainsi que les contributions du spectre des empilements et de l'activité du noyaux fils. Le spectre obtenu ainsi sera celui qui va être utilisé pour extraire les alimentations β du ^{92}Rb .

3.3.2 $^{93}\text{Rb} \rightarrow ^{93}\text{Sr} \rightarrow (^{93}\text{Y}, ^{92}\text{Sr})$

Comme dans le cas du ^{92}Rb , nous présentons sur la figure 3.14, les spectres singles TAS et ceux en coïncidence β du ^{93}Rb . Sur cette figure, on observe qu'en (b) les spectres singles TAS du ^{93}Rb nettoyés du bruit de fond présentent de grandes différences de forme avec les spectres en coïncidence β entre 0 et 4 MeV, une région où la forme des spectres devrait être similaire comme nous l'avions discuté dans la section précédente, qu'en (d) les mesures TAS nettoyées du bruit de fond ne sont en plus pas cohérentes les unes par rapport aux autres, mais qu'en revanche les spectres en coïncidence β tracés en (c) sont en très bon accord. Les spectres singles TAS ne sont donc pas équivalents et mettent en évidence les difficultés à soustraire convenablement le bruit de fond des mesures. Pour ces raisons, l'analyse de données se poursuivra uniquement avec les spectres en coïncidence β qui restent conformes les uns par rapport aux autres comme c'est illustré en (c).

Le ^{93}Rb décroît vers le ^{93}Sr avec une période de 5.84 s qui décroît lui même vers le ^{93}Y avec un temps de demi-vie de 7.423 min. Au vu des temps caractéristiques des désintégrations, la contamination du ^{93}Rb par son fils sera plus élevée que celle que nous avons déterminée pour le ^{92}Rb , mais comme

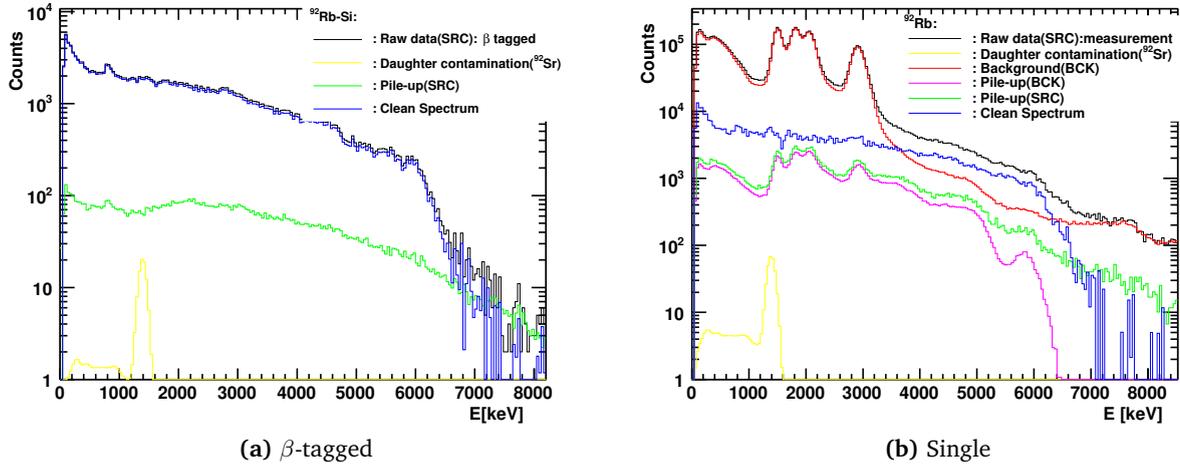


FIGURE 3.13 – Schéma de la soustraction des contaminants dans le spectre en coïncidence β et dans le spectre single du ^{92}Rb

pour ce dernier lors de cette campagne il n'y a pas eu de mesure expérimentale pour le ^{93}Sr et son spectre sera reconstruit à partir de la réponse du détecteur *TAS*. Nous suivrons la même procédure que la section précédente pour normaliser le spectre du ^{93}Sr par rapport au spectre du ^{93}Rb . Avec le temps de cycle illustré sur la figure 3.12 un taux de contamination d'environ 0.75% a été déterminé.

Pendant la désintégration β du ^{93}Rb , il arrive que le noyau fils ^{93}Sr se trouve dans un état excité ayant une énergie supérieure à l'énergie de liaison S_n de ses neutrons (5290 keV). Dans ce cas (1.39% des désintégrations), l'émission de neutrons retardés allant jusqu'à 2175 keV par le ^{93}Sr ($\rightarrow ^{92}\text{Sr}$), entrera en compétition avec sa désexcitation par émission de γ . Le dépôt d'énergie des neutrons dans le détecteur *TAS* ainsi que les rayonnements γ provenant de la désexcitation du ^{92}Sr constituent des sources supplémentaires de contamination pour le spectre *TAS* du ^{93}Rb .

La contribution aux spectres des γ par les neutrons a été estimée à l'aide d'une simulation *Monte Carlo* de la réponse du détecteur *TAS* aux neutrons. À partir de la distribution énergétique des neutrons pour le ^{93}Sr (récupérée sur ENDF/B-VII), une source de neutrons est générée dans GEANT4 pour simuler le parcours des neutrons dans le détecteur et obtenir ainsi le spectre en énergie. Comme l'émission de neutrons est tout de suite suivie par l'émission de gammas provenant de la désexcitation du noyau du ^{92}Sr , il faut utiliser la convolution de la réponse aux neutrons à celle des gammas au lieu de vouloir les prendre en compte séparément comme deux contaminations indépendantes. Seulement le spectre obtenu ainsi reste inutilisable dans notre cas, car nous analysons les spectres en coïncidence β des noyaux, et ce spectre simulé n'est pas contraint par une condition de désintégration β .

Une meilleure approche pour tenir compte de l'émission de neutrons retardés, dans notre analyse, est de bien décrire le processus $\beta \rightarrow n \rightarrow \gamma$. Nous avons défini un générateur d'événement qui va prendre en compte l'émission de l'électron et l'émission du neutron retardé suivie de la désexcitation par rayonnement gamma. À l'image de la distribution énergétique des neutrons, on peut déduire les pourcentages d'alimentation $I_{\beta n}$ des électrons sur un $Q_{\beta n} = Q_{\beta} - S_n$. Les électrons sont alors émis suivant cette distribution, et vont engendrer les neutrons avec la bonne énergie ainsi que la bonne transition γ . L'énergie déposée dans le détecteur *TAS* peut ensuite être collecté en ajoutant la condition énergétique (>105 keV) des électrons dans le détecteur silicium, comme pour les spectres des noyaux mesurés expérimentalement. Le spectre ainsi obtenu pourra être normalisé, en remarquant que son intégral $N_{\beta n \gamma}$ doit vérifier la relation :

$$N_{\beta n \gamma} = P_n \times N_d \times \varepsilon_{\beta n \gamma} \quad (3.7)$$

où P_n représente la probabilité d'émission de neutrons par le ^{93}Sr (1.39%) suite à la désintégration β du

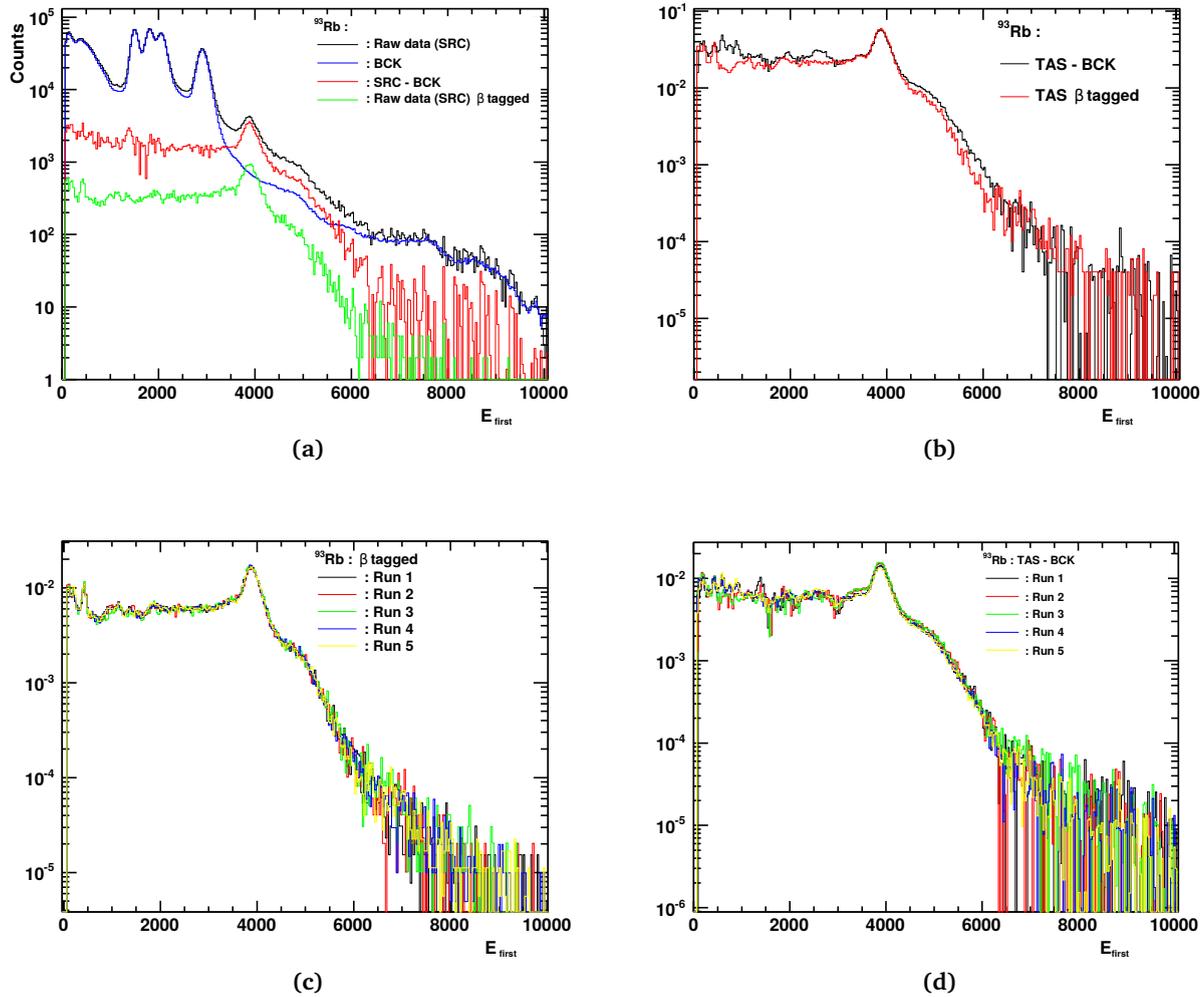


FIGURE 3.14 – En (a), est montré le spectre brut du ^{93}Rb , ce même spectre sans le bruit de fond ainsi que le spectre en coïncidence β . En (b), le spectre sans bruit de fond est comparé au spectre en coïncidence β . En (c) et (d) sont superposés respectivement les spectres sans bruit de fond et les spectres en coïncidence β des différentes mesures.

^{93}Rb , N_d le nombre total de désintégrations β qui a produit le spectre TAS du ^{93}Rb et $\varepsilon_{\beta n \gamma}$ l'efficacité de détection moyenne du processus $\beta \rightarrow n \rightarrow \gamma$. Cette dernière est déterminée en comparant le nombre d'événements sources lancés dans GEANT4 et ceux qui ont effectivement interagi en déposant une énergie dans le détecteur TAS. S'agissant de la quantité N_d , le nombre total de désintégrations β , c'est un peu plus complexe à déterminer. D'une part le spectre dont nous disposons et sur lequel on peut se baser pour l'estimer, contient déjà des contributions provenant des différentes contaminations dont celles dues aux neutrons, et d'autre part cela signifie qu'il faut déjà avoir résolu le problème et déterminé l'ensemble des alimentations β . Un compromis serait d'enlever d'abord toutes les contaminations sauf celles dues aux neutrons retardés et de faire une première estimation des alimentations sans émission de neutrons $N_d^{\beta\gamma}$. N_d s'en déduit naturellement en remarquant que :

$$N_d = N_d^{\beta\gamma} + N_d^{\beta n \gamma} = N_d^{\beta\gamma} + P_n \times N_d = 1/(1 - P_n)N_d^{\beta\gamma} \quad (3.8)$$

où $N_d^{\beta n \gamma}$ représente les désintégrations bêta suivies de neutrons retardés.

Sur la figure 3.15, est montré le nettoyage des données TAS en coïncidence β des différents contaminants, notamment l'activité du fils par désintégration β ou par l'émission de neutrons retardés et les empilements.

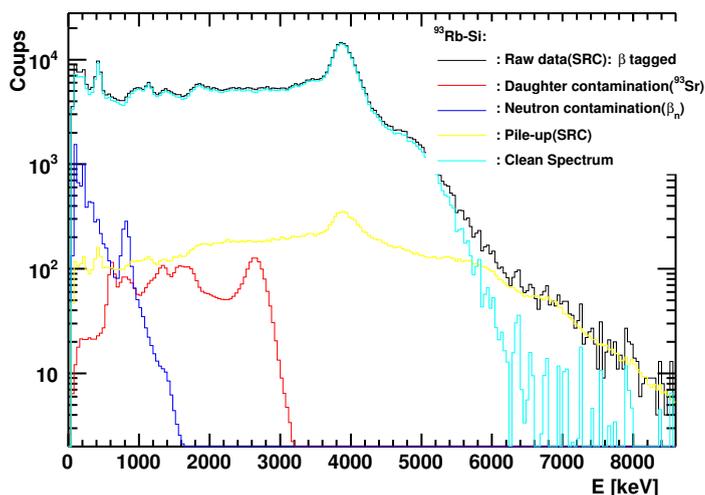


FIGURE 3.15 – Schéma de la soustraction des contaminants dans le spectre en coïncidence β du ^{93}Rb

Nous venons de caractériser le détecteur *TAS* en énergie et en résolution et nous disposons maintenant des spectres en énergie, des noyaux $^{92,93}\text{Rb}$, nettoyés de toute contamination, c'est-à-dire que nous avons les composantes d de la relation du problème inverse $d = Rf$, il nous reste donc à déterminer la matrice réponse R du détecteur *TAS*.

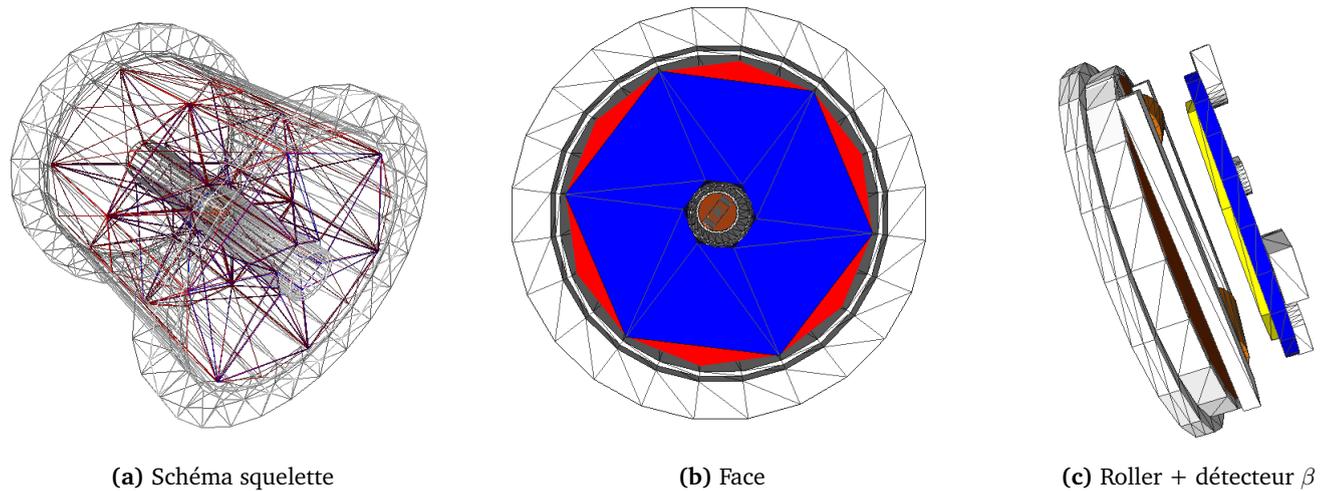
3.4 La matrice réponse : R

La matrice réponse du détecteur est déterminée comme produit de convolution de la réponse du détecteur aux émissions des particules β et des γ (voir la section 2.4). Nous allons montrer comment ces réponses sont calculées.

3.4.1 La réponse du détecteur

Il n'est, en pratique, pas possible de déterminer expérimentalement la réponse d'un détecteur à tout type de rayonnement et à toutes les énergies possibles. En général, on se sert de modélisation et de calcul *Monte Carlo* pour arriver à cette fin. Dans ce cadre une description géométrique du détecteur la plus fidèle possible à la situation expérimentale est requise. Cette description a été réalisée en utilisant le code GEANT4 (GEometry ANd Tracking) [154]. Il s'agit d'un ensemble d'outils logiciels qui permet de simuler le passage des particules à travers la matière par la méthode *Monte Carlo*. Son domaine d'application touche aussi bien la physique de haute-énergie, la physique nucléaire, les accélérateurs que la physique médicale ou les sciences de l'espace. GEANT4 met à la disposition des utilisateurs des classes d'objets qui facilitent la modélisation géométrique de l'environnement, le suivi des interactions dans cet environnement ainsi que la collecte des dépôts d'énergie. Des images de la modélisation géométrique du détecteur *TAS* utilisé lors de notre expérience, sont montrées à la figure 3.16, plus de détails sur cette modélisation sont fournis dans [151].

Compte tenu des propriétés physiques (énergie des émissions γ et β) des noyaux qui ont été mesurés, la réponse du détecteur *TAS* doit être connue sur une gamme d'énergie de 0–10 MeV pour le rayonnement γ et les émissions de particules β .



(a) Schéma squelette

(b) Face

(c) Roller + détecteur β

FIGURE 3.16 – Quelques vues schématiques de la modélisation géométrique du détecteur TAS, réalisée avec GEANT4. Dans la vue de face (b), nous avons en bleu les cristaux BaF_2 qui sont entourés par du “teflon” en rouge et on peut apercevoir au centre la position de la bande magnétique sur les rollers. En (c) est indiqué le positionnement du détecteur β (en jaune) juste en face de la bande magnétique.

3.4.1.1 Réponse aux émissions gammas et bêtas

Afin de connaître la réponse du détecteur aux émissions γ , la détection dans le détecteur TAS de γ avec des énergies allant de 0 à 10 MeV sur un pas de 40 keV a été simulée afin de collecter les énergies déposées. La même procédure est appliquée pour caractériser le dépôt d'énergie des électrons dans le détecteur TAS. A partir de cette simulation, une première information que l'on peut recueillir est l'efficacité du détecteur en fonction de l'énergie de ces différentes émissions. L'efficacité aux émissions gammas ainsi qu'aux électrons est tracée sur la figure 3.17 où l'on peut noter une efficacité de $\sim 80\%$ pour des gammas d'énergie supérieure ou égale à 4 MeV.

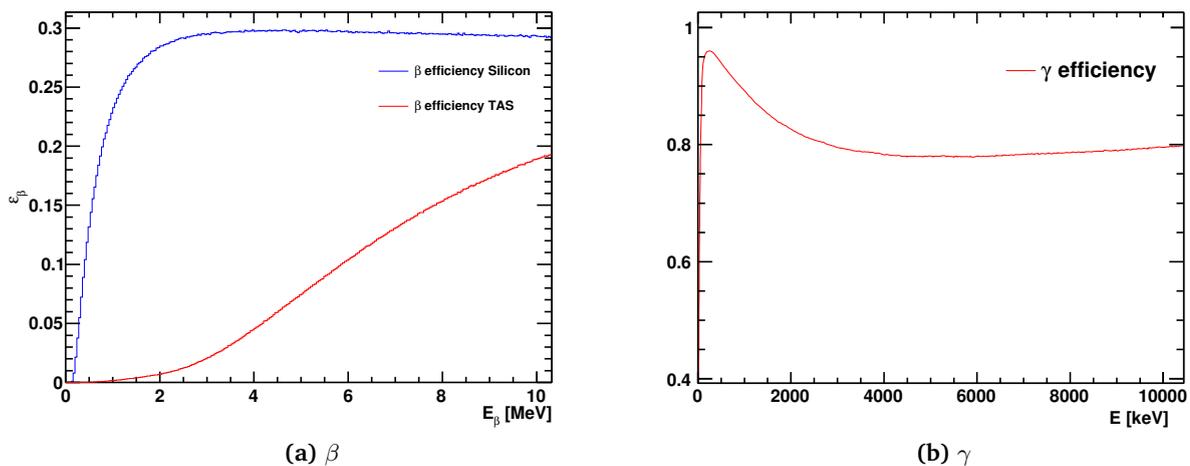
(a) β (b) γ

FIGURE 3.17 – Efficacité du détecteur TAS aux électrons et aux gammas. Pour l'efficacité de détection des électrons, celle du détecteur silicium est également tracée (bleu). On peut remarquer la bonne efficacité du détecteur aux émissions gammas.

À la suite de ces simulations peuvent être obtenus les spectres en énergie pour les différentes émissions. Des spectres en énergie obtenus pour des émissions γ et β allant de 1 à 9 MeV sont tracés sur

la figure 3.18. Les spectres obtenus à partir de la simulation présentent des énergies précises, ils doivent ensuite être élargis en utilisant la résolution expérimentale du détecteur. Pour cela, on réalise le produit de convolution entre les spectres en énergie et une fonction gaussienne de largeur σ , $\sigma(E)$ respectant la relation d'étalonnage en résolution du détecteur TAS, établie précédemment. À travers ces spectres,

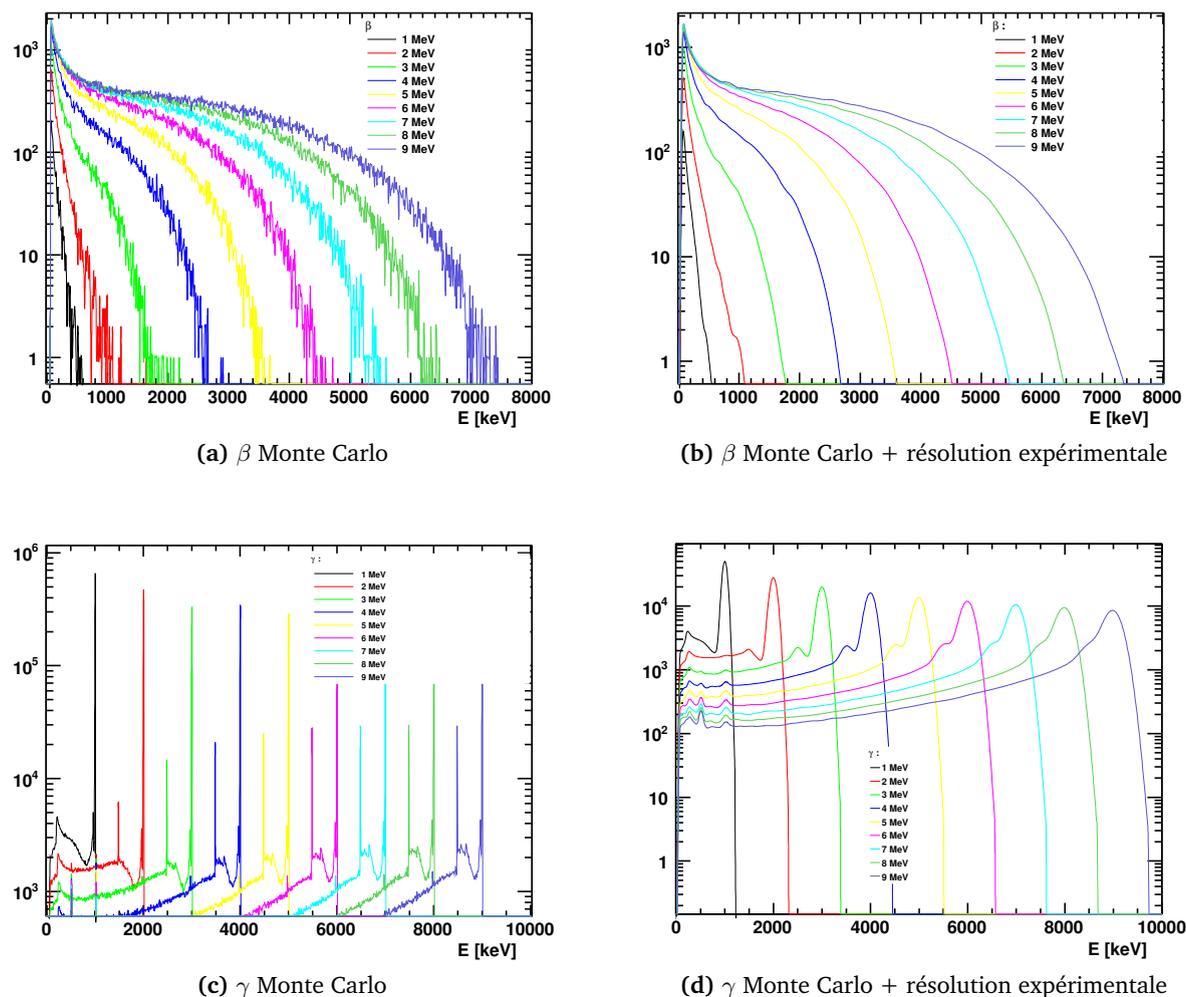


FIGURE 3.18 – Les spectres en énergies simulés des électrons et des gamma dans le détecteur TAS, avec à droite ces mêmes spectres élargis avec la résolution expérimentale du détecteur.

on peut voir la distribution du dépôt d'énergie dans les différents canaux en énergie. L'ensemble de ces distributions qui expriment, en fait, une contribution dans chaque canal en énergie, peut être cumulé et normalisé. On détermine ainsi, la réponse du détecteur aux émissions gammas et bêtas dans la plage d'énergie de 0 à 10 MeV. Un exemple illustratif dans le cas des émissions bêtas est montré sur la figure 3.19 où est représentée la détection d'un électron d'énergie E_j dans les canaux d'énergie E_i .

3.4.1.2 Validation de la réponse

Afin de valider la réponse du détecteur, il faut comparer des mesures expérimentales avec leurs spectres simulés. Il faut donc partir d'un noyau où l'on connaît très bien les propriétés de désintégration β ainsi que les intensités des gammas émis. Il faut donc partir d'une source d'étalonnage. La désintégration β de toutes les sources d'étalonnage a été simulée avec GEANT4, et les spectres en énergie obtenus ont été comparés avec les mesures expérimentales. Sur l'exemple que nous présentons sur la figure 3.20,

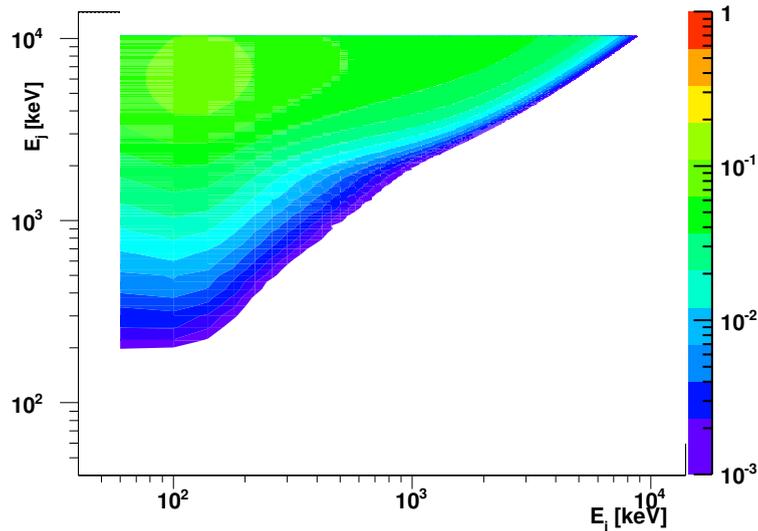


FIGURE 3.19 – La réponse e_{ij} du détecteur TAS aux électrons, représentant la contribution des énergies E_j réelles dans les canaux d'énergies E_i observées. Par exemple des électrons d'énergie inférieure à 200 keV ne pourront pas déposer d'énergie dans le détecteur TAS.

on peut voir qu'il y a un bon accord entre le spectre simulé et la mesure expérimentale. Ce qui valide la description *Monte Carlo* du détecteur et indique par ailleurs que la résolution expérimentale du détecteur, caractérisée en section 3.2.2, est correcte.

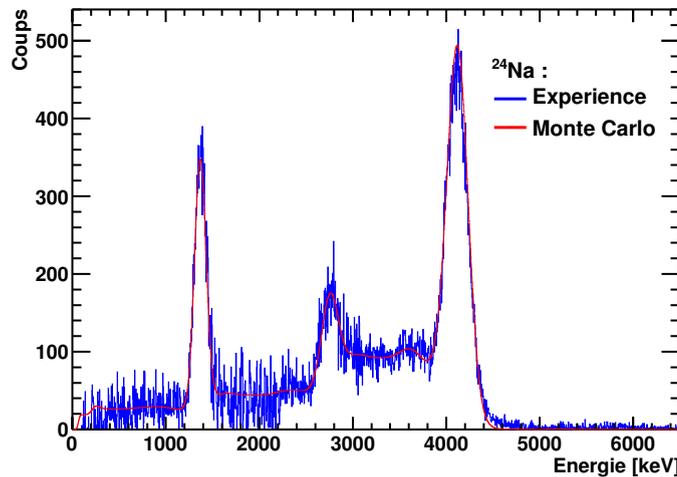


FIGURE 3.20 – Comparaison du spectre TAS mesuré et simulé pour le ^{24}Na

À cette étape, la technique d'analyse *TAS* peut déjà être éprouvée pour des cas simples. En effet, maintenant que la réponse du détecteur aux différentes émissions β et γ est connue, on peut facilement calculer la matrice réponse R (convolution entre les rapports d'embranchement et la réponse du détecteur, voir section 2.4) d'une source d'étalonnage puisque l'on connaît précisément toutes ces propriétés de décroissance. À ce niveau toutes les inconnues du problème, à savoir, les alimentations β que nous notons f , les rapports d'embranchement entre les niveaux ainsi que les intensités des γ émis, sont connues. Il est alors pratique de comparer les données mesurées avec la quantité $d = R.f$ qui représente les données reconstruites à partir de la matrice réponse et les alimentations β . Nous continuons donc, avec l'exemple du ^{24}Na présenté déjà sur la figure 3.20 ; nous avons calculé

sa matrice réponse et sur la figure 3.21 nous présentons une comparaison entre son spectre TAS reconstruit et le spectre mesuré. L'accord entre les deux spectres n'est pas aussi parfait que dans le cas où le spectre est complètement simulé mais il y a globalement un bon accord entre les deux spectres.

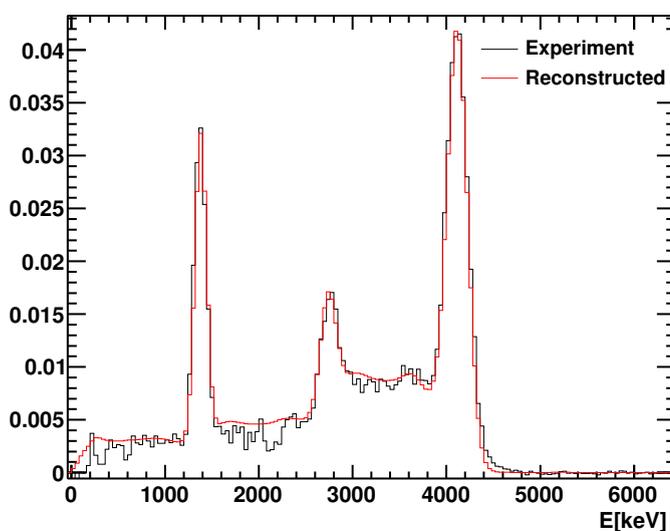


FIGURE 3.21 – Comparaison entre le spectre TAS mesuré du ^{24}Na et celui reconstruit à partir de la matrice réponse et les alimentations β .

La réponse du détecteur TAS est donc bien déterminée et vérifiée. Pour chaque noyau mesuré, il nous reste à produire sa matrice réponse afin de procéder à la résolution du problème *inverse* et déterminer les pourcentages d'alimentation β . Cette matrice se calcule avec les réponses du détecteur TAS au gammas et au bêtas, en utilisant des rapports d'embranchement entre les différents états accessibles du noyau fils (plus de détails sur ce calcul est donné à la section 2.4.2).

3.4.2 Les rapports d'embranchement

Pour les mesures qui nous intéressent, et qui concernent des noyaux loin de la vallée de stabilité, les propriétés de décroissance électromagnétique du noyaux fils ainsi que les alimentations β vers ce noyaux fils, dont la connaissance constitue l'objectif même de cette thèse, restent mal connues (voir la sections 1.6). On rappelle que la méthode classique, utilisant les détecteurs possédant une haute résolution, détermine les alimentations β de manière indirecte à partir de l'intensité des transitions γ individuelles ; la procédure est décrite dans le premier chapitre à la section 1.2. La méthode TAS, quant à elle, même si elle se base sur l'énergie des gammas émis, a l'avantage d'être directement sensible aux niveaux alimentés. Cependant pour déterminer les alimentations β , il faut avoir préalablement décrit le schéma de décroissance qui est aussi une inconnue du problème puisque les informations précises sur les transitions γ sont limitées aux faibles énergies d'excitation du noyau. Comme nous l'avons déjà introduit au chapitre 2 et à la section 2.4.3, la description du schéma de décroissance sera basée sur le modèle *statistique* du noyau, on aura donc besoin des densités de niveaux et de la distribution de force électromagnétique. Toutefois, il n'est pas nécessaire de baser cette description sur le modèle *statistique* sur toute la fenêtre d'énergie Q_β . On peut la scinder en une zone connue (énergies précises) alimentée exclusivement par des quantités expérimentales et une zone inconnue (continuum avec des canaux en énergie de 40 keV de largeur) qui sera décrite à l'aide d'une modélisation *statistique* du noyau.

La zone connue est la région de basse-énergie où l'on peut se fier aux mesures de haute résolution pour les énergies des niveaux ainsi que les intensités des transitions électromagnétiques et où la description des transitions peut, en général, être établie de manière précise. Une règle simple pour

mettre une frontière entre cette zone et le continuum serait de définir l'énergie maximale de la zone connue comme l'énergie maximale de complétude (énergie à laquelle, tous les niveaux excités d'un noyau sont considérés connus) du schéma de niveaux. Elle dépendra donc de chaque noyau. Elle est par exemple de 2850 keV pour ^{92}Sr [112, 113] et de 2185 keV pour le ^{93}Sr [113], cependant le manque d'information (la valeur du spin par exemple) sur certains niveaux obligera, parfois, à définir une limite un peu plus basse. Sur les tableaux 3.2 et 3.3 sont présentés les coupures énergétiques, que nous avons adoptées respectivement pour le ^{92}Rb et pour le ^{93}Rb , ainsi que les propriétés connues sur les niveaux : les intensités β ; la parité et le spin des niveaux ; l'énergie des γ , leur intensité ainsi que leur multiplicité ; et les coefficients de conversion interne α .

I_β	E_{level}	J	π	E_γ	Mult	I_γ	α
95.20	0.000	0.000	1.000	0.000		0.000	0.00000
1.000	814.980	2.000	1.000	814.980	E2	100.000	0.00095
0.430	1384.790	2.000	1.000	569.800	(M1 + E2)	100.000	0.00196
	1384.790	2.000	1.000	1384.600	E2	65.000	0.00033
	1673.300	(4).000	1.000	858.400	E2	100.000	0.00000
0.110	1778.330	2.000	(1).000	393.500	(M1)	83.000	0.00463
	1778.330	2.000	(1).000	963.500	(E2 + M1)	100.000	0.00062
	1778.330	2.000	(1).000	1778.300		24.000	0.00000

TABLE 3.2 – Schéma de niveaux utilisé pour la partie connue du ^{92}Sr et les propriétés sur les premiers états excités du noyau, la coupure en énergie est établie à 1778.330 keV. Les quantités entre parenthèse sont des indications. [110]

I_β	J^π	E_{level}	E_γ	Mult	I_γ	α
35	5/2+	000.000	000.000		000.000	0.000
≤ 1.5	9/2+	213.431	213.429	E2	100.000	0.064
≤ 6.3	(5/2+,7/2,9/2+)	432.604	219.160	M1,E2	15.800	0.039
		432.604	432.610	M1,E2	100.000	0.005
0.6	9/2+	986.120	986.050		100.000	0.000
≤ 1.8	(5/2+,7/2,9/2+)	1142.550	709.950		100.000	0.000
		1142.550	929.040		7.900	0.000
		1142.550	1142.580		5.900	0.000
≤ 1.2	(5/2+,7/2,9/2+)	1148.200	934.700		20.900	0.000
		1148.200	1148.180		100.000	0.000
0.52	7/2+	1238.240	1238.300		100.000	0.000
< 3.2	-	1385.310	1385.210		100.000	0.000
< 0.5	-	1529.320	1096.710		100.000	0.000
≤ 1	(5/2+,7/2,9/2+)	1562.960	1349.670		14.000	0.000
		1562.960	1562.910		100.000	0.000
≤ 0.63	11/2-	1779.790	793.650		100.000	0.000
		1779.790	1566.200		5.500	0.000
≤ 1.5	(5/2+,7/2,9/2+)	1808.440	822.410		6.000	0.000
		1808.440	1808.500		100.000	0.000

TABLE 3.3 – Schéma de niveaux utilisé pour la partie connue du ^{93}Sr et les propriétés sur les premiers états excités du noyau, la coupure en énergie est établie à 1808.440 keV. Les quantités entre parenthèse sont des indications. [110]

T [MeV]	E_0 [MeV]	E_x [MeV]	a [1/MeV]	Δ [MeV]	a_e [1/MeV]	Δ_e [MeV]
0.709	0.770	5.408	9.939	0.881	11.086	0.578

(a) ^{92}Rb

T [MeV]	E_0 [MeV]	E_x [MeV]	a [1/MeV]	Δ [MeV]	a_e [1/MeV]	Δ_e [MeV]
0.6034	0.9943	5.974	11.7835	0.9999	11.364	0.2003

(b) ^{93}Rb

TABLE 3.4 – Les paramètres de densités de niveaux obtenus après les ajustements illustrés sur la figure 3.22 avec les mêmes codes couleurs que les courbes : Gilbert-Cameron (entre les barres violettes), Constant-Temperature (en vert), Back-Shifted-Fermi-Gas (en rouge) et Back-Shifted-Fermi-Gas avec les paramétrisation de Egidy (en jaune).

Les densités de niveaux des $^{92,93}\text{Sr}$

Pour obtenir les densités de niveaux, sur toute la fenêtre du Q_β des $^{92,93}\text{Rb}$, nous devons utiliser des modèles que nous allons ajuster à partir des données expérimentales existantes. En cohérence avec notre stratégie de coupure, la densité des niveaux est expérimentalement inconnue dans le continuum. Pour avoir les données de densité de niveaux dans cette région, nous allons nous baser sur des calculs théoriques de Demetriou et Goriely [113, 159, 160] utilisant le formalisme *HF-BCS* qui fournissent les densités de niveaux cumulative $\int^E \rho(u) du$ (voir équation (2.23)) (sans la dépendance avec le spin des niveaux). Nous prenons donc les points d'intérêt pour les densités de niveaux parmi les données expérimentales et les valeurs extraites de ces calculs que nous récupérons sur la base RIPL[113]. La valeur des densités est, par la suite, ajustée sur les point d'intérêt choisis en utilisant les formules semi-empiriques des modèles *Back-Shifted Fermi Gas*, *Constant Temperature* et *Gilbert Cameron* que nous avons présentées au chapitre précédent à la section 2.4.3.1 et on y ajoute la dépendance en spin $\rho(J, \pi)$. Sur le tableau 3.4, nous présentons les valeurs obtenues pour les différents paramètres d'ajustement utilisant ces modèles dans le cadre de l'analyse des mesures des $^{92,93}\text{Rb}$. Sur la figure 3.22, est représentée la comparaison des courbes de densités de niveaux obtenues avec ces différents ajustements et leur comparaison avec les données expérimentales. On peut voir que le modèle *Gilbert-Cameron* (violet) est celui qui décrit le mieux les densités de niveaux expérimentales pour le ^{92}Rb tandis que dans le cas du ^{93}Rb les paramétrisations de Egidy et *al.* (jaune) fournissent les valeurs de densité de niveaux qui sont les plus en accord avec les valeurs expérimentales dans la région de basse énergie : ce sont ces modèles que nous allons utiliser respectivement pour l'analyse du ^{92}Rb et du ^{93}Rb .

