



**HAL**  
open science

# Decroissance Gamow-Teller et deformation nucleaire: mise en oeuvre d'un nouveau spectrometre a absorption totale, etude d'isotopes $N \sim Z$ de krypton et strontium

E. Poirier

► **To cite this version:**

E. Poirier. Decroissance Gamow-Teller et deformation nucleaire: mise en oeuvre d'un nouveau spectrometre a absorption totale, etude d'isotopes  $N \sim Z$  de krypton et strontium. Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Université Louis Pasteur - Strasbourg I, 2002. Français. NNT: . in2p3-00012038

**HAL Id: in2p3-00012038**

**<https://theses.hal.science/in2p3-00012038>**

Submitted on 26 May 2009

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

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

# THESE

pour obtenir le grade de

**Docteur de l'Université Louis Pasteur de Strasbourg**

**Discipline : Physique Nucléaire**

présentée par

**Eric Poirier**

Titre

**Décroissance Gamow-Teller et déformation nucléaire :  
mise en œuvre d'un nouveau spectromètre à  
absorption totale,  
étude d'isotopes  $N \sim Z$  de krypton et strontium**

soutenue publiquement le 6 décembre 2002 devant la commission d'examen :

B. Blank	Rapporteur externe
P. Dessagne	Directeur de thèse
J. Dudek	Président et rapporteur interne
P. Van Duppen	Rapporteur externe
M. Lewitowicz	Examineur



*A ma famille, à vous Francis qui  
qui nous avez quitté prématurément*



# Remerciements

Je souhaiterais tout d'abord adresser mes plus sincères remerciements à Philippe Desagne et Christiane Miehé pour m'avoir accueilli au sein de leur équipe dès mars 1999 à l'occasion de mon stage de DEA, pour m'avoir encadré, soutenu et éclairé de leurs judicieux conseils durant ces trois années de travail. Ils ont toujours eu le recul nécessaire pour me souffler leurs bonnes idées. Je n'oublie pas non plus Paule Baumann, Albert Knipper et Guy Walter. Une mention spéciale à François "El gringo loco" pour ses journées ponctuées de "Ah, les blaireaux..." ou "Allez viens, on se casse..." mais surtout pour sa sympathie et son efficacité. La suite de la mention spéciale va à Fred "Brassens", l'homme à la guitare qui le démange, et à Sandrine pour les pauses café partagées à refaire le monde. Parmi les proches, que Geneviève trouve ici une expression de toute mon amitié et de toute la reconnaissance que je lui dois pour m'avoir plus d'une fois encouragé à ne pas baisser les bras et à terminer ce que j'avais commencé. Merci pour tous ces bons moments et pour être venue m'écouter ce vendredi 6 décembre 2002. J'ai découvert en toutes ces personnes bien plus que des chefs ou des collègues de bureau, j'ai trouvé des amis qui m'ont communiqué leur bonne humeur et avec qui j'ai partagé la mienne et également, je le reconnais, mon caractère un peu abrupt...

Un grand merci à Messieurs Bertram Blank, Jerzy Dudek, Piet Van Duppen et Marek Lewitowicz pour avoir accepté de composer mon jury de thèse, relu mon manuscrit et surtout pour avoir jeté un regard critique sur mon travail.

J'aimerais exprimer ma profonde gratitude à tout le personnel de l'Institut de Recherches Subatomiques de Strasbourg qui a participé de près ou de loin à ce travail. Je pense notamment à Béatrice Forrler et à Denise Kueny qui ont géré avec beaucoup d'ardeur l'intendance au cours de mes nombreux déplacements. Un grand merci à Jean Devin, Christian Weber et Christian Fuchs pour les longues soirées sacrifiées au CERN (notamment les samedi soirs jusqu'aux dimanches matins de très bonne heure ...) à travailler et à faire fonctionner le nouveau système d'acquisition SAM2000. Jean, merci d'avoir réparé les modules que j'ai souvent grillé ... Merci à vous, Bernard Humbert et Jacques Wurtz, pour votre disponibilité et votre efficacité. Je suis également extrêmement reconnaissant envers Benoit Speckel, incollable sur Linux, et Alain Michalon, le pro du "paw" et de GEANT. Sans vous, je n'aurais jamais réussi à faire mes calculs de simulation. Je tiens également à remercier l'ensemble du personnel de l'atelier de mécanique pour les nombreuses heures passées à satisfaire nos exigences (toujours dans les délais impartis) et pour avoir porté à bout de bras toute l'installation du spectromètre et ses améliorations techniques. Voilà Guy, Claude et Mathieu, finalement, ça a marché.

Comment ne pas remercier tous les membres des collaborations Isolde et IS370 qui ont pris part à l'expérience et contribué à son bon déroulement. Finalement, tout ça n'est et ne doit rester qu'un travail d'équipe. A ce titre, merci José Luis et merci Daniel pour m'avoir initié aux simulations Monte-Carlo et à la technique d'analyse. J'adresse mes plus sincères remerciements à Maria et Olof pour m'avoir chaleureusement accueilli à Madrid et pour nos fructueuses discussions. Merci également à Pedro Sarriguren, Elvira Moya de Guerra et Alberto Escuderos de las Morenas pour leurs calculs et pour la patience dont ils ont fait preuve lorsqu'il s'agissait de m'expliquer la philosophie du champ moyen.

En espérant sincèrement n'avoir oublié personne ...

Ces quelques lignes sont maintenant dédiées à ma famille et aux très proches. Quelques mots et beaucoup de reconnaissance pour mes parents qui m'ont encouragé à m'exiler à Strasbourg en 1998, qui ont subvenu à tous mes besoins, notamment financiers, et surtout qui m'ont apporté leur soutien inconditionnel durant toutes ces années. J'adresse un grand merci à la famille Mathématique-Automatique, comprenez ma sœur et son mari, à Réjane pour nos belles parties de rigolades, à Eric pour ces belles années d'amitiés, à Lydie, Virginie, Emmanuel, Chloé et à toute la famille.

A ma femme qui partage ma vie depuis plus de quatre ans, qui m'a encouragé, soutenu, qui a supporté ma mauvaise humeur et mes soucis et qui a toujours cru, souvent à ma place, en ce que je faisais. Astrid, mon Ange, je ne sais pas si mille mercis sont suffisants pour tout ce que tu as fait pour moi. Pour notre fils, Clément, qui illumine notre vie depuis cinq mois, qui m'a permis de m'évader de mon quotidien de thésard en phase terminale et de penser à autre chose qu'à des distributions de force Gamow-Teller lorsque je rentrais à la maison. Pour tout ça et surtout pour le bonheur que tu nous apportes, merci. A tous les deux, je vous dédie ce travail.

Strasbourg, décembre 2002.

# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>I Motivations physiques</b>	<b>3</b>
I.1 Généralités . . . . .	3
I.1.1 La décroissance $\beta$ . . . . .	3
I.1.2 Transitions de Fermi et de Gamow-Teller . . . . .	5
I.2 La force $\beta$ . . . . .	7
I.2.1 Distribution de force . . . . .	7
I.2.2 Résonance Gamow-Teller et force manquante . . . . .	8
I.3 La région de masse $A \simeq 70$ . . . . .	9
I.4 Décroissance Gamow-Teller et déformation . . . . .	12
I.4.1 Avancées théoriques . . . . .	12
I.4.2 Le formalisme HF+BCS+QRPA . . . . .	13
I.5 Etat des connaissances en décroissance $\beta$ . . . . .	22
<b>II Le spectromètre TAgS</b>	<b>27</b>
II.1 Caractéristiques principales . . . . .	28
II.2 Les détecteurs ancillaires . . . . .	29
II.3 Le blindage . . . . .	30
II.4 Efficacités de détection et résolution en énergie . . . . .	36
II.4.1 Les performances du cristal . . . . .	36
II.4.2 Efficacités en configuration expérimentale . . . . .	37
II.5 Réponse d'un cristal de iodure de sodium . . . . .	39
II.5.1 Propriétés d'un cristal de iodure de sodium . . . . .	39
II.5.2 L'empilement électronique . . . . .	42
II.5.2.1 Le problème . . . . .	42
II.5.2.2 La méthode de correction . . . . .	43
II.5.2.3 Correction des spectres TAgS . . . . .	46
II.6 La technique d'analyse des données . . . . .	47
II.6.1 Construction de la matrice $\mathbf{R}$ . . . . .	49
II.6.2 Simulations Monte-Carlo . . . . .	51
II.6.3 Validation de la fonction de réponse . . . . .	53
II.6.4 Détermination des alimentations $\beta$ . . . . .	58



<b>III L'expérience</b>	<b>61</b>
III.1 Le site de production . . . . .	61
III.2 Le dispositif expérimental . . . . .	64
III.2.1 La campagne sur les isotopes de krypton . . . . .	64
III.2.2 La campagne sur les isotopes de strontium . . . . .	66
III.3 L'électronique d'acquisition . . . . .	68
<b>IV Analyse et résultats</b>	<b>71</b>
IV.1 Le noyau $^{74}\text{Kr}$ . . . . .	71
IV.1.1 Le traitement des données . . . . .	71
IV.1.1.1 La composante capture électronique . . . . .	72
IV.1.1.2 La composante $\beta^+$ . . . . .	78
IV.1.2 Les résultats . . . . .	82
IV.1.2.1 La composante capture électronique . . . . .	84
IV.1.2.2 La composante $\beta^+$ . . . . .	94
IV.1.2.3 Conclusions . . . . .	100
IV.2 Le noyau $^{76}\text{Sr}$ . . . . .	102
IV.2.1 Le traitement des données . . . . .	102
IV.2.1.1 La composante capture électronique . . . . .	102
IV.2.1.2 La composante $\beta^+$ . . . . .	105
IV.2.1.3 Le spectre total $\text{EC}+\beta^+$ . . . . .	107
IV.2.2 Les résultats . . . . .	114
IV.2.2.1 La composante $\beta^+$ . . . . .	115
IV.2.2.2 Le spectre total $\text{EC}+\beta^+$ . . . . .	124
IV.2.2.3 Conclusions . . . . .	133
<b>V Interprétation des résultats</b>	<b>137</b>
V.1 L'état fondamental de $^{74}\text{Kr}$ . . . . .	137
V.2 L'état fondamental de $^{76}\text{Sr}$ . . . . .	142
<b>Conclusions</b>	<b>147</b>
<b>A Calcul de la force Gamow-Teller et des erreurs associées</b>	<b>151</b>
<b>B Valeurs tabulées de la force Gamow-Teller</b>	<b>155</b>
B.1 La décroissance de $^{74}\text{Kr}$ . . . . .	155
B.2 La décroissance de $^{76}\text{Sr}$ . . . . .	156
<b>Références</b>	<b>159</b>