La description des transitions

La densité des niveaux étant établie pour nos noyaux, il nous faut décrire comment ces niveaux sont alimentés par les transitions électromagnétiques lorsqu'une désintégration β intervient. Dans la région connue de basse énergie, les données expérimentales seront utilisées. En ce qui concerne la désintégration β dans le continuum, seules les transitions permises sont autorisées, c'est-à-dire que la cascade de désexcitation électromagnétique partira toujours des niveaux satisfaisant une différence de spin $\Delta J = \pm 1$ avec le niveau fondamental du noyau père ($^{92,93}\text{Rb}$). Cette description permet de rester cohérent avec la simulation des électrons dans GEANT4, qui a permis de caractériser la réponse du détecteur aux électrons, et qui utilise une distribution de *Fermi* pour l'énergie des électrons, donc les formes interdites des spectres ne sont pas prises en compte.

Une fois qu'un état est atteint par désintégration β , la désexcitation γ du noyau de cet état vers son état fondamental est décrite en utilisant sa distribution de force électromagnétique. Comme explicité à la section 2.4.3.2, nous nous limiterons aux transitions de type E_1 , M_1 et E_2 et une forme Lorentzienne sera utilisée pour caractériser la force électromagnétique. Les paramètres de résonance (l'énergie E_0 , la largeur Γ_0 et la valeur de la section efficace σ_0) sont collectés, pour chaque noyau, suivant

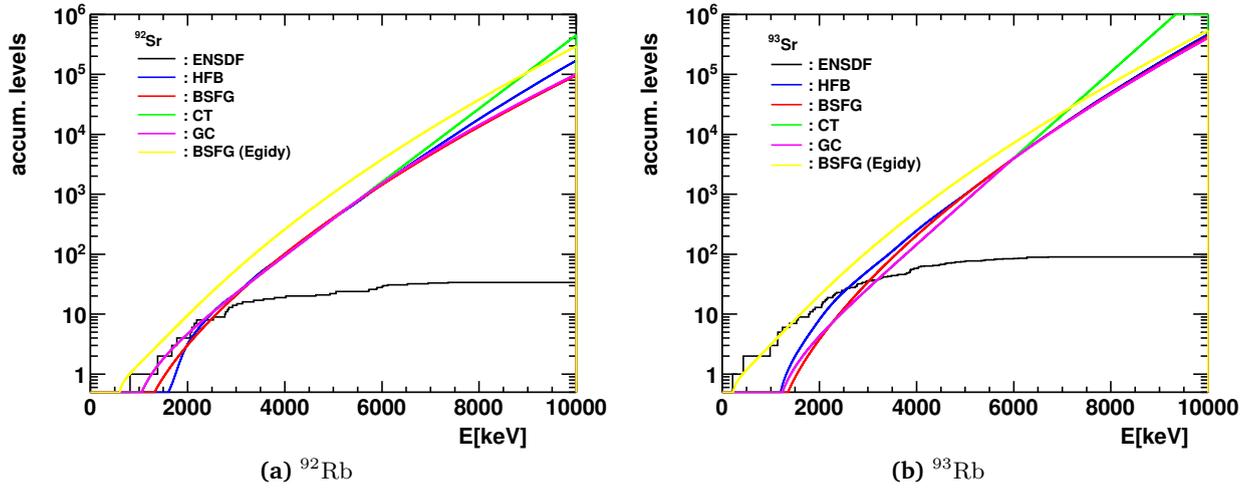


FIGURE 3.22 – Tracé des courbes de densités de niveaux selon le modèle utilisé et les paramètres indiqués dans le tableau 3.4 ainsi que leurs comparaisons avec les valeurs expérimentales récupérées de ENSDF (noir).

les recommandations RIPL[163]. Une compilation de valeurs expérimentales pour les paramètres de résonances géantes est obtenue en ajustant les sections efficaces totales des photoneutrons avec une Lorentzienne. Dans les cas où il n'y a pas de données expérimentales, les paramètres de résonance sont déduits par interpolation à partir des mesures existantes. Les valeurs de ces paramètres pour les noyaux $^{92,93}\text{Rb}$ sont indiquées sur le tableau 3.5.

^{92}Rb	E_0 [MeV]	Γ_0 [MeV]	σ_0 [mb]	^{93}Rb	E_0 [MeV]	Γ_0 [MeV]	σ_0 [mb]
E_1	15.049 067 5	4.613 352 3	221.624 374	E_1	14.545 313 8	4.322 892 67	238.305 176
	17.506 162 6	6.158 401 97	166.022 171		E_1	17.792 636 9	6.352 319 72
M_1	9.095 832 82	4.0	2.616 084 58	M_1	9.063 146 59	4.0	2.575 107 81
E_2	13.976 524 4	5.006 000 04	1.875 100 85	E_2	13.926 299 1	4.993 999 96	1.859 415 89

TABLE 3.5 – Les paramètres de résonance géante obtenues pour les noyaux $^{92,93}\text{Rb}$.

Les valeurs des densités de niveaux obtenues, à partir de l'ajustement qui décrit le mieux les densités des niveaux expérimentaux, et avec la description du schéma de décroissance pour chaque noyau, nous pouvons calculer et normaliser l'ensemble des alimentations électromagnétiques sur les différents niveaux du noyau fils. Une illustration des rapports d'embranchement pour la désintégration β des $^{92,93}\text{Rb}$ est présentée sur la figure 3.23, montrant les taux de transitions b_{ji} d'un niveau d'énergie E_j du fils vers un niveau d'énergie E_i du fils.

La matrice de réponse pour les noyaux $^{92,93}\text{Rb}$ peut ensuite être construite, en faisant la convolution des différentes réponses du détecteur pondérées par les rapports d'embranchement comme c'est explicité à la section 2.4.2 à travers les équations 2.18 et 2.20. Avec cette matrice de réponse, il nous reste maintenant à résoudre le problème *inverse* afin d'extraire les alimentations β des mesures expérimentales. Ce sera l'objet des prochaines sections.

3.5 Résolution du problème inverse : les alimentations bêta des $^{92,93}\text{Rb}$

La résolution du problème inverse 2.17, est réalisée en utilisant la méthode *Expectation Maximisation* qui est une méthode de minimisation par vraisemblance basée sur le théorème de Bayes et que nous avons présentée à la section 2.5. Pour chaque noyau, les alimentations bêtas f_j sont déterminées à partir des données expérimentales en utilisant la relation établie dans l'équation 2.33 où la matrice R_{ij}

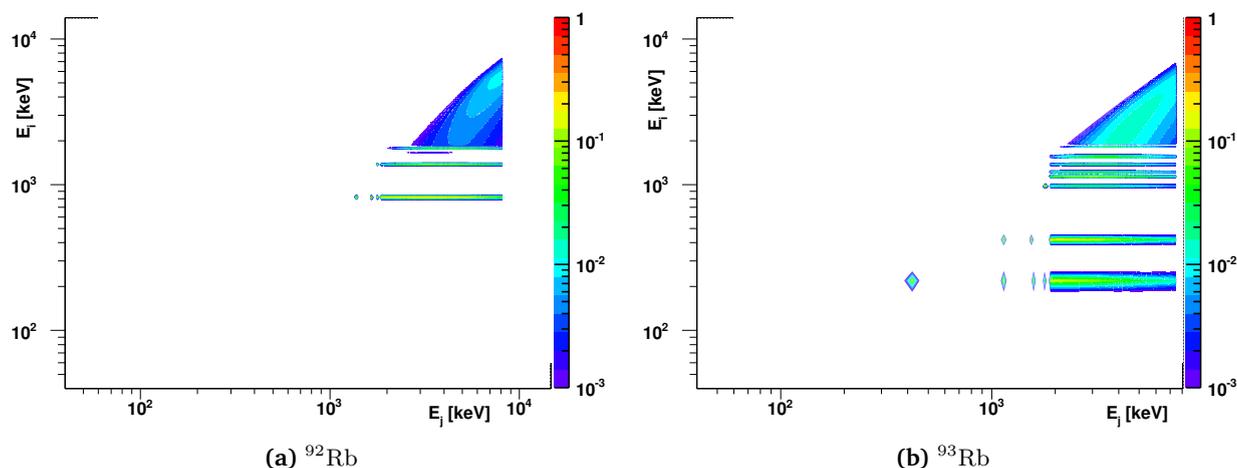


FIGURE 3.23 – Schéma montrant les rapports d'embranchement b_{ij} entre les niveaux d'énergie E_j et les niveaux d'énergie E_i . On peut observer la transition entre les niveaux discrets et le continuum.

est calculée en suivant les étapes qui ont été décrites dans la section précédente.

3.5.1 Les alimentations bêta du ^{92}Rb

Nous rappelons que pour le ^{92}Rb , les niveaux que nous considérons “connus” sont limités à une énergie d'excitation de 1778.33 keV, le schéma de niveau adopté est constitué de ces niveaux, au nombre de 4 comme indiqué dans le tableau 3.3, ainsi que des niveaux du continuum avec un espacement de 40 keV jusqu'à $Q_\beta = 8095$ keV. Ce qui nous donne un ensemble de 160 niveaux. Il faut noter que parmi ces niveaux, celui à 1673.3 keV jouit d'un traitement particulier : aucune alimentation bêta vers ce niveau n'a été observée par les mesures haute-résolution basées sur la chaîne de décroissance $^{92}\text{Kr} \rightarrow ^{92}\text{Rb} \rightarrow ^{92}\text{Sr}$; il s'agit d'un état excité du ^{92}Sr qui a été observé dans les réactions de fusion-évaporation sur le ^{208}Pb [168], ^{159}Tb [169] et dans la fission spontanée du ^{248}Cm [170]. Nous nous conformons aux mesures haute-résolution et interdisons toute alimentation bêta vers ce niveau.

Dans l'analyse que nous nommerons “par défaut” dans la suite, nous considérons un échantillon de départ où tous les $f_j^{(0)}$ sont équivalents, c'est-à-dire que la désintégration bêta du ^{92}Rb vers n'importe lequel des niveaux du ^{92}Sr (sauf le niveau à 1673.3 keV où f_j est maintenue nulle) se fait avec la même probabilité. Les spectres quant à eux sont nettoyés des contaminants (empilements, activité du fils, etc) en utilisant les paramètres de normalisation que nous avons estimés dans les sections précédentes, tandis les rapports d'embranchement sont obtenus en utilisant la formulation de densité de niveaux qui était la plus en accord avec les valeurs expérimentales de densité dans l'intervalle d'énergie de la zone connue. C'est avec ces conditions que l'algorithme de résolution est exécuté initialement.

Dans le cas du ^{92}Rb , nous avons la possibilité de traiter les données *TAS single* et les données *TAS en coïncidence β* . La résolution du problème *inverse* a été opérée pour toutes les deux. Le résultat de cette analyse nous fournit les alimentations bêta et le spectre reconstruit à partir de ces alimentations (voir section 2.5). Ce dernier, en le comparant au spectre mesuré nous donne une indication sur la fiabilité des alimentations bêta obtenues et qui seront utilisées pour le calcul de la force S_β plus tard.

Sur la figure 3.24 sont comparés les spectres *TAS en coïncidence β* ainsi que les spectres *single* du ^{92}Rb avec le spectre reconstruit à partir des alimentations bêta obtenues suite à la résolution du problème *inverse* ; une courbe d'écart relatif entre les deux spectres est également indiquée. Comme on peut le voir pour les deux cas d'analyse, *single* et spectre signé β , il y a un bon accord entre les spectres reconstruits et les spectres mesurés dans l'ensemble, excepté en fin de spectre où la statistique fait défaut (environ une dizaine de coups par canal). Dans cette région (à partir de 5 MeV) la reconstruction

des données *single* est un peu meilleure que celle des spectres signés β . Ce qui s'explique par le fait que la statistique est meilleure pour les singles et que l'efficacité du détecteur silicium commence à décroître pour une énergie de endpoint inférieure à 3 MeV, comme on peut le vérifier sur la courbe d'efficacité tracée sur la figure 3.17.

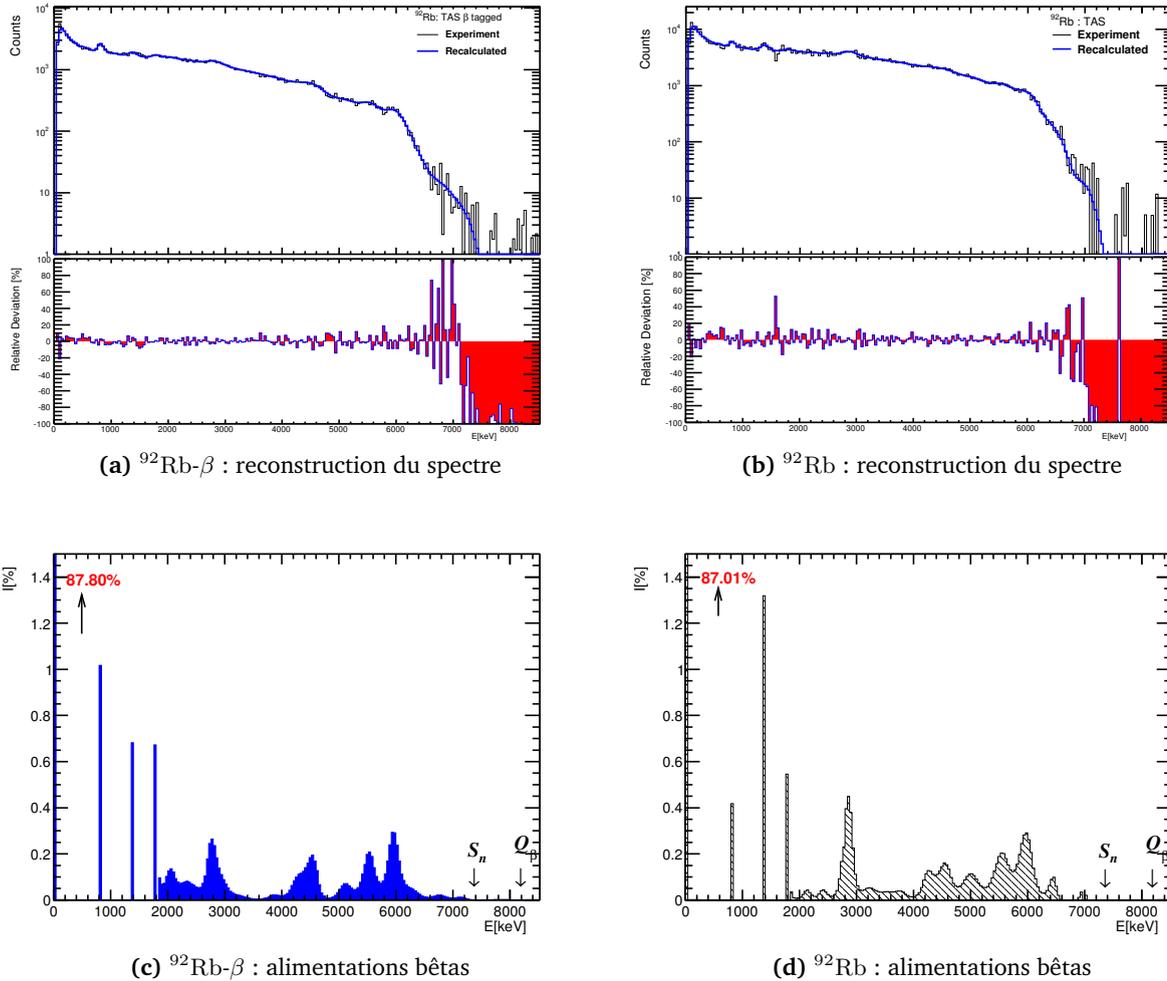


FIGURE 3.24 – La résolution du problème inverse pour les mesures du ^{92}Rb , les pourcentages d'alimentations bêtas obtenus pour les données signées β et les données *single* sont présentés respectivement sur les figures (c) et (d) tandis que les données recalculée (en bleu) à partir de ces alimentations sont tracées sur les figures (a) et (b) où elles sont comparée aux données expérimentales (en noir).

De l'analyse *single* et des spectres en coïncidence β , nous avons extrait les alimentations bêta indiquées sur la figure 3.24. Ces deux résultats sont compatibles en ce qui concerne la valeur obtenue de l'alimentation bêta vers l'état fondamental ; il s'agit d'un résultat très important lorsqu'on considère que les spectres *single* ne sont pas aussi contraints que les spectres en coïncidence β . Cela justifie d'une bonne prise en compte du dépôt d'énergie des électrons dans le détecteur TAS. Cependant entre 0–3 MeV, la distribution des alimentations obtenues pour les *single* et les spectres en coïncidence β présentent une différence en forme. La raison à cela peut être liée à la soustraction du bruit de fond dans le cas des *singles*, il faut se rappeler que pendant la mesure des ^{92}Rb , les taux de comptage étaient très proches de ceux d'une mesure de bruit de fond seul (voir le tableau 2.3). Afin de quantifier cela, nous nous sommes intéressés au rapport entre le spectre brut du TAS du noyau et celui du bruit de fond que nous présentons sur la figure 3.25. Il s'agit du rapport bin par bin entre le nombre de coups enregistrés lors de la mesure du ^{92}Rb et celui du bruit de fond. On peut remarquer qu'entre 0–3 MeV,

région particulièrement alimentée par les pics α des BaF_2 (voir figure 3.8), la proportion du bruit de fond dans le spectre brut du noyau est très souvent supérieur à 90%, en témoigne la moins bonne reconstruction des données dans cette région (visible sur le tracé du résidu entre la mesure et le spectre reconstruit) pour les *single* par comparaison au spectre reconstruit pour les données en coïncidence β que nous avons présenté sur la figure 3.24. Dans les régions où le rapport signal sur bruit est plus important, la forme des distributions d'alimentations bêta des *single* est cohérente avec celle des distributions d'alimentation bêta de l'analyse des spectres en coïncidence β , ce qui consolide la forme de la distribution des alimentations bêta dans cette région pour les deux analyses.

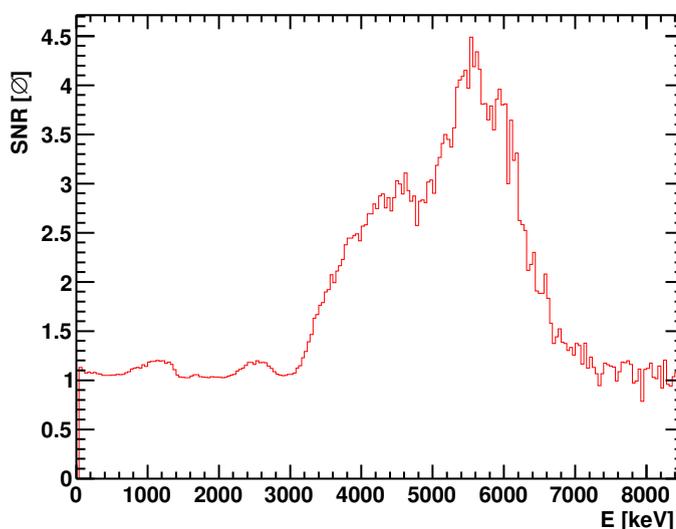


FIGURE 3.25 – Rapport entre le spectre brut du ^{92}Rb et celui du bruit de fond. On peut voir que les données propres à la mesure de la désintégration du ^{92}Rb sont autour de 10% des mesures de bruit dans la région 0–3 MeV ou le rapport signal sur bruit est très proche de l'unité. On s'attend à ce que la soustraction du bruit dans cette région soit un peu plus difficile à réaliser.

Entre les deux alimentations bêta obtenues pour les *singles* et pour les spectres en coïncidence β , nous avons choisi de conserver uniquement la dernière et c'est avec ces données que vont se dérouler les prochaines étapes de l'analyse pour le ^{92}Rb . Les raisons de ce choix s'appuient sur les points déjà cités dans le paragraphe précédent et réside dans le fait que pour l'analyse des spectres signé β , la condition de coïncidence entre le dépôt d'énergie dans le détecteur silicium par un électron de la désintégration et la collecte de l'énergie déposée dans le TAS représente un argument fort. Le seul point à débat semble être l'efficacité du silicium sur le résultat final pour des énergies de endpoint inférieures à 3 MeV, mais dans ce secteur nous venons de vérifier que les analyses *single* et celles basées sur les spectres en coïncidence β sont compatibles. Malgré les efforts qui ont été faits pour bien nettoyer les spectres *singles*, les réserves que l'on peut émettre sur ces spectres par rapport aux spectres en coïncidence β sont le nombre de contaminants à gérer et leur normalisation, chacune introduisant sa part d'incertitude sur le résultat final.

Les alimentations bêta obtenues à partir de cette analyse initiale, constituent un premier résultat préliminaire que nous allons essayer d'affiner en essayant de contraindre un peu plus les conditions initiales d'exécution de l'algorithme destiné à la résolution du problème inverse. Nous nous sommes intéressés aux transitions interdites et à la valeur de l'alimentation bêta vers l'état fondamental du noyau fils et nous avons effectué plusieurs tests pour vérifier nos résultats.

3.5.1.1 Ajustement de l'alimentation bêta

Par contraste à l'analyse réalisé "par défaut" où toute les transitions considérées sont de type permise, l'analyse peut être affiné en considérant les types de transitions β du noyau qu'on peut déduire des règles de sélections de spin et de parité des désintégrations β . Un second point d'ajustement qu'il faut également considérer est l'alimentation β vers le niveau fondamental du noyau fils qu'on extrait des mesures expérimentales. Étant donné que cette alimentation dépend uniquement de la pénétration des particules β dans le TAS, sa valeur n'est pas suffisamment contrainte par l'analyse par défaut. On peut alors proposer des valeurs d'alimentations β vers l'état fondamental du fils pour tenter d'améliorer la convergence de l'algorithme d'analyse et réduire les écarts entre le spectre reconstruit et les données.

3.5.1.1.1 En empêchant les transitions bêta 1^{ère} interdites

Les niveaux excités du ^{92}Sr que nous retrouvons dans la partie connue du schéma de niveaux sont tous des niveaux 2^+ . Par rapport au spin et à la parité du niveau fondamental du ^{92}Rb qui est 0^- , les transitions bêta vers ces niveaux sont de type première interdite *unique* ($\Delta J^\pi = 2^-$). Une nouvelle analyse des données est faite en interdisant l'alimentation de ces niveaux par désintégration bêta tout en conservant les règles de transitions électromagnétiques. Comme on peut le remarquer sur le tableau 3.2, la transition bêta du ^{92}Rb vers le niveau fondamental du ^{92}Sr est également une transition première interdite *non-unique* ($\Delta J^\pi = 0^-$), mais il y a déjà des indications (mesures précédentes de hautes résolution) en plus des résultats que nous avons présentés sur la figure 3.24 qui montrent que la majorité de l'alimentation passe par cette transition ; donc nous ne la contraignons pas ici.

Nous avons résolu le problème inverse dans ces conditions et les résultats de cette analyse sont présentés sur la figure 3.26 où sont comparés le spectre reconstruit avec le spectre expérimental. On peut remarquer les déviations importantes qui sont apparues dans la région 0–2 MeV et qui concernent effectivement les niveaux du ^{92}Sr qui ont été interdits. Le besoin que ces niveaux soient directement alimentés par désintégration bêta afin de mieux reconstruire les données expérimentales, devient alors explicite.

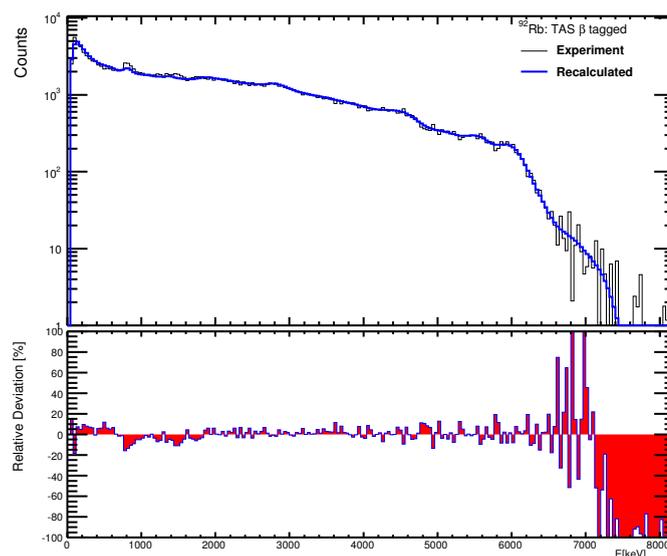


FIGURE 3.26 – Comparaison entre le spectre reconstruit et le spectre mesuré en empêchant l'alimentation bêta sur les niveaux excités de type première interdite entre 0–2 MeV. La comparaison avec le résultat de la figure 3.24, prouve que le spectre est mal reconstruit sous les conditions indiquées ici.

3.5.1.1.2 En fixant l'alimentation bêta vers le niveau fondamental du fils

La valeur de l'alimentation bêta du noyau père vers le fondamental du fils constitue un autre pivot sur lequel on peut s'appuyer pour contraindre la résolution du problème *inverse*. Pour ce faire, nous fixons graduellement et maintenons la valeur C de l'alimentation bêta vers le fondamental f_0 . Nous avons fait varier cette valeur C de 80 à 96% et avons essayé de résoudre le problème *inverse* sous cette contrainte. Les valeurs de χ^2 obtenues après analyse, ont permis de tracer la courbe présentée sur la figure 3.27. Ces résultats indiquent que l'algorithme de résolution converge mieux si nous fixons l'alimentation bêta vers le fondamental du noyau fils à 87.5%.

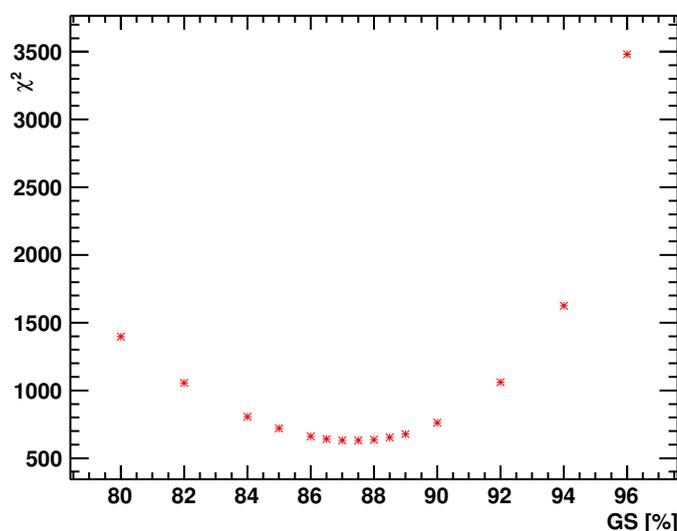


FIGURE 3.27 – Courbe des valeurs de χ^2 obtenues lors de la résolution du problème inverse en fixant la valeur de l'alimentation bêta au fondamental pour chaque analyse. Le minimum est atteint pour un peuplement au fondamental de 87.5%.

Sur les données évaluées (ENSDF) que nous avons reportées dans le tableau 3.2, il est indiqué une alimentation bêta au fondamental de $(95.2 \pm 0.7)\%$. Cependant si nous proposons une alimentation bêta de 94%, il nous est impossible de reconstruire les données expérimentales en utilisant la distribution d'alimentation bêta générée. On peut apprécier le résultat de cette analyse présenté sur la figure 3.28 qu'on pourrait également déduire d'ailleurs des résultats de χ^2 présentés sur la figure 3.27. Nos données expérimentales ne sont pas compatibles avec une alimentation bêta au fondamental de 95.2% mais le résultat de notre analyse sur l'alimentation bêta vers le fondamental du fils ^{92}Sr , reste dans la barre d'erreur des résultats obtenus par Olson et al. [111] pour les mesures haute-résolution de la chaîne de décroissance $^{92}\text{Kr} \rightarrow ^{92}\text{Rb} \rightarrow ^{92}\text{Sr}$ et qui indiquait une alimentation bêta vers le niveau fondamental du ^{92}Sr de $94(+6, -20)\%$.

Le résultat final que nous adoptons comme référence pour les alimentations bêta du ^{92}Rb , est la solution du problème inverse obtenue en fixant l'alimentation bêta au fondamental à 87.5% (une estimation des incertitudes sera présentée dans la section 3.6) tout en considérant que les transitions bêta sur les niveaux excités se font de manière équiprobable.

3.5.2 Les alimentations bêta du ^{93}Rb

Nous suivons la même procédure d'analyse que celle du ^{92}Rb , en revanche comme les spectres *singles* ne sont pas exploitables dans le cas du ^{93}Rb donc l'analyse a été faite uniquement sur les spectres en coïncidence β . La coupure en énergie pour les niveaux connus est placée à 1808.44 keV et en tenant compte du Q_β qui vaut 7465 keV, cela donne un ensemble de 151 niveaux pour le ^{93}Rb . Contrairement

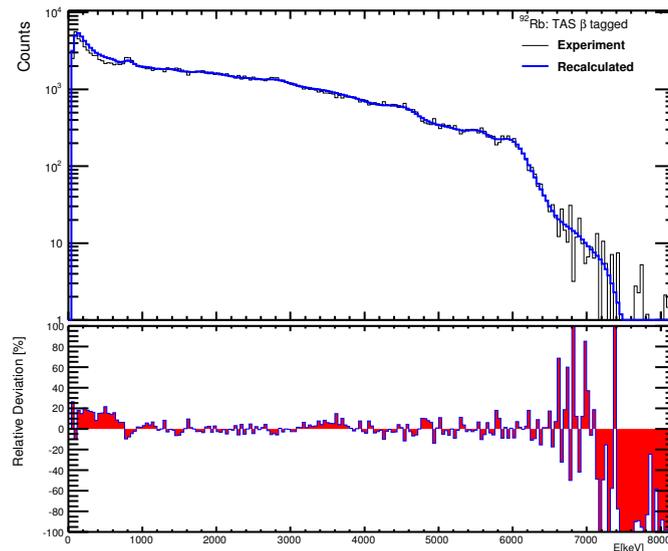


FIGURE 3.28 – Comparaison entre les données expérimentales et le spectre reconstruit en supposant une alimentation bêta au fondamental égale à 94%. La reconstruction est surestimée en début de spectre comme on peut le voir.

au cas du ^{92}Rb , plusieurs niveaux dans le domaine “connu” restent sans assignation définitive de spin ou de parité. Comme indiqué sur le tableau 3.3, la plupart de ces niveaux, sauf les 7^{ème} et 8^{ème} niveaux excités pour lesquels il n’y a aucune indication, peuvent prendre des valeurs de spin de 5/2, 7/2 et 9/2. Par défaut nous avons choisi de mettre une valeur de spin de 7/2 à tous ces niveaux y compris les 7^{ème} et 8^{ème} niveaux. L’impact de ce choix sera estimé dans la section 3.6.2.2.

Dans ces conditions, nous avons effectué une première résolution du problème inverse. Le nettoyage des données a été fait en utilisant les taux de contamination estimés “par défaut” et en suivant les prescriptions indiquées à la section 3.3.2 pour la soustraction de la contamination due aux neutrons retardés. Le résultat de l’analyse sous ces conditions est présenté sur la figure 3.29 où sont comparés le spectre reconstruit et le spectre expérimental. La figure 3.30 présente les alimentations bêta obtenues. Sur cette analyse, en considérant une probabilité P_n de 1.39% un peuplement bêta vers le niveau fondamental de 35.70% est obtenu et n’est pas très loin de la valeur d’environ 35% indiquée dans les données évaluées ENSDF. Sur la figure 3.30 on aperçoit du peuplement bêta au-delà du S_n sur encore 400 keV, cependant à cette énergie l’écart-type σ , qu’on détermine en utilisant la relation d’étalonnage en résolution du détecteur 3.2, vaut 130.50 keV et ne nous permet pas de tirer des conclusions.

Comme dans le cas du ^{92}Rb , nous allons essayer d’ajouter quelques contraintes à l’analyse en nous appuyant sur les transitions de type interdite et en ajustant la valeur de l’alimentation bêta au fondamental. Les résultats de ces tests sont présentés dans les prochains paragraphes.

3.5.2.1 Ajustement de l’alimentation bêta

3.5.2.1.1 En empêchant les transitions bêtas 1^{ère} et 2^{ème} interdites

La première chose qui saute aux yeux sur la figure 3.30, c’est que le premier état excité à 213.43 keV ainsi que les niveaux à 1238.24 keV, 1529.32 keV et 1562.96 keV ne reçoivent quasiment pas d’alimentation bêta. Sur ces niveaux les pourcentages d’alimentation bêta sont de l’ordre de 2×10^{-4} voire moins. Au vu du spin de ces niveaux, les transitions β vers ces niveaux sont de type première interdite. Nous avons donc fait une analyse en empêchant toute alimentation bêta sur ces niveaux, la valeur de χ^2 obtenue entre le spectre reconstruit et les données expérimentales, est légèrement meilleure. Toutefois la distribution d’alimentation bêta obtenue est équivalente (variation bin à bin inférieure à 0.3%) à celle obtenue par défaut où ces niveaux étaient autorisés à recevoir du peuplement bêta.

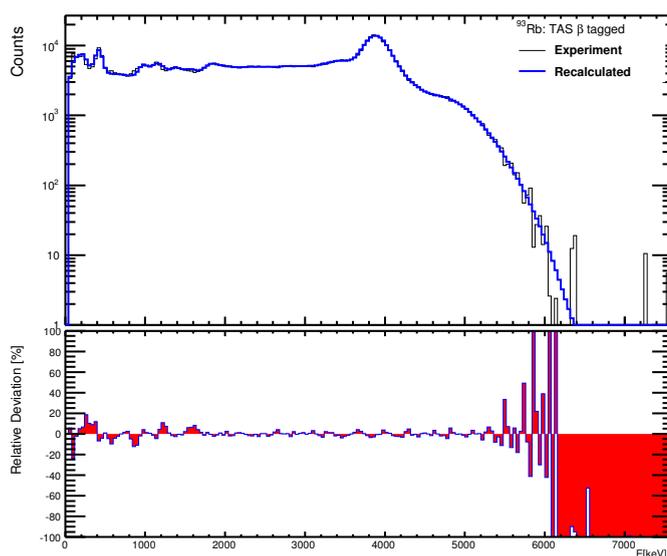


FIGURE 3.29 – Comparaison entre le spectre reconstruit et le spectre expérimental du ^{93}Rb sous les conditions d'analyse standard. On peut faire les mêmes remarques que concernant le ^{92}Rb , à savoir que les deux spectres sont en bon accord dans la limite des fluctuations statistiques.

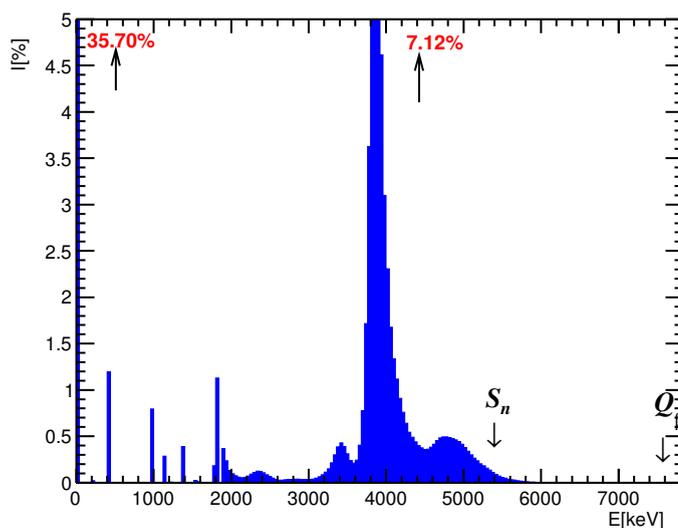


FIGURE 3.30 – Les alimentations bêta extraites de l'analyse du ^{93}Rb , sous les conditions d'analyse par défaut. Un peuplement bêta au fondamental de 35.70% a été observé en assumant une probabilité d'émission de neutron de 1.39%.

Malgré le fait que l'alimentation de ces niveaux soit faible, nous ne disposons pas d'assez d'arguments pour affirmer de manière définitive (en se basant par exemple sur les lois de sélection des transitions β) qu'ils ne peuvent pas être alimentés par la désintégration bêta du ^{93}Rb ; on a un exemple avec le niveau à 986.12 keV de spin 9/2 qui est bien mieux peuplé. Prenons le cas du niveau à 213.43 keV, il se situe entre le niveau fondamental dont les électrons qui l'alimentent déposent majoritairement leur énergie autour de 200 keV (voir figure 3.19, pour $E_\beta \approx 7$ MeV) et celui à 432.60 keV qui contribue dans la même gamme d'énergie avec l'émission d'un gamma de 219 keV. Le peuplement relativement élevé du niveau fondamental, pourrait particulièrement faire écran à l'alimentation de ce niveau dans la procédure de résolution du problème *inverse*.

Indépendamment des niveaux dont l'alimentation bêta est compatible avec la valeur nulle et suivant le même principe que celui de l'analyse du ^{92}Rb , nous allons empêcher les alimentations bêta sur les niveaux du ^{93}Sr dont la valeur de spin et de parité implique une transition 1^{ère} ou 2^{ème} interdite. Si nous voulions être exhaustifs sur tous les niveaux qui sont concernés dans la partie connue, ça signifierait interdire l'alimentation bêta vers tous les niveaux connus, entre 0 et 1808.50 keV excepté évidemment le niveau fondamental que nous excluons pour les mêmes raisons que nous avons données pour le cas du ^{92}Rb . Ici nous avons fait le compromis d'interdire uniquement les niveaux dont la valeur de spin est supérieure ou égale à 9/2 et les deux niveaux (7^{ème} et 8^{ème}) pour lesquels nous n'avons aucune indication sur la valeur du spin ou de la parité. Nous avons d'abord fait deux analyses dans lesquelles nous interdisions soit le peuplement vers ces deux niveaux soit le peuplement vers les niveaux de spin supérieur à 9/2, puis une dernière analyse qui combine les deux conditions. Sur la figure 3.31, sont présentés les résultats de ces deux premières analyses, où l'on peut jauger l'impact de ces contraintes sur la reconstruction des données expérimentales. Les peuplements déduits de ces deux analyses ne permettent pas de converger sur les données expérimentales ($\chi^2 > 1700$) aussi bien que l'analyse faite dans les conditions "par défaut" ($\chi^2 = 1497$). Ces conclusions restent valables dans le cas où les deux contraintes sont cumulées.

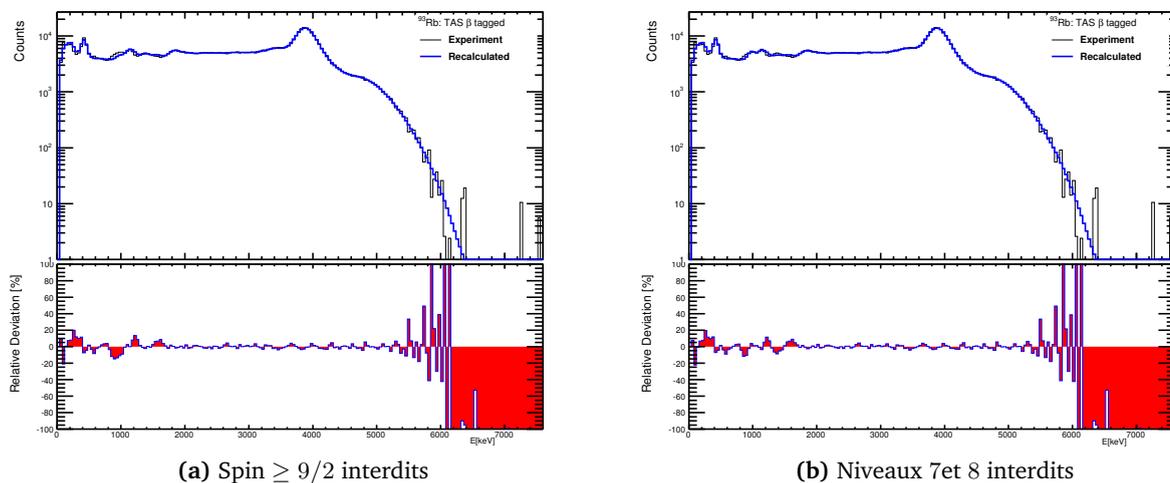


FIGURE 3.31 – Comparaison des spectres reconstruits aux données expérimentales, en bloquant les alimentations bêta vers les niveaux de spin $\geq 9/2$ (a) et empêchant les transitions bêta vers les niveaux 7 et 8 du ^{93}Sr (b). L'accord entre le spectre reconstruit et le spectre expérimental n'est pas aussi bon que l'analyse faite dans les conditions standards : à gauche, problème de reconstruction entre 1000 et 1500 keV et à droite problème de reconstruction entre 1500 et 2000 keV.

Nous conservons donc les conditions d'analyse "par défaut", à savoir que les alimentations bêta sur tous les niveaux se fera a priori de manière équiprobable initialement.

3.5.2.1.2 En fixant l'alimentation bêta vers le niveau fondamental du fils

Pour mieux contraindre la valeur de l'alimentation bêta du niveau fondamental fournie par notre analyse initiale, nous suivons la procédure que nous avons déjà décrite pour le cas du ^{92}Rb ; on fixe la valeur du peuplement bêta au fondamental et on résout le problème inverse sous cette condition. Plusieurs valeurs autour de celle extraite de notre analyse initiale ont été ainsi testées. La valeur du χ^2 pour chaque cas est représentée sur la figure 3.32 qui montre sa variation en fonction de l'alimentation bêta supposée pour le niveau fondamental. Le minimum de χ^2 est atteint pour une peuplement bêta vers le niveau fondamental d'environ 35.50%. Cette valeur est compatible avec les 35(3)% qu'on trouve dans les données évaluées ENSDF.

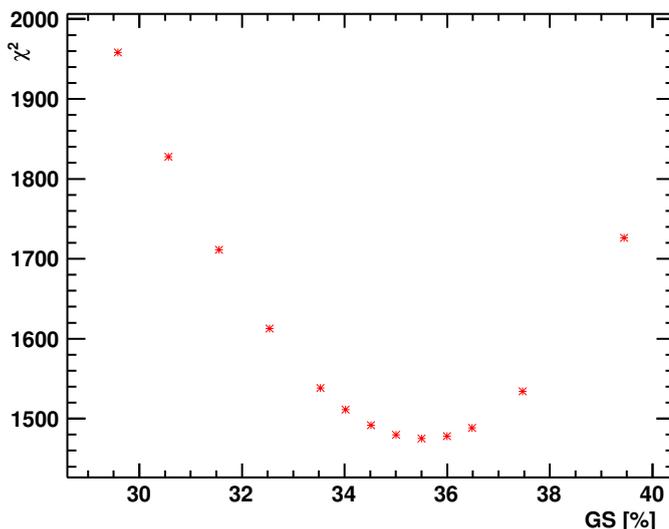


FIGURE 3.32 – Tracé de la variation de χ^2 pour différentes valeurs de l'alimentation bêta au fondamental pour la désintégration bêta du ^{93}Rb . Le minimum est atteint pour une alimentation bêta au fondamental de 35.50%.

Pour l'analyse du ^{93}Rb , les alimentations bêta de référence sont celles obtenues en fixant l'alimentation bêta vers le niveau fondamental du fils à 35.50% et sans a priori sur la probabilité de peuplement des autres niveaux.

3.6 Estimation des incertitudes sur les alimentations bêta

On peut faire une première estimation sur l'incertitude des alimentations bêta obtenues, à partir de l'incertitude statistique sur les données expérimentales TAS des $^{92,93}\text{Rb}$. Cette dernière est estimée sur la base d'une distribution de Poisson, c'est-à-dire qu'elle vaut dans chaque canal, la racine carrée du contenu du canal. Cette incertitude sur les données expérimentales est ensuite propagée dans la méthode de résolution du problème *inverse* pour obtenir l'incertitude statistique sur les alimentations bêta que nous avons extraites.

Concernant les mesures du ^{92}Rb , l'erreur statistique sur les alimentations est inférieure à 0.5% entre 0 et 4380 keV, elle reste inférieure à 1% jusqu'à une énergie d'excitation de 6220 keV et varie ensuite entre 1% et 2.6%. Concernant les mesures du ^{93}Rb , cette erreur statistique reste inférieure à 1% sur toute la fenêtre du Q_β .

Pour avoir une idée de l'incertitude globale sur les alimentations bêta obtenues, en plus des incertitudes statistiques il faut également estimer l'impact des incertitudes des différents ingrédients qui rentrent en jeu dans la résolution du problème *inverse* : en ce qui concerne le traitement des données expérimentales, il faut estimer les incertitudes liées à la soustraction des contaminants, et concernant la matrice réponse il faudra estimer les incertitudes sur la réponse du détecteur ainsi que celles sur les rapports d'embranchement.

3.6.1 Cas du ^{92}Rb

3.6.1.1 Sensibilité à la normalisation des contaminants

Afin d'ajuster la soustraction des empilements et de l'activité du ^{92}Sr dans les spectres des ^{92}Rb , nous avons réalisé plusieurs études en prenant une plage de valeurs autour de la valeur estimée par défaut pour les facteurs de normalisation. Pour chaque test on estime notre indicateur qui sera le χ^2 entre le spectre mesuré et le spectre reconstruit. À la suite de ces analyses, une courbe de la valeur de

χ^2 est tracée sur la figure 3.33 qui indique des points minima pour un facteur de normalisation égal à 0.90 fois la valeur de normalisation par défaut que nous avons estimée pour les empilements. Cette courbe montre également que les données expérimentales sont compatibles avec une contamination nulle de la part de l'activité du noyau fils. Cependant le taux de contamination que nous avons estimé avec les équations de *Bateman* est une limite inférieure et intrinsèque au processus de désintégration bêta ; nous avons donc décidé de maintenir cette limite qui est de 0.08%, qui est déjà très faible et reste cohérente avec la valeur nulle.

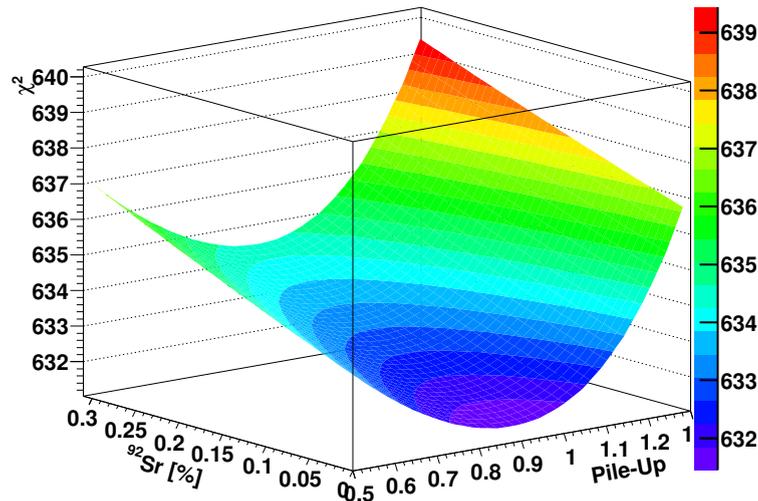


FIGURE 3.33 – Courbe des valeurs de χ^2 obtenues lors de la résolution du problème inverse pour différents paramètres de normalisation des empilements et différents taux de contamination du ^{92}Sr . On trouve le minimum pour un facteur de 0.90 de la valeur que nous avons estimée par le calcul pour les empilements.

Sur la figure 3.34, les alimentations bêta obtenues pour les conditions qui minimisent la valeur de χ^2 (taux de contamination de 0.08% et normalisation des empilements corrigée de 10%) sont comparées avec le résultat de référence pour la distribution de peuplement bêta du ^{92}Rb établie précédemment. Les deux distributions restent en bon accord sur l'ensemble du spectre, dans la marge des incertitudes statistiques, sauf en fin de spectre où se ressent l'impact de la normalisation des empilements. Dans cette région, à cause des faibles statistiques des données expérimentales, de la faible valeur des alimentations bêtas et des fluctuations d'un bin à l'autre, les variations entre les deux distributions sont brutales et dépassent les 50%.

Une analyse plus large, considérant l'ensemble des couples de paramètres de normalisation (empilement - activité du fils) dont la valeur de χ^2 est contenue dans la zone violette de la figure 3.33 ($\chi^2 = 630\text{--}632$), a été réalisée. Cela revient à associer les facteurs de normalisation des empilements 0.75–1.1 aux taux de contamination 0–0.1% du ^{92}Sr . Nous considérons que les alimentations extraites de ces analyses sont équivalentes en termes de χ^2 . Les alimentations obtenues sont ensuite moyennées, en prenant dans chaque bin la valeur moyenne des alimentations à partir de laquelle un écart-type est également calculé. Les résultats de cette analyse sont présentés dans le tableau 3.6.

3.6.1.2 Sensibilité aux paramètres d'entrée de la matrice réponse

Quantifier l'influence des paramètres d'entrée de la matrice réponse sur les alimentations bêtas extraites de nos mesures expérimentales est un travail difficile. À cause des corrélations entre les composantes de cette matrice réponse, il n'est pas évident d'individualiser l'impact de chacune séparément. En ce qui concerne les tests que nous présentons ici, nous nous limitons à regarder l'influence des relations d'étalonnage d'énergie et de résolution sur la capacité de la réponse du détecteur à reconstruire les

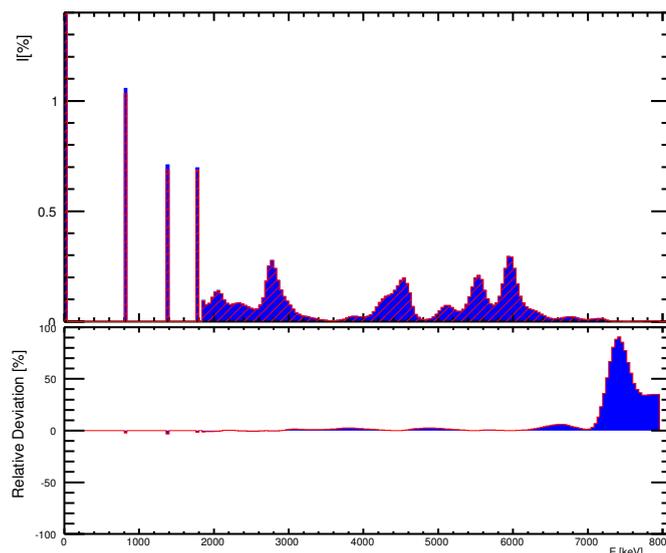


FIGURE 3.34 – Comparaison de la distribution d'alimentation bêta obtenue (rouge) sous les conditions de normalisation des contaminants qui minimisent la valeur de χ^2 entre le spectre reconstruit et les données expérimentales et le résultat que nous avons adopté (bleu). En bas l'écart relatif entre les deux distributions, avec des variations plus prononcées en fin de spectre où la contribution des empilements est relativement plus importante.

données expérimentales, l'influence de l'épaisseur du détecteur silicium sur les peuplements bêtas obtenus et l'influence des densités de niveaux dont dépendent les rapports d'embranchements des transitions électromagnétiques et qui peuvent jouer sur le résultat final. La méthode la plus correcte serait de prendre en compte également les corrélations entre les différentes parties.

Influence des relations d'étalonnage

Pour estimer l'impact des relations pour étalonner le détecteur *TAS*, nous avons, pour l'étalonnage en énergie, fait varier la valeur de la pente de $\pm 1\%$, ce qui est au moins 100 fois plus grand que l'incertitude estimée lors de l'ajustement des points d'étalonnage pour l'énergie (voir section 3.2.1). Dans le même esprit, nous avons modifié la relation d'étalonnage en résolution du détecteur en considérant les bornes inférieures et supérieures des incertitudes estimées lors de l'ajustement des données (voir section 3.2.2); en clair si le paramètre ajustement c vaut $a \pm b$ nous allons utiliser $a - b$ comme borne inférieure et $a + b$ comme borne supérieure. Pour chaque cas, énergie ou résolution, nous avons généré séparément de nouvelles réponses pour les électrons et les gammas en étalonnant le détecteur en énergie ou résolution suivant les nouvelles relations d'étalonnage que nous venons d'indiquées.

L'impact de ses modifications sur les alimentations bêtas peut être résumé à partir des deux cas que nous présentons sur les figures 3.35 et 3.36. Sur la première est comparé le résultat que nous avons adopté avec les alimentations bêtas obtenue après avoir modifié la relation d'étalonnage en énergie de 1%. On peut voir que ce paramètre influe peu sur les alimentations bêtas que nous extrayons des mesures expérimentales, lorsque l'on considère l'ordre de grandeur des incertitudes purement statistiques. Sur la seconde figure, la comparaison est faite avec les alimentations bêtas obtenues après avoir pris comme paramètre d'ajustement les bornes supérieures des deux paramètres c_1 et c_2 (rappel : $\sigma^2 = c_1 E + c_2 E^2$); en étudiant les deux figures on remarque que le résultat final est plus sensible à la résolution du détecteur qu'à son étalonnage. Cependant cette sensibilité reste faible ($< 3\%$) sur la majorité du spectre, excepté encore en fin de spectre où les valeurs d'alimentation sont très faibles. Le résultat complet de ces analyses est retranscrite dans le tableau 3.6.

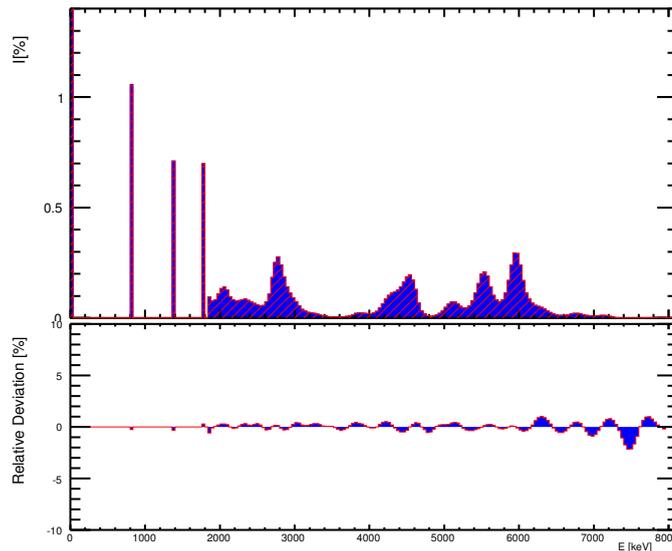


FIGURE 3.35 – Comparaison des alimentations bêtas obtenues (rouge) en modifiant la pente de la relation d'étalonnage en énergie de 1% avec le résultat adopté (bleu). Les écart relatifs sont compatibles avec les incertitudes statistiques.

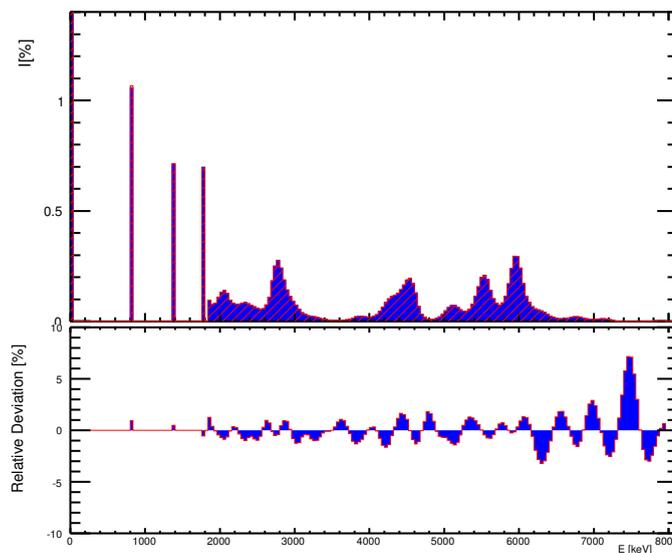


FIGURE 3.36 – Comparaison des alimentations bêtas obtenues (rouge) en prenant les bornes supérieures des paramètres de la relation d'étalonnage en résolution avec le résultat adopté (bleu). L'impact est plus prononcé que celui de l'étalonnage en énergie.

Influence de l'épaisseur du détecteur bêta

Afin de connaître l'impact sur nos résultats de la dimension du détecteur silicium utilisé pour les électrons des désintégrations bêta, nous avons supposé une erreur de 10% sur l'épaisseur de ce détecteur. Nous avons alors implémenté une nouvelle description géométrique qui tient compte de l'épaisseur indiquée du silicium (0.5 mm + 10%), cette nouvelle épaisseur implique un seuil à environ 120 keV au lieu de 105 keV. Une nouvelle simulation est lancée pour récupérer la réponse du détecteur TAS aux différentes émissions gammas et bêta. Avec cette nouvelle réponse, on peut générer une nouvelle matrice réponse, cette dernière a été utilisée pour résoudre le problème inverse et extraire de nouvelles alimentations bêtas.

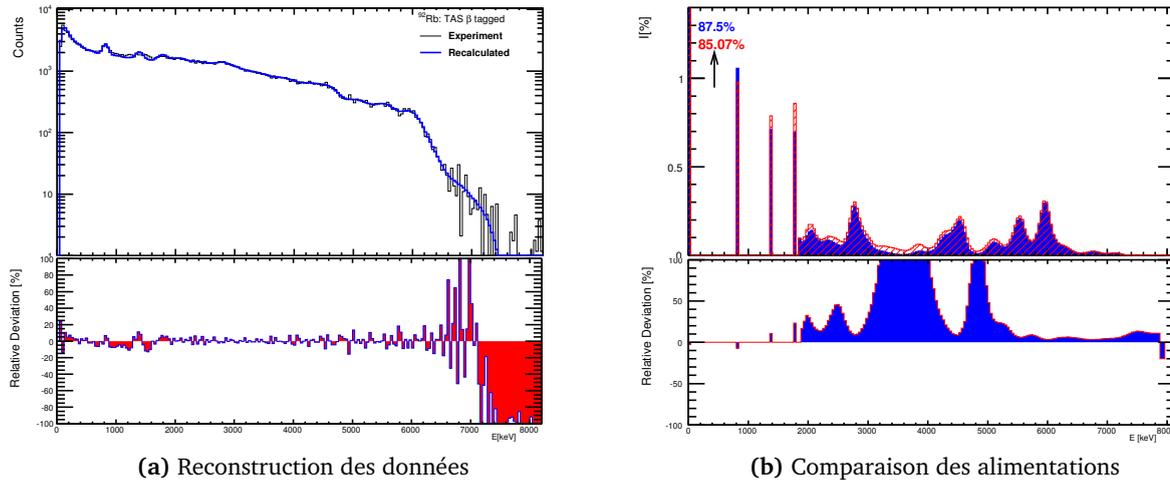


FIGURE 3.37 – En (a) superposition entre les données expérimentales et la reconstruction à partir des alimentations bêtas obtenues lorsque l'épaisseur du silicium est augmenté de 10%. En (b) cette alimentation (rouge) est comparée avec l'alimentation bêta de référence (bleu).

Ces alimentations sont comparées sur la figure 3.37 avec les alimentations bêta de référence, les écarts qu'on observe entre les deux distributions sont les plus importants parmi tous les tests que nous avons réalisés jusqu'à présent. Il y a environ 3% d'écart entre les peuplements bêta vers le niveau fondamental, on remarque qu'entre 3 et 4 MeV ainsi qu'autour de 5 MeV ces écarts dépassent les 100%; ce sont des régions du spectre où l'impact de l'épaisseur du silicium est particulièrement difficile à quantifier parce que les alimentations bêtas de référence sont quasiment nulles. Sur les autres bin en énergies, les variations sont au minimum de 3% jusqu'à environ 40%. Sur cette même figure en (a), on constate également qu'avec 10% d'erreur sur l'épaisseur du détecteur bêta, le spectre reconstruit à partir des alimentations bêtas colle moins bien aux données expérimentales, ce qui est déjà très indicatif sur la sensibilité de nos résultats à une bonne description du détecteur *TAS* lors de la modélisation. Ces résultats sont également résumés dans le tableau 3.6.

L'impact de l'épaisseur du détecteur bêta ainsi que ceux des relations d'étalonnage, que nous avons présenté dans la précédente section, permettent d'évaluer la sensibilité de nos résultats par rapport à la réponse du détecteur. Nous avons déjà évalué la sensibilité à la normalisation des contaminants, il nous reste donc à estimer celle due aux rapports d'embranchement des transitions électromagnétiques.

Influence des densités de niveaux

Dans le chapitre précédent, nous avons déjà présenté l'importance des densités de niveaux pour le calcul des rapports d'embranchement. Pour évaluer la sensibilité de nos résultats aux rapports d'embranchement des niveaux du noyau dont le spectre de désintégration bêta *TAS* est mesuré, nous allons utiliser une autre formulation de densité de niveaux que celle que nous avons utilisée pour obtenir les alimentations bêta de référence (c'est-à-dire, celle qui est plus en accord avec les densités de niveaux expérimentales dans la région basse énergie). Si nous observons les courbes de densité de niveaux que nous avons tracées sur la figure 3.22, on se rend compte que toutes les courbes ont la même allure à part la courbe en jaune (labellisée BSGF-Egidy) qui est un peu à part; pour cette courbe les paramètres de densité de niveau ont été obtenus à partir des travaux de Egidy et al. [156], nous ne les avons pas déterminés par ajustement. Nous avons donc fait une analyse utilisant les paramètres de densité de niveau de la courbe jaune. Le modèle que nous avons utilisé pour l'analyse de référence est celui de *Gilbert-Cameron*, il y a environ un facteur 2 entre les deux densités de niveaux. Sur la figure 3.38, sont comparées la distribution d'alimentation bêta de cette analyse et celle de référence.

L'écart relatif entre les deux distributions varie de 4 à 35% si on omet la région entre 3 et 4 MeV, la région autour de 5 MeV et après le S_n où l'alimentation bêta est quasi nulle.

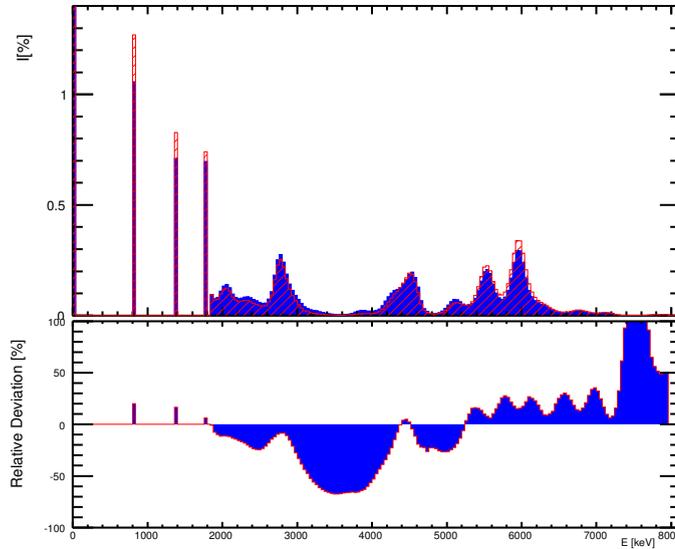


FIGURE 3.38 – Comparaison des alimentations bêta obtenue pour le ^{92}Rb , en utilisant des densités de niveaux en moyenne 2 fois plus élevées que celle utilisées dans l'analyse de référence dont les alimentations sont représentées en bleu.

Les résultats sur les alimentations bêta du ^{92}Rb que nous avons obtenus après analyse des spectres TAS vont dans la même direction que les indications récentes de Lhersonneau et *al.* [114], à savoir que la désintégration du ^{92}Rb vers le ^{92}Sr alimente presque exclusivement le niveau fondamental, environ 87.5% d'après nos analyses ne laissant que 12.5% d'alimentation à distribuer sur une fenêtre de 8.1 MeV.

L'ensemble des incertitudes estimées sur les alimentations β et selon la composante de l'équation du problème *inverse* affectée, est présenté dans le tableau 3.6. La première colonne de ce tableau présente les niveaux d'énergie du ^{92}Sr , puis dans l'ordre les incertitudes dues à la soustraction des contaminants et les incertitudes dans le calcul de la matrice des réponses. Concernant l'impact de la soustraction des contaminants ainsi celui de l'étalonnage du détecteur sur les alimentations β extraites, plusieurs tests avaient été effectués sous les conditions indiquées dans les sections 3.6.1.1, 3.6.1.2 et 3.6.2.2 ; les alimentations β en moyenne \bar{I} pour chaque niveau et les écart-types σ obtenus sont alors indiqués. Les incertitudes les plus importantes sur la valeur des alimentations β proviennent de l'erreur sur la densité de niveaux du ^{92}Sr et de l'erreur de 10% sur l'épaisseur du détecteur β ; il s'agit de la source d'incertitude qui joue le plus sur le peuplement du niveau fondamental. Les sensibilités ΔI_i (densité de niveaux) et ΔI_{Si} (épaisseur silicium) sont reportées également. Sur ce tableau on peut parfois remarquer des variations relatives par bin assez élevées et dépassant les 100%, elles n'ont pas de significations physiques et correspondent aux régions où l'alimentation β est faible et quasi nulle. Le bilan des incertitudes dont l'erreur totale obtenue sur les alimentations est présenté en annexe A.

E_{level}	Contaminants		Matrice Réponse						Rapport Embranchement
			Réponse GEANT4						
	I	σ_I	I_e	σ_{I_e}	I_r	σ_{I_r}	I_{ref}	ΔI_{Si}	
0.00	87.7154	1.421e-01	87.8018	1.428e-02	87.8021	4.335e-02	87.5000	-2.8	0.6
814.98	1.0114	8.108e-03	1.0171	2.171e-03	1.0167	1.903e-02	1.0568	-7.4	13.7
1384.79	0.7127	2.475e-02	0.6817	1.662e-03	0.6818	9.844e-03	0.7110	10.8	8.0
1778.33	0.6709	4.785e-03	0.6723	4.513e-03	0.6722	1.037e-03	0.6972	23.2	-1.0
1860.00	0.0961	7.329e-04	0.0961	8.475e-04	0.0961	3.125e-03	0.0954	0.0	-2.3
1900.00	0.0688	8.377e-04	0.0686	2.086e-05	0.0686	9.378e-04	0.0763	16.9	-19.5

1940.00	0.0729	9.851e-04	0.0726	2.726e-04	0.0726	3.614e-04	0.0827	25.4	-23.7
1980.00	0.1027	1.450e-03	0.1023	6.435e-04	0.1023	2.397e-04	0.1100	32.5	-20.9
2020.00	0.1271	1.881e-03	0.1266	9.030e-04	0.1266	7.241e-04	0.1333	29.9	-19.2
2060.00	0.1362	2.245e-03	0.1355	9.150e-04	0.1354	8.662e-04	0.1406	23.7	-18.1
2100.00	0.1225	2.315e-03	0.1218	6.131e-04	0.1218	3.090e-04	0.1262	18.4	-18.3
2140.00	0.0935	2.064e-03	0.0927	1.789e-04	0.0927	6.223e-04	0.0970	15.8	-20.3
2180.00	0.0785	1.842e-03	0.0778	1.754e-05	0.0778	9.575e-04	0.0823	13.8	-22.3
2220.00	0.0722	1.713e-03	0.0715	3.656e-05	0.0715	7.708e-04	0.0767	13.8	-24.5
2260.00	0.0749	1.732e-03	0.0742	2.768e-04	0.0742	9.716e-05	0.0791	16.8	-25.2
2300.00	0.0784	1.767e-03	0.0778	4.649e-04	0.0778	4.172e-04	0.0829	20.1	-26.2
2340.00	0.0825	1.771e-03	0.0819	5.685e-04	0.0819	6.059e-04	0.0856	26.5	-26.7
2380.00	0.0775	1.639e-03	0.0770	4.209e-04	0.0770	1.469e-04	0.0799	33.0	-28.1
2420.00	0.0703	1.448e-03	0.0698	3.222e-04	0.0698	4.228e-05	0.0727	39.4	-29.8
2460.00	0.0645	1.273e-03	0.0641	3.864e-04	0.0641	1.807e-04	0.0668	45.3	-30.6
2500.00	0.0581	1.077e-03	0.0578	3.847e-04	0.0578	3.212e-04	0.0600	45.9	-30.3
2540.00	0.0531	9.145e-04	0.0528	2.517e-04	0.0528	2.609e-05	0.0555	43.0	-29.9
2580.00	0.0549	8.657e-04	0.0546	4.356e-05	0.0546	5.908e-04	0.0566	35.3	-26.7
2620.00	0.0723	1.002e-03	0.0720	1.804e-04	0.0720	1.391e-03	0.0740	26.1	-22.5
2660.00	0.1056	1.292e-03	0.1051	1.499e-04	0.1051	1.534e-03	0.1079	19.8	-19.1
2700.00	0.1786	1.762e-03	0.1780	3.295e-04	0.1780	2.638e-04	0.1835	13.7	-16.9
2740.00	0.2462	1.871e-03	0.2456	8.535e-04	0.2456	1.218e-03	0.2514	10.8	-13.6
2780.00	0.2650	1.608e-03	0.2644	7.439e-04	0.2645	1.052e-03	0.2767	8.9	-14.3
2820.00	0.2367	1.150e-03	0.2364	2.284e-04	0.2363	1.988e-03	0.2410	10.2	-12.2
2860.00	0.1833	1.260e-03	0.1829	5.770e-04	0.1829	2.959e-03	0.1868	12.5	-14.9
2900.00	0.1389	1.658e-03	0.1384	3.712e-04	0.1383	2.229e-03	0.1418	16.5	-19.5
2940.00	0.1113	2.167e-03	0.1104	1.061e-04	0.1104	7.113e-04	0.1131	21.7	-25.4
2980.00	0.0899	2.475e-03	0.0889	4.752e-04	0.0889	4.845e-04	0.0916	29.0	-32.1
3020.00	0.0712	2.420e-03	0.0702	5.434e-04	0.0702	7.976e-04	0.0734	36.5	-38.4
3060.00	0.0534	2.080e-03	0.0525	4.018e-04	0.0525	4.994e-04	0.0554	45.9	-44.2
3100.00	0.0380	1.608e-03	0.0373	2.092e-04	0.0373	1.527e-05	0.0394	60.0	-49.0
3140.00	0.0309	1.350e-03	0.0304	1.388e-04	0.0304	1.256e-04	0.0323	71.2	-53.0
3180.00	0.0253	1.140e-03	0.0248	1.305e-04	0.0248	1.051e-04	0.0263	93.1	-57.1
3220.00	0.0227	1.048e-03	0.0223	1.609e-04	0.0223	7.707e-06	0.0235	118.7	-60.3
3260.00	0.0209	9.801e-04	0.0205	1.671e-04	0.0205	4.129e-05	0.0217	138.4	-62.7
3300.00	0.0176	8.560e-04	0.0173	1.470e-04	0.0173	1.089e-05	0.0179	185.3	-64.6
3340.00	0.0144	7.233e-04	0.0141	1.019e-04	0.0141	6.675e-05	0.0145	229.3	-66.1
3380.00	0.0112	5.858e-04	0.0110	6.293e-05	0.0110	1.190e-04	0.0111	295.2	-67.1
3420.00	0.0089	4.866e-04	0.0087	4.565e-05	0.0087	1.159e-04	0.0088	367.9	-68.0
3460.00	0.0070	4.002e-04	0.0068	3.735e-05	0.0068	9.108e-05	0.0068	454.9	-68.4
3500.00	0.0057	3.388e-04	0.0056	2.966e-05	0.0056	8.038e-05	0.0056	520.9	-68.9
3540.00	0.0048	2.910e-04	0.0047	1.773e-05	0.0047	8.932e-05	0.0046	559.3	-68.7
3580.00	0.0043	2.662e-04	0.0042	5.607e-06	0.0042	1.094e-04	0.0042	544.6	-68.6
3620.00	0.0044	2.765e-04	0.0043	6.081e-07	0.0043	1.293e-04	0.0044	498.7	-68.4
3660.00	0.0056	3.564e-04	0.0055	1.209e-06	0.0055	1.518e-04	0.0055	409.4	-68.1
3700.00	0.0075	4.850e-04	0.0073	1.788e-05	0.0073	1.419e-04	0.0075	342.8	-68.2
3740.00	0.0104	6.709e-04	0.0101	5.530e-05	0.0101	9.093e-05	0.0104	289.0	-68.2
3780.00	0.0155	9.915e-04	0.0151	1.301e-04	0.0151	3.840e-05	0.0155	234.2	-68.3
3820.00	0.0206	1.262e-03	0.0201	1.921e-04	0.0201	1.473e-04	0.0209	194.2	-68.4
3860.00	0.0232	1.319e-03	0.0226	1.878e-04	0.0226	1.182e-04	0.0235	164.0	-67.2
3900.00	0.0223	1.206e-03	0.0218	1.570e-04	0.0218	4.773e-05	0.0230	152.0	-66.5
3940.00	0.0205	9.949e-04	0.0201	9.291e-05	0.0201	7.467e-05	0.0211	131.5	-63.8
3980.00	0.0190	8.351e-04	0.0187	4.554e-05	0.0187	1.680e-04	0.0197	112.4	-60.7
4020.00	0.0192	7.871e-04	0.0189	2.157e-05	0.0189	2.181e-04	0.0198	99.5	-57.4
4060.00	0.0227	8.147e-04	0.0224	1.506e-05	0.0224	2.604e-04	0.0234	78.5	-52.6
4100.00	0.0290	9.358e-04	0.0286	5.713e-05	0.0286	1.575e-04	0.0301	65.2	-48.5
4140.00	0.0434	1.195e-03	0.0429	2.220e-04	0.0429	2.635e-04	0.0446	50.5	-43.6
4180.00	0.0633	1.456e-03	0.0627	4.955e-04	0.0627	1.049e-03	0.0651	40.3	-38.9
4220.00	0.0842	1.598e-03	0.0836	7.249e-04	0.0836	1.712e-03	0.0857	32.7	-32.9
4260.00	0.1002	1.522e-03	0.0996	7.224e-04	0.0996	1.737e-03	0.1023	27.1	-26.7
4300.00	0.1122	1.251e-03	0.1117	3.691e-04	0.1117	6.470e-04	0.1133	21.2	-17.9
4340.00	0.1165	9.754e-04	0.1161	7.283e-05	0.1161	6.569e-04	0.1186	17.1	-11.1
4380.00	0.1247	7.321e-04	0.1244	5.735e-04	0.1244	2.172e-03	0.1259	13.5	-3.3
4420.00	0.1408	6.084e-04	0.1406	9.440e-04	0.1406	3.383e-03	0.1417	10.8	1.8
4460.00	0.1606	6.341e-04	0.1603	1.001e-03	0.1603	3.603e-03	0.1624	9.5	2.5
4500.00	0.1843	8.428e-04	0.1840	7.722e-04	0.1840	2.927e-03	0.1866	8.9	0.1
4540.00	0.1952	1.527e-03	0.1946	8.980e-05	0.1945	2.362e-04	0.1964	11.6	-6.4
4580.00	0.1699	2.006e-03	0.1690	7.502e-04	0.1690	1.823e-03	0.1717	17.0	-13.6
4620.00	0.1284	2.072e-03	0.1274	8.400e-04	0.1275	2.166e-03	0.1288	25.1	-21.2

4660.00	0.0670	1.513e-03	0.0663	3.851e-04	0.0663	8.696e-04	0.0673	43.7	-24.3
4700.00	0.0315	8.904e-04	0.0311	3.748e-05	0.0311	8.033e-05	0.0315	71.3	-25.1
4740.00	0.0190	6.005e-04	0.0187	4.964e-05	0.0187	2.894e-04	0.0190	95.0	-29.0
4780.00	0.0102	3.672e-04	0.0101	6.647e-05	0.0101	2.940e-04	0.0102	136.6	-25.6
4820.00	0.0085	3.218e-04	0.0084	4.662e-05	0.0084	2.209e-04	0.0085	157.6	-25.9
4860.00	0.0095	3.651e-04	0.0093	2.073e-05	0.0093	1.446e-04	0.0094	153.9	-26.6
4900.00	0.0134	5.039e-04	0.0132	2.694e-05	0.0132	2.008e-05	0.0133	130.1	-28.5
4940.00	0.0204	7.294e-04	0.0201	7.898e-05	0.0201	1.038e-04	0.0205	98.2	-29.6
4980.00	0.0322	1.056e-03	0.0317	1.302e-04	0.0317	2.094e-04	0.0323	68.6	-29.6
5020.00	0.0475	1.407e-03	0.0469	1.831e-04	0.0469	3.234e-04	0.0479	48.0	-29.1
5060.00	0.0629	1.660e-03	0.0621	2.918e-04	0.0621	6.442e-04	0.0630	35.2	-27.0
5100.00	0.0720	1.680e-03	0.0712	4.389e-04	0.0712	1.119e-03	0.0725	28.1	-24.8
5140.00	0.0714	1.438e-03	0.0708	4.966e-04	0.0708	1.345e-03	0.0718	24.7	-20.6
5180.00	0.0630	1.127e-03	0.0625	3.678e-04	0.0625	9.781e-04	0.0633	23.9	-15.6
5220.00	0.0528	8.065e-04	0.0524	1.420e-04	0.0524	3.108e-04	0.0527	23.7	-7.8
5260.00	0.0456	5.768e-04	0.0454	7.057e-05	0.0454	3.251e-04	0.0456	22.7	1.9
5300.00	0.0464	4.956e-04	0.0462	1.769e-04	0.0462	6.554e-04	0.0465	21.1	8.4
5340.00	0.0545	4.585e-04	0.0543	2.748e-04	0.0543	9.658e-04	0.0546	18.4	14.0
5380.00	0.0775	4.452e-04	0.0773	3.714e-04	0.0774	1.321e-03	0.0778	14.3	14.7
5420.00	0.1124	4.262e-04	0.1122	4.243e-04	0.1123	1.510e-03	0.1128	11.1	14.1
5460.00	0.1547	4.012e-04	0.1546	3.373e-04	0.1546	1.315e-03	0.1560	8.5	12.2
5500.00	0.1977	4.903e-04	0.1975	2.616e-05	0.1974	3.507e-04	0.1985	6.8	8.9
5540.00	0.2080	7.278e-04	0.2077	4.038e-04	0.2076	1.043e-03	0.2090	6.1	6.9
5580.00	0.1892	9.226e-04	0.1888	6.477e-04	0.1887	1.760e-03	0.1898	6.3	5.4
5620.00	0.1409	1.007e-03	0.1404	5.254e-04	0.1405	1.481e-03	0.1405	7.0	9.6
5660.00	0.1024	8.621e-04	0.1020	2.249e-04	0.1020	5.926e-04	0.1022	8.0	14.4
5700.00	0.0805	7.036e-04	0.0802	5.657e-06	0.0803	1.124e-04	0.0808	8.8	19.0
5740.00	0.0730	5.927e-04	0.0727	1.631e-04	0.0727	6.242e-04	0.0732	9.0	24.6
5780.00	0.0830	5.620e-04	0.0827	2.325e-04	0.0828	8.496e-04	0.0833	8.5	26.5
5820.00	0.1132	5.874e-04	0.1130	1.824e-04	0.1130	7.453e-04	0.1135	7.4	25.0
5860.00	0.1690	6.170e-04	0.1688	5.091e-05	0.1688	8.273e-05	0.1698	6.1	20.6
5900.00	0.2391	6.178e-04	0.2389	3.217e-04	0.2389	7.262e-04	0.2397	4.8	17.1
5940.00	0.2937	6.055e-04	0.2934	2.715e-04	0.2934	5.020e-04	0.2947	3.8	14.3
5980.00	0.2920	6.379e-04	0.2917	3.663e-04	0.2916	1.513e-03	0.2919	3.4	14.8
6020.00	0.2380	6.682e-04	0.2378	8.952e-04	0.2377	3.142e-03	0.2397	3.2	16.5
6060.00	0.1692	6.582e-04	0.1689	9.638e-04	0.1689	3.238e-03	0.1694	3.6	21.1
6100.00	0.1129	5.987e-04	0.1127	5.756e-04	0.1127	1.953e-03	0.1133	4.2	25.8
6140.00	0.0851	5.789e-04	0.0849	1.899e-04	0.0849	6.962e-04	0.0853	4.8	24.3
6180.00	0.0672	6.124e-04	0.0669	1.961e-04	0.0669	5.462e-04	0.0671	5.4	22.3
6220.00	0.0577	7.241e-04	0.0573	5.175e-04	0.0574	1.568e-03	0.0575	5.9	18.1
6260.00	0.0529	8.718e-04	0.0524	6.809e-04	0.0525	2.096e-03	0.0526	6.2	12.8
6300.00	0.0479	1.031e-03	0.0474	6.960e-04	0.0474	2.142e-03	0.0477	6.4	8.8
6340.00	0.0408	1.127e-03	0.0402	5.331e-04	0.0402	1.638e-03	0.0404	6.4	8.0
6380.00	0.0325	1.089e-03	0.0319	2.994e-04	0.0319	9.028e-04	0.0321	6.2	9.6
6420.00	0.0253	9.849e-04	0.0248	1.124e-04	0.0248	3.223e-04	0.0250	5.8	12.0
6460.00	0.0185	8.374e-04	0.0181	2.432e-05	0.0180	1.026e-04	0.0181	5.6	19.2
6500.00	0.0146	7.417e-04	0.0142	7.736e-05	0.0142	2.647e-04	0.0142	5.3	24.3
6540.00	0.0126	7.002e-04	0.0122	9.412e-05	0.0122	3.120e-04	0.0123	4.9	27.8
6580.00	0.0121	7.304e-04	0.0118	9.051e-05	0.0118	3.014e-04	0.0118	4.4	29.6
6620.00	0.0133	8.273e-04	0.0129	6.880e-05	0.0129	2.326e-04	0.0130	4.0	27.3
6660.00	0.0158	9.672e-04	0.0154	2.044e-05	0.0154	8.308e-05	0.0154	3.6	22.5
6700.00	0.0191	1.095e-03	0.0186	5.537e-05	0.0186	1.541e-04	0.0186	3.4	17.8
6740.00	0.0217	1.117e-03	0.0212	1.339e-04	0.0212	4.035e-04	0.0213	3.3	13.7
6780.00	0.0221	9.781e-04	0.0216	1.553e-04	0.0216	4.716e-04	0.0216	3.3	12.7
6820.00	0.0195	7.227e-04	0.0191	9.440e-05	0.0191	2.790e-04	0.0192	3.5	15.1
6860.00	0.0156	4.736e-04	0.0154	9.192e-07	0.0154	1.711e-05	0.0155	3.8	20.2
6900.00	0.0121	2.838e-04	0.0119	7.418e-05	0.0119	2.499e-04	0.0120	4.1	27.2
6940.00	0.0098	1.702e-04	0.0097	1.080e-04	0.0097	3.558e-04	0.0097	4.4	33.2
6980.00	0.0089	1.284e-04	0.0088	1.122e-04	0.0088	3.684e-04	0.0089	4.6	34.4
7020.00	0.0092	1.677e-04	0.0092	9.601e-05	0.0092	3.159e-04	0.0092	4.7	31.5
7060.00	0.0105	3.764e-04	0.0104	5.240e-05	0.0104	1.795e-04	0.0105	4.8	24.2
7100.00	0.0122	8.704e-04	0.0119	1.499e-05	0.0119	3.373e-05	0.0120	4.9	16.1
7140.00	0.0133	1.727e-03	0.0126	8.832e-05	0.0126	2.665e-04	0.0127	5.1	9.2
7180.00	0.0124	2.619e-03	0.0112	1.200e-04	0.0112	3.695e-04	0.0112	5.6	6.0
7220.00	0.0095	2.883e-03	0.0080	9.301e-05	0.0080	2.870e-04	0.0080	6.4	7.9
7260.00	0.0059	2.332e-03	0.0045	4.352e-05	0.0045	1.329e-04	0.0046	7.4	15.7
7300.00	0.0029	1.432e-03	0.0021	8.528e-06	0.0021	2.442e-05	0.0021	8.5	32.4
7340.00	0.0013	7.075e-04	0.0008	4.182e-06	0.0008	1.431e-05	0.0008	9.8	60.9