# Table des figures

I.1	Schéma de décroissance d'un noyau déficient en neutrons. . . . .	4
I.2	Paramètre de déformation $\beta_2$ en fonction du numéro atomique $Z$ dans des noyaux $N = Z$ calculé par P. Möller [19] et Y. Aboussir [20]. . . . .	9
I.3	Energies des particules individuelles calculées pour $^{80}\text{Sr}$ [21] en fonction du paramètre de déformation $\beta_2$ . . . . .	10
I.4	Energie d'excitation du premier état $2^+$ pour les noyaux pair-pair $N = Z$ [26].	11
I.5	Résultats des calculs effectués par I. Hamamoto et X. Z. Zhang [33] pour $^{76}\text{Sr}$ dans le formalisme HF+TDA et à partir de l'interaction Sk3: (a) courbe d'énergie totale en fonction du moment quadrupolaire présentant deux minima locaux oblate et prolate; (b) valeurs intégrées de B(GT) en fonction du moment quadrupolaire; (c) distribution de la force Gamow-Teller en fonction de l'énergie d'excitation dans $^{76}\text{Rb}$ calculées pour les minima oblate et prolate ainsi que pour la forme sphérique. . . . .	12
I.6	Energie totale des noyaux $^{74}\text{Kr}$ (gauche) et $^{76}\text{Sr}$ (droite) en fonction du moment quadrupolaire $Q_2$ calculée avec l'interaction SG2 (trait plein) Sk3 (trait pointillé) [35]. Afin de faciliter la comparaison, l'origine de la courbe en trait pointillé a été modifiée. . . . .	15
I.7	Influence de la déformation et des corrélations d'appariement entre nucléons identiques sur la distribution de force en fonction de l'énergie d'excitation dans le noyau fils (voir texte). . . . .	16
I.8	Gauche: distribution de force B(GT) en unité $g_A^2/4\pi$ calculée par [40] pour une forme oblate et prolate de $^{74}\text{Kr}$ avec et sans approximation <i>QRPA</i> et pour différentes intensités de l'interaction particule-particule (éq. I.35); ces distributions ont été convoluées avec une résolution expérimentale de 1 MeV. Droite: valeurs de $\kappa^{pp}$ reproduisant la période expérimentale de $^{76}\text{Sr}$ dans le cas d'une déformation oblate et prolate de l'état fondamental [40]. . . . .	18
I.9	Distribution de force Gamow-Teller, en unité $g_A^2/4\pi$ calculées pour les isotopes pair-pair de sélénium, krypton et strontium [40]. Les barres verticales représentent les valeurs expérimentales de $Q_{EC}$ . . . . .	20
I.10	Transitions à trois quasi-particules intervenant dans la décroissance d'un noyau pair-impair. . . . .	21
I.11	Transitions à une quasi-particule intervenant dans la décroissance d'un noyau pair-impair. . . . .	21

I.12	Gauche: contributions des excitations à une et à trois quasi-particules à la distribution de B(GT) dans le cas d'un état fondamental oblate de $^{73}\text{Kr}$ . Droite: contributions des excitations à une et à trois quasi-particules à la distribution de B(GT) dans le cas d'un état fondamental oblate de $^{73}\text{Kr}$ . . . . .	22
I.13	Distributions de force Gamow-Teller calculées dans le cas d'une déformation prolata (trait plein) et obalte (trait pointillé) des états fondamentaux de $^{73}\text{Kr}$ et $^{74}\text{Kr}$ (gauche) et de $^{75}\text{Sr}$ et $^{76}\text{Sr}$ (droite). Les flèches pointent les valeurs expérimentales de $Q_{EC}$ . . . . .	22
I.14	Distributions de force Gamow-Teller expérimentales [44] [45] et calculées [40] dans le cas de $^{76}\text{Sr}$ (gauche) et $^{72}\text{Kr}$ (droite). Les intensités théoriques sont corrigées du facteur de normalisation $(0,77)^2$ . . . . .	23
I.15	Distributions de force Gamow-Teller expérimentale [46] [47] et calculées [42] [39] dans le cas de $^{73}\text{Kr}$ (gauche) et de $^{74}\text{Kr}$ (droite). Les intensités théoriques sont corrigées du facteur de normalisation $(0,7)^2$ . . . . .	24
II.1	Photographie du spectromètre TAgS avec son trou transversal et ses huit photomultiplicateurs. . . . .	28
II.2	Gauche: ensemble bande-roulettes placé dans le puits du TAgS permettant l'évacuation de l'activité résiduelle. La bande sur laquelle sont implantés les ions se trouve au centre du détecteur. Droite: détecteur $\beta$ monté sur le télescope germanium. . . . .	29
II.3	Vue schématique du spectromètre TAgS couplé au séparateur de masse ISOLDE/CERN avec ses détecteurs auxiliaires et le système bande-roulette. L'activité est acheminée au centre du détecteur. . . . .	30
II.4	Vue des différentes épaisseurs constituant le blindage du spectromètre TAgS. . . . .	31
II.5	Localisation dans le plan (x,z) du blindage des interactions de neutrons d'énergie de 1 MeV (gauche) et de 1 eV (droite) [65]. . . . .	33
II.6	Localisation dans le plan (x,z) du blindage des photons induits par des neutrons de 1 MeV [65]. . . . .	34
II.7	Photographie du spectromètre TAgS installé dans son blindage auprès du séparateur de masse ISOLDE/CERN. Au bas de la photographie apparaît la ligne de faisceau par laquelle arrive l'activité délivrée par le séparateur. . . . .	35
II.8	Distributions en énergie relatives au bruit de fond ambiant obtenues avec le spectromètre TAgS lorsque le blindage est ouvert et fermé. . . . .	36
II.9	Spectre en énergie recueilli avec le spectromètre TAgS pour une source de $^{60}\text{Co}$ (gauche) et de $^{137}\text{Cs}$ (droite). . . . .	37
II.10	Efficacités $\gamma$ totales (triangles) et photopics (carrés) du spectromètre TAgS en configuration expérimentale. Les efficacités photopics du premier spectromètre à absorption totale utilisé par C. L. Duke <i>et al.</i> sont représentées sous forme de cercles. . . . .	38
II.11	Déviations en énergie des pics correspondant à des transitions de multiplicité une (carrés), deux (triangles) et trois (cercles) par rapport à une calibration obtenue avec des raies de multiplicité une [53]. . . . .	39

II.12	Quantité de lumière relative produite par l'absorption totale d'électrons d'énergie $E_e$ . Les valeurs du rapport $L(E_e)/E_e$ proviennent de la référence [55] pour des énergies inférieures à 500 keV (cercles) et de la référence [54] pour des énergies supérieures (triangles). . . . .	40
II.13	Influence de la température sur la quantité de lumière produite dans deux cristaux de NaI. . . . .	41
II.14	La somme des signaux énergie des huit dynodes est envoyée dans un amplificateur caractérisé par sa constante $\tau_p$ , appelée temps de montée des signaux. Le signal après amplification possède une largeur $\tau_w$ et est acheminé vers un ADC pour être finalement traité par le système d'acquisition. . . . .	42
II.15	a) : un seul signal, caractérisé par sa largeur $\tau_w$ et son temps de montée $\tau_p$ , arrive dans la fenêtre d'analyse de largeur $\tau_a$ ; son amplitude est correctement assigné au canal $k$ . b) : les deux signaux arrivent dans un intervalle de temps $\Delta t$ supérieure à $\tau_p$ et seul le maximum correspondant au premier sera converti par l'ADC; cet évènement n'est pas considéré comme de l'empilement. c) : les deux signaux arrivent dans un intervalle de temps $\Delta t$ inférieur à $\tau_p$ et le maximum correspondant à la somme des deux signaux sera converti; cet évènement est considéré comme de l'empilement électronique d'ordre 1. . . . .	43
II.16	Spectre en énergie mesurés avec la source de $^{60}\text{Co}$ (gauche) et de $^{22}\text{Na}$ (droite). Au-delà du bilan de réaction $Q_\beta$ ou $Q_{EC}$ , la statistique ne correspond qu'à la partie appréciable du phénomène d'empilement. . . . .	44
II.17	Principe de la correction : le signal bleu, d'amplitude 1,37, arrive à un instant $t_{ijk}$ et le signal noir, d'amplitude 3,5, arrive à un instant $t_{ijk-1}$ . Ces deux signaux s'empilent pour donner un signal fortuit, d'amplitude 4,28, qui est analysé et qui contribue au canal 4 du spectre en énergie. La valeur $\Delta t_{ijk}$ est alors récupéré pour le calcul de $P_{ijk}$ . . . . .	46
II.18	Comparaison entre l'empilement électronique du premier ordre calculé (trait pointillé) et les spectres TAgS non conditionnés (trait plein) pour des sources de $^{22,24}\text{Na}$ , $^{60}\text{Co}$ et pour une source <i>multi</i> - $\gamma$ . . . . .	48
II.19	Distributions d'énergie (trait plein) et de lumière (trait pointillé) simulées pour des photons de 1 MeV. . . . .	52
II.20	Distributions de lumière simulées pour des photons de 1 MeV en considérant une distance minimale entre deux interactions, pour les électrons secondaires, de 0,01 mm (trait plein) et 0,004 mm (trait pointillé). . . . .	53
II.21	Spectres en énergie expérimentaux (trait plein) et simulés (trait pointillé) pour les sources de $^{22}\text{Na}$ (gauche) et $^{24}\text{Na}$ (droite). . . . .	54
II.22	Gauche : spectres simulés pour la source de $^{24}\text{Na}$ avec (trait plein) et sans (trait pointillé) les extensions basse énergie pour les électrons. Droite : spectres en énergie expérimental (trait plein) et simulé (trait pointillé) sans les extensions basse énergie pour les électrons pour la source de $^{24}\text{Na}$ . . . . .	55