7380.00	0.0006	3.429e-04	0.0004	5.405e-06	0.0004	1.782e-05	0.0004	11.1	92.6
7420.00	0.0003	1.627e-04	0.0002	4.187e-06	0.0002	1.365e-05	0.0002	12.4	141.2
7460.00	0.0002	9.406e-05	0.0001	3.195e-06	0.0001	1.037e-05	0.0001	12.7	185.5
7500.00	0.0001	7.314e-05	0.0001	2.722e-06	0.0001	8.861e-06	0.0001	13.5	212.8
7540.00	0.0002	7.574e-05	0.0001	2.582e-06	0.0001	8.473e-06	0.0001	13.4	213.1
7580.00	0.0002	1.003e-04	0.0002	2.217e-06	0.0002	7.449e-06	0.0002	13.0	193.4
7620.00	0.0005	1.675e-04	0.0004	1.980e-07	0.0004	1.838e-07	0.0004	12.4	143.9
7660.00	0.0008	2.737e-04	0.0007	6.256e-06	0.0007	1.831e-05	0.0007	11.8	111.2
7700.00	0.0014	4.253e-04	0.0011	1.578e-05	0.0011	4.768e-05	0.0012	11.4	85.1
7740.00	0.0021	6.333e-04	0.0018	2.569e-05	0.0018	7.710e-05	0.0019	11.1	59.4
7780.00	0.0027	7.811e-04	0.0022	2.542e-05	0.0022	7.544e-05	0.0024	10.9	50.5
7820.00	0.0029	8.684e-04	0.0025	1.813e-05	0.0025	5.114e-05	0.0026	11.0	45.9
7860.00	0.0030	9.036e-04	0.0025	7.241e-06	0.0025	1.626e-05	0.0027	11.1	43.1
7900.00	0.0029	8.785e-04	0.0025	1.110e-06	0.0025	9.603e-06	0.0026	-20.0	43.6
7940.00	0.0028	8.439e-04	0.0024	5.918e-06	0.0024	2.510e-05	0.0025	-20.0	44.6

TABLE 3.6 – Estimation des incertitudes sur les alimentations bêta I du ^{92}Rb , les σ sont des écart-types sur les valeurs moyennées \bar{I} , les Δ_I sont les écarts relatifs par rapport aux alimentations de référence I_{ref} , les indices e , r , si , et l représentent respectivement les évaluations faites sur l'étalonnage en énergie, sur l'étalonnage en résolution, sur la variation de l'épaisseur du silicium, et sur les densités de niveaux.

Dans les prochaines sections nous continuons sur l'analyse du ^{93}Rb où nous suivrons la même procédure que celle du ^{92}Rb avec en plus, l'impact du choix des spins sur les alimentations β à réaliser.

3.6.2 Cas du ^{93}Rb

3.6.2.1 Sensibilité à la normalisation des contaminants

Nous réalisons donc le même type de test que pour le ^{92}Rb , plusieurs analyses ont été réalisées pour différentes paires de valeurs pour la normalisation des empilements et le taux de contamination du ^{93}Rb par le ^{93}Sr en maintenant la probabilité d'émission de neutrons $P_n = 1.39\%$. Sur la figure 3.32, nous présentons les résultats de ces tests où les minima en valeur de χ^2 sont situés sur la bande qui correspond à une normalisation des empilements ramenée à 85% de la valeur que nous avons estimés par défaut. Une comparaison entre les pourcentages d'alimentations bêta obtenus sous ces conditions qui minimise la valeur de χ^2 et le résultat de référence obtenu pour le ^{93}Rb est montrée sur la figure 3.40. Un résumé des différents tests réalisés avec les points dont la valeur de χ^2 (1497–1500) est incluse dans la région violette de la figure 3.39, est écrit dans le tableau 3.8.

Dans l'optique de regarder également l'influence de la normalisation de la contamination due aux neutrons, nous avons réalisé des analyses en supposant des probabilités d'émission de neutrons P_n de 0 à 10%. Sur la figure 3.41, est représentée la variation du χ^2 en fonction de la valeur de P_n utilisée. On trouve le minimum autour des 3% au lieu de la valeur 1.39% indiquée dans ENSDF. La valeur de P_n joue naturellement sur la valeur du peuplement β du niveau fondamental, avec un $P_n = 3\%$ on obtient une valeur de 30.6% au lieu des 35.5% pour un $P_n = 1.39$. Cependant nos mesures TAS ne permettent pas d'être prédictif sur la probabilité d'émission des neutrons retardés car la matrice réponse que nous utilisons pour extraire les alimentations bêta, ne contient pas la réponse du TAS aux neutrons. Pour ces raisons, nous adoptons la valeur de 1.39% qui nous est fournie par ENSDF [110].

3.6.2.2 Sensibilité aux paramètres d'entrée de la matrice réponse

Afin d'évaluer la sensibilité des alimentations bêta obtenues après analyse des mesures TAS du ^{93}Rb , nous présentons dans les sections suivantes les résultats des tests sur la réponse du détecteur ainsi que les rapports d'embranchement. Les conditions de test sont les mêmes que celles décrites pour l'analyse du ^{92}Rb .

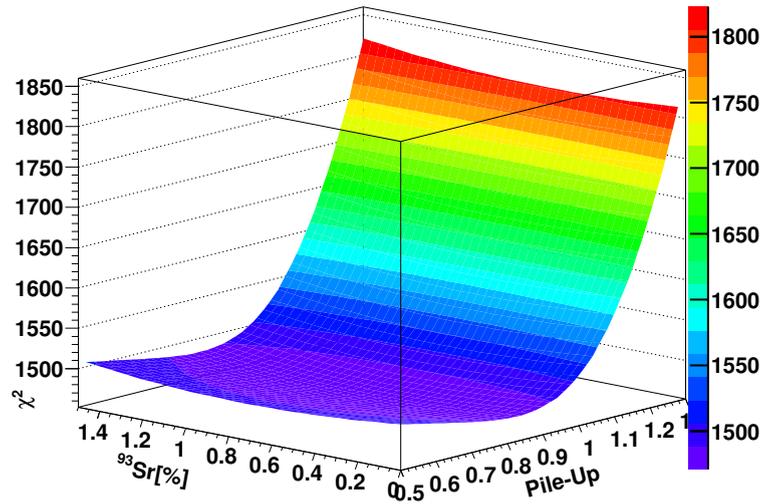


FIGURE 3.39 – Courbe des valeurs de χ^2 obtenues lors de la résolution du problème inverse pour différents paramètres de normalisation des empilements et différents taux de contamination du ^{93}Sr . On trouve le minimum pour un facteur de 0.85 de la valeur que nous avons estimée par le calcul pour les empilements.

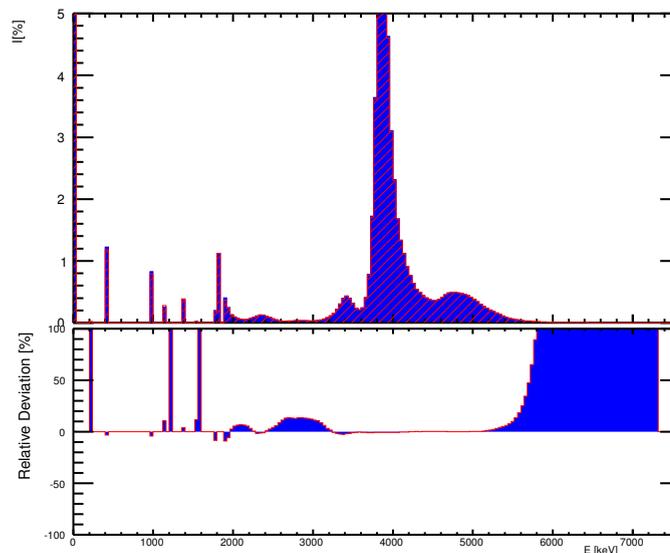


FIGURE 3.40 – Comparaison entre les peuplements bêta de référence (bleu) et ceux obtenus sous les conditions de normalisation des contaminants qui minimisent la valeur du χ^2 . Les écarts entre les deux distributions sont inférieur à 10% sur la majorité du spectre sauf dans les cas où les alimentations sont très faibles et qui présentent des variations qui vont au-delà des 100%.

Influence des relations d'étalonnage

Sur les figures 3.42 et 3.43, sont présentées respectivement l'influence de l'étalonnage en énergie et en résolution, sur les alimentations bêta du ^{93}Rb . Les variations observées, en modifiant la pente de la relation d'étalonnage en énergie du détecteur de 1%, sont autour de 1% (sauf à 213 keV où l'alimentation bêta est quasi nulle) et reste compatible avec l'incertitude statistique sur les alimentations qui est inférieure à 1% bin par bin sur tout le spectre du ^{93}Rb . Les écarts observés pour l'étalonnage en résolution sont plus importants, de 0.5 à 10% sur la majorité du spectre, et restent dans les mêmes ordres de grandeur que l'analyse du ^{92}Rb .

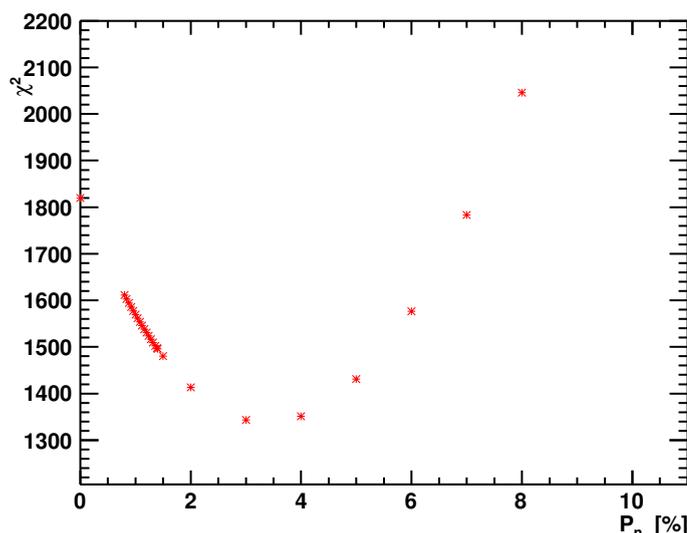


FIGURE 3.41 – Tracé de la variation de χ^2 pour différentes valeurs de probabilité d'émission de neutrons lors de la désintégration bêta du ^{93}Rb . Le minimum en χ^2 est atteint pour une pour une valeur de P_n de 3%.

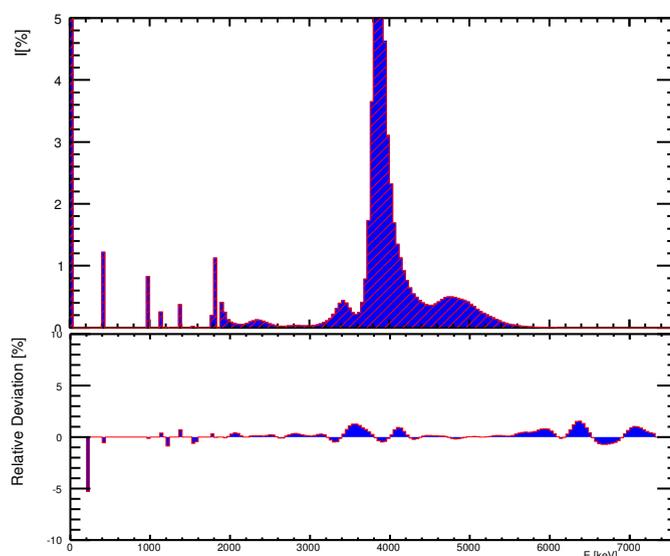


FIGURE 3.42 – Comparaison des alimentations bêtas obtenues (rouge) en modifiant la pente de la relation d'étalonnage en énergie de 1% avec le résultat adopté (bleu). Les écart relatifs sont compatibles avec les incertitudes statistiques.

Influence de l'épaisseur du détecteur bêta

Nous présentons sur la figure 3.44, les résultats de l'analyse du ^{93}Rb dans le cas où la réponse du détecteur est générée en supposant une épaisseur du détecteur silicium supérieure de 10% à l'épaisseur standard (0.5 mm). Comme on peut le voir, dans ces conditions on n'arrive pas à bien reconstruire les données expérimentales. Sauf dans les régions où les alimentations bêta sont très faibles, la différence entre les nouvelles alimentations bêta et celles de référence varie entre 2 et 40%.

Comparée aux relations d'étalonnage, la variation de l'épaisseur du détecteur silicium représente la modification de la réponse qui a le plus d'impact sur les alimentations bêta que nous obtenons. Il nous reste maintenant à évaluer l'influence des rapports d'embranchement sur la distribution d'alimentation bêta du ^{93}Rb .

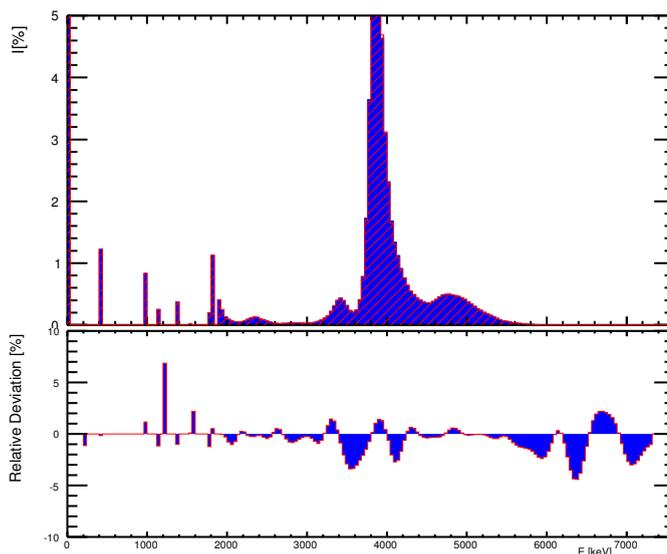
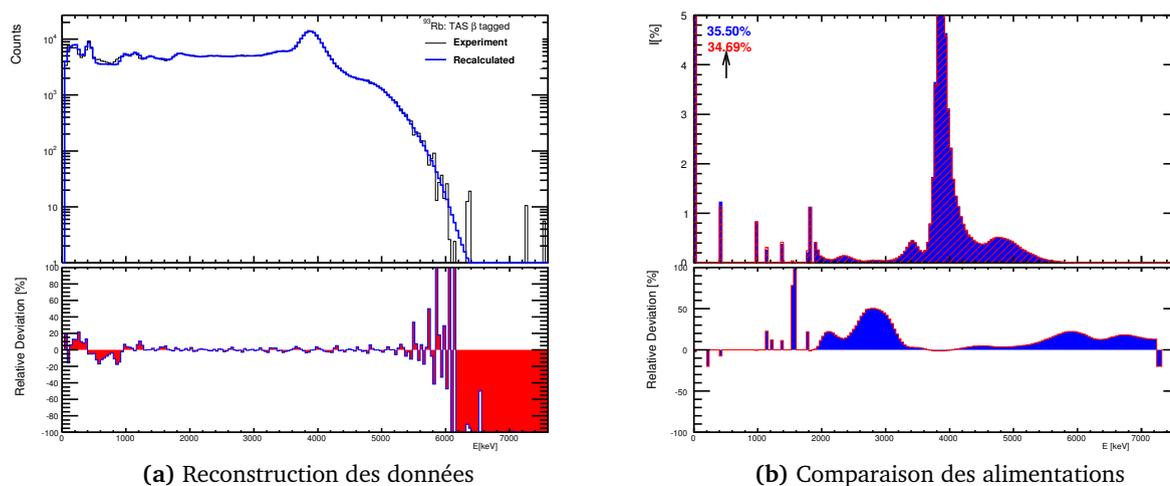


FIGURE 3.43 – Comparaison des alimentations bêtas obtenues (rouge) en prenant les bornes supérieures des paramètres de la relation d'étalonnage en résolution avec le résultat adopté (bleu). L'impact est plus prononcé que celui de l'étalonnage en énergie.



(a) Reconstruction des données

(b) Comparaison des alimentations

FIGURE 3.44 – En (a) superposition entre les données expérimentales et la reconstruction à partir des alimentations bêtas obtenues lorsque l'épaisseur du silicium est augmenté de 10%. En (b) cette alimentation (rouge) est comparée avec l'alimentation bêta de référence (bleu).

Influence des densités de niveaux

Pour estimer la sensibilité des alimentations extraites des mesures de désintégration bêta du ^{93}Rb aux rapports d'embranchement, nous avons utilisé une autre formulation de densités de niveaux. Comme les paramétrisations BSFG-Egidy étaient celles qui reconstruisaient le mieux les densités de niveaux dans la région à basse énergie (voir figure 3.22) du ^{93}Sr , nous les avons utilisées pour calculer les rapports d'embranchement dans notre analyse de référence. Afin de regarder la sensibilité des résultats aux mêmes modèles que ceux utilisés dans le cas du ^{92}Rb , nous avons calculé de nouveaux rapports d'embranchement avec le modèle *Gilbert-Cameron* et avons extrait les nouvelles alimentations bêta. Sur la figure 3.45, nous comparons ces alimentations bêtas (rouge) à la référence (bleu). On remarque que, par rapport aux alimentations de référence, les écart sur les niveaux discrets sont plus

importants (>50%) que ceux observés dans le cas du ^{92}Rb , par exemple les niveaux à 1142.55 keV et 1248.20 keV du ^{93}Sr ne sont presque plus alimentés par les transitions bêta du ^{93}Rb . Ces écarts dans la région connue semblent être compensés, en témoigne le “bon” accord entre les mesures et la reconstruction, par des alimentations bêta plus accrues entre 2 et 4 MeV qui alimenteront les niveaux de la zone connue au biais des transitions électromagnétiques. D’une manière générale, vu que la formulation de densité de niveaux sur laquelle se base l’étude de sensibilité n’assure pas une transition régulière entre les densités de niveaux expérimentales à basse énergie et les densités de niveaux à haute énergie, les écarts observés sont grands parce que l’incertitude supposée sur la connaissance des densités de niveaux est surestimée.

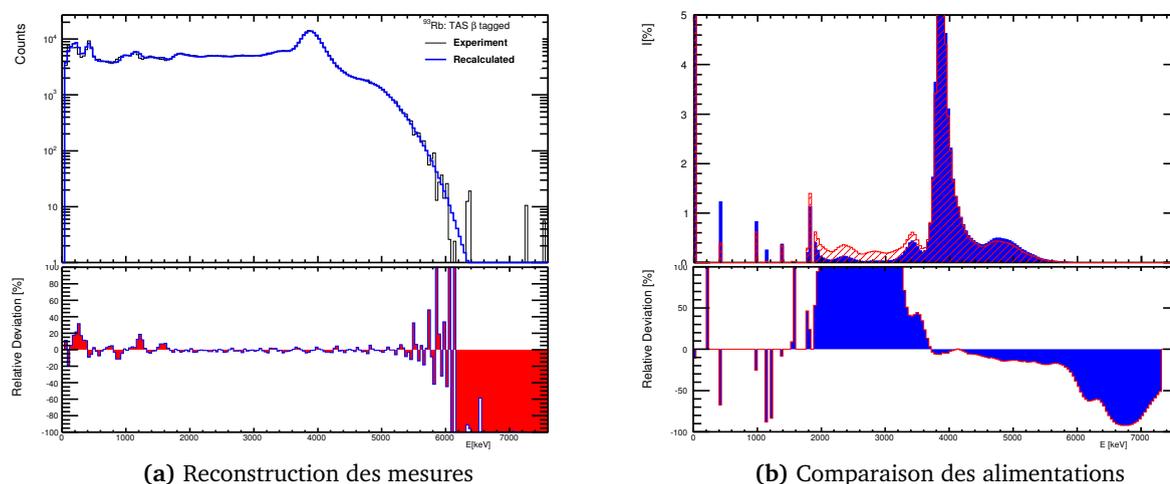


FIGURE 3.45 – Comparaison des alimentations bêta obtenue pour le ^{93}Rb , en utilisant des densités de niveaux en moyenne 2 fois plus petites que celle utilisées dans l’analyse de référence dont les alimentations sont représentées en bleu.

Influence du choix des spins des niveaux

Dans l’analyse de référence du ^{93}Rb , sur les niveaux de la zone connue pour lesquels il n’y a pas d’assignation définitive de spin, nous avons dû faire un choix. Par défaut nous avons choisi de conserver la valeur intermédiaire du spin qui est 7/2 avec une parité positive (voir section 3.5.2). Cette assignation arbitraire joue sur les types de transitions électromagnétiques entre les niveaux, donc sur les rapports d’embranchement. Pour estimer l’influence de ce choix sur les alimentations bêta extraites des mesures, nous avons généré deux autres matrices de rapports d’embranchement en prenant des valeurs de spin de 5/2 puis 9/2 qui sont les deux valeurs extrêmes qui correspondent respectivement aux cas I et II du tableau 3.7, qui résume les différentes assignations par rapport à l’analyse de référence.

Les alimentations bêta obtenues pour les cas I et II du tableau 3.7, sont comparées avec celles de référence sur la figure 3.46. Sur les écarts que l’on observe, on peut considérer que la sensibilité des alimentations bêta sur le choix des spins se manifeste entre 0 et 4 MeV avec des variations plus importantes dans le cas où le spin vaut 9/2 et pour les régions du spectre qui sont très faiblement peuplées.

Dans le tableau 3.8, on retrouve les incertitudes liées aux différentes composantes nécessaires à la résolution du problème *inverse*. La première colonne de ce tableau indique les niveaux d’énergie du noyau fils, la deuxième colonne donne les incertitudes estimée pour la soustraction des différents contaminants du spectre du noyau, dans la troisième colonne sont traitées les incertitudes liées au calcul de la matrice réponse qui se subdivisent en deux parties : les incertitudes dues à la construction de la réponse du détecteur *TAS* aux différentes émissions, notamment l’étalonnage du détecteur *TAS* et

E_{level} [keV]	J^π Ref	J^π I	J^π II
0.000	5/2+	5/2+	5/2+
213.431	9/2+	9/2+	9/2+
432.604	7/2+	5/2+	9/2+
986.120	9/2+	9/2+	9/2+
1142.550	7/2+	5/2+	9/2+
1148.200	7/2+	5/2+	9/2+
1238.240	7/2+	7/2+	7/2+
1385.310	7/2+	5/2+	9/2+
1529.320	7/2+	5/2+	9/2+
1562.960	7/2+	5/2+	9/2+
1779.790	11/2-	11/2-	11/2-
1808.440	7/2+	5/2+	9/2+

TABLE 3.7 – Choix de la valeur du spin des niveaux adoptés pour la région connue du ^{93}Sr . De gauche à droite on a l'énergie d'excitation des niveaux, les assignations de spin pour l'analyse de référence, celles où on a choisi 5/2 pour les niveaux dont la valeur de spin est inconnue et celles où on a chois 9/2 pour les niveaux dont la valeur de spin est inconnue.

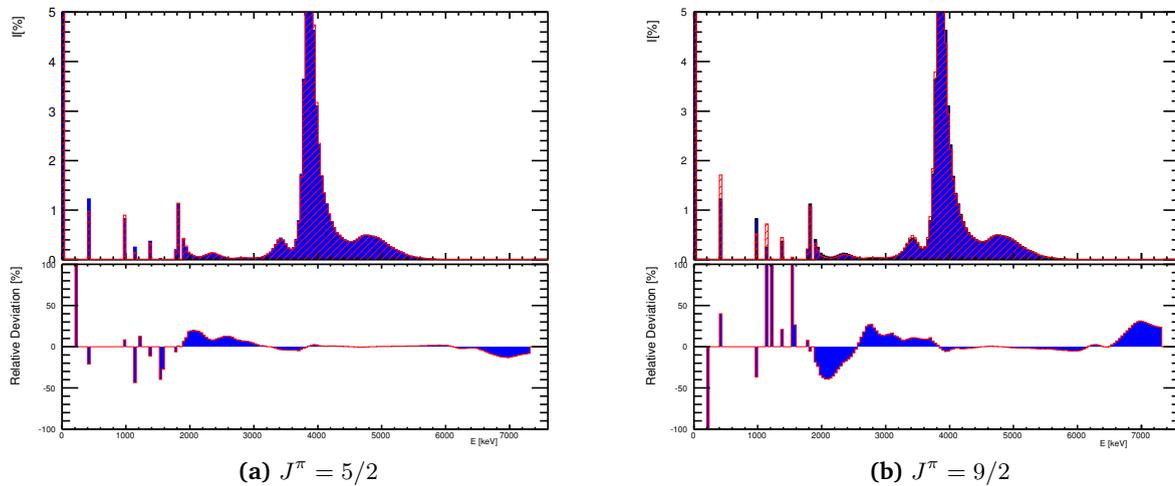


FIGURE 3.46 – Comparaison des alimentations bêta obtenue pour le ^{93}Rb , suivant le schéma de niveau I ou II du tableau 3.7.

l'épaisseur du détecteur β , et les incertitudes associées au calcul des rapports d'embranchement des transitions électromagnétiques subséquentes de la désintégration β .

La sous-branche qui traite des rapports d'embranchement présente les incertitudes les plus élevées sur les alimentations β de la désintégration du ^{93}Rb , contrairement à ce qui est observé dans le cas du ^{92}Rb . Plusieurs raisons peuvent expliquer cela. D'abord, les propriétés du noyau fils (le spin et la parité des niveaux) sont très mal connues dans la région de basse énergie et le minimum de connaissances expérimentales dans cette zone requise pour la méthode *TAS*, en est affecté et cela joue sur la détermination des peuplements β . En plus, les densités de niveaux utilisées pour estimer l'erreur sont des cas exceptionnels dans lesquels l'analyse n'aurait pas pu être faite. La raison pour laquelle l'impact sur le peuplement du niveau fondamental est plus élevé dans le cas du ^{93}Rb peut être liée au fait que ce niveau est plus faiblement alimenté (35.5%), par conséquent moins contraint par la réponse du *TAS* aux bêta, comparé au cas du ^{92}Rb (87.5%). Le bilan des incertitudes dont l'erreur totale obtenue sur les alimentations est présenté en annexe A.

Comme dans le cas du ^{92}Rb , on note dans certains bins des incertitudes très importantes, qui n'ont évidemment pas de sens physique et correspondent à des régions de peuplement β quasi nul.

E_{level}	Contaminants		Matrice Réponse								
			Réponse GEANT4						Rapport Embranchement		
	I	σ_I	I_e	σ_{I_e}	I_r	σ_{I_r}	I_{ref}	$\Delta_{I_{si}}$	Δ_{I_l}	$\Delta_{I_{5/2}}$	$\Delta_{I_{9/2}}$
0.00	35.6798	1.462e-01	35.6987	5.409e-02	35.6998	4.031e-02	35.4996	-2.3	-11.0	2.3	-4.8
213.43	0.0178	2.481e-03	0.0218	2.606e-03	0.0217	4.615e-04	0.0007	23152.5	127.3	4334.1	983.2
432.60	1.1627	2.122e-02	1.1953	1.377e-02	1.1951	1.089e-03	1.2232	-7.0	-67.5	-27.4	52.8
986.12	0.7924	3.445e-03	0.7954	3.500e-03	0.7951	1.599e-02	0.8269	-7.7	-25.5	-0.3	-25.6
1142.55	0.2477	1.341e-02	0.2340	1.501e-03	0.2341	5.132e-03	0.2061	-17.0	-86.7	-32.6	189.1
1148.20	0.0518	1.746e-03	0.0524	6.458e-04	0.0523	1.328e-03	0.0466	-18.5	-94.2	-38.0	322.1
1238.24	0.0051	4.967e-04	0.0047	9.921e-05	0.0047	3.902e-04	0.0021	5477.9	-83.6	126.3	959.6
1385.31	0.4207	2.580e-02	0.3909	9.617e-05	0.3907	1.336e-04	0.3708	-14.2	-8.4	-11.6	49.2
1529.32	0.0299	4.260e-03	0.0248	6.346e-04	0.0248	2.922e-04	0.0218	4.2	9.3	-31.4	181.0
1562.96	0.0108	2.005e-03	0.0083	2.166e-04	0.0083	2.435e-04	0.0021	3921.2	589.3	150.3	728.7
1779.79	0.2077	1.973e-02	0.1825	9.178e-04	0.1826	5.151e-03	0.1984	86.2	46.5	-15.0	5.1
1808.44	1.1365	8.053e-03	1.1264	1.061e-03	1.1261	1.370e-02	1.1249	-12.5	24.1	-0.9	1.9
1900.00	0.3688	8.067e-04	0.3677	5.035e-04	0.3679	1.529e-03	0.4038	-5.2	53.3	-6.9	-17.5
1940.00	0.2365	1.669e-03	0.2342	5.827e-04	0.2342	6.781e-04	0.2488	-3.9	94.2	1.9	-19.2
1980.00	0.1345	2.067e-03	0.1316	3.861e-04	0.1316	2.220e-04	0.1285	6.1	183.9	16.4	-19.4
2020.00	0.0990	1.869e-03	0.0963	1.076e-04	0.0963	6.399e-04	0.0916	10.6	246.5	19.2	-18.1
2060.00	0.0750	1.543e-03	0.0728	1.810e-05	0.0728	6.631e-04	0.0686	14.4	300.6	19.3	-17.3
2100.00	0.0615	1.279e-03	0.0596	9.263e-05	0.0596	3.058e-04	0.0561	17.0	333.4	18.5	-15.8
2140.00	0.0541	1.105e-03	0.0525	2.498e-04	0.0525	2.017e-04	0.0497	23.5	339.5	16.8	-14.1
2180.00	0.0578	1.141e-03	0.0561	3.455e-04	0.0561	4.117e-04	0.0538	28.3	317.1	14.2	-12.8
2220.00	0.0723	1.293e-03	0.0704	3.783e-04	0.0704	4.203e-04	0.0689	28.3	271.4	9.7	-11.5
2260.00	0.0958	1.513e-03	0.0935	3.285e-04	0.0935	1.228e-04	0.0937	20.5	225.3	5.2	-10.6
2300.00	0.1112	1.665e-03	0.1086	3.111e-04	0.1086	1.131e-05	0.1113	18.7	198.5	1.3	-9.3
2340.00	0.1291	2.490e-03	0.1254	3.132e-04	0.1254	7.071e-07	0.1279	13.0	181.1	1.1	-6.4
2380.00	0.1262	3.726e-03	0.1208	3.352e-04	0.1208	1.160e-04	0.1226	11.5	186.8	1.9	-4.7
2420.00	0.1127	5.602e-03	0.1049	3.486e-04	0.1049	1.032e-04	0.1045	12.9	216.3	4.7	-0.4
2460.00	0.0961	7.512e-03	0.0859	2.611e-04	0.0859	1.165e-04	0.0842	13.6	265.3	7.0	5.2
2500.00	0.0766	8.560e-03	0.0652	1.815e-04	0.0652	1.858e-04	0.0630	16.4	330.2	8.7	13.3
2540.00	0.0601	8.582e-03	0.0489	1.998e-04	0.0489	4.165e-05	0.0464	18.3	403.1	11.0	21.7
2580.00	0.0450	7.850e-03	0.0349	2.445e-04	0.0349	1.896e-04	0.0322	28.8	493.8	13.9	35.7
2620.00	0.0380	7.199e-03	0.0289	2.668e-04	0.0289	2.959e-04	0.0259	41.4	563.0	16.5	48.1
2660.00	0.0365	6.884e-03	0.0278	2.591e-04	0.0278	2.587e-04	0.0246	55.2	601.8	17.1	58.6
2700.00	0.0389	6.653e-03	0.0304	2.278e-04	0.0304	7.920e-05	0.0268	57.5	615.5	15.8	66.9
2740.00	0.0416	6.112e-03	0.0338	1.862e-04	0.0338	8.655e-05	0.0298	55.9	604.7	14.1	68.8
2780.00	0.0429	5.165e-03	0.0362	1.482e-04	0.0362	2.282e-04	0.0321	54.5	593.0	13.1	66.8
2820.00	0.0431	3.422e-03	0.0386	1.360e-04	0.0386	2.903e-04	0.0341	48.2	585.1	13.2	61.6
2860.00	0.0404	2.025e-03	0.0376	1.670e-04	0.0376	1.998e-04	0.0333	45.7	581.2	12.8	56.0
2900.00	0.0373	9.509e-04	0.0359	1.878e-04	0.0359	9.610e-05	0.0319	43.9	578.4	12.5	50.6
2940.00	0.0346	3.399e-04	0.0341	2.062e-04	0.0341	2.128e-05	0.0305	44.2	566.5	11.4	47.3
2980.00	0.0335	3.089e-04	0.0335	2.021e-04	0.0335	6.223e-06	0.0301	44.2	542.6	10.2	45.6
3020.00	0.0342	4.473e-04	0.0344	1.957e-04	0.0344	4.596e-06	0.0312	46.4	506.4	8.4	44.8
3060.00	0.0392	6.204e-04	0.0397	1.673e-04	0.0396	1.307e-04	0.0362	45.2	446.6	7.1	42.9
3100.00	0.0484	7.493e-04	0.0490	9.914e-05	0.0490	4.024e-04	0.0455	40.7	373.0	4.6	40.3
3140.00	0.0639	9.385e-04	0.0648	2.192e-05	0.0648	7.406e-04	0.0614	32.7	290.6	2.8	32.4
3180.00	0.0843	1.096e-03	0.0855	5.636e-05	0.0855	6.626e-04	0.0832	25.2	213.1	0.0	25.6
3220.00	0.1123	1.273e-03	0.1138	3.705e-04	0.1138	2.348e-04	0.1125	19.5	153.4	-1.7	20.3
3260.00	0.1472	1.544e-03	0.1491	9.199e-04	0.1491	1.830e-03	0.1506	18.0	107.8	-3.0	13.2
3300.00	0.2129	1.930e-03	0.2154	1.855e-03	0.2154	4.598e-03	0.2195	13.7	71.2	-4.5	10.9
3340.00	0.2967	2.411e-03	0.2997	2.191e-03	0.2997	5.737e-03	0.3074	10.0	50.9	-5.9	10.9
3380.00	0.3832	2.862e-03	0.3869	9.928e-04	0.3867	2.641e-03	0.3968	5.4	41.3	-6.6	11.2
3420.00	0.4235	3.027e-03	0.4274	1.620e-03	0.4273	4.544e-03	0.4366	0.7	40.3	-6.8	12.6
3460.00	0.3863	2.603e-03	0.3898	3.851e-03	0.3897	1.080e-02	0.3962	-1.9	42.0	-6.5	12.9
3500.00	0.3095	2.052e-03	0.3124	4.580e-03	0.3124	1.276e-02	0.3151	-2.9	44.6	-5.9	13.3
3540.00	0.2360	1.522e-03	0.2382	4.047e-03	0.2383	1.143e-02	0.2392	-0.7	42.1	-5.6	12.9
3580.00	0.2084	1.330e-03	0.2104	3.572e-03	0.2105	1.001e-02	0.2108	4.6	34.7	-5.3	12.6
3620.00	0.2413	1.448e-03	0.2435	3.679e-03	0.2437	1.052e-02	0.2445	13.9	23.7	-5.5	11.9
3660.00	0.4009	2.279e-03	0.4043	4.985e-03	0.4046	1.461e-02	0.4063	18.0	13.2	-5.6	11.9
3700.00	0.7714	4.058e-03	0.7777	7.653e-03	0.7781	2.304e-02	0.7835	22.1	3.3	-6.2	12.7
3740.00	1.7031	7.853e-03	1.7150	1.172e-02	1.7153	3.589e-02	1.7250	19.5	-3.4	-4.3	8.1
3780.00	3.6031	1.552e-02	3.6264	1.158e-02	3.6266	3.774e-02	3.6434	11.2	-5.9	-3.0	5.4
3820.00	6.0264	2.499e-02	6.0637	7.962e-03	6.0632	1.532e-02	6.0933	1.8	-5.9	-1.9	2.8
3860.00	7.0821	2.980e-02	7.1274	3.838e-02	7.1259	1.066e-01	7.1601	-3.1	-6.2	-0.3	-1.0