II.23 Spectres en énergie expérimentaux (trait plein) et simulés (trait pointillé) obtenus pour les sources de $^{22}\text{Na}$ , $^{24}\text{Na}$ , $^{60}\text{Co}$ et $^{88}\text{Y}$ dans la configuration expérimentale. La simulation relative à $^{24}\text{Na}$ a été effectuée sans les extensions basse énergie du code GEANT4. . . . .	56
III.1 Vue schématique de l'installation ISOLDE au CERN. . . . .	62
III.2 Schéma descriptif d'une source à plasma froid utilisée pour la production des gaz rares. Le tube de transfert est refroidi par de l'eau pour que les contaminants s'y condensent. . . . .	62
III.3 Gauche: vue schématique du séparateur GPS, composé de l'ensemble cible-source, des éléments d'accélération et d'optique et de l'aimant d'analyse. Droite: vue schématique du séparateur HRS composé de l'ensemble cible-source, des éléments d'accélération et d'optique et de deux aimants d'analyse. . . . .	63
III.4 Couplage du spectromètre TAgS à la ligne de faisceau RC3 et au dérouleur de bande lors des mesures sur les isotopes de krypton. . . . .	64
III.5 Représentation schématique d'un cycle de mesure: la phase de mesure, de durée $T_m$ , débute lorsque la troisième impulsion de protons parmi les quatorze délivrées par le PS Booster arrive sur la cible. Après chaque impulsion, la <i>beam-gate</i> est ouverte pendant un temps $T_b$ . Une fois la phase de mesure achevée, la source radioactive est déplacée. Un délai $T_d$ est éventuellement introduit entre deux phases. . . . .	65
III.6 Couplage du spectromètre TAgS à la ligne de faisceau RC3 et au dérouleur de bande lors des mesures sur les isotopes de strontium. . . . .	67
III.7 Schéma du montage électronique utilisé lors des deux expériences menées sur les isotopes de krypton et de strontium. . . . .	69
IV.1 Spectre en énergie recueilli avec le détecteur germanium planaire durant la mesure de la décroissance $^{74}\text{Kr} \rightarrow ^{74}\text{Br}$ . Ce spectre ne représente qu'une partie de la statistique totale acquise pour la décroissance de $^{74}\text{Kr}$ . Les contributions $K_\alpha$ et $K_\beta$ des rayonnements $X$ sont pointés par les flèches. Les zones hachurées désignent les conditions en énergie imposées pour constituer les spectres correspondant à la somme des contributions $K_\alpha$ et $K_\beta$ et au fond. . . . .	73
IV.2 Gauche: spectres en énergie $S$ et $F$ dans le détecteur TAgS correspondant respectivement à la somme des contributions $K_\alpha$ et $K_\beta$ (trait plein) des rayons $X$ caractéristiques de l'élément brome et au fond (trait pointillé). Droite: spectre en énergie associé à la composante capture électronique de la décroissance du noyau $^{74}\text{Kr}$ . . . . .	74
IV.3 Spectre en énergie associée à la composante capture électronique de la décroissance du noyau $^{74}\text{Kr}$ . Les flèches pointent les pics $\gamma$ à 212 keV et 140 keV. . . . .	75
IV.4 Schéma de niveaux simplifié de la désexcitation de $^{74}\text{Br}$ . Nous considérons de cette manière que le niveau d'énergie 306,6 keV n'est pas peuplé par la désexcitation de niveaux localisés à plus haute énergie. Pour chaque transition, nous avons indiqué le rapport d'embranchement $\gamma$ . . . . .	76

IV.5	Spectre en énergie recueilli avec le détecteur plastique durant la mesure de la décroissance $^{74}\text{Kr} \rightarrow ^{74}\text{Br}$ . La zone hachurée désigne les conditions en énergie imposées pour constituer la distribution en énergie du spectre TAgS. . . . .	79
IV.6	Spectres en énergie enregistrés avec le détecteur TAgS en coïncidence avec les positrons ayant déclenché le scintillateur plastique (trait plein) lors des mesures $^{74}\text{Kr} \rightarrow ^{74}\text{Br}$ (gauche) et $^{74}\text{Br} \rightarrow ^{74}\text{Se}$ (droite). Les contributions normalisées de l'empilement électronique (trait pointillé) sont également présentées. . . . .	80
IV.7	Spectres en énergie enregistré avec le détecteur TAgS en coïncidence avec les positrons ayant déclenché le scintillateur plastique lors de la mesure $^{74}\text{Kr} \rightarrow ^{74}\text{Br}$ (trait plein) et spectres en énergie enregistré avec le détecteur TAgS correspondant à la composante $\beta^+$ de la décroissance $^{74}\text{Br} \rightarrow ^{74}\text{Se}$ (trait pointillé). A gauche, le facteur de normalisation employé est donné par les équations IV.21 et IV.22. A droite, il est donné par l'équation IV.23. . . . .	81
IV.8	Spectre en énergie correspondant à la composante $\beta^+$ de la décroissance $^{74}\text{Kr} \rightarrow ^{74}\text{Br}$ obtenu après soustraction de l'empilement électronique et du contaminant. Le facteur de normalisation utilisé pour la soustraction de la contribution de $^{74}\text{Br}$ est donné par l'équation IV.23. . . . .	82
IV.9	Résultats de l'analyse effectuée sur la composante capture électronique de la décroissance du noyau $^{74}\text{Kr}$ avec un paramètre de densité $a = 10 \text{ MeV}^{-1}$ . Les coefficients de conversion interne pour les transitions d'énergie 62,8 keV et 89,6 keV ont été inclus en considérant un caractère purement $M_1$ . . . . .	86
IV.10	Résultats de l'analyse effectuée sur la composante capture électronique de la décroissance du noyau $^{74}\text{Kr}$ avec un paramètre de densité $a = 11 \text{ MeV}^{-1}$ . Les coefficients de conversion interne pour les transitions d'énergie 62,8 keV et 89,6 keV ont été inclus en considérant un caractère purement $M_1$ . . . . .	88
IV.11	Résultats de l'analyse effectuée sur la composante capture électronique de la décroissance du noyau $^{74}\text{Kr}$ avec un paramètre de densité $a = 12 \text{ MeV}^{-1}$ . Les coefficients de conversion interne pour les transitions d'énergie 62,8 keV et 89,6 keV ont été inclus en considérant un caractère purement $M_1$ . . . . .	89
IV.12	Résultats de l'analyse effectuée sur la composante capture électronique de la décroissance du noyau $^{74}\text{Kr}$ avec un paramètre de densité $a = 11 \text{ MeV}^{-1}$ . Les coefficients de conversion interne pour les transitions d'énergie 62,8 keV et 89,6 keV ont été inclus en considérant un caractère purement $E_2$ . . . . .	90
IV.13	Gauche : distributions de force Gamow-Teller $B(GT)_{exp,EC}^{a=11,M_1}$ et $B(GT)_{exp,EC}^{a=11,E_2}$ calculées avec un paramètre de densité $a = 11 \text{ MeV}^{-1}$ en attribuant aux deux transitions d'énergie 62,8 keV et 89,6 keV des multipolarités purement $M_1$ (cercles) et purement $E_2$ (carrés) respectivement. Droite : distributions de force Gamow-Teller $B(GT)_{exp,EC}^{a=11,M_1}$ et $B(GT)_{exp,EC}^{a=11,M_3}$ calculées avec un paramètre de densité $a = 11 \text{ MeV}^{-1}$ en attribuant aux deux transitions d'énergie 62,8 keV et 89,6 keV des multipolarités purement $M_1$ (cercles) et purement $M_3$ (carrés) respectivement. . . . .	91

IV.14	Distribution de force Gamow-Teller relative à la décroissance par capture électronique du noyau $^{74}\text{Kr}$ obtenue en moyennant les deux distributions $B(GT)_{exp,EC}^{a=11,M_1}$ et $B(GT)_{exp,EC}^{a=11,E_2}$ . . . . .	92
IV.15	Distributions de force Gamow-Teller $B(GT)_{exp,EC}$ obtenues en autorisant l'alimentation de niveaux sur toute la fenêtre en énergie $Q_{EC}(^{74}\text{Kr})$ (cercles) et en excluant l'alimentation de niveaux situés au-delà de 2,8 MeV (carrés). . .	94
IV.16	Efficacités du détecteur $\beta$ en fonction de l'énergie maximale des positrons simulées avec le code GEANT4 sans tenir compte de l'épaisseur d'adhésif. . .	95
IV.17	Résultats de l'analyse effectuée sur la composante $\beta^+$ de la décroissance du noyau $^{74}\text{Kr}$ avec un paramètre de densité $a = 11 \text{ MeV}^{-1}$ . Les coefficients de conversion interne pour les transitions d'énergie 62,8 keV et 89,8 keV ont été inclus en considérant un caractère purement $M_1$ . . . . .	96
IV.18	Distributions $I_\beta$ en fonction de l'énergie d'excitation dans le noyau $^{74}\text{Br}$ déterminées par l'analyse de la composante capture électronique (cercles) et de la composante $\beta^+$ (carrés) de la décroissance du noyau $^{74}\text{Kr}$ . . . . .	98
IV.19	Résultats de l'analyse effectuée sur la composante $\beta^+$ de la décroissance du noyau $^{74}\text{Kr}$ en ne considérant que les seuls niveaux connus du schéma de décroissance. Les coefficients de conversion interne pour les transitions d'énergie 62,8 keV et 89,8 keV ont été inclus en considérant un caractère purement $M_1$ . . . . .	99
IV.20	Distributions $I_\beta$ en fonction de l'énergie d'excitation dans le noyau $^{74}\text{Br}$ déterminées par l'analyse de la composante capture électronique (cercles) et de la composante $\beta^+$ (carrés) de la décroissance du noyau $^{74}\text{Kr}$ en ne considérant que les seuls niveaux connus du schéma de décroissance. . . . .	100
IV.21	Distributions de force Gamow-Teller déterminées par l'étude dissociée des composantes capture électronique (cercles) et $\beta^+$ (carrés) de la décroissance du noyau $^{74}\text{Kr}$ . . . . .	101
IV.22	Spectre en énergie recueilli avec le détecteur germanium planaire durant la mesure de la décroissance $^{76}\text{Sr} \rightarrow ^{76}\text{Rb}$ . Les contributions $K_\alpha$ et $K_\beta$ des rayonnements $X$ sont pointés par les flèches. Les zones hachurées désignent les conditions en énergie imposées pour constituer les spectres correspondant à la somme des contributions $K_\alpha$ et $K_\beta$ et au fond. . . . .	103
IV.23	Gauche: spectres en énergie $S$ et $F$ dans le détecteur TAgS correspondant respectivement à la somme des contributions $K_\alpha$ et $K_\beta$ (trait plein) des rayons $X$ caractéristiques de l'élément rubidium et au fond (trait pointillé). Droite: spectre en énergie $EC_{CI}$ provenant de la soustraction de la distribution $F$ à la distribution $S$ avec un facteur de normalisation $\lambda_F=1,0$ . . . . .	104
IV.24	Spectre en énergie $EC_{CI}$ (trait plein) et $CI$ (trait pointillé) dans le détecteur TAgS. La dernière distribution correspond aux évènements en coïncidence avec un rayonnement $X$ dans le détecteur germanium planaire et avec un positron ayant déclenché le plastique scintillant. . . . .	105

IV.25	Spectre en énergie recueilli avec le détecteur plastique durant la mesure de la décroissance $^{76}\text{Sr} \rightarrow ^{76}\text{Rb}$ . La zone hachurée désigne les conditions en énergie imposées pour constituer la distribution enregistrée dans le détecteur TAgS.	106
IV.26	Spectres en énergie $S(^{76}\text{Sr})$ et $S(^{76}\text{Rb})$ (trait plein) enregistrés avec le détecteur TAgS en coïncidence avec les positrons ayant déclenché le scintillateur plastique lors des mesures $^{76}\text{Sr} \rightarrow ^{76}\text{Rb}$ (gauche) et $^{76}\text{Rb} \rightarrow ^{76}\text{Kr}$ (droite). Les contributions normalisées $P(^{76}\text{Sr})$ et $P(^{76}\text{Rb})$ de l'empilement électronique sont également présentées (trait pointillé).	107
IV.27	Spectre en énergie $\beta^+$ ( $^{76}\text{Sr}$ ) (éq. IV.52) correspondant à la composante $\beta^+$ de la décroissance $^{76}\text{Sr} \rightarrow ^{76}\text{Rb}$ .	108
IV.28	Gauche : spectre en énergie $S(^{76}\text{Sr})$ enregistré avec le détecteur TAgS sans aucune condition de coïncidence. Droite : spectre en énergie $S'(^{76}\text{Rb})$ (noir) correspondant à la soustraction du bruit de fond ambiant $F(^{76}\text{Rb})$ à la distribution $S(^{76}\text{Rb})$ . La contribution $P(^{76}\text{Rb})$ normalisée de l'empilement électronique est également présentée (rouge).	109
IV.29	Spectre en énergie $S'(^{76}\text{Sr})$ résultant de la soustraction de l'activité $T(^{76}\text{Rb})$ liée à la décroissance de $^{76}\text{Rb}$ à la distribution $S(^{76}\text{Sr})$ .	110
IV.30	Spectres en énergie $F_1(^{76}\text{Sr})$ et $F_2(^{76}\text{Sr})$ normalisés correspondant à l'activité du fond ambiant recueillis respectivement à l'issue de la mesure $^{76}\text{Sr} \rightarrow ^{76}\text{Rb}$ (trait plein) et ultérieurement à celle-ci (trait pointillé).	111
IV.31	Colonne de gauche : spectre total (trait plein) $T_1(^{76}\text{Sr})$ et $T_2(^{76}\text{Sr})$ correspondant à la décroissance du noyau $^{76}\text{Sr}$ une fois le bruit de fond $F_1(^{76}\text{Sr})$ (haut) et $F_2(^{76}\text{Sr})$ (bas) soustrait avec un facteur $\lambda_{F_1}(^{76}\text{Sr})$ (éq. IV.60) et $\lambda_{F_2}(^{76}\text{Sr})$ (éq. IV.61) obtenu par normalisation à partir de la transition de 1460 keV. La contribution normalisée de l'empilement électronique est également superposée (trait pointillé). Colonne de droite : spectre total (trait plein) $T_1(^{76}\text{Sr})$ et $T_2(^{76}\text{Sr})$ correspondant à la décroissance du noyau $^{76}\text{Sr}$ une fois le bruit de fond $F_1(^{76}\text{Sr})$ (haut) et $F_2(^{76}\text{Sr})$ (bas) soustrait avec un facteur de normalisation $\lambda_{F_1}(^{76}\text{Sr})$ (éq. IV.65) et $\lambda_{F_2}(^{76}\text{Sr})$ (éq. IV.66) obtenu par normalisation sur le pic correspondant à la diode luminescente. La contribution normalisée de l'empilement électronique est également superposée (trait pointillé).	113
IV.32	Résultats de l'analyse effectuée sur la composante $\beta^+$ de la décroissance du noyau $^{76}\text{Sr}$ avec un paramètre de densité $a = 11 \text{ MeV}^{-1}$ . Les coefficients de conversion interne pour les transitions d'énergie 39,0 keV et 101,4 keV ont été inclus en considérant un caractère purement $M_1$ .	116
IV.33	Distributions de force Gamow-Teller $B(GT)_{exp,EC}$ obtenues en autorisant l'alimentation de niveaux sur toute la fenêtre en énergie $Q_{\beta^+}(^{74}\text{Kr})$ (cercles) et en excluant l'alimentation de niveaux situés au-delà de 4,2 MeV (carrés).	117
IV.34	Efficacités du détecteur $\beta$ en fonction de l'énergie maximale des positrons simulées avec le code GEANT4 en supposant un seuil à 100 keV (cercles) et à 150 keV (carrés).	118



IV.35	Distributions de force Gamow-Teller $B(GT)_{exp,\beta^+}^{100,M_1}$ et $B(GT)_{exp,\beta^+}^{150,M_1}$ relatives à la décroissance du noyau $^{76}\text{Sr}$ calculées en supposant respectivement un seuil de 100 keV (cercles) et de 150 keV (carrés). . . . .	119
IV.36	Colonne de gauche: distributions des alimentations $\mathbf{I}_\beta$ (haut) et de force Gamow-Teller (bas) obtenues avec la matrice de réponse des positrons $\mathbf{b}^+$ originale (cercles) et en multipliant par deux la contribution située au-delà de 1,022 MeV dans cette même matrice (carrés). Colonne de droite: distributions des alimentations $\mathbf{I}_\beta$ (haut) et de force Gamow-Teller (bas) obtenues avec la matrice de réponse des positrons $\mathbf{b}^+$ originale (cercles) et en divisant par deux la contribution située au-delà de 1,022 MeV dans cette même matrice (carrés).	121
IV.37	Gauche: distributions de force Gamow-Teller relatives à la décroissance du noyau $^{76}\text{Sr}$ obtenues avec le coefficient $\lambda_{\beta^+}(^{76}\text{Rb})$ original (cercles) et avec une valeur $\lambda_{\beta^+}(^{76}\text{Rb})=0,808$ (carrés). Droite: distributions de force Gamow-Teller (bas) relatives à la décroissance du noyau $^{76}\text{Sr}$ obtenues avec le coefficient $\lambda_{\beta^+}(^{76}\text{Rb})$ original (cercles) et avec une valeur $\lambda_{\beta^+}(^{76}\text{Rb})=0,785$ (carrés). . .	122
IV.38	Distributions de force Gamow-Teller $B(GT)_{exp,\beta^+}^{100,M_1}$ (cercles) et $B(GT)_{exp,\beta^+}^{100,E_2}$ (carrés) relatives à la décroissance du noyau $^{76}\text{Sr}$ calculées en supposant respectivement des multipolarités purement $M_1$ et purement $E_2$ pour les transitions d'énergie 39,0 keV et 101,4 keV. . . . .	124
IV.39	Distribution de force Gamow-Teller relative à la décroissance $\beta^+$ du noyau $^{76}\text{Sr}$ obtenue en moyennant les deux distributions $B(GT)_{exp,\beta^+}^{100,M_1}$ et $B(GT)_{exp,\beta^+}^{a=100,E_2}$ . L'erreur $\sigma_{tot}$ et celles provenant à la fois de la soustraction de l'activité du noyau fils $^{76}\text{Rb}$ ( $\sigma_{cont}$ ) et de la multipolarité des transitions de 39,0 keV et 101,4 keV ( $\sigma_{conv}$ ) ont été distinguées. . . . .	125
IV.40	Résultats de l'analyse effectuée sur le spectre total $T_2(^{76}\text{Sr})$ de la décroissance du noyau $^{76}\text{Sr}$ avec un facteur de normalisation $\lambda_{F_2}(^{76}\text{Sr}) = 6,44$ . Les coefficients de conversion interne pour les transitions d'énergie 39,0 keV et 101,4 keV ont été inclus en considérant un caractère purement $M_1$ . . . . .	126
IV.41	Distributions de force Gamow-Teller relatives à la décroissance du noyau $^{76}\text{Sr}$ obtenues à partir de la soustraction du bruit de fond $F_2(^{76}\text{Sr})$ avec un coefficient $\lambda_{F_2}(^{76}\text{Sr})=6,44$ en utilisant pour le calcul de la matrice totale $\mathbf{R}_T$ la valeur centrale du rapport $r_i$ (cercles) et sa limite supérieure (carrés). . . . .	128
IV.42	Gauche: distributions de force Gamow-Teller relatives à la décroissance du noyau $^{76}\text{Sr}$ obtenues avec le coefficient $\lambda_T(^{76}\text{Rb})$ original (cercles) et avec une valeur $\lambda_T(^{76}\text{Rb})=0,846$ (carrés). Droite: distributions de force Gamow-Teller (bas) relatives à la décroissance du noyau $^{76}\text{Sr}$ obtenues avec le coefficient $\lambda_T(^{76}\text{Rb})$ original (cercles) et avec une valeur $\lambda_T(^{76}\text{Rb})=0,820$ (carrés). . . . .	129
IV.43	Gauche: spectres expérimentaux totaux provenant de la décroissance de $^{76}\text{Sr}$ (trait plein) et simulé (trait pointillé) en considérant une multipolarité purement $E_2$ pour les deux transitions d'énergie 39,0 keV et 101,4 keV. Droite: distributions de force Gamow-Teller $B(GT)_{exp,EC+\beta^+}^{M_1,r_i}$ (cercles) et $B(GT)_{exp,EC+\beta^+}^{E_2,r_i}$ (carrés) obtenues en considérant respectivement des multipolarités purement $M_1$ et purement $E_2$ pour les deux transitions d'énergie 39,0 keV et 101,4 keV.	130