3900.00	6.4329	2.928e-02	6.4770	4.649e-02	6.4765	1.312e-01	6.4870	-6.5	-4.5	0.9	-2.8
3940.00	4.5864	2.050e-02	4.6166	2.954e-02	4.6170	8.462e-02	4.6297	-7.0	-4.8	1.6	-4.5
3980.00	3.0779	1.363e-02	3.0988	6.689e-03	3.0991	1.905e-02	3.1069	-5.3	-4.6	1.4	-3.9
4020.00	2.2928	9.336e-03	2.3074	6.251e-03	2.3078	1.976e-02	2.3152	-5.3	-2.3	0.4	-2.3
4060.00	1.6659	6.393e-03	1.6753	1.587e-02	1.6758	4.773e-02	1.6828	-3.4	-1.7	0.0	-1.5
4100.00	1.3272	5.081e-03	1.3341	1.708e-02	1.3344	5.093e-02	1.3399	-2.2	-0.5	-0.4	-0.5
4140.00	1.1102	4.374e-03	1.1156	1.327e-02	1.1156	3.946e-02	1.1208	-2.1	0.4	-0.4	-0.5
4180.00	0.9064	3.736e-03	0.9103	7.000e-03	0.9099	2.073e-02	0.9151	-1.4	-0.9	-0.2	-1.3
4220.00	0.7561	3.353e-03	0.7593	1.846e-03	0.7588	5.654e-03	0.7615	-0.7	-2.1	0.1	-1.1
4260.00	0.6375	3.170e-03	0.6399	1.039e-03	0.6396	2.949e-03	0.6422	-0.1	-3.9	-0.1	-0.8
4300.00	0.5415	3.148e-03	0.5432	1.923e-03	0.5431	5.325e-03	0.5448	1.5	-5.8	-0.1	-0.5
4340.00	0.4880	3.161e-03	0.4893	1.407e-03	0.4894	3.705e-03	0.4915	1.8	-5.9	-0.3	-0.5
4380.00	0.4379	3.151e-03	0.4387	4.660e-04	0.4390	9.496e-04	0.4404	2.4	-6.1	-0.5	0.2
4420.00	0.3991	2.925e-03	0.3999	3.196e-04	0.4001	1.227e-03	0.4011	3.3	-6.3	-0.6	0.6
4460.00	0.3728	2.729e-03	0.3736	5.897e-04	0.3738	1.921e-03	0.3752	3.9	-7.0	-0.8	0.7
4500.00	0.3576	2.458e-03	0.3584	6.894e-04	0.3586	2.005e-03	0.3597	5.0	-8.0	-1.0	1.3
4540.00	0.3598	2.359e-03	0.3606	5.091e-04	0.3606	1.614e-03	0.3618	6.1	-8.9	-1.1	1.6
4580.00	0.3804	2.439e-03	0.3813	4.639e-04	0.3812	1.522e-03	0.3826	6.4	-9.7	-1.3	1.8
4620.00	0.4118	2.547e-03	0.4127	4.624e-04	0.4127	1.602e-03	0.4140	6.4	-10.5	-1.3	1.9
4660.00	0.4519	2.779e-03	0.4529	4.914e-04	0.4528	1.662e-03	0.4541	5.3	-10.3	-1.4	2.2
4700.00	0.4810	2.806e-03	0.4822	1.838e-04	0.4822	8.917e-04	0.4840	4.2	-11.0	-1.4	1.7
4740.00	0.4938	2.714e-03	0.4952	3.960e-04	0.4951	7.806e-04	0.4970	3.4	-11.9	-1.2	1.4
4780.00	0.4934	2.494e-03	0.4949	1.087e-03	0.4948	2.943e-03	0.4965	2.9	-12.8	-1.1	1.3
4820.00	0.4831	2.304e-03	0.4847	1.462e-03	0.4846	4.031e-03	0.4867	2.8	-14.1	-1.0	1.0
4860.00	0.4726	2.110e-03	0.4743	1.386e-03	0.4743	3.729e-03	0.4754	2.9	-14.3	-0.8	1.0
4900.00	0.4595	2.075e-03	0.4611	8.952e-04	0.4612	2.326e-03	0.4622	2.7	-14.2	-0.7	0.7
4940.00	0.4403	2.098e-03	0.4418	3.592e-04	0.4419	7.304e-04	0.4429	2.5	-13.8	-0.6	0.4
4980.00	0.4127	2.006e-03	0.4141	1.556e-05	0.4141	3.302e-04	0.4148	2.2	-13.4	-0.5	0.2
5020.00	0.3774	2.028e-03	0.3785	6.718e-05	0.3785	5.466e-04	0.3793	2.0	-13.3	-0.5	-0.0
5060.00	0.3392	2.102e-03	0.3400	9.758e-05	0.3400	3.649e-04	0.3408	1.9	-13.5	-0.3	-0.4
5100.00	0.2992	2.181e-03	0.2996	5.657e-06	0.2996	1.492e-04	0.3006	2.1	-14.3	-0.4	-0.4
5140.00	0.2628	2.543e-03	0.2626	4.031e-05	0.2626	2.475e-05	0.2635	2.8	-15.2	-0.4	-0.5
5180.00	0.2347	2.963e-03	0.2340	4.879e-05	0.2339	1.768e-05	0.2347	2.8	-14.8	-0.2	-0.7
5220.00	0.2061	3.509e-03	0.2048	1.273e-05	0.2047	1.563e-04	0.2056	3.4	-15.8	-0.4	-0.5
5260.00	0.1826	4.081e-03	0.1806	9.546e-05	0.1806	4.306e-04	0.1812	3.7	-15.4	-0.3	-0.7
5300.00	0.1598	4.509e-03	0.1573	2.242e-04	0.1573	7.403e-04	0.1578	3.8	-15.2	-0.2	-0.9
5340.00	0.1364	4.761e-03	0.1336	2.595e-04	0.1336	8.450e-04	0.1338	3.8	-15.1	-0.0	-0.9
5380.00	0.1123	4.806e-03	0.1094	1.874e-04	0.1094	6.633e-04	0.1095	4.3	-16.4	0.1	-1.1
5420.00	0.0913	4.844e-03	0.0884	1.018e-04	0.0884	3.526e-04	0.0885	5.1	-17.4	0.2	-1.3
5460.00	0.0741	4.980e-03	0.0711	4.815e-05	0.0711	1.830e-04	0.0712	6.3	-18.2	0.1	-1.2
5500.00	0.0609	5.359e-03	0.0578	5.381e-05	0.0578	1.873e-04	0.0579	7.6	-18.5	0.2	-1.4
5540.00	0.0508	5.954e-03	0.0474	9.390e-05	0.0474	3.165e-04	0.0475	8.9	-18.7	0.2	-1.3
5580.00	0.0432	6.674e-03	0.0393	1.387e-04	0.0393	4.444e-04	0.0394	9.8	-18.0	0.0	-1.5
5620.00	0.0368	7.444e-03	0.0324	1.638e-04	0.0324	5.019e-04	0.0325	10.3	-17.2	0.3	-2.0
5660.00	0.0312	8.050e-03	0.0262	1.526e-04	0.0262	4.678e-04	0.0263	10.5	-16.9	0.5	-2.5
5700.00	0.0263	8.440e-03	0.0207	1.258e-04	0.0207	3.864e-04	0.0208	10.8	-17.2	0.5	-2.6
5740.00	0.0221	8.639e-03	0.0160	1.006e-04	0.0160	3.066e-04	0.0161	10.9	-18.1	0.6	-3.0
5780.00	0.0187	8.673e-03	0.0122	8.096e-05	0.0122	2.476e-04	0.0122	10.7	-19.6	0.8	-3.2
5820.00	0.0159	8.558e-03	0.0090	6.831e-05	0.0090	2.097e-04	0.0090	10.3	-21.9	0.7	-3.1
5860.00	0.0135	8.241e-03	0.0065	5.849e-05	0.0065	1.793e-04	0.0065	9.3	-24.5	0.8	-3.4
5900.00	0.0112	7.617e-03	0.0045	4.685e-05	0.0045	1.436e-04	0.0045	7.7	-27.5	1.0	-3.8
5940.00	0.0090	6.661e-03	0.0029	3.268e-05	0.0029	1.004e-04	0.0030	6.1	-32.6	0.9	-3.7
5980.00	0.0069	5.491e-03	0.0018	1.919e-05	0.0018	5.852e-05	0.0018	5.1	-38.6	0.7	-3.9
6020.00	0.0052	4.344e-03	0.0011	8.818e-06	0.0011	2.713e-05	0.0011	4.5	-44.9	0.5	-3.9
6060.00	0.0039	3.425e-03	0.0007	2.732e-06	0.0007	8.503e-06	0.0007	5.3	-51.7	-0.1	-3.0
6100.00	0.0032	2.846e-03	0.0004	2.546e-08	0.0004	2.171e-07	0.0004	7.7	-57.5	-0.9	-1.9
6140.00	0.0029	2.653e-03	0.0003	6.428e-07	0.0003	1.809e-06	0.0003	10.2	-60.8	-1.9	-0.4
6180.00	0.0030	2.838e-03	0.0003	2.510e-07	0.0003	6.159e-07	0.0003	12.5	-62.6	-3.0	1.2
6220.00	0.0036	3.448e-03	0.0003	9.235e-07	0.0003	2.926e-06	0.0003	12.4	-62.4	-3.9	2.4
6260.00	0.0044	4.404e-03	0.0002	2.481e-06	0.0002	7.624e-06	0.0002	10.2	-61.5	-4.3	2.7
6300.00	0.0054	5.534e-03	0.0002	3.780e-06	0.0002	1.148e-05	0.0002	5.9	-60.4	-4.5	2.4
6340.00	0.0058	6.234e-03	0.0002	3.772e-06	0.0002	1.139e-05	0.0002	1.4	-61.1	-4.3	1.4
6380.00	0.0054	5.992e-03	0.0001	2.541e-06	0.0001	7.628e-06	0.0001	-2.1	-64.3	-4.1	0.3
6420.00	0.0042	4.945e-03	0.0001	1.189e-06	0.0001	3.558e-06	0.0001	-4.6	-68.9	-4.1	-0.5
6460.00	0.0029	3.609e-03	0.0000	3.746e-07	0.0000	1.105e-06	0.0000	-5.2	-75.2	-4.2	-0.9
6500.00	0.0019	2.531e-03	0.0000	7.375e-08	0.0000	2.114e-07	0.0000	-4.8	-80.4	-4.8	-0.0
6540.00	0.0013	1.811e-03	0.0000	4.575e-09	0.0000	1.742e-08	0.0000	-3.4	-84.7	-6.1	2.0
6580.00	0.0009	1.395e-03	0.0000	1.532e-08	0.0000	4.724e-08	0.0000	-0.4	-88.2	-7.1	3.8

6620.00	0.0008	1.202e-03	0.0000	1.225e-08	0.0000	3.730e-08	0.0000	3.7	-90.3	-8.4	6.5
6660.00	0.0007	1.149e-03	0.0000	8.753e-09	0.0000	2.638e-08	0.0000	8.7	-91.5	-9.7	9.5
6700.00	0.0007	1.181e-03	0.0000	6.685e-09	0.0000	1.987e-08	0.0000	14.5	-92.2	-10.9	12.6
6740.00	0.0007	1.259e-03	0.0000	5.725e-09	0.0000	1.703e-08	0.0000	20.7	-92.4	-12.0	15.7
6780.00	0.0008	1.349e-03	0.0000	5.663e-09	0.0000	1.675e-08	0.0000	27.4	-92.3	-13.1	18.8
6820.00	0.0008	1.436e-03	0.0000	6.020e-09	0.0000	1.776e-08	0.0000	33.6	-91.9	-14.0	22.0
6860.00	0.0009	1.522e-03	0.0000	5.763e-09	0.0000	1.667e-08	0.0000	40.1	-91.1	-14.9	25.2
6900.00	0.0010	1.637e-03	0.0000	1.711e-09	0.0000	3.833e-09	0.0000	42.0	-89.5	-15.3	27.5
6940.00	0.0011	1.790e-03	0.0000	1.346e-08	0.0000	4.264e-08	0.0000	41.5	-87.4	-15.6	29.6
6980.00	0.0013	2.000e-03	0.0000	5.114e-08	0.0000	1.583e-07	0.0000	38.3	-84.5	-15.6	30.7
7020.00	0.0015	2.265e-03	0.0000	1.218e-07	0.0000	3.736e-07	0.0000	32.4	-80.6	-15.0	30.1
7060.00	0.0018	2.559e-03	0.0000	2.123e-07	0.0000	6.457e-07	0.0000	26.4	-76.1	-14.3	29.1
7100.00	0.0020	2.842e-03	0.0000	2.852e-07	0.0000	8.666e-07	0.0000	21.6	-71.5	-13.7	27.9
7140.00	0.0022	3.093e-03	0.0000	3.144e-07	0.0000	9.506e-07	0.0000	18.1	-67.0	-12.9	26.6
7180.00	0.0024	3.290e-03	0.0000	2.947e-07	0.0000	8.872e-07	0.0000	15.9	-62.8	-12.2	25.4
7220.00	0.0025	3.430e-03	0.0000	2.498e-07	0.0000	7.517e-07	0.0000	13.4	-58.7	-11.6	24.5
7260.00	0.0026	3.512e-03	0.0000	2.012e-07	0.0000	6.127e-07	0.0000	12.2	-55.0	-11.0	23.7
7300.00	0.0026	3.559e-03	0.0000	1.696e-07	0.0000	5.187e-07	0.0000	12.0	-51.2	-10.6	23.1

TABLE 3.8 – Estimation des incertitudes sur les alimentations bêta I du ^{93}Rb , les σ sont des écart-types sur les valeurs moyennées \bar{I} , les Δ_I sont les écarts relatifs par rapport aux alimentations de référence I_{ref} , les indices $e, r, si, l, 5/2$ et $9/2$ représentent respectivement les évaluations faites sur l'étalonnage en énergie, sur l'étalonnage en résolution, sur la variation de l'épaisseur du silicium, sur les densités de niveaux et sur les choix de spin $5/2$ et $9/2$.

L'étude des incertitudes sur les alimentations β extraites de nos mesures montre que la technique d'analyse TAS de la désintégration des noyaux donne des résultats assez stables par rapport à la soustraction des contaminants du spectre du noyau d'intérêt et par rapport à l'étalonnage du détecteur. Deux résultats importants de cette analyse sont les alimentations par désintégration β du niveau fondamental du ^{92}Sr et du ^{93}Sr qui sont respectivement de $(87.5 \pm 2.5)\%$ et de $(35.5 \pm 4.4)\%$ et restent compatibles aux résultats des mesures de haute résolution réalisée sur ces noyaux. Dans des études TAS précédentes [94], le peuplement du niveau fondamental est une entrée de l'analyse, dans notre cas le détecteur TAS est rendu sensible aux bêta grâce à l'utilisation d'un détecteur β mince de sorte que les électrons ne soient pas complètement stoppés à l'intérieur et déposent une partie de leur énergie dans le TAS.

A la suite donc de l'analyse des mesures TAS des $^{92,93}\text{Rb}$, nous sommes parvenus à en extraire les alimentations bêta respectives en suivant la technique TAS que nous avons présentée auparavant. Des études supplémentaires ont été ensuite menées afin d'évaluer la sensibilité de nos résultats aux différentes composantes de l'équation $d = Rf$ que nous appelons équation du problème inverse. Il apparaît que nos résultats sont plus sensibles à la composante R , comme nous le résumons dans les tableaux 3.6 et 3.8, en partie, à cause de la difficulté de quantifier la connaissance des densités de niveaux des noyaux fils de la désintégration. La détermination de l'incertitude finale sur nos résultats peut être faite, en produisant la matrice de covariance des différentes composantes du problème inverse. Ce travail dépasse le cadre de cette thèse, cependant les tests de sensibilité que nous avons effectués demeurent une bonne base pour la suite.

Dans le prochain chapitre, nous allons utiliser les alimentations bêta de référence que nous avons obtenues pour le ^{92}Rb et ^{93}Rb et voir leur impact sur la détermination de la force bêta S_β , sur les calculs des spectres en énergies des antineutrinos et les calculs de puissance résiduelle des réacteurs nucléaires.

Chapitre 4

Discussion des résultats

Sommaire

4.1 Les distributions de force <i>Gamow-Teller</i>	109
4.1.1 Cas du ^{92}Rb	110
4.1.2 Cas du ^{93}Rb	111
4.2 Les spectres en énergie des antineutrinos déduits de nos mesures	113
4.3 Impact sur les calculs de puissance résiduelle	117

L'analyse des données, qui a été présentée au chapitre précédent, a permis d'extraire les alimentations β des produits de fissions $^{92,93}\text{Rb}$ ainsi que les incertitudes associées aux valeurs obtenues. Dans cette partie, sera traitée l'influence de ces nouveaux résultats sur les différents axes qui ont motivé les mesures expérimentales sur ces deux noyaux (voir chapitre 1). Nous rappelons que l'intérêt premier de la technique utilisée pour mesurer la désintégration β des $^{92,93}\text{Rb}$, réside dans sa robustesse face à l'effet *Pandemonium*. Cela offre l'opportunité de comparer nos résultats aux mesures précédentes. Nous allons ensuite intégrer ces nouvelles données de mesures *TAS* dans les calculs des spectres en énergies des antineutrinos émis par les réacteurs nucléaires et dans les calculs de la puissance résiduelle des réacteurs.

4.1 Les distributions de force *Gamow-Teller*

Nous avons introduit au premier chapitre la notion de force β *Gamow-Teller*, son intérêt pour la structure et l'astrophysique nucléaire ainsi que la problématique qui s'y lie : une partie de cette force n'est pas observée par les mesures expérimentales et la règle de somme d'*Ikeda* [19], qui est une règle indépendante des modèles, n'est pas satisfaite (voir le paragraphe 1.3.1). Des efforts considérables ont été investis dans la compréhension de cette énigme. Les deux modes principaux pour accéder expérimentalement à cette force sont les réactions d'échange de charges et la désintégration β nucléaire. Des études expérimentales et théoriques sur les réactions d'échange de charges ($p-n$) ont permis de mettre en évidence des modes très collectifs de résonance qui concentre la majorité de la force S_β . Quant aux expériences de désintégrations β , très intéressantes et complémentaires aux réactions d'échange de charges parce qu'elles permettent à la fois, d'accéder à la valeur absolue de cette force et d'explorer des noyaux plus exotiques, la technique de mesure expérimentale était basée sur la détection de gammas individuels et les rendait sensibles à l'effet *Pandemonium*, faussant ainsi les résultats sur les peuplements β de certaines de ces mesures. La technique d'absorption totale du rayonnement utilisée lors de notre expérience n'est pas sensible à cet effet, par conséquent, les différentes alimentations β déterminées pour les deux noyaux $^{92,93}\text{Rb}$, ont permis de réaliser de nouveaux calculs pour la force

Gamow-Teller S_β (voir le paragraphe 1.1.4) déduite des alimentations I_β selon l'expression suivante :

$$S_\beta(E_x) = \frac{\sum_{E_f \in \Delta E} \frac{1}{\Delta E} I_\beta(E_f)}{f(Q_\beta - E_x, Z') T_{1/2}}$$

où f représente l'intégral de Fermi et ΔE représente la largeur en énergie des niveaux, soit 40 keV dans notre cas, qui représente la largeur des bins utilisée pour l'analyse des données expérimentales.

Dans les deux sous-sections qui suivent nous allons comparer les calculs faits avec nos résultats et les calculs basés sur les précédentes mesures.

4.1.1 Cas du ^{92}Rb

Les alimentations β du ^{92}Rb extraites de l'analyse des données (en bleu) effectuée au chapitre précédent sont tracées sur la figure 4.1 et comparées avec les données évaluées ENSDF (rouge) [110]. Les deux distributions de peuplement présentent à peu près la même structure de niveau d'énergie : Entre 0–2 MeV, la région où l'analyse des données se base sur les niveaux connus (voir chapitre précédent), les niveaux de transition β de notre analyse sont identiques à ceux de la base ENSDF ; au-delà, les alimentations que nous extrayons surviennent sur des niveaux espacés de 40 keV et affectées par la résolution du détecteur TAS tandis que les alimentations prises dans la base ENSDF concernent des transitions sur des énergies précises obtenues grâce à l'utilisation de détecteurs de très haute résolution (expériences réalisées par Alquist *et al.* [112] et Olson *et al.* [111]). Concernant la forme des distributions des peuplements β , la comparaison entre les alimentations que nous obtenons pour le ^{92}Rb et celles provenant de la base de données nucléaires ENSDF révèle des différences dans le schéma de niveaux qui montrent l'existence relativement importante d'alimentation β dans les régions 3–4.6 MeV et 5–5.8 MeV par rapport aux informations contenues dans ENSDF. Cela pourrait être la conséquence de transitions qui manqueraient dans les mesures précédentes.

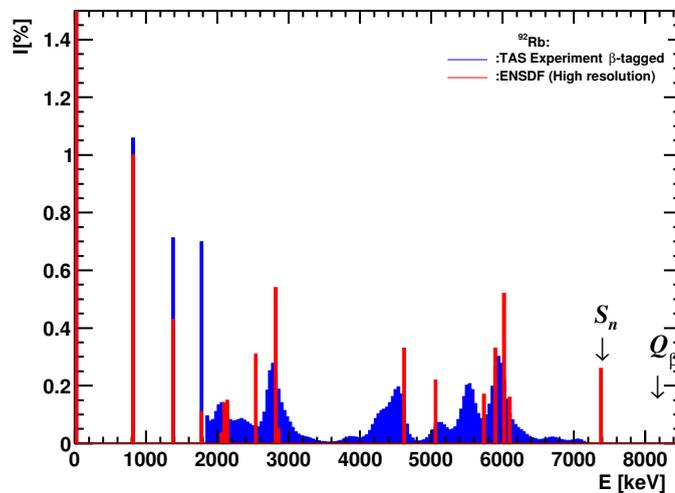


FIGURE 4.1 – Comparaison entre les alimentations bêtas obtenues des mesures TAS du ^{92}Rb et celles contenues dans les données évaluées ENSDF. La structure du schéma de niveaux de l'analyse TAS révèle les niveaux déjà indiqués par les mesures haute résolution, excepté le niveau à 7363 keV qui n'est pas compatible avec les données TAS du ^{92}Rb .

La valeur de l'alimentation de la désintégration β du ^{92}Rb vers le niveau fondamental du ^{92}Sr est une information critique : d'abord déterminée par Olson *et al.* à hauteur de 94%, elle fut rejetée par les évaluateurs qui adoptèrent une valeur de 51%, à cause de la valeur en $\log ft$ de la transition qui était anormalement basse pour une transition première interdite. Cette valeur fut ensuite révisée en 2012, afin de tenir compte d'une contrainte supplémentaire apportée par la mesure de l'intensité

absolue I_γ de la transition $2^+ \rightarrow 0^+$ à 815 keV, et la nouvelle normalisation fournit une alimentation au fondamental de $(95.2 \pm 0.7)\%$. La valeur de l'alimentation β obtenue dans le cadre des travaux de cette thèse est de $(87.5 \pm 2.5)\%$ et il a été démontré au chapitre précédent qu'une alimentation de 95% n'est pas compatible avec les données expérimentales. Par ailleurs, la valeur actuelle de $(95.2 \pm 0.7)\%$ est en cours de révision par les évaluateurs de la base ENDF¹ suite à une ré-analyse des données de Olson et *al.*, la nouvelle valeur de la transition vers le niveau fondamental serait de 87% [171], en excellent accord avec notre résultat. Un autre point de désaccord remarquable entre les alimentations que nous obtenons par la méthode TAS et celles de ENSDF est le niveau d'énergie à 7363 keV (très proche de l'énergie de séparation du neutron S_n) du ^{92}Sr qui est observé par les mesures de haute résolution mais qui n'apparaît pas dans les alimentations extraites des mesures TAS. Ce niveau se trouve précisément dans la gamme d'énergie où les détecteurs TAS sont les mieux adaptés car plus efficaces que les détecteurs de haute résolution. De plus ce niveau présente une valeur de $\log ft$ inférieure à 4 (i.e. transition super-permise). La non-observation de ce niveau pourrait être liée à un manque de statistique dans les données expérimentales TAS et qui a pu s'accroître suite aux soustractions réalisées pour nettoyer les données des différents contaminants (empilement. . .). Une nouvelle analyse a donc été réalisée en utilisant toute la statistique disponible (sans soustraction des contaminants) ; il n'y a toujours pas d'alimentation enregistrée dans le canal associé au niveau à 7363 keV. Il est ainsi clair que ce niveau n'est pas compatible avec nos données expérimentales. Il est également possible que ce niveau ne soit pas réel, car il n'apparaît que dans l'expérience réalisée par Olson et *al.* et ces derniers ont fait appel à des considérations théoriques pour la disposition de certains niveaux et c'est d'ailleurs la raison principale pour laquelle Alquist et *al.* sont restés très prudents en ne les intégrant pas tous dans leur analyse.

Concernant la force β Gamow-Teller, elle est déduite en pondérant les alimentations β par le facteur $1/fT_{1/2}$, où f est l'intégrale de Fermi, les valeurs des temps de demi-vie $T_{1/2}$ sont prises de la base ENSDF. Les valeurs de cette force ainsi que sa somme cumulée sur une fenêtre en énergie correspondant au Q_β , sont tracées et comparées à celles obtenues en utilisant les valeurs ENSDF sur la figure 4.2. Cependant, compte-tenu de la divergence des valeurs de $1/f$ pour des énergies proches du Q_β et du fait que pour le ^{92}Rb les états, au-dessus de l'énergie de séparation des neutrons S_n , ne sont pas peuplés, on ne peut se fier à la forme de cette force et à sa somme que pour des énergies d'excitation inférieures à S_n . Dans cet intervalle, la technique d'absorption totale du rayonnement émis permet dans le cas du ^{92}Rb de collecter environ 4 fois plus de force β que les données ENSDF actuelles. Si l'effet Pandemonium paraissait faible pour ce noyau, et à juste titre car les transitions β vers le niveau fondamental du ^{92}Sr concentrent 87.5% des alimentations, cet effet intervient à des énergies d'excitation élevées où même de faibles écarts de peuplements se répercutent en de grandes différences en terme de force.

4.1.2 Cas du ^{93}Rb

Sur la figure 4.3, sont comparées les alimentations β du ^{93}Rb obtenues dans le cadre de cette thèse (bleu), avec les valeurs obtenues par les précédentes mesures : les alimentations obtenues par Greenwood et *al.* [118] (en vert) et les données évaluées ENSDF (rouge) [110] qui sont une compilation de données provenant de mesures haute-résolution et de celle de Greenwood et *al.* (i.e TAS) également ; pour plus de détails, se référer au paragraphe 1.7. On peut remarquer que les alimentations β extraites de nos mesures sont très similaires aux données évaluées ENSDF dans la région d'intérêt au-dessus de 3 MeV ; pour cause, ces données dans le cas du ^{93}Rb contiennent déjà des données TAS. La valeur de l'alimentation β au fondamental $(35.5 \pm 4)\%$ est également compatible avec celle des données évaluées ENSDF qui est de $(35 \pm 3)\%$.

Concernant les mesures TAS réalisées par Greenwood et *al.*, la détermination des niveaux d'énergie des transitions β vers le noyau fils, est faite en insérant ces niveaux ou pseudo-niveaux "à la main"

1. ENSDF contient les données évaluées de structure nucléaire ainsi que les informations de désintégration des noyaux ; ENDF contient les données nucléaires au sens large : sections efficaces des réactions, rendements de fission, les distributions angulaires. . .

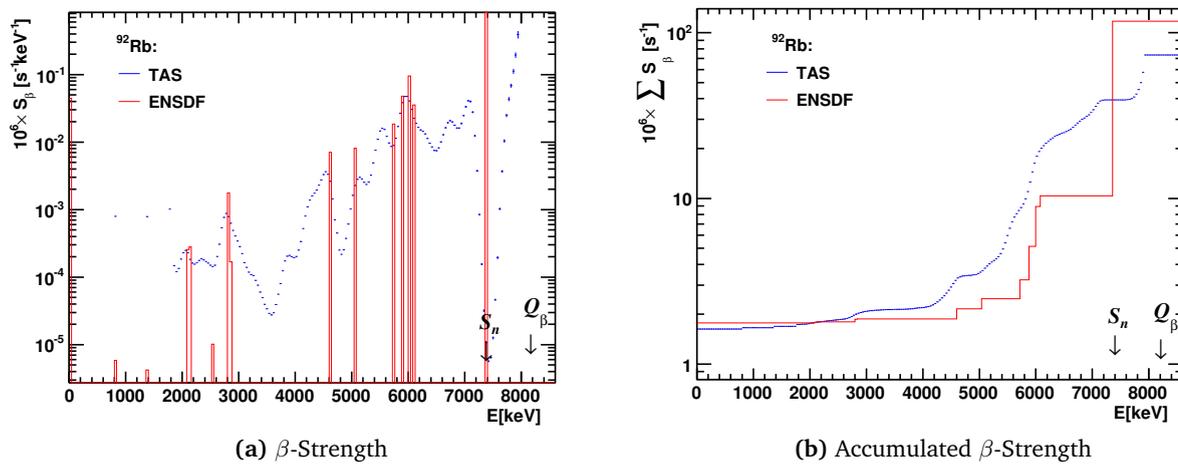


FIGURE 4.2 – La distribution de force Gamow-Teller pour la désintégration β du ^{92}Rb à gauche, à droite cette même force accumulée sur la fenêtre en énergie Q_β de la désintégration.

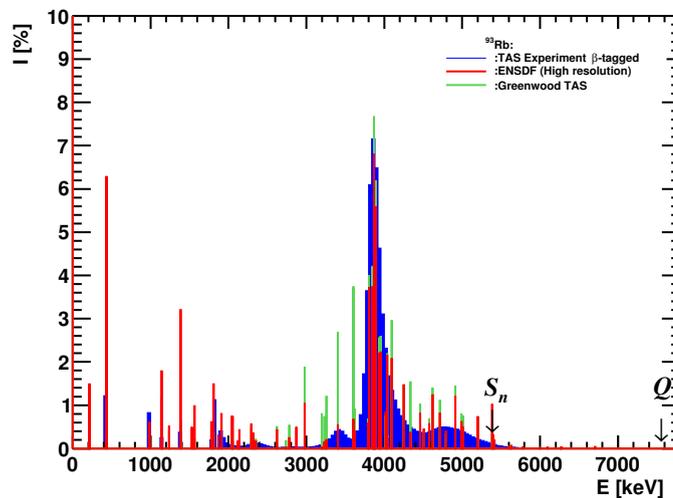


FIGURE 4.3 – Comparaison entre les alimentations bêtas obtenues des mesures TAS du ^{93}Rb et celles contenues dans les données évaluées ENSDF. La structure du schéma de niveaux de l'analyse TAS est très similaire à celle des données ENSDF qui en fait tiennent déjà compte des mesures TAS de Greenwood et al. [118].

(ce sont des niveaux fictifs). Comme la nôtre, cette analyse utilise aussi un code Monte-Carlo pour la réponse du détecteur, mais la résolution du problème inverse (voir chapitre précédent) consiste à : partir des niveaux connus expérimentalement puis d'alimenter ces niveaux, éventuellement en rajouter, de sorte à reconstruire les données expérimentales. C'est la raison pour laquelle les mesures de Greenwood et al. malgré le fait que ce soit des mesures TAS (faible résolution), présentent un schéma de niveaux discret (énergie précise). Même s'il existe des écarts substantiels entre les alimentations β du ^{93}Rb déduites de ces mesures et celles de notre analyse, en terme de force β elles demeurent très semblables, comme on peut le voir sur la figure 4.4 où sont tracées et comparées la force β du ^{93}Rb ainsi que sa somme cumulée sur la fenêtre de Q_β . Cependant l'auto-cohérence de la méthode d'analyse utilisée pour extraire les alimentations β de nos mesures expérimentales constitue un atout majeur.

Au premier chapitre de ce manuscrit, nous avons vu que la mesure de l'angle de mélange θ_{13} du phénomène d'oscillation des neutrinos, peut être réalisée à l'aide d'expériences auprès des réacteurs

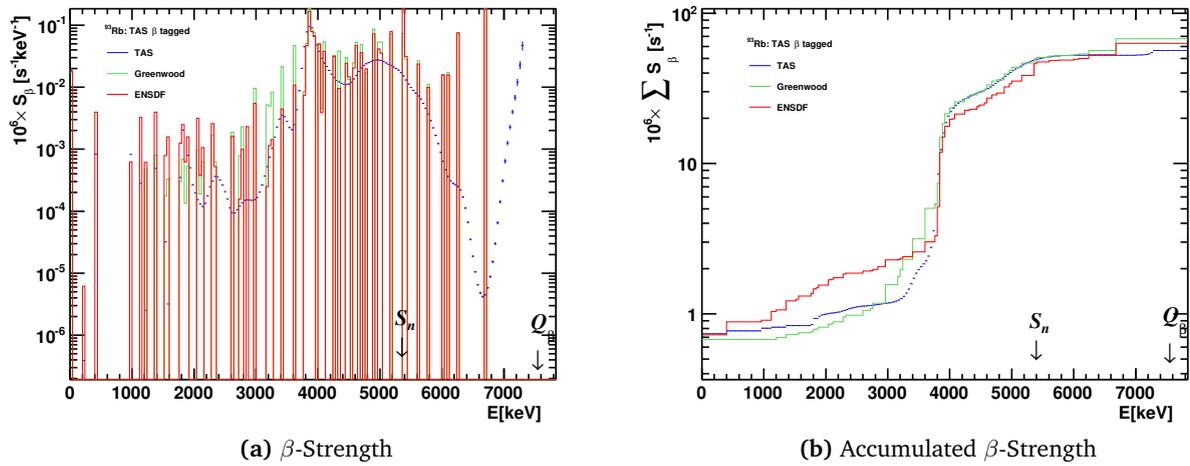


FIGURE 4.4 – La distribution de force Gamow-Teller pour la désintégration β du ^{93}Rb à gauche, à droite cette même force accumulée sur la fenêtre en énergie Q_β de la désintégration.

nucléaire qui se basent sur la détection du flux des antineutrinos émis par les produits de fission. La prédiction de ce flux demande, parmi d'autres paramètres, une connaissance précise du spectre en énergie des antineutrinos. Les mesures expérimentales des spectres en énergie des antineutrinos provenant des réacteurs, réalisées ces 30 dernières années, ont révélé un déficit par rapport au flux émis ; ce problème est connu sous le nom d'*anomalie réacteur*. En plus de ce phénomène, la possibilité par exemple d'utiliser la détection des antineutrinos comme moyen de contrôle de la composition du combustible nucléaire au cœur des réacteurs, sont autant d'enjeux qui sollicitent une meilleure connaissance des spectres antineutrinos des réacteurs. On distingue deux méthodes principales de calcul des spectres en énergie des antineutrinos : la méthode de conversion à partir des spectres β mesurés et la méthode dite de sommation qui utilisent les rapports d'embranchement ou alimentations β et la forme des spectres β des transitions individuelles. C'est cette dernière méthode qui peut exploiter les résultats de nos mesures.

4.2 Les spectres en énergie des antineutrinos déduits de nos mesures

Par application de la méthode de sommation, le spectre β d'un noyau qui se désintègre s'exprime comme suit :

$$N(E_\beta) = \sum_{ij} b_{ij}(E_0^j) P_\beta(E_\beta, E_0^j, Z)$$

où les termes $b_{ij}(E_0^j)$ et $P_\beta(E_\beta, E_0^j, Z)$ représentent respectivement les rapports d'embranchement β et la forme du spectre pour la branche j avec une énergie de endpoint E_0^j . Le spectre antineutrino s'en déduit directement en appliquant la conservation de l'énergie $E_\beta + E_{\bar{\nu}} = E_0^j$. Les nouveaux rapports d'embranchement β extraits de nos mesures ne souffrent en principe pas de l'effet *Pandemonium*, et seront utilisés pour calculer de nouveaux spectres antineutrinos pour les noyaux $^{92,93}\text{Rb}$. Ces nouveaux calculs [172] s'intègrent dans le cadre d'un premier travail de Fallot et al. [75] qui a mis en évidence l'influence de l'effet *Pandemonium* dans le calcul des spectres antineutrinos par la méthode de sommation. Les noyaux qui étaient utilisés pour cette étude avaient un Q_β maximal de 6 MeV, les données des noyaux $^{92,93}\text{Rb}$ permettent d'étendre cette fenêtre jusqu'à 8 MeV.

La désintégration β des $^{92,93}\text{Rb}$ vers le niveau fondamental de leur fils $^{92,93}\text{Sr}$ (GS \rightarrow GS) est de

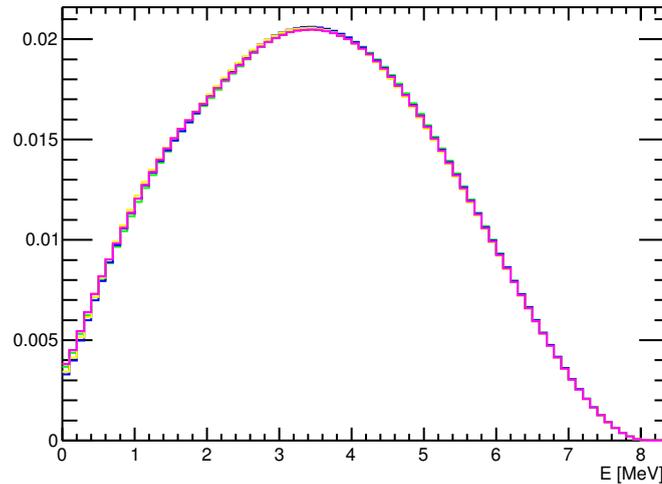


FIGURE 4.5 – Les spectres antineutrinos du ^{92}Rb prenant en compte différentes type de transition pour la forme : en noir, toutes les transitions sont de type permise ; en rouge, une forme permise pour les transitions $GS \rightarrow GS$ et une forme première interdite unique pour le reste ; en vert et bleu, une forme première interdite non-unique (opérateur Gamow-Teller [81]) pour les transitions $GS \rightarrow GS$ avec respectivement une forme première interdite unique et une forme permise pour le reste ; en jaune et rose, une forme première interdite non-unique (opérateur ρ_A [81]) avec respectivement une forme permise et une forme interdite unique pour les autres transitions. Ces deux dernières courbes se confondent aux deux premières que l'on ne peut pas distinguer sur le tracé. [172]

type première interdite *non-unique* (0^-). Plusieurs opérateurs, comme décrit par Hayes et al. [81], sont considérés pour le calcul des formes P_β de ce type de transition. Comme il n'est pas possible de privilégier un calcul en particulier, dans notre étude une forme permise a été choisie pour décrire les transitions β vers le niveau fondamental des deux noyaux fils. En adéquation avec les valeurs de spin et de parité des niveaux connus (i.e.les règles de sélection), une forme interdite *unique* est utilisée pour les autres transitions β du ^{92}Rb , tandis qu'une forme permise est utilisée pour le ^{93}Rb . L'impact de ces choix a été étudié en réalisant le calcul des spectres pour plusieurs choix de forme. Le résultat de ces tests est tracé, dans l'exemple du ^{92}Rb , sur la figure 4.5 où la courbe noire représente le spectre des antineutrinos obtenu en ne considérant que des transitions permises ; la rouge est un spectre calculé avec une forme permise pour la transition au fondamental, les transitions restantes étant des transitions premières interdites *uniques* (c'est le cas qui a été choisi) ; les courbes verte et bleue sont des spectres avec une forme première interdite *non-unique* (opérateur *Gamow-Teller* [81]) pour la transition vers le niveau fondamental avec respectivement des formes premières interdites *unique* et permise pour le reste ; les courbes jaunes et roses représentent des spectres calculés avec une forme interdite *non-unique* (opérateur ρ_A [81]) pour la transition vers le niveau fondamental avec respectivement une forme permise et une forme interdite *unique* pour les autres transitions. Comme illustré, la superposition de ces différents spectres ne soulève pas de différences notables, notamment les courbes noire et rouge se trouvent cachées et se confondent respectivement aux courbes jaunes et roses.