IV.44	Distributions de force Gamow-Teller relatives à la décroissance du noyau $^{76}\text{Sr}$ obtenues à partir de la soustraction du bruit de fond $F_1(^{76}\text{Sr})$ avec un coefficient $\lambda_{F_1}(^{76}\text{Sr})=16,31$ (cercles), et de la soustraction du bruit de fond $F_2(^{76}\text{Sr})$ avec un coefficient $\lambda_{F_2}(^{76}\text{Sr})=6,94$ (carrés) et $\lambda_{F_2}(^{76}\text{Sr})=6,44$ (triangles). . . . .	131
IV.45	Distribution de force Gamow-Teller relative à la décroissance du noyau $^{76}\text{Sr}$ obtenue en moyennant les deux distributions $B(GT)_{exp,EC+\beta^+}^{M_1,r_i}$ et $B(GT)_{exp,EC+\beta^+}^{E_2,r_i}$ . Les erreurs $\sigma_{tot}$ et celles provenant à la fois de la soustraction de l'activité du noyau fils $^{76}\text{Rb}$ ( $\sigma_{cont}$ ), de la multipolarité des transitions de 39,0 keV et 101,4 keV ( $\sigma_{conv}$ ) et de la soustraction de l'activité du bruit de fond ( $\sigma_{fond}$ ) ont été distinguées. . . . .	132
IV.46	Distributions de force Gamow-Teller $\beta^+$ et $T$ relatives à la décroissance du noyau $^{76}\text{Sr}$ obtenues respectivement par l'analyse dissociée de la composante $\beta^+$ (carrés) et du spectre total $EC+\beta^+$ (cercles). Seules les erreurs systématiques, en excluant toutefois $\sigma_{rap}$ pour la distribution $T$ , ont été représentées. .	134
IV.47	Distributions de force Gamow-Teller relatives à la décroissance du noyau $^{76}\text{Sr}$ obtenues par les mesures effectuées avec le spectromètre TAgS en incluant la contribution déterminée par la détection des protons retardés [44] et par des mesures effectuées avec des détecteurs semi-conducteurs (carrés) [44]. . . . .	136
V.1	Distributions de l'intensité de force $B(GT)$ (haut) et distributions de force accumulée $\Sigma B(GT)$ (bas) expérimentales (ronds) et théoriques (histogrammes) calculées pour une forme oblate (gauche) et une forme prolata (droite) en utilisant l'interaction SG2. . . . .	138
V.2	Distributions de l'intensité de force $B(GT)$ (haut) et distributions de force accumulée $\Sigma B(GT)$ (bas) expérimentales (ronds) et théoriques (histogrammes) calculées pour une forme oblate (gauche) et une forme prolata (droite) en utilisant l'interaction Sk3. . . . .	139
V.3	Distributions de force accumulée expérimentales (ronds) et théoriques (histogrammes) provenant de l'ajustement effectué à partir des distributions oblate et prolata dans le cas de la force SG2 (gauche) et Sk3 (droite). Le paramètre de mélange déterminé est alors $\alpha = 0,60$ pour l'interaction SG2 et $\alpha = 0,62$ pour l'interaction Sk3. . . . .	141
V.4	Distributions de l'intensité de force $B(GT)$ (haut) et distributions de force accumulée $\Sigma B(GT)$ (bas) expérimentales (ronds) et théoriques (histogrammes) calculées par P. Sarriguren <i>et al.</i> [40] pour une forme oblate (gauche) et une forme prolata (droite) en utilisant l'interaction SG2. . . . .	143
V.5	Distributions de l'intensité de force $B(GT)$ (haut) et distributions de force accumulée $\Sigma B(GT)$ (bas) expérimentales (ronds) et théoriques (histogrammes) calculées par I. Hamamoto <i>et al.</i> [33] pour une forme oblate (gauche) et une forme prolata (droite) en utilisant l'interaction Sk3. . . . .	145



# Liste des tableaux

I.1	Valeurs expérimentales [44] et théoriques calculées par I. Hamamoto <i>et al.</i> [33] de $\sum B(GT)$ sur les états liés et non liés dans le cas de $^{76}\text{Sr}$ . Les intensités théoriques sont corrigées du facteur de normalisation $(0,77)^2$ . . . . .	24
I.2	Valeurs expérimentales [46] et théoriques [42] de $\sum B(GT)$ dans le cas de $^{73}\text{Kr}$ . Les intensités théoriques sont corrigées du facteur de normalisation $(0,77)^2$ . . . . .	25
I.3	Caractéristiques des isotopes de krypton et de strontium. . . . .	25
II.1	Coefficient de transmission C du blindage et proportion de photons produits avec une énergie supérieure à 100 keV par interaction avec le blindage [65]. La trajectoire initiale des neutrons incidents est perpendiculaire à la paroi du blindage. . . . .	32
II.2	Gauche : efficacités photopics expérimentales et simulées du spectromètre TAgS pour des énergies de 662 keV et 2505 keV. Droite : résolution en énergie exprimée en pourcentage du spectromètre TAgS pour des énergies de 662 keV, 1173 keV et 1332 keV. . . . .	37
II.3	Comparaison des efficacités $\gamma$ totales et photopics d'un détecteur constitué de six clusters de germanium et du spectromètre TAgS en configuration expérimentale pour des énergies de 1333 keV et 4000 keV. . . . .	38
III.1	Temps $T_b$ d'ouverture de la beam-gate, temps $T_m$ de mesure, durée $T_d$ du délai, nombre d'impulsions de protons $N_p$ envoyés sur la cible au cours de chaque supercycle PS Booster et temps d'acquisition $T_{acq}$ consacré pour les isotopes $^{72,73,74,75}\text{Kr}$ . . . . .	65
III.2	Temps $T_b$ d'ouverture de la beam-gate, temps $T_c$ de la collection, durée $T_d$ du délai et durée $T_m$ de la mesure pour les isotopes $^{72,73}\text{Br}$ . Pour les isotopes $^{74,75}\text{Br}$ , une seule source a été constituée et observée une fois l'activité du noyau père devenue négligeable. Le temps $T_{acq}$ représente le temps d'acquisition consacré à chaque isotope. . . . .	66
III.3	Temps $T_b$ d'ouverture de la beam-gate, temps $T_m$ de mesure, durée $T_d$ du délai, nombre d'impulsions de protons $N_p$ envoyés sur la cible au cours de chaque supercycle PS Booster et temps d'acquisition $T_{acq}$ consacré pour les isotopes $^{76,77,78}\text{Sr}$ . . . . .	67