Sur les figures 4.6 et 4.7, les spectres antineutrinos respectifs du ^{92}Rb et ^{93}Rb calculés avec la méthode de sommation en utilisant les nouvelles alimentations β , sont comparés aux spectres calculés à partir des données provenant des bases ENSDF (^{92}Rb) et JEFF² [173] (^{93}Rb), et aux spectres en énergie des antineutrinos directement convertis des mesures de spectres β réalisées par Rudstam et al. [77]. Cette superposition des spectres révèle des différences dans la forme des distributions. Dans le cas du ^{92}Rb (figure 4.6), la courbe bleue qui correspond au spectre des antineutrinos calculé avec les données issues de ENSDF avant 2012 (51% d'alimentation β vers l'état fondamental) paraît déjà très erronée, les différences d'alimentation que nous avons illustrées au début de ce chapitre sont la cause

2. JEFF3.1 est basée sur ENSDF

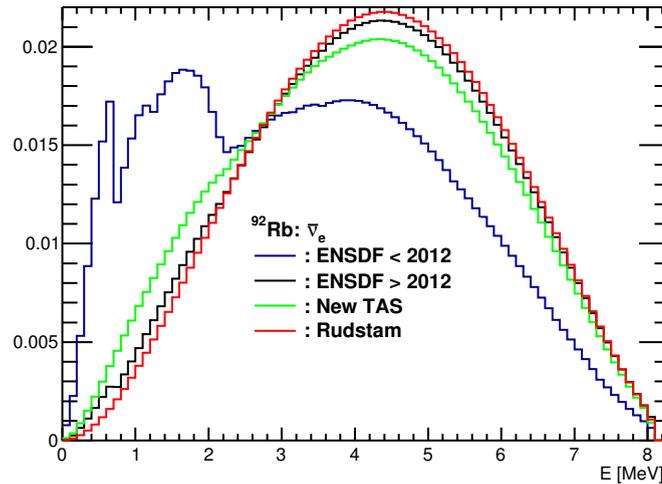


FIGURE 4.6 – Les spectres en énergie des antineutrinos provenant de la désintégration β du ^{92}Rb et obtenus par la méthode de sommation en utilisant les propriétés de désintégration β contenues dans la base ENSDF d’avant 2012 (bleu), d’après 2012 (noir) [110] et en utilisant les nouvelles données TAS (vert). La courbe en rouge est le spectre des antineutrinos obtenu par conversion des spectres β mesurés par Rudstam et al. [77]. [172]

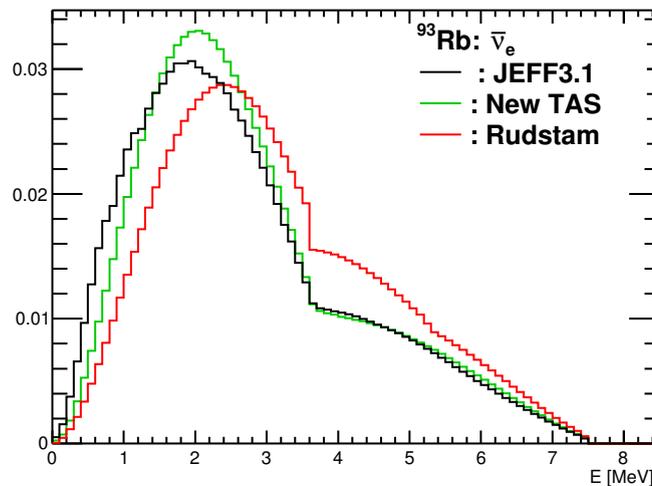


FIGURE 4.7 – Les spectres en énergie des antineutrinos provenant de la désintégration β du ^{93}Rb et obtenus par la méthode de sommation en utilisant les propriétés de désintégration β contenues dans la base JEFF (noir) [173] et en utilisant les nouvelles données TAS (vert). La courbe en rouge est le spectre des antineutrinos obtenu par conversion des spectres β mesurés par Rudstam et al. [77]. [172]

des différences entre la courbe verte (TAS) et la courbe noire (ENSDF révisé, 2012). Les mesures de Rudstam et al. [77] ne souffrent pas des systématiques pouvant affecter les données contenues dans les bases (Pandemonium) ou les techniques d’analyse TAS (besoin d’un minimum de connaissance sur le noyau), cependant les incertitudes larges liées à la difficulté de mesurer directement le spectre en énergie d’électrons, empêchent d’en faire une référence absolue.

Les spectres en énergie des antineutrinos issus de la fission thermique des $^{235,238}\text{U}$ et des $^{241,239}\text{Pu}$ ont été recalculés à l’aide de la méthode de sommation, sous les conditions décrite par Fallot et al. [75] ; à la différence qu’en lieu et place des spectres en énergie des antineutrinos obtenus par conversion des spectres β mesurés par Rudstam et al., sont utilisés les nouveaux spectres antineutrinos des $^{92,93}\text{Rb}$ provenant de nos mesures TAS. Le rapport entre ces nouveaux calculs et le précédent est tracé sur la

figure 4.8. On observe une variation d'environ 6% pour l' ^{235}U , 5% pour le ^{239}Pu , 3% pour le ^{241}Pu et 2.5% pour l' ^{238}U sur la région 4–8 MeV où la contribution au spectre des antineutrinos est plus importante de la part des noyaux $^{92,93}\text{Rb}$ (voir tableau 1.8). On peut également noter une baisse brutale aux environs de 8 MeV, cette variation est due à la différence entre les valeurs de Q_β considérées dans notre analyse et celles utilisées par Rudstam [77].

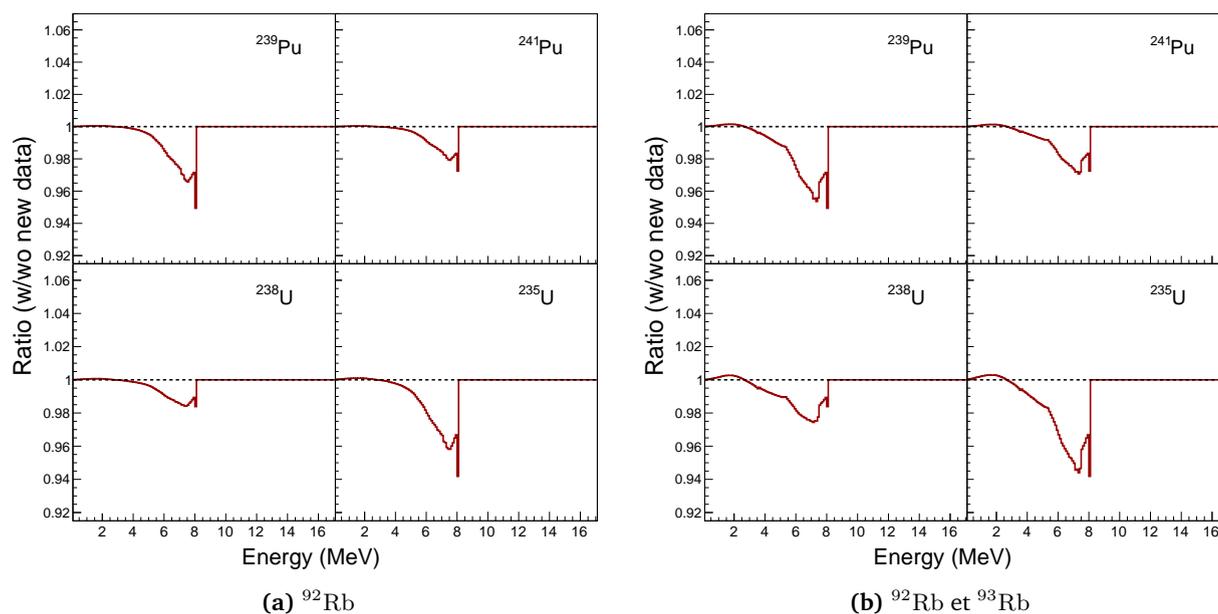


FIGURE 4.8 – Les rapports entre les spectres antineutrinos intégraux obtenus par la méthode de sommation avec et sans les nouvelles données TAS du ^{92}Rb (gauche), plus celles du ^{93}Rb (droite), après la fission thermique du ^{239}Pu , ^{241}Pu , ^{238}U et ^{235}U . [172]

Par ailleurs, très récemment de nouveaux calculs par la méthode de sommation du spectre intégral des antineutrinos mais s'appuyant sur les données ENDF/B-VII.1 [174] (équivalent de l'ancienne version de ENSDF, avant 2012), ont été réalisés par Dwyer et al. [175] et Sonzogni et al. [176]. Ces deux calculs utilisent sans distinction une forme permise pour toutes les transitions, mais Sonzogni et al. utilisent une sous-librairie plus à jour de ENDF/B-VII.1 ; par exemple un peuplement de 95.2% au lieu des 51% pour la transitions β vers l'état fondamental est utilisé pour la désintégration du ^{92}Rb . Une comparaison entre ces calculs et le nôtre est présentée sur la figure 4.9 où les rapports entre nos résultats et les calculs de Dwyer, Fallot [75] (cf. figure 4.8) et Sonzogni sont tracés respectivement en rouge, bleu et pointillés noirs. La variation due à nos récents résultats sur les calculs des spectres en énergie des antineutrinos est considérable par rapport aux calculs de Dwyer et al. qui se sont appuyés sur les anciennes indications des bases qui prévoyaient une alimentation d'environ 51% pour la désintégration β vers le fondamental du ^{92}Rb .

Les nouveaux calculs de spectre intégral des antineutrinos faits avec la méthode de sommation et utilisant nos nouvelles données, ont été ensuite comparés aux spectres intégraux obtenus par la méthode de conversion [70]. L'accord entre les deux calculs s'est trouvé amélioré entre 4 et 8 MeV à l'exception du cas du ^{235}U où le spectre obtenu par la méthode de sommation est encore en dessous du spectre obtenu par la méthode de conversion.

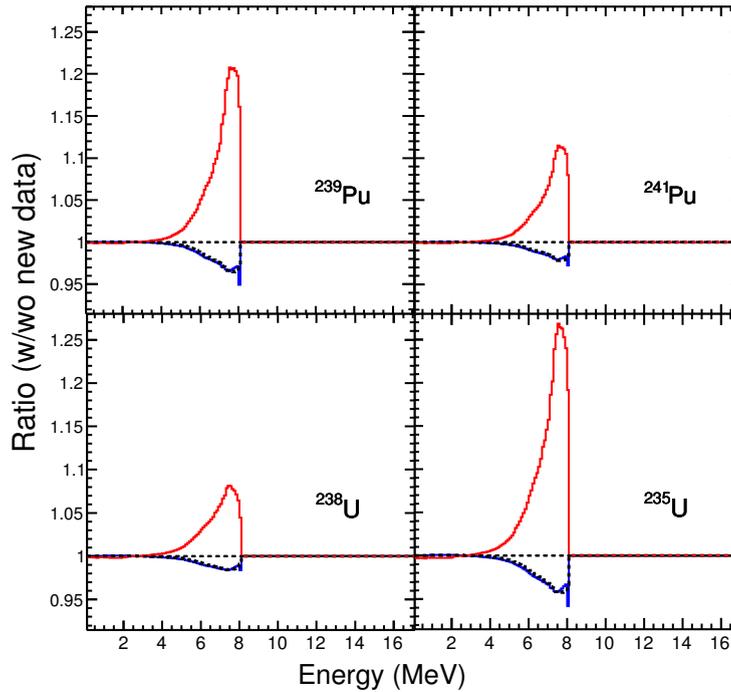


FIGURE 4.9 – Rapports entre les spectres intégraux des antineutrinos calculés avec les nouvelles données des $^{92,93}\text{Rb}$ et les calculs précédemment réalisés par Fallot et al. (bleu) [75], Dwyer et al. (rouge) [175] et Sonzoni et al. (points noirs) [176]. [172]

4.3 Impact sur les calculs de puissance résiduelle

À l'arrêt du réacteur nucléaire, les énergies moyennes du rayonnement électromagnétique (\bar{E}_γ) et des électrons (\bar{E}_β) émis lors de la désintégration β des $^{92,93}\text{Rb}$ contribuent comme les autres produits de fission à sa puissance résiduelle. Leur importance en amplitude et dans le temps dépendra des demi-vies des désintégrations ainsi que de leur rendement de fission ; à titre illustratif, ces grandeurs sont reportées dans le tableau 4.1. L'extraction des énergies moyennes à partir de nos mesures se fait en partant du schéma de désintégration établi lors de l'analyse des données expérimentales et des différentes alimentations β qui en sont déduites : les énergies moyennes sont obtenues en sommant les énergies des différentes émissions (β, γ) pondérées par les alimentations β associées. Le résultat de ce

Noyaux	Période	^{235}U CFY	^{239}Pu CFY
^{92}Rb	4.49 s	0.0483	0.0202
^{93}Rb	5.84 s	0.0354	0.0168

TABLE 4.1 – Temps de demi-vie des $^{92,93}\text{Rb}$ extraits de ENSDF [110] et les rendements de fission (CFY) thermique sur ^{235}U et le ^{239}Pu fournis par JEFF [173].

calcul est présenté dans le tableau 4.2 et comparé aux énergies moyennes qui sont contenues dans les bases de données ENDF/B-VII.1 [174] et JEFF-3.1.1 [173]. On peut remarquer qu'en ce qui concerne le ^{93}Rb les nouvelles énergies moyennes obtenues sont très semblables à celles des bases de données qui, en réalité, tiennent déjà compte des premières mesures TAS réalisées par Greenwood et al. [118] pour ce noyau. En revanche, concernant le ^{92}Rb des écarts importants sont observés : la valeur moyenne de l'énergie des γ est réduite d'environ un facteur 4 par rapport à la valeur des bases de données tandis que pour les électrons, l'énergie moyenne augmente d'environ 20% par rapport à celle des bases.

Partant des nouvelles valeurs des énergies moyennes \bar{E}_γ et \bar{E}_β du ^{92}Rb et ^{93}Rb , un nouveau calcul

Données	$^{92}\text{Rb } \bar{E}_\gamma$ [keV]	$^{92}\text{Rb } \bar{E}_\beta$ [keV]	$^{93}\text{Rb } \bar{E}_\gamma$ [keV]	$^{93}\text{Rb } \bar{E}_\beta$ [keV]
Nouvelles	464.20 ± 13.06	3497 ± 96	2397 ± 60	2215 ± 159
ENDF/B-VII.1	2146 ± 184	2867 ± 694	2523 ± 53	2155 ± 85
JEFF-3.1.1	1750 ± 169	2875 ± 110	2602 ± 250	2118 ± 82

TABLE 4.2 – Énergies moyennes du rayonnement γ (EEM) et des électrons (ELP) émis lors de la désintégration β des $^{92,93}\text{Rb}$ obtenues dans le cadre de cette thèse, comparées aux valeurs contenues dans les bases ENDF/B-VII.1 [174] et JEFF-3.1.1 [173]. [171]

de la puissance résiduelle a été réalisé avec la méthode de sommation par Alejandro Sonzoni qui, s'appuyant sur les données ENDF/B-VII.1 y a intégré séparément les nouvelles énergies moyennes EEM (γ) et ELP (β) du ^{92}Rb et ^{93}Rb [171]. À la suite de son calcul, les courbes de chaleur résiduelle $H_\gamma(t) \times t$ et $H_\beta(t) \times t$ (voir l'équation (1.52)) correspondant à la fission thermique sur l' ^{235}U et le ^{239}Pu sont respectivement tracées sur les figures 4.10 et 4.11. En raison des périodes radioactives courtes des $^{92,93}\text{Rb}$, l'effet est limité au 100 premières secondes du refroidissement du cœur et reste principalement due à la nouvelle contribution électromagnétique de la désintégration β du ^{92}Rb à la chaleur résiduelle.

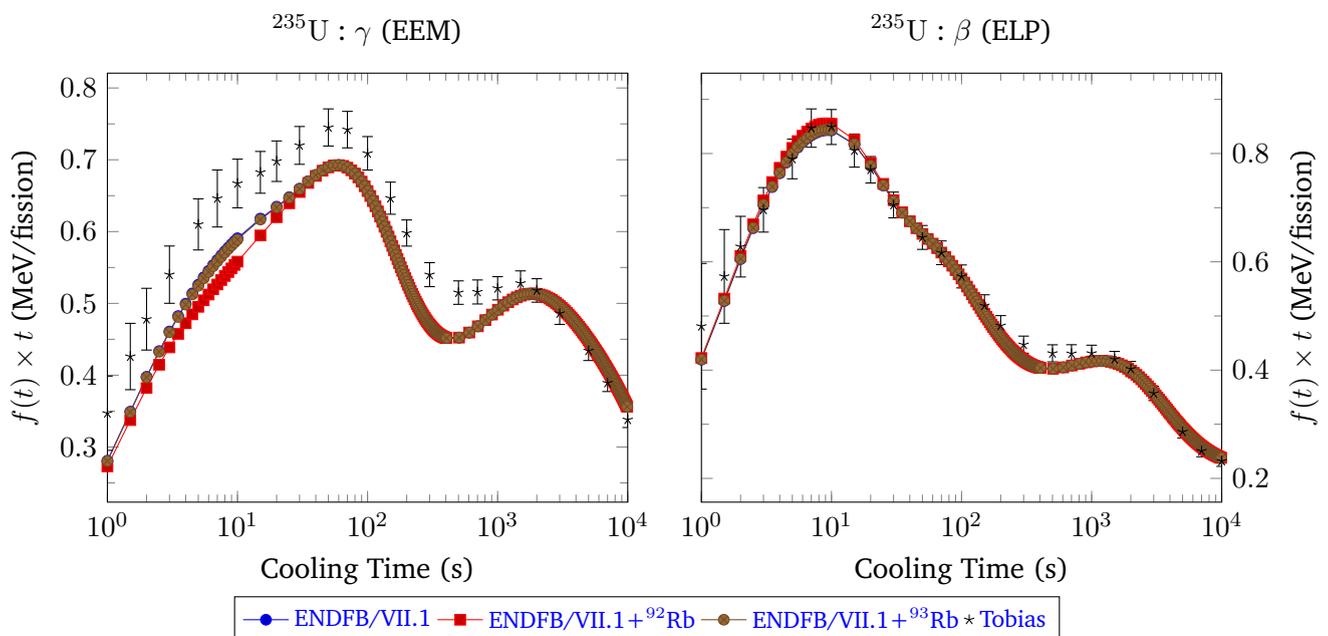


FIGURE 4.10 – Calcul de la chaleur résiduelle après fission thermique sur l' ^{235}U et au cours des 10 000 premières secondes suivant l'arrêt : la méthode de sommation s'appuie sur les informations contenues dans la base ENDF/BVII.1 [174], puis en modifiant cette base pour y intégrer les nouvelles données TAS du ^{92}Rb et du ^{93}Rb . Le résultat est comparé aux mesures expérimentales évaluées par Tobias [89]. [171]

On s'intéresse donc aux premiers instants du refroidissement du cœur du réacteur. Sont tracés sur la figure 4.12 les rapports entre les valeurs de chaleur résiduelle obtenues à partir des données ENDF/B-VII.1 et celles obtenues en modifiant cette base pour y ajouter les nouvelles énergies moyennes \bar{E}_γ et \bar{E}_β des $^{92,93}\text{Rb}$. Pour le ^{93}Rb ces rapports sont quasiment égaux à 1 pour les raisons que nous avons citées plus haut. Pour le ^{92}Rb , vu que la nouvelle valeur moyenne \bar{E}_γ est beaucoup plus petite, la valeur de la composante γ de la chaleur résiduelle est respectivement d'environ 6% plus faible pour l' ^{235}U et d'environ 3% plus faible pour le ^{239}Pu , à 7 seconde après l'arrêt de la fission. Pour la composante β on observe une variation respective de l'ordre de 1.7% pour l' ^{235}U et 1% pour le ^{239}Pu , mais cela ne compense pas l'effet sur la composante γ et nous observons donc globalement une baisse qui nous écarte des données évaluées par Tobias. L'importance plus grande des effets pour la fission de

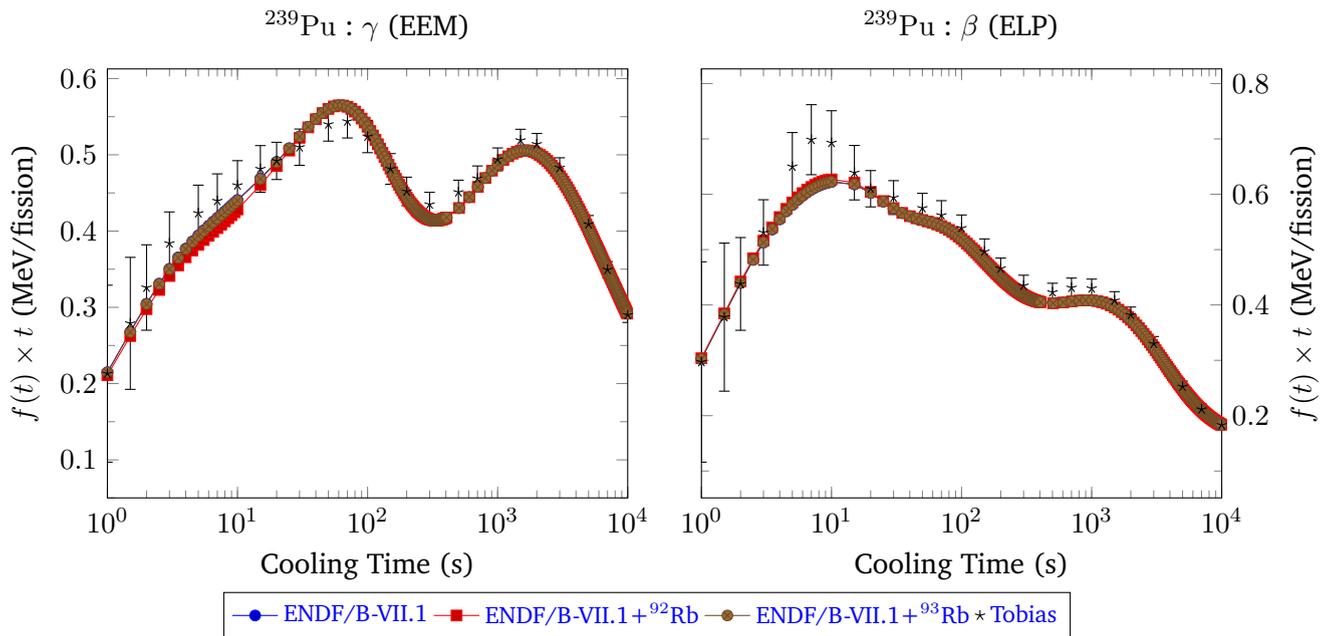


FIGURE 4.11 – Calcul de la chaleur résiduelle après fission thermique sur $l^{239}\text{Pu}$ et au cours des 10 000 premières secondes suivant l'arrêt : la méthode de sommation s'appuie sur les informations contenues dans la base ENDF/BVII.1 [174], puis en modifiant cette base pour y intégrer les nouvelles données TAS du ^{92}Rb et du ^{93}Rb . Le résultat est comparé aux mesures expérimentales évaluées par Tobias [89]. [171]

$l^{235}\text{U}$ s'explique par un rendement de fission plus élevé (voir tableau 4.1) du ^{92}Rb comparé à la fission du ^{239}Pu .

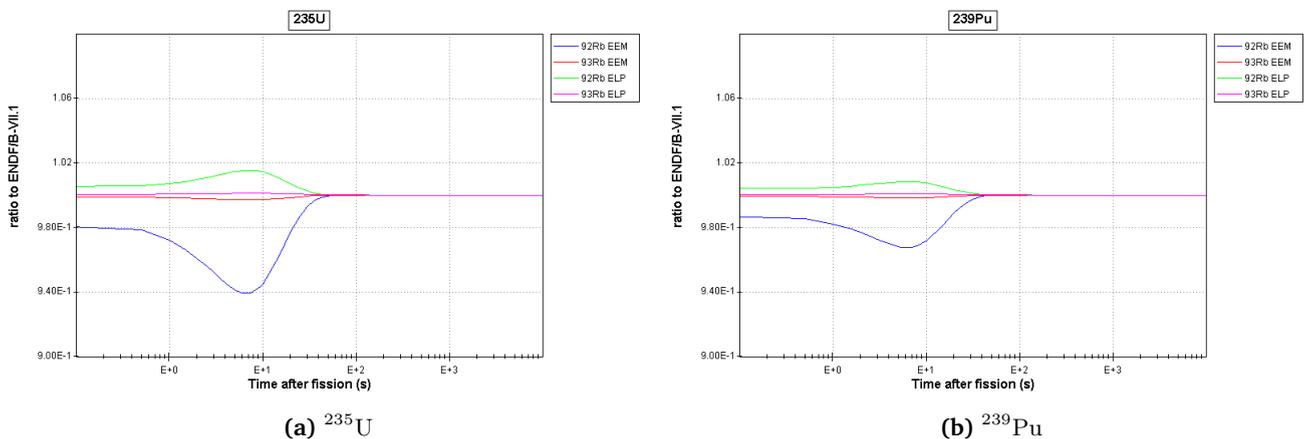


FIGURE 4.12 – Rapports entre les valeurs de chaleur résiduelle calculé avec les nouvelles données TAS et celle calculée avec les données ENDF/B-VII.1 (voir les figures 4.10 et 4.11). [171]

Les mesures des énergies moyennes issues de la désintégration du ^{92}Rb apportent de nouvelles valeurs dans les 20 premières secondes de l'évolution de la chaleur résiduelle des réacteurs nucléaires (U/Pu), dans une région où les points expérimentaux sont rares et peu précis. Ce travail a permis de mettre en avant l'influence isolée d'un seul noyau corrigé de l'effet *Pandemonium*. Pour en ressortir une conclusion pertinente et par ailleurs améliorer le pouvoir de prédiction des données nucléaires, une étude qui tienne en compte l'influence de plusieurs noyaux est nécessaire ; notamment pour la fission sur $l^{235}\text{U}$ où le désaccord entre les points expérimentaux et les calculs reste important.

Concernant le ^{93}Rb , il ne fait pas partie des noyaux prioritaires listés dans le document NEA/WPEC25 [91], ce noyau a été étudié dans le cadre de cette thèse surtout pour sa contribution dans le calcul des spectres en énergie des antineutrinos. Néanmoins comme indiqué en [95], il est important dans le calcul de la puissance résiduelle des réacteurs du futur qui fonctionneraient sur le cycle Th/U. Cependant sa mesure n'est pas sollicitée en priorité dans ce document puisqu'il avait déjà été mesuré avec la technique TAS par Greenwood et al. [118]. Notre mesure semble confirmer les résultats obtenus par cette expérience. Ce qui consolide quelque part la méthodologie d'analyse utilisée.

Les alimentations β extraites des mesures TAS ont permis de réaliser de nouveaux calculs de spectres antineutrinos pour les noyaux $^{92,93}\text{Rb}$, une détermination précise de ces spectres nous le rappelons, est très importante pour les études basées sur la détection des antineutrinos provenant des réacteurs nucléaires. En outre, les calculs par la méthode de sommation avec les nouvelles alimentations TAS (i.e. non affectées par l'effet *Pandemonium*) ont abouti à des spectres antineutrinos plus bas dans la région 4–8 MeV ; cette région coïncide avec le domaine énergétique où les expériences Daya Bay, Double Chooz et Reno observent une distorsion inconnue de la forme du spectre antineutrino mesuré par rapport au spectre en énergie des antineutrinos calculé avec la méthode de conversion [123]. Nos mesures pourraient contribuer à la compréhension de ce problème, notamment entre 6 et 8 MeV où les spectres en énergie des antineutrinos nouvellement obtenus vont dans la direction des observations expérimentales. Allant toujours dans cette optique de rendre les calculs par sommation des spectres en énergies des antineutrinos plus prédictifs, le groupe de Nantes a établi une liste de noyaux dont la contribution au spectre est supérieure à 1% dans le domaine énergétique 3–8 MeV et dont l'étude permettrait d'apporter une contrainte encore plus forte, notamment sur la forme des spectres des transitions β interdites *non-uniques*. Douze noyaux de cette liste ont déjà été mesurés à IGISOL (Jyväskylä, Finlande) lors de la dernière campagne de mesures TAS de 2014 [93]. L'analyse des données est actuellement en cours.

Les résultats décrits dans cette thèse ont été présentés en décembre 2014 à un *consultant meeting* de l'AIEA intitulé *Total Absorption Gamma-ray Spectroscopy for Decay Heat Calculations and Other Applications*. Il se trouve que les calculs de spectre antineutrino et les calculs de puissance résiduelle partagent conjointement les mêmes problèmes de déviation dans le cas de la fission sur ^{235}U . Il peut donc y avoir une synergie dans l'établissement d'une liste prioritaire qui cible à la fois les spectres en énergies des antineutrinos et l'estimation de la puissance résiduelle des réacteurs, et qui serait à la charge d'une ou plusieurs campagnes de mesures TAS. Une des recommandations qui ressort de ce meeting [177] est d'encourager la proposition de nouvelles mesures qui cibleraient le calcul de la puissance résiduelle du ^{235}U , et l'inclusion de noyaux d'intérêt pour le calcul du spectre en énergie des antineutrinos dans les priorités de mesure de l'AIEA pour la sûreté des réacteurs nucléaires.

Les autres mesures TAS de la désintégration du $^{86-88}\text{Br}$ (premières mesures TAS, priorité 1 pour la chaleur résiduelle), du $^{91,94}\text{Rb}$ et du ^{94}Sr réalisées pendant la même campagne de mesure, ont été analysées par nos collègues d'IFIC [150] et de Surrey [151]. Des résultats de ces analyses, nous avons la confirmation que les mesures précédentes des $^{86-88}\text{Br}$ sont affectées par l'effet *Pandemonium* [150, 151]. Les nouvelles énergies moyennes obtenues permettront de contraindre encore plus les calculs de puissance résiduelles. Les résultats du ^{91}Rb et du ^{94}Sr sont en accord avec les premières mesures de Greenwood et al. [118], et plus particulièrement les résultats du ^{91}Rb viennent renforcer ceux de Greenwood dans le désaccord (illustré sur la figure 1.8) entre ces mesures et celles de Rudstam et al. [77]. Ces derniers avaient en effet normalisé les énergies moyennes des γ à partir des données de désintégration du ^{91}Rb en la considérant exempt de l'effet *Pandemonium*, mais ce noyau en est bien affecté comme le confirme les derniers résultats obtenus [151] et par conséquent toutes les énergies moyennes \bar{E}_γ extraites des mesures de Rudstam et al. doivent maintenant être augmentées d'environ 17.5% [151].

Conclusion

La mesure des propriétés de désintégration β des noyaux à l'aide des détecteurs de très haute résolution au germanium les rend sensibles à l'effet *Pandemonium*, notamment lorsque ces noyaux sont loin de la vallée de stabilité ou présentent des bilans de réaction élevés, comme c'est le cas de certains produits de fission. Les mesures réalisées avec un spectromètre d'absorption total (*TAS*) ne sont pas affectées par cet effet et peuvent être une alternative complémentaire aux mesures de haute résolution. Des calculs sur les spectres en énergie des antineutrinos émis par les réacteurs et les estimations de la puissance résiduelle ont mis en évidence des différences significatives avec l'observation expérimentale. Cette thèse s'intègre dans le cadre d'un ensemble de mesures, qui portent sur la détermination des alimentations β des produits de fissions avec la technique *TAS* et qui devraient permettre de réduire les différences observées entre le calcul et ces observables. Le groupe de Nantes est notamment responsable de l'analyse des données de désintégration β des $^{92,93}\text{Rb}$ qu'il a identifiés comme contributeurs importants au spectre en énergie des antineutrinos émis par les réacteurs ; le ^{92}Rb étant également important pour le calcul de la puissance résiduelle. La technique *TAS* nécessitant un faisceau d'ions pur, les noyaux ont été produits auprès de l'accélérateur JYFL de Jyväskylä (Finlande) utilisant la ligne IGISOL où ils sont ensuite sélectionnés parmi les autres produits de fission à l'aide d'un système constitué d'un double piège de Penning qui assurent une très bonne séparation isotopique.

L'analyse des données acquises consiste en la résolution du problème *inverse* qui lie les données expérimentales aux alimentations β à travers la réponse du détecteur. La première étape de mon travail a été de caractériser le détecteur *TAS*, i.e. déterminer son étalonnage en énergie et en résolution ainsi que sa réponse aux différentes émissions γ et β , comme explicité dans le chapitre 3. Cette réponse a été validée en comparant les spectres *TAS* mesurés avec la simulation. Nous avons ensuite calculé la matrice réponse pour chacun des noyaux mesurés qui s'exprime comme le produit de convolution de la réponse aux β et de la réponse aux γ pondérée par les rapports d'embranchement. Ces derniers connectent, par le biais des transitions électromagnétiques, les états excités des noyaux fils. Le calcul de ces rapports d'embranchement nécessite que l'on établisse un schéma de décroissance qui mime la désintégration β du noyau et que l'on scinde en deux parties : une partie de basse énergie "connue" qui est alimentée avec des données expérimentales et une partie de haute énergie "continuum" qui est décrite à l'aide du modèle *statistique*. Ce dernier est basé sur les densités de niveaux du noyau, que nous estimons sur une fenêtre d'énergie équivalente au Q_β du noyau, à l'aide de modèles semi-empiriques bien connus qui sont ajustés aux valeurs expérimentales dans la région "connue" et à des données issues de calculs théoriques dans le "continuum" et fournies par la base RIPL. Les coefficients de transmission électromagnétique entre ces niveaux (nous nous sommes limités aux types E_1 , E_2 , M_1) sont ensuite calculés en utilisant l'expression de la force γ , donnée au chapitre 2 et dont les paramètres de résonance sont également extraits de RIPL. La normalisation de ces transmissions sur l'ensemble des niveaux définit les rapports d'embranchement des transitions électromagnétiques à partir desquels nous calculons finalement la matrice réponse pour le ^{92}Rb ou le ^{93}Rb .

Une fois la matrice de réponse du détecteur pour la désintégration de chaque noyau obtenue, la deuxième partie de cette thèse a consisté dans la préparation des données brutes acquises pendant les mesures. Nous disposons de deux types de données *TAS*, les spectres *singles* (*TAS* seul) et les

spectres résultant de la coïncidence entre le *TAS* et le détecteur β (Silicium). Dans le premier cas, l'analyse a révélé des difficultés à soustraire convenablement le bruit de fond ; pour cette raison l'analyse a été finalisée avec seulement les spectres en coïncidence β pour lesquels nous avons estimé et soustrait les différents contaminants, notamment le spectre des empilements et l'activité des noyaux fils.

La dernière étape de l'analyse a consisté en la résolution du problème *inverse* à partir des matrices de réponse et des spectres des noyaux purs, afin d'extraire les alimentations β . Nous avons ensuite estimé les incertitudes sur les alimentations obtenues. Il est apparu que les incertitudes les plus importantes, car plus difficiles à estimer, portent sur les ingrédients utilisés pour estimer les rapports d'embranchement des transitions γ , notamment sur les densités de niveaux pour lesquelles nous avons évalué la sensibilité de l'analyse sur des cas extrêmes, de sorte à maximiser l'erreur. Le résultat de ces analyses a permis de déterminer un peuplement β vers le niveau fondamental du fils de $(87.5 \pm 2.5)\%$ et de $(35.5 \pm 4.4)\%$ respectivement pour la désintégration β du ^{92}Rb et du ^{93}Rb . Par ailleurs, la comparaison entre les distributions de peuplements β obtenues dans ce travail et celles des mesures précédentes et évaluées dans la base ENSDF, montre que dans le cas du ^{92}Rb , nos mesures *TAS* permettent de récupérer environ 4 fois plus de force *Gamow-Teller*. Nous n'observons pas de déviations majeures dans le cas du ^{93}Rb et sommes en accord avec les résultats de l'expérience précédente de Greenwood et *al.* Le ^{93}Rb est le noyau pour lequel les incertitudes sur les alimentations β que nous obtenons sont les plus élevées. En effet, des propriétés du noyau fils, en l'occurrence le placement de certains niveaux ou les valeurs de spin et de parité, restent encore mal connus, ce qui affecte la détermination de la matrice réponse pour ce noyau.

À partir des alimentations β des $^{92,93}\text{Rb}$ obtenues du travail de cette thèse, de nouveaux calculs avec la méthode de sommation ont été réalisés pour les spectres en énergie des antineutrinos et la puissance résiduelle des réacteurs nucléaires respectivement par Muriel Fallot et Alejandro Sonsogni.

Les calculs de spectres antineutrinos, intégrant nos nouvelles données en substitution de celles de Rudstam, ont montré une variation d'environ 6% pour l' ^{235}U , 5% pour le ^{239}Pu , 3% pour le ^{241}Pu et 2.5% pour l' ^{238}U sur la région 4–8 MeV où les $^{92,93}\text{Rb}$ contribuent le plus. En outre, la comparaison entre le spectre intégral des antineutrinos calculé par la méthode de sommation et incluant nos nouvelles données, et le spectre intégral obtenu par la méthode de conversion a montré une amélioration de l'accord entre ces deux spectres entre 4 et 8 MeV, excepté pour l' ^{235}U où le spectre sommé est toujours en dessous du spectre converti. Ces informations peuvent contribuer à la compréhension d'une distorsion observée entre la mesure des spectres en énergie des antineutrinos par les expériences Daya Bay, Double Chooz et Reno et les spectres de conversion calculés. En outre, lors de notre dernière campagne expérimentale, les données d'une liste de noyaux d'intérêt pour le calcul des spectres en énergie des antineutrinos ont été acquises ; l'analyse de ces données est actuellement en cours et permettra de réaliser des calculs encore plus prédictifs et qui pourront être utilisés dans les applications de non-prolifération nucléaire par exemple. Dans tous les cas, de nouvelles mesures de précision ($<1\%$), sur la forme des spectres β des noyaux qui contribuent le plus aux spectres en énergies des antineutrinos, semblent nécessaires afin de pouvoir résoudre les incohérences observées entre la forme des spectres mesurés et les calculs. De plus, de nouvelles mesures intégrales de spectres β issus de la fission thermique sur l' ^{233}U , l' ^{235}U , le ^{239}Pu , le ^{241}Pu et de la fission rapide sur le ^{232}Th et l' ^{238}U permettraient d'étendre les mesures uniques de Schreckenbach et *al.*, qui portent sur la fission du ^{235}U , le ^{239}Pu et le ^{241}Pu .

Concernant la puissance résiduelle des réacteurs nucléaires, les alimentations β extraites de nos mesures ont permis de nouvelles estimations des énergies moyennes des électrons et des photons gamma émis lors des désintégrations β des $^{92,93}\text{Rb}$. Les seules variations notables concernent le cas ^{92}Rb où la nouvelle énergie moyenne des photons gamma est réduite d'environ un facteur 4 par rapport à la valeur actuelle extraite de la base ENDF/B-VII.1, et où l'on observe une augmentation d'environ 20% pour la nouvelle énergie moyenne des électrons émis. En raison des temps de demi-vie des $^{92,93}\text{Rb}$, l'impact sur la puissance résiduelle est limité aux premières secondes après l'arrêt du réacteur. À 7 s de

l'arrêt, les nouveaux calculs de la composante électromagnétique de la puissance résiduelle intégrant nos données, présentent des variations respectives de -6% et -3% pour la fission thermique sur ^{235}U et pour la fission sur le ^{239}Pu . Ici nous ne montrons que l'influence de nos mesures. Les autres noyaux analysés par nos collègues de l'IFIC et de Surrey pourront être intégrés très rapidement et permettront de dresser un bilan plus complet. Les mesures *TAS* ont beaucoup contribué à réduire les écarts observés entre le calcul de la puissance résiduelle et les mesures pour les systèmes U/Pu. Néanmoins comme nous l'avons vu, des investigations sont encore nécessaires particulièrement pour la fission du ^{235}U . Très récemment, la liste des mesures s'est étendue avec une nouvelle liste de noyaux prioritaires pour les systèmes Th/U, dont les énergies moyennes des émissions souffrent potentiellement de l'effet *Pandémonium* et qu'il faudrait mesurer avec la technique *TAS*. Les données de chaleurs résiduelles évaluées par Tobias devraient également être réévaluées (choix des données expérimentales utilisées, estimation des incertitudes, . . .) afin de produire un nouveau jeu de données plus à jour, notamment une nouvelle mesure intégrale de la puissance résiduelle émise après un pic de fission thermique de ^{235}U . Par ailleurs, l'importance des rendements de fission et de leurs incertitudes dans les calculs par sommation de la puissance résiduelle ne doit pas être sous-estimée. Aujourd'hui, les rendements de fission présentent de grandes barres d'erreurs et il y a encore des différences dans les valeurs de rendements de fission cumulés selon la base nucléaire utilisée.

Les résultats obtenus dans ce travail permettront d'alimenter les bases de données nucléaires et de corriger les données existantes. Cependant, une évaluation plus complète des incertitudes doit être réalisée, en l'occurrence les corrélations entre ces incertitudes doivent être étudiées. Nous avons déjà estimé dans ce travail les incertitudes associées aux différentes composantes de la résolution du problème *inverse* ; elles pourront servir de point de départ pour la suite.