III.4 Temps $T_b$ d'ouverture de la beam-gate, temps $T_c$ de la collection, durée $T_d$ du délai et durée $T_m$ de la mesure pour les isotopes $^{76,77,78}\text{Rb}$ . Le temps $T_{acq}$ représente le temps d'acquisition consacré à chaque isotope. . . . .	68
IV.1 Nombre $N_\gamma(E_\gamma)$ de photons associé à chaque transition contribuant au pic localisé à 212 keV dans le spectre en énergie relatif à la composante capture électronique de la décroissance $^{74}\text{Kr} \rightarrow ^{74}\text{Br}$ . Ces chiffres ont été corrigés des efficacités totales $\epsilon_t$ et photopics $\epsilon_p$ de détection du spectromètre TAGS également présentées. . . . .	78
IV.2 Valeur intégrée $\sum B(GT)_{exp,EC}$ déterminée lors l'étude de la composante capture électronique de la décroissance du noyau $^{74}\text{Kr}$ . Les incertitudes $\sigma_{I_\beta}$ , $\sigma_f$ , $\sigma_{T_{1/2}}$ et $\sigma_{conv}$ associées respectivement à la distribution des alimentations $\mathbf{I}_\beta$ , à l'intégrale de la fonction de Fermi, à la période et à la conversion interne qui interviennent dans l'incertitude totale $\sigma_{tot}$ sont également présentées. . .	93
IV.3 Valeurs intégrées $\sum B(GT)_{exp}$ déterminées lors l'étude de la décroissance du noyau $^{74}\text{Kr}$ par des mesures à haute résolution [47] et par la technique d'absorption totale. Dans ce dernier cas, l'intensité de la force a été établie par l'étude de la composante capture électronique de la décroissance. . . . .	101
IV.4 Valeurs intégrées $\sum B(GT)_{exp,\beta^+}$ entre 0 et 4,2 MeV déterminées par l'analyse de la composante $\beta^+$ de la décroissance du noyau $^{76}\text{Sr}$ . La première colonne correspond à l'utilisation de la matrice de réponse $\mathbf{b}^+$ originale, la seconde à une réponse $\mathbf{b}^+$ où la contribution située au-delà de 1,022 MeV a été multipliée par deux et la troisième à une réponse $\mathbf{b}^+$ où la même contribution a été divisée par deux. . . . .	120
IV.5 Valeurs intégrées $\sum B(GT)$ entre 0 et 4,2 MeV déterminées par l'analyse de la composante $\beta^+$ de la décroissance du noyau $^{76}\text{Sr}$ et l'utilisation de trois valeurs différentes pour le coefficient $\lambda_{\beta^+}(^{76}\text{Rb})$ . . . . .	122
IV.6 Valeurs intégrées $\sum B(GT)$ entre 0 et 4,2 MeV déterminées par l'analyse de la composante $\beta^+$ de la décroissance du noyau $^{76}\text{Sr}$ . La première colonne correspond à l'utilisation de multipolarités purement $M_1$ et la seconde à l'utilisation de multipolarités purement $E_2$ pour les deux transitions de 39,0 keV et 101,4 keV. . . . .	123
IV.7 Valeur intégrée $\sum B(GT)_{exp,\beta^+}$ déterminée lors l'étude de la composante $\beta^+$ de la décroissance du noyau $^{76}\text{Sr}$ . Les différentes incertitudes $\sigma_A$ , $\sigma_F$ , $\sigma_P$ , $\sigma_{sub}$ et $\sigma_{conv}$ intervenant dans l'erreur totale $\sigma_{tot}$ sont également présentées. . . .	123
IV.8 Valeurs intégrées $\sum B(GT)$ entre 0 et 5,3 MeV déterminées par l'analyse du spectre $EC+\beta^+$ de la décroissance du noyau $^{76}\text{Sr}$ et l'utilisation de trois valeurs différentes pour le coefficient $\lambda_T(^{76}\text{Rb})$ . . . . .	128
IV.9 Valeurs intégrées $\sum B(GT)$ entre 0 et 5,3 MeV déterminées par l'analyse du spectre $EC+\beta^+$ de la décroissance du noyau $^{76}\text{Sr}$ . La première colonne correspond à l'utilisation de multipolarités purement $M_1$ et la seconde à l'utilisation de multipolarités purement $E_2$ pour les deux transitions de 39,0 keV et 101,4 keV. . . . .	130

IV.10	Valeurs intégrées $\sum B(GT)$ entre 0 et 5,3 MeV déterminées par l'analyse du spectre total $EC+\beta^+$ de la décroissance du noyau $^{76}\text{Sr}$ et la soustraction du bruit de fond $F_1(^{76}\text{Sr})$ et $F_2(^{76}\text{Sr})$ , l'influence de ce dernier étant apprécié avec deux facteurs de normalisation différents. . . . .	132
IV.11	Valeur intégrée $\sum B(GT)_{exp,EC+\beta^+}$ entre 0 et 5,3 MeV déterminée lors l'étude du spectre total $EC+\beta^+$ de la décroissance du noyau $^{76}\text{Sr}$ . La contribution des protons retardés [44] a été rajoutée. Les incertitudes $\sigma_A, \sigma_F, \sigma_P, \sigma_{rap}, \sigma_{cont}, \sigma_{conv}$ et $\sigma_{fond}$ intervenant dans l'incertitude totale $\sigma_{tot}$ sont également présentées. .	133
IV.12	Valeurs intégrées $\sum B(GT)_{exp}$ déterminées lors l'étude de la décroissance du noyau $^{76}\text{Sr}$ par la technique d'absorption totale, auxquelles a été ajoutée la contribution des protons retardés [44], et par des mesures à haute résolution en énergie [44]. Pour les résultats provenant du spectromètre TAgS, seules les erreurs systématiques excluant l'incertitude $\sigma_{Q_{EC}}$ ont été reportées. . . . .	135
V.1	Valeurs intégrées $\sum B(GT)$ entre 0 et 3 MeV expérimentale et calculées par P. Sarriguren <i>et al.</i> pour deux interactions de Skyrme et pour les deux déformations qui minimisent l'énergie totale du noyau $^{74}\text{Kr}$ . . . . .	140
V.2	Valeurs intégrées $\sum B(GT)$ expérimentales et calculées par P. Sarriguren <i>et al.</i> [40] pour les interactions SG2 et Sk3 et pour les deux déformations qui minimisent l'énergie totale du noyau $^{76}\text{Sr}$ . . . . .	142
V.3	Valeurs intégrées $\sum B(GT)$ expérimentales et calculées par I. Hamamoto <i>et al.</i> [33] pour l'interaction Sk3 et pour les deux déformations qui minimisent l'énergie totale du noyau $^{76}\text{Sr}$ . . . . .	144
B.1	Valeurs des intensités de force Gamow-Teller $B(GT)$ déduites de l'étude de la décroissance par capture électronique du noyau $^{74}\text{Kr}$ (I). . . . .	155
B.2	Valeurs des intensités de force Gamow-Teller $B(GT)$ déduites de l'étude de la décroissance par capture électronique du noyau $^{74}\text{Kr}$ (II). . . . .	156
B.3	Valeurs des intensités de force Gamow-Teller $B(GT)$ déduites de l'étude du spectre $EC+\beta^+$ lié à la décroissance du noyau $^{76}\text{Sr}$ (I). . . . .	156
B.4	Valeurs des intensités de force Gamow-Teller $B(GT)$ déduites de l'étude du spectre $EC+\beta^+$ lié à la décroissance du noyau $^{76}\text{Sr}$ (II). . . . .	157
B.5	Valeurs des intensités de force Gamow-Teller $B(GT)$ déduites de l'étude du processus $\beta^+$ de la décroissance du noyau $^{76}\text{Sr}$ (I). . . . .	157
B.6	Valeurs des intensités de force Gamow-Teller $B(GT)$ déduites de l'étude du processus $\beta^+$ de la décroissance du noyau $^{76}\text{Sr}$ (II). . . . .	158



# Introduction

Le noyau atomique, décrit depuis soixante-dix ans comme un assemblage de protons et de neutrons, se décline aujourd'hui sous plus de trois mille deux cents espèces, la majorité d'entre elles n'existant pas à l'état naturel. Les recherches menées sur ces noyaux à caractère plus ou moins instable permettent de nos jours, *via* entre autre l'étude de leur structure, de préciser les différentes approches théoriques développées pour rendre compte de leur comportement ou de comprendre et de modéliser le processus de nucléosynthèse pour lequel la connaissance de la durée de vie de certains isotopes revêt un caractère primordial. Ainsi, avec l'émergence de nouvelles techniques de production des noyaux exotiques permettant d'étendre le champ d'investigation, il devient possible de sonder la matière nucléaire dans des conditions extrêmes d'isospin.

Afin d'étudier les noyaux situés aux limites de la stabilité, les propriétés radioactives de ces entités qui évoluent spontanément vers un état d'énergie minimale restent un outil de choix. La décroissance  $\beta$ , processus isobarique faisant intervenir l'interaction faible et au cours duquel le nombre  $Z$  de protons est modifié de plus ou moins une unité, autorise l'étude, à basse énergie d'excitation et à bas moment angulaire, des effets liés aux nombres de protons et de neutrons au sein du noyau. Les informations fondamentales obtenues sur la configuration des états impliqués dans ce type de décroissance permettent notamment d'apprécier l'évolution des interactions effectives introduites dans les modèles en fonction du degré d'isospin et d'affiner de cette manière la nature prédictive de ces théories.

Ce travail de thèse s'intéresse ici aux noyaux de masse  $A \simeq 70$  localisés le long de la ligne  $N = Z$ . Cette région de la charte nucléaire est connue, du point de vue théorique et du point de vue expérimental, pour être le siège de phénomènes physiques intimement liés à la déformation nucléaire. De nombreux calculs de champ moyen prévoient, dans cette région de masse, qu'une majeure partie de la résonance Gamow-Teller doit se situer en dessous de l'état fondamental du noyau père et donc être accessible par décroissance  $\beta$ . De plus, toujours selon ces calculs, l'intensité et la forme de la distribution de force Gamow-Teller dépendraient, en outre, de la forme de l'état fondamental du noyau père. Ainsi, si l'intensité de force Gamow-Teller peut permettre de fixer le paramètre de déformation d'un noyau dans son état fondamental, sa détermination expérimentale reste cependant délicate. En effet, la fragmentation, à haute énergie d'excitation, de la force de transition  $\beta$  combinée aux faibles efficacités de détection des photons de grande énergie des compteurs semi-conducteurs classiques contribuent à n'identifier que les décroissances vers les états de basse énergie d'excitation. En conséquence, les distributions de force expérimentales constituées sont généralement incomplètes. Ces limitations instrumentales peuvent être contournées en utilisant un spec-



romètre à absorption totale, outil spectroscopique qui présente une géométrie fermée et de grandes efficacités totales et photopics sur une large plage en énergie. Un tel détecteur, basé sur un cristal de iodure de sodium, permet de compléter les informations sur les distributions de la probabilité de transition en déterminant les alimentations  $\beta$  des niveaux nucléaires sur l'ensemble de la fenêtre en énergie disponible au cours d'une désintégration. C'est avec l'objectif d'étudier les décroissances Gamow-Teller des isotopes déficients en neutrons de krypton et de strontium de masse  $A \simeq 70$  que l'Institut de Recherches Subatomiques de Strasbourg, dans le cadre d'une collaboration internationale, a étudié la conception et décidé en 1999 la réalisation d'un nouveau spectromètre à absorption totale (TAgS). Les premières expériences avec un tel détecteur ont été menées au printemps 2001 auprès du séparateur de masse ISOLDE/CERN.

Après avoir introduit, dans le premier chapitre, l'intérêt de la région de masse abordée et décrit la philosophie des calculs de champ moyen, nous présenterons dans le second chapitre le nouveau spectromètre à absorption totale ainsi que toutes les spécificités inhérentes à l'utilisation d'un tel détecteur. Le troisième volet traite quant à lui du dispositif expérimental mis en œuvre pour les mesures effectuées sur des isotopes de krypton et de strontium. Enfin, les résultats obtenus sur les noyaux  $^{74}\text{Kr}$  et  $^{76}\text{Sr}$  seront exposés au cours du quatrième chapitre avant d'être discutés au sein d'une cinquième et dernière partie.

# Chapitre I

## Motivations physiques

### I.1 Généralités

#### I.1.1 La décroissance $\beta$

De nos jours, les études de décroissances radioactives sont parties intégrantes des investigations menées sur le noyau atomique afin de mieux comprendre les phénomènes physiques régissant son comportement. Le processus de décroissance  $\beta$ , avec ses transitions de type Fermi et Gamow-Teller, joue un rôle majeur dans la détermination de grandeurs fondamentales telles que la période, la masse ou l'énergie des niveaux excités aidant à la compréhension de l'interaction nucléaire et à la caractérisation des états peuplés.

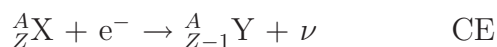
Ce mode de décroissance par transitions isobariques, faisant intervenir l'interaction faible, permet à des systèmes instables de minimiser leur énergie en équilibrant leur nombre de protons et de neutrons. Suivant la position du noyau  ${}^A_ZX$  par rapport à la vallée de stabilité, nous sommes amenés à distinguer deux types de désintégrations  $\beta$  :

- si  ${}^A_ZX$  est un noyau riche en neutrons, il se produit une réaction du type  $\beta^-$  telle que



qui correspond à la transformation d'un neutron en un proton.

- si  ${}^A_ZX$  est un noyau déficient en neutrons, il se produit une réaction du type  $\beta^+$  ou de type capture électronique (CE) :



qui correspond à la transformation d'un proton en un neutron.

Dans le cas de la capture électronique, un électron des couches atomiques profondes (K, L, ...) est capturé par le noyau. Il s'en suit un réarrangement du cortège électronique et l'émission d'un rayon X caractéristique du nouveau noyau  ${}^A_{Z-1}Y$  ainsi formé.

Si l'on s'intéresse, loin de la vallée de stabilité, à des noyaux susceptibles de décroître par émission  $\beta^+$  et par capture électronique, la décroissance peut être schématisée comme sur la figure I.1.

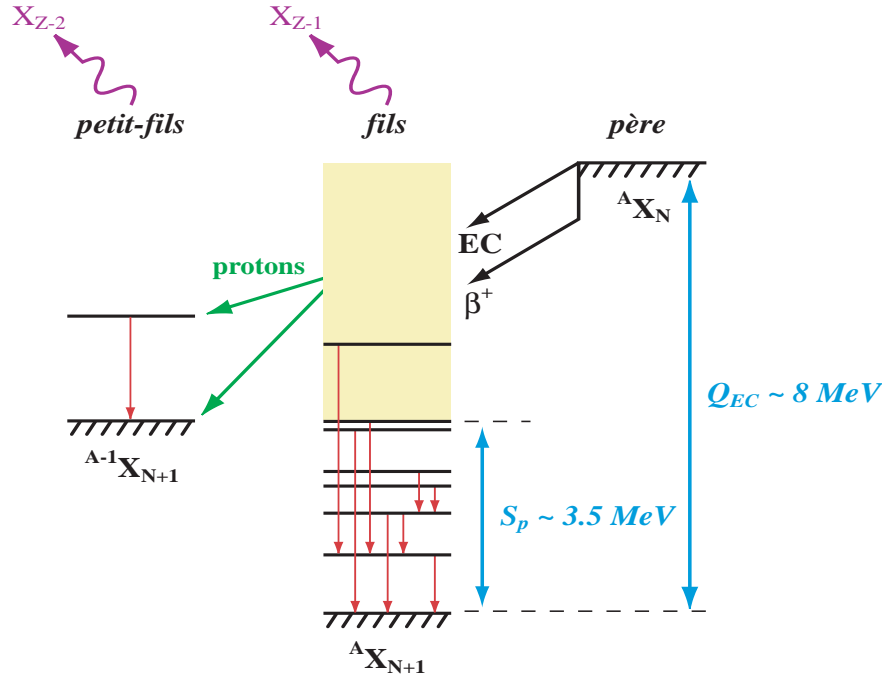


FIG. I.1 – Schéma de décroissance d'un noyau déficient en neutrons.

Généralement produit dans un état excité, le noyau fils peut dissiper l'excès d'énergie sous forme électromagnétique en émettant un ou plusieurs photons dont la somme des énergies permet d'identifier l'état alimenté au cours de la décroissance. Cependant, au sein d'un même noyau, d'autres modes de transition entre deux états nucléaires existent. Ainsi, lors du processus de conversion interne, l'énergie  $E$  de la transition est transmise à un électron du cortège atomique qui est libéré de sa couche  $i$  si cette énergie est supérieure à son énergie de liaison  $B_i$ . L'énergie  $E_{e^-}$  de l'électron ainsi éjecté est

$$E_{e^-} = E - B_i \quad i = K, L_I, L_{II}, L_{III}, \dots \quad (\text{I.1})$$

Ce phénomène est d'autant plus important que l'énergie de la transition est faible et que le numéro atomique  $Z$  du noyau considéré est important. Dans le cas particulier de transitions  $0^+ \rightarrow 0^+$ , si l'énergie du niveau est supérieure à 1022 keV, des paires  $e^+/e^-$  ou photon/électron de conversion peuvent être créés et dissiper cette énergie d'excitation.

Lorsque l'énergie disponible au cours de la réaction,  $Q_{EC}$ , est supérieure à l'énergie de séparation  $S_p$  d'un proton, l'alimentation des états non liés devient possible. Si leur énergie

cinétique est suffisante pour franchir la barrière coulombienne, des protons retardés peuvent être émis et conduire à la formation du noyau  ${}_{Z-2}^{A-1}Z$ .

Pour des noyaux riches en neutrons, le phénomène d'émission de neutrons retardés peut également avoir lieu si le bilan d'énergie est supérieur à l'énergie de séparation  $S_n$  d'un neutron.

### I.1.2 Transitions de Fermi et de Gamow-Teller

Une transition radioactive comme la décroissance  $\beta$  peut être décrite en utilisant la "règle d'or" de Fermi qui nous donne la probabilité de transition  $\lambda$  entre un état initial  $|i\rangle$  et un état final  $|f\rangle$

$$\lambda = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle f|H_\beta|i\rangle|^2 \rho(E), \quad (\text{I.2})$$

où  $\rho(E)$  est la densité d'états accessibles dans le noyau fils et  $H_\beta$  l'hamiltonien de l'interaction faible qui peut se décomposer en deux termes correspondant aux transitions de type Fermi et de type Gamow-Teller.

Lors des transitions de type Fermi, la paire leptonique  $e - \nu$  est émise dans un état singulet de spin ( $S_e + S_\nu = 0$ ) et emporte un moment angulaire relatif  $l = 0, 1, 2, \dots$  dans les cas respectifs d'une transition permise, première interdite, deuxième interdite, ... Les règles de sélection sont alors pour des transitions permises:  $\Delta J = 0$ ;  $\Delta T = 0$  et  $\pi_i \pi_f = +1$  et pour des transitions interdites à l'ordre  $l$ :  $\Delta J = l - 1, l$  et  $\pi_i \pi_f = (-1)^l$ .

Lors des transitions de type Gamow-Teller, la paire leptonique  $e - \nu$  est émise dans un état triplet de spin ( $S_e + S_\nu = 1$ ) et emporte un moment angulaire relatif  $l = 0, 1, 2, \dots$  dans les cas respectifs d'une transition permise, première interdite, deuxième interdite, ... Les règles de sélection sont alors pour des transitions permises:  $\Delta J = 0, \pm 1$ ;  $\Delta T = 0, \pm 1$  et  $\pi_i \pi_f = +1$  et pour des transitions interdites à l'ordre  $l$ :  $\Delta J = l, l \pm 1$  et  $\pi_i \pi_f = (-1)^l$ .

En posant,  $M_{if} = \langle f|H_\beta|i\rangle$ , cet élément de matrice peut se réécrire en séparant les deux contributions Fermi et Gamow-Teller

$$|M_{if}|^2 = g_V^2 |M^F|^2 + g_A^2 |M^{GT}|^2, \quad (\text{I.3})$$

où  $g_A$  et  $g_V$  sont les constantes de l'interaction faible. Les termes  $|M^F|^2$  et  $|M^{GT}|^2$  sont définis par

$$|M^F|^2 = \frac{1}{2J_i + 1} |\langle f | \sum_n \hat{\tau}_n^\pm | i \rangle|^2, \quad (\text{I.4})$$

$$|M^{GT}|^2 = \frac{1}{2J_i + 1} |\langle f | \sum_n \hat{\sigma}_n \hat{\tau}_n^\pm | i \rangle|^2, \quad (\text{I.5})$$

où  $J_i$  est le moment angulaire de l'état initial. L'opérateur  $\hat{\tau}^+$  ( $\hat{\tau}^-$ ) transforme un proton(neutron) en un neutron(proton) et  $\hat{\sigma}$  est l'opérateur de spin défini par Pauli.

En posant

$$\hat{F} = \sum_n \hat{\tau}_n^\pm, \quad (\text{I.6})$$

$$\hat{GT} = \sum_n \hat{\sigma}_n \hat{\tau}_n^\pm, \quad (\text{I.7})$$

les équations (I.4) et (I.5) deviennent

$$|M^F|^2 = \frac{1}{2J_i + 1} |\langle f|\widehat{F}|i \rangle|^2 = B(F), \quad (\text{I.8})$$

$$|M^{GT}|^2 = \frac{1}{2J_i + 1} |\langle f|\widehat{GT}|i \rangle|^2 = B(GT), \quad (\text{I.9})$$

où  $B(F)$  et  $B(GT)$  sont respectivement les forces de Fermi et de Gamow-Teller.