L'intérêt de nos mesures pour le problème à N corps pourrait être investigué en comparant les forces *Gamow-Teller* que nous avons calculées avec les estimations basées notamment sur le modèle QRPA (Quasi Particule Random phase Approximation) développé par M. Martini, S. Peru et S. Goriely. Dans un premier lieu, une étude comparative peut être menée entre nos résultats et des calculs réalisés par Möller et *al* pour une meilleure compréhension du processus-r.

L'une des difficultés rencontrée lors de l'analyse des données est la faible résolution en énergie du détecteur, ainsi que la contamination intrinsèque des cristaux BaF_2 qui domine les taux de comptage (nombre d'événements vus par le *TAS*). Il est important dans les prochaines mesures d'utiliser des cristaux qui associent meilleure résolution et faible contamination. Dans ce cadre, la possibilité d'utiliser des cristaux comme le CeBr_3 est en train d'être examinée. Quant à la procédure d'analyse *TAS* même, elle nécessite un minimum de connaissances sur les états excités du noyau fils de la désintégration β , mais parfois cette information n'est pas disponible. Il faudrait donc imaginer des campagnes où l'on utilise des détecteurs de très haute résolution qui permettraient de déterminer les propriétés de désintégration dans la région basse énergie et qui seront associées à des mesures *TAS*. L'utilisation récente de détecteur *TAS* segmenté devra également être exploitée et devrait permettre d'accéder à la multiplicité des gamma émis, et ainsi d'imposer une contrainte supplémentaire sur le schéma de niveaux.

Annexe A

Incertitudes sur les alimentations β des $^{92,93}\text{Rb}$

Dans les tableaux A.1 et A.2, sont résumées les estimations des incertitudes, relatives au bin d'énergie, sur les alimentations β du ^{92}Rb et ^{93}Rb que nous avons discutées au chapitre 3 et détaillées dans les tableaux 3.6 et 3.8. Dans ces nouveaux tableaux, nous avons dans la première colonne l'énergie des niveaux, dans la deuxième les alimentations β sur 100, dans la troisième les incertitudes statistiques, dans les quatrième, cinquième et sixième colonnes les incertitudes liées respectivement à la soustraction des contaminants, à l'étalonnage en énergie et à l'étalonnage en résolution du détecteur *TAS*. Pour ces dernières, l'incertitude relative exprimée en pourcentage équivaut à la valeur des σ/\bar{I}_β , où σ et \bar{I}_β sont l'écart-type et les alimentations moyennes obtenus dans les tests sur la soustraction des contaminants des données et l'étalonnage du détecteur (voir les tableaux 3.6 et 3.8). Dans la septième colonne est présentée l'incertitude sur les alimentations β due à l'erreur de 10% que nous avons supposée sur l'épaisseur du détecteur β , la huitième colonne retranscrit l'incertitude liée au choix des densités de niveaux. L'erreur sur les densités de niveaux est difficile à évaluer et est largement surestimée dans notre étude. La neuvième colonne du tableau A.2 correspond à l'incertitude liée au choix des spins des niveaux du ^{93}Rb . La dernière colonne de chacun des tableaux contient l'erreur relative totale exprimée comme la racine de la somme quadratique des différentes incertitudes. Par exemple dans le cas du ^{92}Rb , la valeur d'environ 2.8% d'incertitude relative totale sur la valeur de l'alimentation β vers le niveau fondamental donne sur 100 désintégrations un peuplement de 87.5 ± 2.5 .

E_{level}	I_β	Incertitudes[%]						Total[%]
		Statistique	Soustraction	E_{Cal}	R_{Cal}	Δ_{Si}	Densité	
0	87.5	0.23	0.16	0.02	0.05	2.77	0.57	2.84
814.97998	1.05836	0.43	0.80	0.21	1.87	7.40	13.70	15.71
1384.79004	0.713029	0.40	3.47	0.24	1.44	10.81	8.04	14.00
1778.32996	0.69934	0.37	0.71	0.67	0.15	23.25	-0.98	23.29
1860	0.0956618	0.41	0.76	0.88	3.25	0.04	-2.33	4.19
1900	0.0765636	0.41	1.22	0.03	1.37	16.95	-19.52	25.92
1940	0.082986	0.41	1.35	0.38	0.50	25.45	-23.74	34.83
1980	0.110346	0.40	1.41	0.63	0.23	32.55	-20.89	38.71
2020	0.133679	0.41	1.48	0.71	0.57	29.90	-19.18	35.57
2060	0.14103	0.41	1.65	0.68	0.64	23.69	-18.09	29.87
2100	0.126544	0.41	1.89	0.50	0.25	18.44	-18.32	26.07
2140	0.0972783	0.41	2.21	0.19	0.67	15.82	-20.34	25.88
2180	0.082471	0.41	2.35	0.02	1.23	13.80	-22.30	26.36
2220	0.0768429	0.41	2.37	0.05	1.08	13.80	-24.53	28.27
2260	0.0793313	0.41	2.31	0.37	0.13	16.83	-25.22	30.41
2300	0.0831362	0.41	2.25	0.60	0.54	20.13	-26.21	33.14
2340	0.0859162	0.41	2.15	0.69	0.74	26.55	-26.73	37.75
2380	0.0801968	0.41	2.11	0.55	0.19	33.03	-28.13	43.44
2420	0.0729589	0.41	2.06	0.46	0.06	39.35	-29.77	49.39
2460	0.0670209	0.41	1.97	0.60	0.28	45.28	-30.58	54.68
2500	0.060217	0.41	1.85	0.67	0.56	45.85	-30.35	55.03
2540	0.0556243	0.41	1.72	0.48	0.05	42.96	-29.86	52.35

2580	0.0567754	0.41	1.58	0.08	1.08	35.26	-26.69	44.27
2620	0.0741619	0.40	1.39	0.25	1.93	26.11	-22.51	34.56
2660	0.108092	0.40	1.22	0.14	1.46	19.82	-19.09	27.59
2700	0.18372	0.40	0.99	0.19	0.15	13.65	-16.94	21.79
2740	0.251675	0.40	0.76	0.35	0.50	10.78	-13.60	17.39
2780	0.276892	0.40	0.61	0.28	0.40	8.95	-14.35	16.93
2820	0.241241	0.40	0.49	0.10	0.84	10.21	-12.16	15.91
2860	0.187037	0.40	0.69	0.32	1.62	12.46	-14.86	19.48
2900	0.142007	0.41	1.19	0.27	1.61	16.52	-19.51	25.65
2940	0.113287	0.41	1.95	0.10	0.64	21.68	-25.45	33.49
2980	0.0917604	0.41	2.75	0.53	0.55	28.97	-32.10	43.34
3020	0.07357	0.42	3.40	0.77	1.14	36.47	-38.43	53.11
3060	0.0555546	0.42	3.90	0.77	0.95	45.88	-44.18	63.82
3100	0.0395049	0.43	4.23	0.56	0.04	59.97	-49.05	77.59
3140	0.0324021	0.43	4.37	0.46	0.41	71.23	-53.03	88.91
3180	0.0264497	0.43	4.50	0.53	0.42	93.09	-57.10	109.30
3220	0.0235848	0.43	4.61	0.72	0.03	118.67	-60.31	133.20
3260	0.0218062	0.44	4.70	0.82	0.20	138.40	-62.73	152.03
3300	0.017945	0.44	4.87	0.85	0.06	185.28	-64.64	196.30
3340	0.014594	0.44	5.02	0.72	0.47	229.28	-66.06	238.66
3380	0.011193	0.44	5.23	0.57	1.08	295.23	-67.06	302.80
3420	0.00887565	0.44	5.46	0.52	1.33	367.86	-68.00	374.14
3460	0.00685658	0.45	5.72	0.55	1.33	454.88	-68.41	460.03
3500	0.00563153	0.45	5.90	0.53	1.43	520.91	-68.87	525.47
3540	0.00467375	0.45	6.06	0.38	1.91	559.31	-68.71	563.55
3580	0.00425635	0.45	6.16	0.13	2.59	544.58	-68.63	548.93
3620	0.00439235	0.45	6.25	0.01	3.00	498.74	-68.43	503.46
3660	0.00555718	0.46	6.34	0.02	2.78	409.39	-68.12	415.08
3700	0.00753598	0.46	6.43	0.24	1.93	342.83	-68.19	349.61
3740	0.0104512	0.47	6.47	0.55	0.90	288.97	-68.16	296.97
3780	0.015599	0.47	6.40	0.86	0.25	234.18	-68.34	244.03
3820	0.0209557	0.47	6.12	0.96	0.73	194.22	-68.35	205.99
3860	0.0235354	0.48	5.69	0.83	0.52	164.02	-67.18	177.34
3900	0.0230324	0.48	5.40	0.72	0.22	152.02	-66.54	166.04
3940	0.0211739	0.48	4.86	0.46	0.37	131.46	-63.83	146.22
3980	0.0197935	0.49	4.39	0.24	0.90	112.43	-60.74	127.87
4020	0.0198497	0.49	4.09	0.11	1.15	99.47	-57.35	114.90
4060	0.0234918	0.49	3.59	0.07	1.16	78.45	-52.61	94.54
4100	0.0301335	0.49	3.22	0.20	0.55	65.21	-48.48	81.32
4140	0.0446947	0.49	2.75	0.52	0.61	50.49	-43.56	66.75
4180	0.0651602	0.50	2.30	0.79	1.67	40.25	-38.88	56.05
4220	0.0858163	0.50	1.90	0.87	2.05	32.74	-32.89	46.50
4260	0.102339	0.50	1.52	0.73	1.74	27.11	-26.66	38.11
4300	0.11322	0.50	1.11	0.33	0.58	21.17	-17.89	27.75
4340	0.11847	0.50	0.84	0.06	0.57	17.11	-11.07	20.41
4380	0.125729	0.50	0.59	0.46	1.75	13.54	-3.30	14.07
4420	0.141515	0.50	0.43	0.67	2.41	10.80	1.75	11.24
4460	0.162223	0.50	0.39	0.62	2.25	9.46	2.53	10.09
4500	0.186331	0.51	0.46	0.42	1.59	8.90	0.14	9.08
4540	0.196011	0.51	0.78	0.05	0.12	11.63	-6.38	13.30
4580	0.171083	0.52	1.18	0.44	1.08	17.02	-13.62	21.87
4620	0.12803	0.53	1.61	0.66	1.70	25.06	-21.21	32.92
4660	0.066485	0.54	2.26	0.58	1.31	43.73	-24.35	50.13
4700	0.0308999	0.55	2.83	0.12	0.26	71.27	-25.06	75.60
4740	0.0185555	0.56	3.16	0.27	1.55	94.96	-29.03	99.36
4780	0.00984798	0.57	3.59	0.66	2.92	136.64	-25.61	139.10
4820	0.00810669	0.58	3.79	0.56	2.64	157.56	-25.85	159.74
4860	0.00899685	0.58	3.84	0.22	1.55	153.89	-26.57	156.22
4900	0.012676	0.59	3.76	0.20	0.15	130.15	-28.52	133.29
4940	0.0195514	0.60	3.57	0.39	0.52	98.21	-29.62	102.65
4980	0.0310826	0.60	3.28	0.41	0.66	68.60	-29.60	74.79
5020	0.0466071	0.61	2.96	0.39	0.69	48.00	-29.08	56.21
5060	0.0620367	0.61	2.64	0.47	1.04	35.25	-26.96	44.48
5100	0.0722288	0.62	2.33	0.62	1.57	28.12	-24.76	37.58
5140	0.0723802	0.62	2.01	0.70	1.90	24.74	-20.64	32.35
5180	0.0643755	0.62	1.79	0.59	1.56	23.93	-15.60	28.68
5220	0.0542174	0.62	1.53	0.27	0.59	23.69	-7.81	25.01
5260	0.0475024	0.63	1.26	0.16	0.72	22.75	1.89	22.88

5300	0.0487864	0.63	1.07	0.38	1.42	21.08	8.36	22.76
5340	0.0577854	0.63	0.84	0.51	1.78	18.36	13.97	23.16
5380	0.0824845	0.63	0.57	0.48	1.71	14.31	14.70	20.61
5420	0.118757	0.63	0.38	0.38	1.34	11.11	14.12	18.04
5460	0.161905	0.63	0.26	0.22	0.85	8.53	12.24	14.96
5500	0.201335	0.63	0.25	0.01	0.18	6.79	8.94	11.25
5540	0.207336	0.64	0.35	0.19	0.50	6.14	6.90	9.28
5580	0.186079	0.64	0.49	0.34	0.93	6.26	5.37	8.35
5620	0.138139	0.65	0.71	0.37	1.05	7.03	9.58	11.97
5660	0.103498	0.65	0.84	0.22	0.58	7.96	14.39	16.49
5700	0.0857264	0.65	0.87	0.01	0.14	8.77	18.99	20.94
5740	0.0826602	0.66	0.81	0.22	0.86	8.98	24.65	26.27
5780	0.0984559	0.66	0.68	0.28	1.03	8.46	26.53	27.88
5820	0.136007	0.67	0.52	0.16	0.66	7.44	24.98	26.09
5860	0.198358	0.67	0.37	0.03	0.05	6.10	20.63	21.52
5900	0.26432	0.68	0.26	0.13	0.30	4.79	17.07	17.75
5940	0.301348	0.69	0.21	0.09	0.17	3.81	14.29	14.81
5980	0.277901	0.70	0.22	0.13	0.52	3.37	14.78	15.19
6020	0.219045	0.72	0.28	0.38	1.32	3.17	16.54	16.91
6060	0.153388	0.75	0.39	0.57	1.92	3.58	21.13	21.54
6100	0.105065	0.79	0.53	0.51	1.73	4.22	25.77	26.20
6140	0.0814959	0.84	0.68	0.22	0.82	4.81	24.25	24.76
6180	0.0653523	0.89	0.91	0.29	0.82	5.44	22.32	23.02
6220	0.05489	0.96	1.26	0.90	2.73	5.94	18.06	19.29
6260	0.0475197	1.02	1.65	1.30	3.99	6.20	12.83	14.98
6300	0.0397166	1.09	2.15	1.47	4.51	6.35	8.81	12.09
6340	0.0311135	1.16	2.76	1.33	4.08	6.39	7.99	11.49
6380	0.0241121	1.22	3.35	0.94	2.83	6.20	9.57	12.32
6420	0.0193654	1.28	3.89	0.45	1.30	5.84	12.00	14.03
6460	0.0156429	1.35	4.54	0.13	0.57	5.60	19.15	20.52
6500	0.0140829	1.41	5.09	0.54	1.86	5.27	24.29	25.48
6540	0.0138945	1.46	5.57	0.77	2.55	4.89	27.76	28.89
6580	0.0152491	1.52	6.02	0.77	2.56	4.38	29.58	30.66
6620	0.0175565	1.57	6.21	0.53	1.80	3.99	27.27	28.36
6660	0.020114	1.63	6.12	0.13	0.54	3.60	22.55	23.70
6700	0.0214603	1.69	5.74	0.30	0.83	3.36	17.78	19.08
6740	0.0204349	1.74	5.14	0.63	1.90	3.30	13.75	15.27
6780	0.0173985	1.79	4.43	0.72	2.18	3.31	12.69	14.15
6820	0.0137811	1.83	3.71	0.49	1.46	3.47	15.14	16.15
6860	0.0111263	1.88	3.03	0.01	0.11	3.75	20.19	20.85
6900	0.00985036	1.92	2.35	0.62	2.10	4.10	27.19	27.75
6940	0.0100248	1.99	1.75	1.12	3.68	4.41	33.22	33.84
6980	0.0114183	2.05	1.44	1.27	4.17	4.59	34.41	35.07
7020	0.0134536	2.12	1.82	1.05	3.44	4.72	31.51	32.18
7060	0.0143647	2.20	3.57	0.50	1.72	4.82	24.22	25.11
7100	0.0121253	2.27	7.12	0.13	0.28	4.87	16.14	18.44
7140	0.00719131	2.34	12.99	0.70	2.11	5.14	9.22	17.05
7180	0.00273169	2.43	21.13	1.07	3.30	5.64	6.04	23.08
7220	0.000704228	2.51	30.40	1.16	3.59	6.36	7.87	32.36
7260	0.000132559	2.57	39.85	0.96	2.92	7.38	15.65	43.63
7300	2.06571e-05	2.62	48.56	0.41	1.16	8.55	32.41	59.07
7340	3.49033e-06	2.63	55.22	0.50	1.70	9.84	60.93	82.88
7380	9.69346e-07	2.61	58.77	1.47	4.85	11.07	92.59	110.37
7420	4.15798e-07	2.54	59.83	2.48	8.07	12.35	141.24	154.14
7460	3.79758e-07	2.43	57.77	3.08	9.99	12.73	185.45	194.95
7500	5.86925e-07	2.31	54.24	3.04	9.89	13.53	212.76	220.24
7540	1.6838e-06	2.13	48.44	2.33	7.65	13.38	213.08	219.08
7580	5.45423e-06	1.98	42.90	1.27	4.26	13.01	193.44	198.63
7620	2.18649e-05	1.82	36.99	0.06	0.05	12.38	143.88	149.09
7660	5.82556e-05	1.72	33.31	0.93	2.72	11.81	111.22	116.75
7700	0.000117927	1.66	31.00	1.38	4.17	11.43	85.11	91.42
7740	0.000198405	1.61	29.56	1.42	4.27	11.13	59.44	67.48
7780	0.000232223	1.59	29.47	1.14	3.37	10.94	50.55	59.65
7820	0.000236852	1.57	29.71	0.74	2.08	10.97	45.94	55.87
7860	0.000230019	1.55	29.94	0.29	0.64	11.10	43.05	53.63
7900	0.000217968	1.54	30.05	0.05	0.39	20.00	43.63	56.65
7940	0.000214138	1.52	29.91	0.25	1.06	20.00	44.57	57.31

TABLE A.1 – Les incertitudes exprimées en pourcentage sur les alimentations β du ^{92}Rb . Dans l'ordre, nous avons les énergies des niveaux, les alimentations β , l'erreur statistique, l'erreur due à la soustraction des contaminants, due à l'étalonnage en énergie (E_{Cal}), liées à l'étalonnage en résolution (R_{Cal}), due à l'incertitude sur l'épaisseur du détecteur β (Δ_{Si}), due au choix de la densité de niveaux puis l'incertitude totale.

E_{level}	I_{β}	Incertitudes[%]							Total[%]
		Statistique	Soustraction	E_{cal}	R_{Cal}	Δ_{Si}	Densité	Spin	
0.00000	35.4996	0.15	0.41	0.15	0.11	2.28	-10.96	5.34	12.42
213.431	0.00066	0.30	13.94	11.94	2.12	23 152.50	127.34	4444.24	23 575.50
432.604	1.22307	0.29	1.83	1.15	0.09	7.02	-67.52	59.45	90.27
986.119	0.826912	0.31	0.43	0.44	2.01	7.74	-25.51	25.62	37.03
1142.55	0.20608	0.26	5.41	0.64	2.19	16.95	-86.73	191.88	211.33
1148.19	0.0465633	0.28	3.37	1.23	2.54	18.55	-94.18	324.31	338.25
1238.23	0.00211546	0.29	9.70	2.11	8.30	5477.86	-83.56	967.90	5563.36
1385.31	0.370819	0.29	6.13	0.02	0.03	14.24	-8.35	50.61	53.58
1529.31	0.0218138	0.25	14.24	2.56	1.18	4.21	9.25	183.75	184.60
1562.95	0.00210807	0.28	18.64	2.60	2.92	3921.18	589.25	744.02	4034.45
1779.79	0.198385	0.24	9.50	0.50	2.82	86.19	46.54	15.87	99.73
1808.43	1.12488	0.26	0.71	0.09	1.22	12.50	24.14	2.10	27.30
1900.00	0.403795	0.24	0.22	0.14	0.42	5.17	53.27	18.82	56.73
1940.00	0.248783	0.23	0.71	0.25	0.29	3.87	94.20	19.27	96.23
1980.00	0.128498	0.23	1.54	0.29	0.17	6.06	183.88	25.39	185.73
2020.00	0.0916047	0.23	1.89	0.11	0.66	10.63	246.50	26.42	248.15
2060.00	0.0686149	0.23	2.06	0.02	0.91	14.40	300.65	25.95	302.12
2100.00	0.0560977	0.23	2.08	0.16	0.51	17.01	333.38	24.37	334.71
2140.00	0.0496857	0.23	2.04	0.48	0.38	23.51	339.46	21.91	340.99
2180.00	0.0537483	0.23	1.97	0.62	0.73	28.34	317.08	19.17	318.93
2220.00	0.0689114	0.23	1.79	0.54	0.60	28.31	271.43	15.05	273.32
2260.00	0.0937097	0.23	1.58	0.35	0.13	20.51	225.31	11.81	226.55
2300.00	0.111252	0.23	1.50	0.29	0.01	18.68	198.55	9.39	199.65
2340.00	0.127916	0.22	1.93	0.25	0.00	13.05	181.07	6.44	181.66
2380.00	0.12263	0.22	2.95	0.28	0.10	11.53	186.82	5.04	187.27
2420.00	0.104505	0.22	4.97	0.33	0.10	12.88	216.25	4.68	216.74
2460.00	0.0841621	0.22	7.82	0.30	0.14	13.64	265.27	8.74	265.88
2500.00	0.0630053	0.22	11.17	0.28	0.28	16.39	330.15	15.91	331.13
2540.00	0.0463892	0.22	14.28	0.41	0.09	18.33	403.13	24.31	404.53
2580.00	0.0322024	0.21	17.46	0.70	0.54	28.84	493.85	38.29	496.48
2620.00	0.0259492	0.21	18.94	0.92	1.02	41.42	563.05	50.88	567.17
2660.00	0.024579	0.21	18.86	0.93	0.93	55.23	601.85	61.04	607.74
2700.00	0.0267685	0.21	17.10	0.75	0.26	57.48	615.49	68.78	622.22
2740.00	0.029783	0.21	14.69	0.55	0.26	55.89	604.66	70.21	611.46
2780.00	0.0321223	0.21	12.03	0.41	0.63	54.53	593.01	68.08	599.51
2820.00	0.0340824	0.21	7.93	0.35	0.75	48.16	585.05	62.98	590.46
2860.00	0.0333154	0.21	5.01	0.44	0.53	45.75	581.19	57.45	585.83
2900.00	0.0318954	0.20	2.55	0.52	0.27	43.89	578.39	52.11	582.39
2940.00	0.0304603	0.20	0.98	0.60	0.06	44.18	566.47	48.68	570.27
2980.00	0.0301124	0.20	0.92	0.60	0.02	44.21	542.58	46.74	546.38
3020.00	0.0312034	0.20	1.31	0.57	0.01	46.37	506.41	45.58	510.57
3060.00	0.0361871	0.20	1.58	0.42	0.33	45.16	446.59	43.48	450.97
3100.00	0.0454616	0.20	1.55	0.20	0.82	40.70	372.96	40.52	377.36
3140.00	0.061336	0.20	1.47	0.03	1.14	32.66	290.57	32.50	294.21
3180.00	0.0831457	0.19	1.30	0.07	0.77	25.22	213.13	25.59	216.15
3220.00	0.112448	0.19	1.13	0.33	0.21	19.46	153.43	20.33	156.00
3260.00	0.150532	0.19	1.05	0.62	1.23	17.97	107.77	13.51	110.11
3300.00	0.219426	0.19	0.91	0.86	2.14	13.71	71.19	11.79	73.50
3340.00	0.307384	0.18	0.81	0.73	1.91	10.01	50.89	12.40	53.37
3380.00	0.396776	0.18	0.75	0.26	0.68	5.35	41.27	13.03	43.62
3420.00	0.436584	0.18	0.71	0.38	1.06	0.73	40.27	14.27	42.76
3460.00	0.396136	0.18	0.67	0.99	2.77	1.86	42.03	14.51	44.61
3500.00	0.315048	0.18	0.66	1.47	4.08	2.88	44.60	14.54	47.21
3540.00	0.239216	0.17	0.64	1.70	4.80	0.75	42.09	14.10	44.69
3580.00	0.210825	0.17	0.64	1.70	4.75	4.55	34.69	13.72	37.93
3620.00	0.244523	0.16	0.60	1.51	4.32	13.93	23.71	13.12	30.81
3660.00	0.406329	0.16	0.57	1.23	3.61	18.02	13.24	13.10	26.20
3700.00	0.78342	0.15	0.53	0.98	2.96	22.11	3.33	14.13	26.64
3740.00	1.72501	0.15	0.46	0.68	2.09	19.48	-3.36	9.21	21.93

3780.00	3.64334	0.14	0.43	0.32	1.04	11.21	-5.87	6.16	14.12
3820.00	6.09313	0.14	0.41	0.13	0.25	1.79	-5.95	3.40	7.10
3860.00	7.15984	0.14	0.42	0.54	1.50	3.11	-6.23	1.07	7.24
3900.00	6.48696	0.14	0.46	0.72	2.03	6.45	-4.55	2.93	8.70
3940.00	4.62964	0.14	0.45	0.64	1.83	6.99	-4.79	4.75	9.92
3980.00	3.10668	0.14	0.44	0.22	0.61	5.31	-4.61	4.12	8.19
4020.00	2.31503	0.14	0.41	0.27	0.86	5.26	-2.35	2.36	6.30
4060.00	1.68262	0.15	0.38	0.95	2.85	3.43	-1.66	1.47	5.08
4100.00	1.33976	0.16	0.38	1.28	3.82	2.19	-0.47	0.63	4.67
4140.00	1.12065	0.16	0.39	1.19	3.54	2.12	0.43	0.66	4.38
4180.00	0.915036	0.17	0.41	0.77	2.28	1.42	-0.94	1.30	3.25
4220.00	0.761464	0.18	0.44	0.24	0.75	0.68	-2.07	1.15	2.63
4260.00	0.642219	0.18	0.50	0.16	0.46	0.12	-3.90	0.79	4.04
4300.00	0.544859	0.19	0.58	0.35	0.98	1.50	-5.84	0.55	6.17
4340.00	0.491501	0.20	0.65	0.29	0.76	1.79	-5.87	0.61	6.25
4380.00	0.440317	0.20	0.72	0.11	0.22	2.41	-6.12	0.58	6.65
4420.00	0.400967	0.21	0.73	0.08	0.31	3.29	-6.26	0.84	7.17
4460.00	0.374946	0.21	0.73	0.16	0.51	3.89	-7.05	1.10	8.18
4500.00	0.359426	0.21	0.69	0.19	0.56	5.05	-7.99	1.64	9.63
4540.00	0.36154	0.22	0.66	0.14	0.45	6.13	-8.91	1.91	11.02
4580.00	0.382426	0.22	0.64	0.12	0.40	6.41	-9.68	2.24	11.85
4620.00	0.41392	0.22	0.62	0.11	0.39	6.42	-10.53	2.34	12.57
4660.00	0.454197	0.22	0.61	0.11	0.37	5.33	-10.30	2.60	11.91
4700.00	0.484321	0.22	0.58	0.04	0.18	4.20	-11.01	2.23	12.01
4740.00	0.497273	0.23	0.55	0.08	0.16	3.38	-11.89	1.90	12.53
4780.00	0.496384	0.23	0.51	0.22	0.59	2.92	-12.83	1.65	13.29
4820.00	0.485955	0.23	0.48	0.30	0.83	2.83	-14.12	1.45	14.51
4860.00	0.47411	0.23	0.45	0.29	0.79	2.87	-14.29	1.29	14.66
4900.00	0.460483	0.24	0.45	0.19	0.50	2.73	-14.20	1.02	14.51
4940.00	0.44139	0.24	0.48	0.08	0.17	2.45	-13.81	0.72	14.06
4980.00	0.414243	0.25	0.49	0.00	0.08	2.15	-13.45	0.52	13.64
5020.00	0.380078	0.26	0.54	0.02	0.14	2.02	-13.35	0.49	13.52
5060.00	0.342905	0.26	0.62	0.03	0.11	1.90	-13.51	0.53	13.68
5100.00	0.303793	0.27	0.73	0.00	0.05	2.11	-14.32	0.58	14.51
5140.00	0.26732	0.28	0.97	0.02	0.01	2.77	-15.16	0.66	15.46
5180.00	0.23856	0.29	1.26	0.02	0.01	2.80	-14.84	0.71	15.17
5220.00	0.209063	0.30	1.70	0.01	0.08	3.40	-15.79	0.66	16.26
5260.00	0.183773	0.32	2.24	0.05	0.24	3.72	-15.42	0.79	16.05
5300.00	0.159226	0.33	2.82	0.14	0.47	3.78	-15.22	0.89	15.97
5340.00	0.133994	0.34	3.49	0.19	0.63	3.78	-15.06	0.88	15.96
5380.00	0.108776	0.36	4.28	0.17	0.61	4.34	-16.35	1.13	17.50
5420.00	0.087365	0.37	5.31	0.12	0.40	5.09	-17.36	1.37	18.91
5460.00	0.0700329	0.39	6.72	0.07	0.26	6.32	-18.15	1.19	20.40
5500.00	0.0568302	0.41	8.80	0.09	0.32	7.55	-18.49	1.38	21.87
5540.00	0.0466156	0.42	11.72	0.20	0.67	8.92	-18.66	1.31	23.82
5580.00	0.038744	0.44	15.46	0.35	1.13	9.76	-18.05	1.48	25.77
5620.00	0.03188	0.46	20.25	0.51	1.55	10.28	-17.19	2.02	28.60
5660.00	0.0257217	0.48	25.82	0.58	1.78	10.48	-16.93	2.55	32.76
5700.00	0.0201039	0.50	32.14	0.61	1.86	10.78	-17.23	2.60	38.18
5740.00	0.015252	0.51	39.06	0.63	1.91	10.87	-18.13	3.09	44.57
5780.00	0.0112121	0.53	46.40	0.67	2.04	10.70	-19.59	3.32	51.64
5820.00	0.00800862	0.55	53.89	0.76	2.33	10.30	-21.95	3.14	59.23
5860.00	0.00558959	0.57	61.12	0.90	2.77	9.34	-24.52	3.50	66.68
5900.00	0.00380972	0.58	67.79	1.04	3.20	7.74	-27.54	3.93	73.76
5940.00	0.00251098	0.60	73.87	1.11	3.41	6.10	-32.58	3.82	81.14
5980.00	0.00162371	0.62	79.08	1.04	3.18	5.06	-38.56	3.92	88.28
6020.00	0.00105158	0.64	83.37	0.79	2.41	4.51	-44.88	3.89	94.91
6060.00	0.000693587	0.65	86.92	0.40	1.24	5.28	-51.65	2.96	101.30
6100.00	0.000480828	0.67	89.86	0.01	0.05	7.66	-57.55	2.09	107.01
6140.00	0.000362811	0.69	92.31	0.20	0.55	10.20	-60.85	1.96	111.05
6180.00	0.000293321	0.70	94.61	0.09	0.22	12.46	-62.60	3.25	114.18
6220.00	0.000247106	0.72	97.01	0.36	1.15	12.44	-62.43	4.57	116.13
6260.00	0.00020478	0.74	99.68	1.01	3.10	10.23	-61.51	5.11	117.74
6300.00	0.000157363	0.75	102.88	1.67	5.08	5.90	-60.42	5.06	119.68
6340.00	0.000105698	0.76	106.84	2.10	6.32	1.41	-61.11	4.54	123.36
6380.00	6.12976e-05	0.77	111.65	2.15	6.44	2.09	-64.32	4.12	129.12
6420.00	3.14584e-05	0.78	117.36	1.84	5.50	4.60	-68.93	4.11	136.37
6460.00	1.44957e-05	0.78	124.21	1.26	3.71	5.18	-75.23	4.33	145.43

6500.00	6.61342e-06	0.78	131.77	0.58	1.65	4.81	-80.35	4.79	154.49
6540.00	3.14297e-06	0.78	139.86	0.08	0.32	3.40	-84.72	6.45	163.69
6580.00	1.65253e-06	0.78	148.23	0.61	1.88	0.36	-88.15	8.07	172.67
6620.00	1.02414e-06	0.78	156.02	0.92	2.79	3.73	-90.26	10.57	180.62
6660.00	7.59474e-07	0.79	162.75	1.04	3.13	8.71	-91.53	13.63	187.46
6700.00	6.74891e-07	0.80	167.93	1.05	3.11	14.48	-92.20	16.66	192.87
6740.00	7.13599e-07	0.80	171.26	0.99	2.95	20.67	-92.42	19.75	196.72
6780.00	8.81738e-07	0.80	172.56	0.91	2.71	27.36	-92.33	22.91	198.96
6820.00	1.2485e-06	0.79	171.78	0.77	2.28	33.64	-91.88	26.04	199.42
6860.00	1.94339e-06	0.77	169.07	0.51	1.48	40.10	-91.06	29.22	198.35
6900.00	3.295e-06	0.74	164.68	0.09	0.21	42.03	-89.47	31.48	194.64
6940.00	5.57251e-06	0.70	159.43	0.42	1.33	41.50	-87.44	33.45	189.49
6980.00	9.19962e-06	0.66	153.84	0.90	2.79	38.29	-84.55	34.40	182.96
7020.00	1.43167e-05	0.63	148.55	1.27	3.88	32.36	-80.58	33.58	175.37
7060.00	2.02921e-05	0.60	144.24	1.42	4.33	26.36	-76.07	32.46	168.41
7100.00	2.60407e-05	0.58	141.14	1.38	4.19	21.57	-71.52	31.08	162.75
7140.00	3.09277e-05	0.57	139.14	1.21	3.66	18.11	-66.96	29.60	158.32
7180.00	3.45106e-05	0.56	138.02	0.98	2.96	15.94	-62.76	28.21	155.08
7220.00	3.71515e-05	0.56	137.40	0.76	2.29	13.42	-58.71	27.06	152.46
7260.00	3.90743e-05	0.56	137.03	0.58	1.76	12.21	-55.00	26.14	150.46
7300.00	4.08164e-05	0.56	136.67	0.47	1.43	11.98	-51.20	25.45	148.64

TABLE A.2 – Les incertitudes exprimées en pourcentage sur les alimentations β du ^{93}Rb . Dans l'ordre, nous avons les énergies des niveaux, les alimentations β , l'erreur statistique, l'erreur due à la soustraction des contaminants, due à l'étalonnage en énergie (E_{Cal}), liées à l'étalonnage en résolution (R_{Cal}), due à l'incertitude sur l'épaisseur du détecteur β (Δ_{S_i}), due au choix de la densité de niveaux puis celle due au choix des spins des niveaux et enfin l'incertitude totale.

Bibliographie

- [1] E. FERMI. « **Versuch einer Theorie der β -Strahlen. I** ». German. In : *Zeitschrift für Physik* 88.3-4 (1934), p. 161–177. ISSN : 0044-3328 (cf. p. 7).
- [2] W. GREINER et B. MÜLLER. *Gauge Theory of Weak Interactions*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2009. ISBN : 9783540879244 (cf. p. 7, 12, 14, 15).
- [3] B. POVH et al. *Particles and Nuclei : An Introduction to the Physical Concepts*. Springer, 2008. ISBN : 9783540793687 (cf. p. 7, 12, 14).
- [4] K. S. KRANE. *Introductory Nuclear Physics*. Oct. 1987, p. 106, 111, 126. ISBN : 0-471-80553-X (cf. p. 8, 9, 11, 12, 15).
- [5] B. RUBIO et W. GELLETLY. « Beta Decay of Exotic Nuclei ». English. In : *The Euroschool Lectures on Physics with Exotic Beams, Vol. III*. Sous la dir. de J.S. AL-KHALILI et E. ROECKL. T. 764. Lecture Notes in Physics. Springer Berlin Heidelberg, 2009, p. 99–151. ISBN : 978-3-540-85838-6 (cf. p. 9).
- [6] G. GAMOW et E. TELLER. « **Selection Rules for the β -Disintegration** ». In : *Phys. Rev.* 49 (12 1936), p. 895–899 (cf. p. 11).
- [7] Oskar KLEIN. « On the Theory of Charged Fields ». In : *New Theories in Physics*. 1938 (cf. p. 12).
- [8] C. S. WU et al. « **Experimental Test of Parity Conservation in Beta Decay** ». In : *Phys. Rev.* 105 (4 1957), p. 1413–1415 (cf. p. 13).
- [9] Richard L. GARWIN, Leon M. LEDERMAN et Marcel WEINRICH. « **Observations of the Failure of Conservation of Parity and Charge Conjugation in Meson Decays: the Magnetic Moment of the Free Muon** ». In : *Phys. Rev.* 105 (4 1957), p. 1415–1417 (cf. p. 13).
- [10] M. GOLDBABER, L. GRODZINS et A. W. SUNYAR. « **Helicity of Neutrinos** ». In : *Phys. Rev.* 109 (3 1958), p. 1015–1017 (cf. p. 13).
- [11] H. ABELE et al. « **Is the Unitarity of the Quark-Mixing CKM Matrix Violated in Neutron β -Decay?** » In : *Phys. Rev. Lett.* 88 (21 2002), p. 211801 (cf. p. 14).
- [12] J.C. HARDY et al. « **Superallowed $0^+ \rightarrow 0^+$ nuclear β -decays: A critical survey with tests of CVC and the standard model** ». In : *Nuclear Physics A* 509.3 (1990), p. 429–460. ISSN : 0375-9474 (cf. p. 14).
- [13] I.S. TOWNER. « **The Nuclear structure dependence of radiative corrections in superallowed Fermi beta decay** ». In : *Nucl.Phys.* A540 (1992), p. 478–500 (cf. p. 14).
- [14] Nicola CABIBBO. « **Unitary Symmetry and Leptonic Decays** ». In : *Phys. Rev. Lett.* 10 (12 1963), p. 531–533 (cf. p. 14).
- [15] S. L. GLASHOW, J. ILIOPOULOS et L. MAIANI. « **Weak Interactions with Lepton-Hadron Symmetry** ». In : *Phys. Rev. D* 2 (7 1970), p. 1285–1292 (cf. p. 14).
- [16] Makoto KOBAYASHI et Toshihide MASKAWA. « **CP-Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction** ». In : *Progress of Theoretical Physics* 49.2 (1973), p. 652–657. eprint : <http://ptp.oxfordjournals.org/content/49/2/652.full.pdf+html> (cf. p. 14).

- [17] J. C. HARDY et I. S. TOWNER. « **Superaligned $0^+ \rightarrow 0^+$ nuclear β decays: A new survey with precision tests of the conserved vector current hypothesis and the standard model** ». In : *Phys. Rev. C* 79 (5 2009), p. 055502 (cf. p. 15).
- [18] K. HEYDE. *Basic Ideas and Concepts in Nuclear Physics : An Introductory Approach, Third Edition*. Series in fundamental and applied nuclear physics. Taylor & Francis, 2004. ISBN : 9781420054941 (cf. p. 15).
- [19] K. IKEDA, S. FUJII et J.I. FUJITA. « **The (p,n) reactions and beta decays** ». In : *Physics Letters* 3.6 (1963), p. 271 –272. ISSN : 0031-9163 (cf. p. 16, 109).
- [20] K. IKEDA. « **Collective Excitation of Unlike Pair States in Heavier Nuclei** ». In : *Progress of Theoretical Physics* 31.3 (1964), p. 434 (cf. p. 16).
- [21] J. SPETH. *Electric and Magnetic Giant Resonances in Nuclei*. International Review of Nuclear Physics Series. World Scientific Publishing Company Pte Limited, 1991. ISBN : 9789810237981 (cf. p. 16, 21).
- [22] In : (cf. p. 17).
- [23] G.F. KNOLL. *Radiation Detection and Measurement*. John Wiley & Sons, 2010. ISBN : 9780470131480 (cf. p. 18, 49, 70).
- [24] J.C. HARDY et al. « **The essential decay of pandemonium: A demonstration of errors in complex beta-decay schemes** ». In : *Physics Letters B* 71.2 (1977), p. 307 –310. ISSN : 0370-2693 (cf. p. 18, 27).
- [25] J.C. HARDY, B. JONSON et P.G. HANSEN. « **The essential decay of pandemonium: β -delayed neutrons** ». In : *Nuclear Physics A* 305.1 (1978), p. 15 –28. ISSN : 0375-9474 (cf. p. 18).
- [26] R.B. FIRESTONE. « **Complex beta-decay schemes: Pandemonium lost and paradise regained** ». In : *Physics Letters B* 113.2 (1982), p. 129 –131. ISSN : 0370-2693 (cf. p. 18).
- [27] C.L. DUKE et al. « **Strength-function phenomena in electron-capture beta decay** ». In : *Nuclear Physics A* 151.3 (1970), p. 609 –633. ISSN : 0375-9474 (cf. p. 19).
- [28] K.H. JOHANSEN, K.Bonde NIELSEN et G. RUDSTAM. « **Strength functions in the β -decay of short-lived fission products** ». In : *Nuclear Physics A* 203.3 (1973), p. 481 –495. ISSN : 0375-9474 (cf. p. 19).
- [29] M. KARNY et al. « **Coupling a total absorption spectrometer to the GSI on-line mass separator** ». In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms* 126.1–4 (1997). International Conference on Electromagnetic Isotope Separators and Techniques Related to Their Applications, p. 411 –415. ISSN : 0168-583X (cf. p. 19).
- [30] M. KARNY et al. « **Beta decay of ^{103}In : Evidence for the Gamow-Teller resonance near ^{100}Sn** ». In : *Nuclear Physics A* 640.1 (1998), p. 3 –23. ISSN : 0375-9474 (cf. p. 19).
- [31] Z. HU et al. « **β decay of ^{98}Ag : Evidence for the Gamow-Teller resonance near ^{100}Sn** ». In : *Phys. Rev. C* 62 (6 2000), p. 064315 (cf. p. 19).
- [32] C. PLETTNER et al. « **β decay of ^{100}In** ». In : *Phys. Rev. C* 66 (4 2002), p. 044319 (cf. p. 19).
- [33] Jim AL-KHALILI. « **An Introduction to Halo Nuclei** ». English. In : *The Euroschool Lectures on Physics with Exotic Beams, Vol. I*. Sous la dir. de Jim AL-KHALILI et Ernst ROECKL. T. 651. Lecture Notes in Physics. Springer Berlin Heidelberg, 2004, p. 77–112. ISBN : 978-3-540-22399-3 (cf. p. 20).
- [34] A.A. RADUTA. *Collective Motion and Phase Transitions in Nuclear Systems : Proceedings of the Predeal International Summer School in Nuclear Physics, Predeal, Romania, 28 August-9 September 2006*. World Scientific, 2007. ISBN : 9789812700834 (cf. p. 20).

- [35] N. SCHUNCK, J. DUDEK et B. HERSKIND. « Nuclear hyperdeformation and the Jacobi shape transition ». In : *Phys. Rev. C* 75 (5 2007), p. 054304 (cf. p. 20).
- [36] A. PETROVICI, K.W. SCHMID et A. FAESSLER. « Microscopic aspects of identical bands in the $A=70$ mass region ». In : *Progress in Particle and Nuclear Physics* 38.0 (1997). 4 pi High Resolution Gamma Ray Spectroscopy and Nuclear Structure, p. 161–163. ISSN : 0146-6410 (cf. p. 20).
- [37] P. MOLLER et al. « Nuclear Ground-State Masses and Deformations ». In : *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 59.2 (1995), p. 185–381. ISSN : 0092-640X (cf. p. 20).
- [38] P. SARRIGUREN et al. « β -decay and shape isomerism in ^{74}Kr ». In : *Nuclear Physics A* 635.1–2 (1998), p. 55–85. ISSN : 0375-9474 (cf. p. 20).
- [39] E. NÁCHER et al. « Deformation of the $N = Z$ Nucleus ^{76}Sr using β -Decay Studies ». In : *Phys. Rev. Lett.* 92 (23 2004), p. 232501 (cf. p. 20).
- [40] E. POIRIER et al. « $B(\text{GT})$ strength from β -decay measurements and inferred shape mixing in ^{74}Kr ». In : *Phys. Rev. C* 69 (3 2004), p. 034307 (cf. p. 20).
- [41] A. B. PÉREZ-CERDÁN et al. « Deformation of Sr and Rb isotopes close to the $N = Z$ line via β -decay studies using the total absorption technique ». In : *Phys. Rev. C* 88 (1 2013), p. 014324 (cf. p. 20).
- [42] C. D. GOODMAN et al. « Gamow-Teller Matrix Elements from 0° (p, n) Cross Sections ». In : *Phys. Rev. Lett.* 44 (26 1980), p. 1755–1759 (cf. p. 20).
- [43] D. E. BAINUM et al. « Observation of Giant Particle-Hole Resonances in $\text{Zr}90(\text{p}, \text{n})\text{Nb}90$ ». In : *Phys. Rev. Lett.* 44 (26 1980), p. 1751–1754 (cf. p. 20).
- [44] K. TAKAYANAGI, K. SHIMIZU et A. ARIMA. « Gamow-teller strength function and the missing strength ». In : *Nuclear Physics A* 444.3 (1985), p. 436–444. ISSN : 0375-9474 (cf. p. 20).
- [45] C. GAARDE et al. « Excitation of giant spin-isospin multipole vibrations ». In : *Nuclear Physics A* 369.2 (1981), p. 258–280. ISSN : 0375-9474 (cf. p. 20).
- [46] J. JÄNECKE et al. « Fragmentation of Gamow-Teller strength observed in $\text{Sn}117,120(3\text{He},\text{t})117,120\text{Sb}$ charge-exchange reactions ». In : *Phys. Rev. C* 48 (6 1993), p. 2828–2839 (cf. p. 20).
- [47] G. F. BERTSCH et I. HAMAMOTO. « Gamow-Teller strength at high excitations ». In : *Phys. Rev. C* 26 (3 1982), p. 1323–1326 (cf. p. 21).
- [48] T. WAKASA et al. « Gamow-Teller strength of ^{90}Nb in the continuum studied via multipole decomposition analysis of the $^{90}\text{Zr}(\text{p},\text{n})$ reaction at 295 MeV ». In : *Phys. Rev. C* 55 (6 1997), p. 2909–2922 (cf. p. 21).
- [49] Yu.V. GAPONOV et Yu.S. LUTOSTANSKY. « Giant Gamow-Teller resonance in neutron-rich nuclei ». English. In : *Physics of Atomic Nuclei* 73.8 (2010), p. 1360–1375. ISSN : 1063-7788 (cf. p. 21).
- [50] K. PHAM et al. « Fragmentation and splitting of Gamow-Teller resonances in $\text{Sn}(^3\text{He},\text{t})\text{Sb}$ charge-exchange reactions, $A=112-124$ ». In : *Phys. Rev. C* 51 (2 1995), p. 526–540 (cf. p. 21).
- [51] T.N. TADDEUCCI et al. « The (p, n) reaction as a probe of beta decay strength ». In : *Nuclear Physics A* 469.1 (1987), p. 125–172. ISSN : 0375-9474 (cf. p. 21).
- [52] M SASANO et al. « Determination of Gamow–Teller unit cross sections of the (p, n) reaction at 200 and 300 MeV ». In : *Journal of Physics : Conference Series* 20.1 (2005), p. 181 (cf. p. 21).
- [53] A. RICHTER. « Probing the nuclear magnetic dipole response with electrons, photons and hadrons ». In : *Progress in Particle and Nuclear Physics* 34.0 (1995). Electromagnetic Probes and the Structure Hadrons and Nuclei, p. 261–284. ISSN : 0146-6410 (cf. p. 21).
- [54] Peter MÖLLER et Jørgen RANDRUP. « New developments in the calculation of β -strength functions ». In : *Nuclear Physics A* 514.1 (1990), p. 1–48. ISSN : 0375-9474 (cf. p. 22).

- [55] Peter MÖLLER, Bernd PFEIFFER et Karl-Ludwig KRATZ. « **New calculations of gross β -decay properties for astrophysical applications: Speeding-up the classical r-process** ». In : *Phys. Rev. C* 67 (5 2003), p. 055802 (cf. p. 22).
- [56] C. D. ELLIS et W. A. WOOSTER. « **The Average Energy of Disintegration of Radium E** ». In : *Proceedings of the Royal Society of London. Series A* 117.776 (1927), p. 109–123. eprint : <http://rspa.royalsocietypublishing.org/content/117/776/109.full.pdf+html> (cf. p. 22).
- [57] D. DECAMP et al. « **Determination of the number of light neutrino species** ». In : *Physics Letters B* 231.4 (1989), p. 519–529. ISSN : 0370-2693 (cf. p. 22).
- [58] K. ZUBER. *Neutrino Physics*. Series in High Energy Physics, Cosmology and Gravitation. CRC Press, 2003. ISBN : 9781420033878 (cf. p. 22).
- [59] J. HOSAKA et al. « **Solar neutrino measurements in Super-Kamiokande-I** ». In : *Phys. Rev. D* 73 (11 2006), p. 112001 (cf. p. 23).
- [60] K. EGUCHI et al. « **First Results from KamLAND: Evidence for Reactor Antineutrino Disappearance** ». In : *Phys. Rev. Lett.* 90 (2 2003), p. 021802 (cf. p. 23).
- [61] Q. R. AHMAD et al. « **Direct Evidence for Neutrino Flavor Transformation from Neutral-Current Interactions in the Sudbury Neutrino Observatory** ». In : *Phys. Rev. Lett.* 89 (1 2002), p. 011301 (cf. p. 23).
- [62] M. H. AHN et al. « **Measurement of neutrino oscillation by the K2K experiment** ». In : *Phys. Rev. D* 74 (7 2006), p. 072003 (cf. p. 23).
- [63] M. APOLLONIO et al. « **Search for neutrino oscillations on a long baseline at the CHOOZ nuclear power station** ». In : *Eur.Phys.J.* C27 (2003), p. 331–374. arXiv : [hep-ex/0301017](https://arxiv.org/abs/hep-ex/0301017) [hep-ex] (cf. p. 23).
- [64] P. ADAMSON et al. « **Improved Search for Muon-Neutrino to Electron-Neutrino Oscillations in MINOS** ». In : *Phys. Rev. Lett.* 107 (18 2011), p. 181802 (cf. p. 23).
- [65] Y. ABE et al. « **Reactor electron antineutrino disappearance in the Double Chooz experiment** ». In : *Phys.Rev.* D86 (2012), p. 052008. arXiv : [1207.6632](https://arxiv.org/abs/1207.6632) [hep-ex] (cf. p. 23).
- [66] F. P. AN et al. « **Observation of Electron-Antineutrino Disappearance at Daya Bay** ». In : *Phys. Rev. Lett.* 108 (17 2012), p. 171803 (cf. p. 23).
- [67] K. ABE et al. « **The T2K experiment** ». In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 659.1 (2011), p. 106–135. ISSN : 0168-9002 (cf. p. 23).
- [68] J. K. AHN et al. « **Observation of Reactor Electron Antineutrinos Disappearance in the RENO Experiment** ». In : *Phys. Rev. Lett.* 108 (19 2012), p. 191802 (cf. p. 23).
- [69] Anthony ONILLON. « **Prédiction des taux de fission des cœurs de Chooz et estimation des incertitudes associées dans le cadre de l'expérience Double Chooz** ». Thèse de doct. Ecole des mines de Nantes, 2014 (cf. p. 23).
- [70] Patrick HUBER. « **Determination of antineutrino spectra from nuclear reactors** ». In : *Phys. Rev. C* 84 (2 2011), p. 024617 (cf. p. 23, 24, 116).
- [71] Th. A. MUELLER et al. « **Improved predictions of reactor antineutrino spectra** ». In : *Phys. Rev. C* 83 (5 2011), p. 054615 (cf. p. 23–25).
- [72] J. A. FORMAGGIO et G. P. ZELLER. « **From eV to EeV: Neutrino cross sections across energy scales** ». In : *Rev. Mod. Phys.* 84 (3 2012), p. 1307–1341 (cf. p. 23).
- [73] K. SCHRECKENBACH et al. « **Absolute measurement of the beta spectrum from ^{235}U fission as a basis for reactor antineutrino experiments** ». In : *Physics Letters B* 99.3 (1981), p. 251–256. ISSN : 0370-2693 (cf. p. 23).

- [74] F. von FEILITZSCH, A.A. HAHN et K. SCHRECKENBACH. « Experimental beta-spectra from ^{239}Pu and ^{235}U thermal neutron fission products and their correlated antineutrino spectra ». In : *Physics Letters B* 118.1–3 (1982), p. 162–166. ISSN : 0370-2693 (cf. p. 23).
- [75] M. FALLOT et al. « New Antineutrino Energy Spectra Predictions from the Summation of Beta Decay Branches of the Fission Products ». In : *Phys. Rev. Lett.* 109 (20 2012), p. 202504 (cf. p. 24, 25, 29, 113, 115–117).
- [76] O. TENGBLAD et al. « Integral $\bar{\nu}$ -spectra derived from experimental β -spectra of individual fission products ». In : *Nuclear Physics A* 503.1 (1989), p. 136–160. ISSN : 0375-9474 (cf. p. 24).
- [77] G. RUDSTAM et al. « Beta and gama spectra of short-lived fission products ». In : *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 45.2 (1990), p. 239–320. ISSN : 0092-640X (cf. p. 24, 30, 114–116, 120).
- [78] Carlo BEMPORAD, Giorgio GRATTA et Petr VOGEL. « Reactor-based neutrino oscillation experiments ». In : *Rev. Mod. Phys.* 74 (2 2002), p. 297–328 (cf. p. 24).
- [79] Petr VOGEL. « Conversion of electron spectrum associated with fission into the antineutrino spectrum ». In : *Phys. Rev. C* 76 (2 2007), p. 025504 (cf. p. 24).
- [80] Patrick HUBER. « Erratum: Determination of antineutrino spectra from nuclear reactors [Phys. Rev. C 84, 024617 (2011)] ». In : *Phys. Rev. C* 85 (2 2012), p. 029901 (cf. p. 24).
- [81] C. HAYES A. et al. « Systematic Uncertainties in the Analysis of the Reactor Neutrino Anomaly ». In : *Phys. Rev. Lett.* 112 (20 2014), p. 202501 (cf. p. 25, 114).
- [82] A. ALGORA et al. « Reactor Decay Heat in Pu239: Solving the γ Discrepancy in the 4 – 3000-s Cooling Period ». In : *Phys. Rev. Lett.* 105 (20 2010), p. 202501 (cf. p. 25, 29, 30).
- [83] N. HAAG et al. « Experimental Determination of the Antineutrino Spectrum of the Fission Products of ^{238}U ». In : *Phys. Rev. Lett.* 112 (12 2014), p. 122501 (cf. p. 25).
- [84] M. WURM et al. « Detection potential for the diffuse supernova neutrino background in the large liquid-scintillator detector LENA ». In : *Phys. Rev. D* 75 (2 2007), p. 023007 (cf. p. 25).
- [85] T. ARAKI et al. « Experimental investigation of geologically produced antineutrinos with KamLAND ». In : *Nature* 436.7050 (2005). 00271, p. 499–503. ISSN : 0028-0836 (cf. p. 25).
- [86] B.D. Murphy I.C. GAULD G. Illas et C.F. WEBER. *A Validation Of Scale 5 Decay Heat Prediction for LWR Spent Nuclear Fuel*. Rapp. tech. prepared for the U.S. Nuclear Regulatory Commission by Oak Ridge National Laboratory. Oak Ridge National Laboratory, 2010 (cf. p. 26).
- [87] Jean-Claude NIMAL. *Sûreté et puissance résiduelle*. Rapp. tech. CLEFS CEA - N 45 - AUTOMNE 2001. CEA - Saclay, 2001 (cf. p. 26).
- [88] Charles Du Bois CORYELL et Nathan SUGARMAN. *Radiochemical studies : the fission products*. T. IV-9. Plutonium Project, 1951 (cf. p. 27).
- [89] A. TOBIAS, Central Electricity Generating Board. Bekerley Nuclear LABORATORIES et Great Britain. Central Electricity Generating BOARD. *Derivation of Decay Heat Benchmarks for U235 and PU239 by a Least Squares Fit to Measured Data*. Central Electricity Generating Board, 1989 (cf. p. 27, 30, 118, 119).
- [90] Tadashi YOSHIDA et al. « Possible Origin of the Gamma-ray Discrepancy in the Summation Calculations of Fission Product Decay Heat ». In : *Journal of Nuclear Science and Technology* 36.2 (1999), p. 135–142. eprint : <http://dx.doi.org/10.1080/18811248.1999.9726191> (cf. p. 27, 28).
- [91] A.L. Nichols T. YOSHIDA. « International Evaluation Co-Opération ». In : *Assessment of Fission Product Decay Data for Decay Heat Calculations*. T. 25. OECD, NEA No 6284, 2007. ISBN : 978-92-64-99034-0 (cf. p. 27, 29, 35, 120).

- [92] Maria Dolores JORDAN. « β -decay Total Absorption Spectroscopy Measurement for Reactor Decay Heat Calculations ». Thèse de doct. IFIC - University of Valencia, 2010 (cf. p. 28).
- [93] A. Algora A. Jokinen M. B. GÓMEZ HORNILLOS D. Cano-Ott. *Decay properties of beta delayed neutron emitters*. Rapp. tech. Proposal for the JYFL Accelerator Laboratory. JYFL - Jyväskylä, 2007 (cf. p. 28, 120).
- [94] D. JORDAN et al. « Total absorption study of the β decay of 102,104,105Tc ». In : *Phys. Rev. C* 87 (4 2013), p. 044318 (cf. p. 29, 108).
- [95] C.J. Dean R.J. PERRY. *Assessment of the Impact of TAGS on Gamma Decay Heat for JEFF3.1 ^{235}U and ^{239}Pu* . Rapp. tech. Nexia Solutions Ltd, 2006 (cf. p. 29, 30, 120).
- [96] IAEA. *International Atomic Energy Agency : Atoms For Peace*. URL : <https://www.iaea.org/> (cf. p. 29).
- [97] V.I. KOPEIKIN, L.A. MIKAELIAN et V.V. SINEV. « Reactor as a source of antineutrinos: Thermal fission energy ». English. In : *Physics of Atomic Nuclei* 67.10 (2004), p. 1892–1899. ISSN : 1063-7788 (cf. p. 30).
- [98] Patrick HUBER et Thomas SCHWETZ. « Precision spectroscopy with reactor antineutrinos ». In : *Phys. Rev. D* 70 (5 2004), p. 053011 (cf. p. 30).
- [99] Yu.V. KLIMOV et al. « Neutrino method remote measurement of reactor power and power output ». English. In : *Atomic Energy* 76.2 (1994), p. 123–127. ISSN : 1063-4258 (cf. p. 31).
- [100] V.I. KOPEIKIN, L.A. MIKAELIAN et V.V. SINEV. « Spectrum of electronic reactor anti-neutrinos ». In : *Phys.Atom.Nucl.* 60 (1997), p. 172–176 (cf. p. 31).
- [101] Sandrine CORMON. « Étude du potentiel de la détection des antineutrinos pour la surveillance des réacteurs nucléaires à des fins de lutte contre la prolifération ». Thèse de doct. Université de Nantes, 2012 (cf. p. 31).
- [102] M. FALLOT. « The Detection of Reactor Antineutrinos for Reactor Core Monitoring: an Overview ». In : *Nuclear Data Sheets* 120.0 (2014), p. 137–140. ISSN : 0090-3752 (cf. p. 31).
- [103] S. CORMON et al. « Determination of the Sensitivity of the Antineutrino Probe for Reactor Core Monitoring ». In : *Nuclear Data Sheets* 120.0 (2014), p. 141–144. ISSN : 0090-3752 (cf. p. 31).
- [104] Y. KURODA et al. « A mobile antineutrino detector with plastic scintillators ». In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 690.0 (2012), p. 41–47. ISSN : 0168-9002 (cf. p. 31).
- [105] A.S. CUCOANES. « The Nucifer Experiment ». In : *Nuclear Data Conference 2013*. 2013 (cf. p. 31).
- [106] P.R. SCOVELL et al. « Low background anti-neutrino monitoring with an innovative composite solid scintillator detector ». In : *Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference (NSS/MIC), 2013 IEEE*. 2013, p. 1–7 (cf. p. 31).
- [107] Van Minh BUI. « Beta decay of fission products for the non-proliferation and decay heat of nuclear reactors ». Theses. Ecole des Mines de Nantes, oct. 2012 (cf. p. 31).
- [108] C. EKSTROM et al. « Nuclear Spins and Magnetic Moments of Some Neutron-Rich Rubidium and Cesium Isotopes ». In : *Phys.Scr.* 19 (1979), p. 516 (cf. p. 32).
- [109] C. THIBAUT et al. « Hyperfine structure and isotope shift of the D_2 line of $^{76-98}\text{Rb}$ and their isomers ». In : *Phys. Rev. C* 23 (6 1981), p. 2720–2729 (cf. p. 32, 33).
- [110] NNDC. *National Nuclear Data Center*. URL : <http://www.nndc.bnl.gov> (cf. p. 32–34, 62, 66, 81, 100, 110, 111, 115, 117).
- [111] R. J. OLSON, W. L. TALBERT et J. R. MCCONNELL. « Gamma-Ray Studies of the Decays of Kr92, Rb92, and Sr92 ». In : *Phys. Rev. C* 5 (6 1972), p. 2095–2107 (cf. p. 32, 88, 110).

- [112] L.J. ALQUIST et al. « **Gamma-gamma angular correlations of transitions in ^{92}Sr** ». In : *Nuclear Physics A* 338.1 (1980), p. 1–12. ISSN : 0375-9474 (cf. p. 32, 81, 110).
- [113] RIPL. *Reference Parameters for Nuclear Model Calculations*. URL : <https://www-nds.iaea.org/RIPL-3/> (cf. p. 32, 33, 81, 82).
- [114] G. LHERSONNEAU et al. « **Absolute branching intensities in the decay of Rb^{92} to Sr^{92}** ». In : *Phys. Rev. C* 74 (1 2006), p. 017308 (cf. p. 32, 97).
- [115] E. ACHTERBERG et al. « **Levels of Rb^{93} , Sr^{93} , and Y^{93} fed in the decays of Kr^{93} , Rb^{93} , and Sr^{93}** ». In : *Phys. Rev. C* 10 (6 1974), p. 2526–2539 (cf. p. 33).
- [116] R. BRISSOT et al. « **Niveaux de ^{93}Rb et ^{93}Sr alimentés dans les désintégrations β de ^{93}Kr et ^{93}Rb** ». In : *Nuclear Physics A* 238.1 (1975), p. 149–158. ISSN : 0375-9474 (cf. p. 33).
- [117] C. J. BISCHOF et W. L. TALBERT. « **Gamma-ray decay schemes for Kr^{93} , Rb^{93} , and Sr^{93}** ». In : *Phys. Rev. C* 15 (3 1977), p. 1047–1067 (cf. p. 33).
- [118] R.C. GREENWOOD et al. « **Measurement of β -decay intensity distributions of several fission-product isotopes using a total absorption γ -ray spectrometer** ». In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 390.1–2 (1997), p. 95–154. ISSN : 0168-9002 (cf. p. 33, 35, 111, 112, 117, 120).
- [119] R.C. GREENWOOD, M.H. PUTNAM et K.D. WATTS. « **Ground-state β -branching intensities of several fission-product isotopes measured using a total absorption γ -ray spectrometer** ». In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 378.1–2 (1996), p. 312–320. ISSN : 0168-9002 (cf. p. 33).
- [120] F. BUCHINGER et al. « Nuclear Ground State Spins of Short-Lived Strontium Isotopes ». In : *Z.Phys.* A327 (1987), p. 361 (cf. p. 34).
- [121] J. K. HWANG et al. « **High spin states in ^{93}Sr** ». In : *Phys. Rev. C* 67 (1 2003), p. 014317 (cf. p. 34).
- [122] T. SASANUMA et al. « **Measurement of the Magnetic Moment of the First Excited State in ^{93}Sr Using on-line TDPAC technique** ». English. In : *Hyperfine Interactions* 159.1-4 (2004), p. 251–255. ISSN : 0304-3843 (cf. p. 34).
- [123] *Double Chooz and Reno presentations at Neutrino 2014 conference, Daya Bay presentation at ICHEP 2014 conference* (cf. p. 35, 120).
- [124] A.L. Nichols-O. Bersillon M. GUPTA M.A. Kellet. « Decay Heat Calculations : Assessment of Fission Product Decay Heat Data Requirement for Th/U Fuel ». In : *INDC International Nuclear Data Committee*. IAEA, 2010 (cf. p. 35).
- [125] J. ÄRJE et al. « **Submillisecond On-Line Mass Separation of Nonvolatile Radioactive Elements: An Application of Charge Exchange and Thermalization Processes of Primary Recoil Ions in Helium** ». In : *Phys. Rev. Lett.* 54 (2 1985), p. 99–101 (cf. p. 38).
- [126] J. ÄRJE et al. « **A study of a helium-jet ion guide for an on-line isotope separator** ». In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research* 186.1–2 (1981), p. 149–152. ISSN : 0167-5087 (cf. p. 38).
- [127] J. ÄRJE et K. VALLI. « **Helium-jet ion guide for an on-line isotope separator** ». In : *Nuclear Instruments and Methods* 179.3 (1981), p. 533–539. ISSN : 0029-554X (cf. p. 38).
- [128] U. HAGER et al. « **First Precision Mass Measurements of Refractory Fission Fragments** ». In : *Physical Review Letters* 96.4 (fév. 2006). ISSN : 1079-7114 (cf. p. 38).
- [129] H. PENTTILÄ. « **The layout of the IGISOL 3 facility** ». English. In : *Hyperfine Interactions* 223.1-3 (2014), p. 5–16. ISSN : 0304-3843 (cf. p. 40).

- [130] Peter DENDOOVEN. « **The development and status of the IGISOL technique** ». In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms* 126.1–4 (1997). International Conference on Electromagnetic Isotope Separators and Techniques Related to Their Applications, p. 182–189. ISSN : 0168-583X (cf. p. 39).
- [131] Juha ÄYSTÖ. « **Development and applications of the IGISOL technique** ». In : *Nuclear Physics A* 693.1–2 (2001). Radioactive Nuclear Beams, p. 477–494. ISSN : 0375-9474 (cf. p. 39).
- [132] V.S. KOLHINEN et al. « **JYFLTRAP: a cylindrical Penning trap for isobaric beam purification at IGISOL** ». In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 528.3 (2004), p. 776–787. ISSN : 0168-9002 (cf. p. 42, 43).
- [133] A. NIEMINEN et al. « **Cooling and bunching of ion beams for collinear laser spectroscopy** ». In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B : Beam Interactions with Materials and Atoms* 204.0 (2003). 14th International Conference on Electromagnetic Isotope Separators and Techniques Related to their Applications, p. 563–569. ISSN : 0168-583X (cf. p. 42).
- [134] A. NIEMINEN et al. « **Beam cooler for low-energy radioactive ions** ». In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 469.2 (2001), p. 244–253. ISSN : 0168-9002 (cf. p. 43).
- [135] Lowell S. BROWN et Gerald GABRIELSE. « **Precision spectroscopy of a charged particle in an imperfect Penning trap** ». In : *Phys. Rev. A* 25 (4 1982), p. 2423–2425 (cf. p. 44).
- [136] G. SAVARD et al. « **A New Cooling Mechanism for Heavy Ions in a Penning Trap** ». In : *Phys.Lett. A* 158 (1991), p. 247–252 (cf. p. 45).
- [137] JYFLTRAP. *JYFLTRAP, Precision Trap*. 2014. URL : https://www.jyu.fi/fysiikka/en/research/accelerator/igisol/trap/introduction/Precision_trap (visité le 05/04/2014) (cf. p. 45, 47).
- [138] G. GRÄFF, H. KALINOWSKY et J. TRAUT. « **A direct determination of the proton electron mass ratio** ». English. In : *Zeitschrift für Physik A Atoms and Nuclei* 297.1 (1980), p. 35–39. ISSN : 0939-7922 (cf. p. 46).
- [139] SCHOLARPEDIA. *Ion Traps in Nuclear Physics*. 2012. URL : http://www.scholarpedia.org/article/The_ion_traps_in_nuclear_physics (visité le 05/04/2014) (cf. p. 47).
- [140] Martin KRETZSCHMAR. « **The Ramsey method in high-precision mass spectrometry with Penning traps: Theoretical foundations** ». In : *International Journal of Mass Spectrometry* 264.2–3 (2007), p. 122–145. ISSN : 1387-3806 (cf. p. 46).
- [141] S. GEORGE et al. « **The Ramsey method in high-precision mass spectrometry with Penning traps: Experimental results** ». In : *International Journal of Mass Spectrometry* 264.2–3 (2007), p. 110–121. ISSN : 1387-3806 (cf. p. 46).
- [142] J. HAKALA et al. « **Precision Mass Measurements beyond ^{132}Sn : Anomalous Behavior of Odd-Even Staggering of Binding Energies** ». In : *Phys. Rev. Lett.* 109 (3 2012), p. 032501 (cf. p. 46).
- [143] T. ERONEN et al. « **Q_{EC}** ». In : *Phys. Rev. Lett.* 100 (13 2008), p. 132502 (cf. p. 47).
- [144] Joseph Ladislas WIZA. « **Microchannel plate detectors** ». In : *Nuclear Instruments and Methods* 162.1–3 (1979), p. 587–601. ISSN : 0029-554X (cf. p. 46).
- [145] M. LAVAL et al. « **Barium fluoride — Inorganic scintillator for subnanosecond timing** ». In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research* 206.1–2 (1983), p. 169–176. ISSN : 0167-5087 (cf. p. 48).

- [146] T. MATULEWICZ et al. « **Response of BaF₂, CsI(Tl) and Pb-glass detectors to neutrons below 22 MeV** ». In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 274.3 (1989), p. 501–506. ISSN : 0168-9002 (cf. p. 48).
- [147] E. DAFNI. « **A note on the application of BaF₂ scintillators to γ -ray and charged particle detection** ». In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 254.1 (1987), p. 54–60. ISSN : 0168-9002 (cf. p. 49).
- [148] C. AGODI et al. « **BaF₂ scintillator: A stand-alone detector for γ -rays and light charged particles** ». In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 269.3 (1988), p. 595–598. ISSN : 0168-9002 (cf. p. 49).
- [149] I. ANTICHEVA et al. « **ROOT — A C++ framework for petabyte data storage, statistical analysis and visualization** ». In : *Computer Physics Communications* 180.12 (2009). 40 YEARS OF CPC : A celebratory issue focused on quality software for high performance, grid and novel computing architectures, p. 2499–2512. ISSN : 0010-4655 (cf. p. 51, 61).
- [150] Ebbelixes Valencia MARIN. « Beta strength measurements of delayed neutron emitters : ^{87,88}Br and ⁹⁴Rb ». Thèse de doct. CSIC - University of Valencia, 2014 (cf. p. 54, 120).
- [151] Simon James RICE. « Decay Heat Measurement of Fission Fragments ⁸⁶Br, ⁹¹Rb and ⁹⁴Sr Using Total Absorption Gamma Ray Spectroscopy ». Thèse de doct. The University Of Surrey, 2014 (cf. p. 54, 76, 120).
- [152] D. CANO-OTT et al. « **Monte Carlo simulation of the response of a large NaI(Tl) total absorption spectrometer for β -decay studies** ». In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 430.2–3 (1999), p. 333–347. ISSN : 0168-9002 (cf. p. 54).
- [153] J.L. TAIN et D. CANO-OTT. « **The influence of the unknown de-excitation pattern in the analysis of β -decay total absorption spectra** ». In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 571.3 (2007), p. 719–727. ISSN : 0168-9002 (cf. p. 54).
- [154] S. AGOSTINELLI et al. « **Geant4—a simulation toolkit** ». In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 506.3 (2003), p. 250–303. ISSN : 0168-9002 (cf. p. 55, 76).
- [155] H. A. BETHE. « **Nuclear Physics B. Nuclear Dynamics, Theoretical** ». In : *Rev. Mod. Phys.* 9 (2 1937), p. 69–244 (cf. p. 57).
- [156] Till EGIDY et Dorel BUCURESCU. « **Systematics of nuclear level density parameters** ». In : *Phys. Rev. C* 72.4 (oct. 2005). ISSN : 1089-490X (cf. p. 57, 96).
- [157] A. GILBERT et A. G. W. CAMERON. « **A COMPOSITE NUCLEAR-LEVEL DENSITY FORMULA WITH SHELL CORRECTIONS** ». In : *Canadian Journal of Physics* 43.8 (1965), p. 1446–1496. eprint : <http://dx.doi.org/10.1139/p65-139> (cf. p. 57).
- [158] W. DILG et al. « **Level density parameters for the back-shifted fermi gas model in the mass range $40 < A < 250$** ». In : *Nuclear Physics A* 217.2 (1973), p. 269–298. ISSN : 0375-9474 (cf. p. 57).
- [159] P. DEMETRIOU et S. GORIELY. « **Microscopic nuclear level densities for practical applications** ». In : *Nuclear Physics A* 695.1–4 (2001), p. 95–108. ISSN : 0375-9474 (cf. p. 57, 82).
- [160] A.J. KONING, S. HILAIRE et S. GORIELY. « **Global and local level density models** ». In : *Nuclear Physics A* 810.1-4 (sept. 2008), 13–76. ISSN : 0375-9474 (cf. p. 57, 82).

- [161] Peter AXEL. « **Electric Dipole Ground-State Transition Width Strength Function and 7-Mev Photon Interactions** ». In : *Phys.Rev.* 126 (1962), p. 671–683 (cf. p. 58).
- [162] D.M. BRINK. « PhD Thesis ». Thèse de doct. University Of Oxford, 1955 (cf. p. 58).
- [163] R. CAPOTE et al. « **RIPL – Reference Input Parameter Library for Calculation of Nuclear Reactions and Nuclear Data Evaluations** ». In : *Nuclear Data Sheets* 110.12 (déc. 2009), p. 3107–3214. ISSN : 00903752 (cf. p. 58, 83).
- [164] J.L. TAIN et D. CANO-OTT. « **Algorithms for the analysis of β -decay total absorption spectra** ». In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 571.3 (2007), p. 728–738. ISSN : 0168-9002 (cf. p. 58, 59).
- [165] G. D’AGOSTINI. « **A multidimensional unfolding method based on Bayes’ theorem** ». In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 362.2-3 (août 1995), p. 487–498. ISSN : 01689002 (cf. p. 59).
- [166] J.B. BIRKS. *The Theory and Practice of Scintillation Counting*. International series of monographs on electronics and instrumentation, v. 27. Pergamon Press, 1964 (cf. p. 67).
- [167] D. CANO-OTT et al. « **Pulse pileup correction of large NaI(Tl) total absorption spectra using the true pulse shape** ». In : *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 430.2–3 (1999), p. 488–497. ISSN : 0168-9002 (cf. p. 69, 70).
- [168] N FOTIADES et al. « High-spin studies of fission products in fusion-evaporation reactions ». In : *Physica Scripta* 2000.T88 (2000), p. 127 (cf. p. 84).
- [169] E. A. STEFANOVA et al. « **Structure of high-spin states in ^{91}Sr and ^{92}Sr** ». In : *Phys. Rev. C* 65 (3 2002), p. 034323 (cf. p. 84).
- [170] T. RZAÇA-URBAN et al. « **$(h_{11/2}, g_{7/2})_{9-}$** ». In : *Phys. Rev. C* 79 (2 2009), p. 024319 (cf. p. 84).
- [171] Alejandro SONZOGNI. Communication privée (cf. p. 111, 118, 119).
- [172] Muriel FALLOT. Communication privée (cf. p. 113–117).
- [173] JEFF. *Joint Evaluated Fission and Fusion Nuclear Data Library*. URL : <https://www.oecd-nea.org/dbdata/jeff> (cf. p. 114, 115, 117, 118).
- [174] M.B. CHADWICK et al. « **ENDF/B-VII.1 Nuclear Data for Science and Technology: Cross Sections, Covariances, Fission Product Yields and Decay Data** ». In : *Nuclear Data Sheets* 112.12 (2011). Special Issue on ENDF/B-VII.1 Library, p. 2887–2996. ISSN : 0090-3752 (cf. p. 116–119).
- [175] D.A. DWYER et T.J. LANGFORD. « **Spectral Structure of Electron Antineutrinos from Nuclear Reactors** ». In : *Phys. Rev. Lett.* 114 (1 2015), p. 012502 (cf. p. 116, 117).
- [176] A. A. SONZOGNI, T. D. JOHNSON et E. A. MCCUTCHAN. « **Nuclear structure insights into reactor antineutrino spectra** ». In : *Phys. Rev. C* 91 (1 2015), p. 011301 (cf. p. 116, 117).
- [177] Paraskevi DIMITRIOU et Alan L. NICHOLS. *Total Absorption Gamma-ray Spectroscopy for Decay Heat Calculations and Other Applications*. Rapp. tech. AIEA-INDC-NDS, 2014 (cf. p. 120).

Thèse de Doctorat

Abdoul-Aziz ZAKARI

Étude des propriétés de désintégration bêta de produits de fission d'intérêt pour les spectres en énergie des antineutrinos et la puissance résiduelle des réacteurs nucléaires

Study of Beta Decay Properties of Fission Product of Interest for Antineutrinos Spectra and Nuclear Reactor Decay Heat

Résumé

Les propriétés de désintégration bêta des produits de fission jouent un rôle crucial en physique des réacteurs, étant à l'origine de la puissance résiduelle, un paramètre clé pour la sûreté des réacteurs, de l'émission des neutrons retardés qui servent à leur pilotage, et de l'émission des antineutrinos. Cependant les propriétés de désintégration bêta de certains produits de fission restent méconnues ou incomplètes. Dans certains cas, les données mesurées souffrent de l'effet « Pandémonium » lié à l'utilisation de détecteurs haute résolution au Germanium. Ces détecteurs montrent une efficacité limitée à détecter les photons de désexcitation de niveaux excités de haute énergie dans les noyaux fils peuplés par la désintégration bêta. Il en résulte une sous-estimation des branches de décroissance bêta mesurées vers ces niveaux excités. Une technique alternative consiste à utiliser un ensemble de détection de haute efficacité à la fois intrinsèque pour les photons de haute énergie et géométrique, la Spectroscopie par Absorption Totale (TAS). Dans cette thèse, nous avons employé cette technique à l'étude des noyaux ^{92}Rb et ^{93}Rb , produits de fission sélectionnés en raison de leur importante contribution aux spectres en énergie des antineutrinos des réacteurs et, dans le cas du ^{92}Rb , à la puissance résiduelle. Une nouvelle mesure de ces noyaux a été réalisée auprès de l'accélérateur de JYFL (Jyväskylä, Finlande). Ce manuscrit présente l'analyse des données mesurées, les nouveaux peuplements bêta obtenus et leur impact sur le calcul du spectre énergie des antineutrinos et de la puissance résiduelle des principaux contributeurs aux fissions dans les Réacteurs à Eau Pressurisée

Mots clés

Désintégration bêta, Pandémonium, TAS, Force bêta, Produit de fission, Réacteur, Antineutrino, Puissance résiduelle

Abstract

Fission product beta decay properties play a crucial role in the physics of nuclear reactors, as being the origin of the decay heat, a key parameter for nuclear safety, of beta-delayed neutron emission and of the emission of electronic antineutrinos. However, the decay properties of some fission products remain unknown or incomplete. Indeed in some cases, their data suffer from the "Pandemonium" effect, which is due to the conventional use of high-resolution Germanium detectors, especially when high energy excited levels are populated in the daughter nucleus. This bias may lead to an underestimation of the beta decay branches to higher energy excited levels of the daughter nucleus and constitute a systematic bias in the decay data. An alternative experimental technique is the use of Total Absorption Spectroscopy (TAS), consisting in using a high efficiency detection array. In this PhD, we have measured with the TAS technique the beta properties of ^{92}Rb and ^{93}Rb , two fission products selected for their important contribution to the Pressurized Water Reactor (PWR) antineutrino energy spectrum and in the case of ^{92}Rb , for its contribution to the ^{235}U decay heat. New measurements of the beta decay properties of these nuclei have been performed at the JYFL facility (Jyväskylä, Finland). In this manuscript are presented the performed data analysis, the extracted beta feedings of $^{92,93}\text{Rb}$ nuclei and their impact on the calculation of reactor antineutrino energy spectra as well as on the calculation of the decay heat of the main uranium and plutonium isotopes contributing to the fissions in a PWR.

Key Words

Beta-Decay, Pandemonium, TAS, Beta-Strength, Fission Product, Nuclear Reactor, Antineutrino, Decay-Heat