La probabilité de transition  $\lambda$  (eq. I.2) entre l'état fondamental  $|i \rangle$  du noyau père et un état final  $|f \rangle$  du noyau fils, mettant en jeu une énergie  $E$ , peut se mettre sous la forme [1]

$$\lambda = \left(\frac{m_e^5 c^4}{2\pi^3 \hbar^7}\right) |M_{if}|^2 \int_1^W F(Z, W_e) (W - W_e)^2 W \sqrt{W_e^2 - 1} dW_e, \quad (\text{I.10})$$

en ayant posé  $W = \frac{E}{m_e c^2}$  et  $W_e = \frac{E_e}{m_e c^2}$  et où  $F(Z, W_e)$  est dite fonction de Fermi, dépendante de la charge  $Z$  du noyau fils et de l'énergie  $E_e$  du lepton. La borne inférieure de l'intégrale correspond au lepton au repos ( $E_e = m_e c^2$ ) et la borne supérieure au cas où le lepton emporte la totalité de l'énergie disponible au cours de la décroissance. En définissant  $f(Z, W)$  comme étant l'intégrale présente dans l'équation I.10, il vient

$$\lambda = \left(\frac{m_e^5 c^4}{2\pi^3 \hbar^7}\right) |M_{if}|^2 f(Z, W) \quad (\text{I.11})$$

En utilisant l'équation I.3 et à partir de la proportion  $I_\beta$  de la décroissance connectant l'état  $|i \rangle$  à l'état  $|f \rangle$ , de la période  $T_{1/2}$  et en posant  $t = \frac{T_{1/2}}{I_\beta} = \frac{\ln 2}{\lambda}$ , il est possible de caractériser une transition en définissant le taux de transition [2]

$$ft = \frac{\frac{2\pi^3 \hbar^7}{m_e^5 c^4} \ln 2}{g_V^2 |M^F|^2 + g_A^2 |M^{GT}|^2}. \quad (\text{I.12})$$

Les transitions de Fermi superpermises ne peuvent connecter, du fait de la règle  $\Delta T = 0$ , que deux états nucléaires membres d'un même multiplet d'isospin, appelés états isobariques analogues (IAS). La différence d'énergie entre l'état IAS présent dans le noyau émetteur et l'état fondamental du noyau précurseur étant liée à la différence des énergies coulombiennes des deux noyaux, ce type de transition ne peut avoir lieu que du côté déficient en neutron de la vallée de stabilité. En outre, des informations sur l'interaction faible, et plus particulièrement sur le terme  $|V_{ud}|$  de la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM), peuvent être obtenues par l'intermédiaire des transitions de Fermi superpermises. En effet, des mesures de très grande précision de la quantité  $ft$  menées à l'heure actuelle sur les noyaux  $^{14}\text{O}$ ,  $^{26m}\text{Al}$ ,  $^{34}\text{Cl}$ ,  $^{38m}\text{K}$ ,  $^{42}\text{Sc}$ ,  $^{46}\text{V}$ ,  $^{50}\text{Mn}$  et  $^{54}\text{Co}$  [3] [4] permettent de déterminer la constante de couplage  $g_V$ . Ces transitions ayant lieu dans le milieu nucléaire, des corrections radiatives et coulombiennes doivent être apportées pour définir la constante de couplage  $g'_V$

$$g_V'^2 = g_V^2 (1 + \Delta_R^V), \quad (\text{I.13})$$

où  $\Delta_R^V$  est la partie radiative de la correction qui est indépendante du noyau. Cette correction est aujourd'hui chiffrée à  $2,40 \pm 0,08\%$  [5]. L'élément de matrice  $|V_{ud}|$ , représentant

la probabilité de transition d'un quark  $u$  en un quark  $d$ , est alors accessible à partir de la constante de couplage faible  $g_\mu$ , obtenue à partir de la décroissance leptonique du muon [6]

$$\frac{g_V'^2}{g_\mu^2} = |V_{ud}|^2. \quad (\text{I.14})$$

Dans le cas de trois générations de quarks, la matrice CKM doit satisfaire la condition d'unitarité

$$|V_{ud}|^2 + |V_{us}|^2 + |V_{ub}|^2 = 1. \quad (\text{I.15})$$

A l'heure actuelle, cette relation présente une déviation de deux écarts-type par rapport à l'unité [6]

$$|V_{ud}|^2 + |V_{us}|^2 + |V_{ub}|^2 = 0,9968 \pm 0,0014. \quad (\text{I.16})$$

Les décroissances mettant en jeu des transitions de Gamow-Teller permettent, quant à elles, d'étudier les effets de structure nucléaire car pouvant mettre en jeu des orbitales de moment angulaire total différent dans le noyau précurseur et dans le noyau émetteur. C'est ce type de décroissances que nous nous proposons d'étudier au cours de ce travail.

## I.2 La force $\beta$

### I.2.1 Distribution de force

Au cours du processus de désintégration  $\beta^+$ , seuls les états excités du noyau émetteur dont l'énergie est inférieure à  $Q_{EC}$  peuvent être peuplés. A chaque état d'énergie  $E_f$  est associée une probabilité de transition  $|M_{if}|^2$  (eq. I.3), appelée également force. En sommant sur tous les états finaux, on construit la force totale dans la fenêtre  $Q_{EC}$

$$S(E) = \sum_f |M_{if}|^2 \delta(E - E_f). \quad (\text{I.17})$$

Cette force est la quantité déterminante dans le calcul de la période des noyaux. On comprend intuitivement que plus cette probabilité localisée dans la fenêtre de décroissance est grande, plus la période du noyau est courte.

Dans le cas précis d'une décroissance de Gamow-Teller, l'élément de matrice  $M_{if}$  (eq. I.3) entre deux états nucléaires s'écrit

$$|M_{if}|^2 = g_A^2 |M^{GT}|^2. \quad (\text{I.18})$$

Par ailleurs, la constante  $g_V$  est estimée à partir des données disponibles sur les transitions de Fermi superpermises  $0^+ \rightarrow 0^+$  [5]

$$g_V = (1,14959 \pm 0,00038) 10^{-5} (\hbar c)^3 \text{GeV}^{-2} \quad (\text{I.19})$$

et on obtient ainsi

$$\frac{2\pi^3 \hbar^7 \ln 2}{m_0^5 c^4 g_V^2} = \frac{K}{g_V^2} = 6144 \pm 2, \quad (\text{I.20})$$

en prenant  $\frac{K}{(\hbar c)^6} = \frac{2\pi^3 \hbar \ln 2}{m_0^5 c^{10}} = 8.120270(12) \cdot 10^{-5}$  [7]. L'équation (I.12) peut alors, dans le cas d'une transition de Gamow-Teller seule, se mettre sous la forme

$$ft = \frac{\frac{2\pi^3 \hbar^7 \ln 2}{m_0^5 c^4} g_V^2}{g_V^2 g_A^2 B(GT)} = \frac{6144 g_V^2}{g_A^2 B(GT)} \quad (\text{I.21})$$

Le terme  $\frac{g_A}{g_V}$  est estimé à partir de la désintégration du neutron et vaut  $\frac{g_A}{g_V} = -1,2599 \pm 0,0025$  [5]. Il est alors possible de décrire la force Gamow-Teller entre l'état fondamental du noyau père et un état du noyau fils en fonction de quantités expérimentalement accessibles telles que l'intensité d'alimentation  $I_\beta$  sur l'état final, la période  $T_{1/2}$  et l'intégrale de la fonction de Fermi

$$B(GT) = \frac{3871(8) I_\beta}{f T_{1/2}}. \quad (\text{I.22})$$

## I.2.2 Résonance Gamow-Teller et force manquante

Les physiciens nucléaires connaissent depuis longtemps l'existence des modes collectifs au sein des noyaux atomiques. Ces états caractérisés par leur énergie et leur largeur trouvent leurs origines physiques dans le mouvement collectif des nucléons. Ainsi, à haute énergie d'excitation, la résonance Gamow-Teller correspond à une oscillation où les nucléons vibrent avec spin haut et spin bas en opposition de phase [8]. Ces résonances sont caractérisées par  $\Delta S = 1$ ,  $\Delta T = 1$  et  $\Delta L = 0$ .

L'étude de ces résonances, notamment par réactions d'échange de charges, a permis d'étendre au delà du  $Q_{EC}$  (ou  $Q_{\beta^-}$ ) les connaissances sur la distribution de force Gamow-Teller. Cependant, différents résultats expérimentaux montrent une atténuation de l'intensité totale de force Gamow-Teller par rapport à la valeur prédite. En effet, seule une fraction de la règle de somme Ikeda [9] est observée dans les réactions de type (p,n), (n,p) ou par décroissance  $\beta$ . A l'heure actuelle, deux écoles tentent d'expliquer une telle atténuation. Une majorité de physiciens, argumentent qu'une grande partie de la force manquante serait localisée aux environs de 300 MeV en raison d'interactions  $1\Delta - 1t$  où  $\Delta$  représente un état d'excitation nucléonique [10] [11]. Selon d'autres, la force manquante, poussée par l'interaction entre les états  $1p - 1t$  et les états  $2p - 2t$ , se situerait entre 20 et 50 MeV d'énergie d'excitation [12]. Récemment, l'observation de 93% de la règle de somme Ikeda dans la réaction  $^{90}\text{Zr}(p,n)^{90}\text{Nb}$  [13] semble indiquer que cette force manquante serait effectivement située autour de 50 MeV, en accord avec une interaction résiduelle entre les états  $1p - 1t$  et les états  $2p - 2t$ .

Indépendamment de cette interprétation, il est néanmoins nécessaire, dans les calculs théoriques, d'appliquer un facteur de réduction aux éléments de matrice Gamow-Teller pour reproduire les données expérimentales obtenues par décroissance  $\beta$ . Afin de prendre en considérations ces observations, une valeur effective  $(g_A/g_V)^{eff} = 0.7 \sim 0.8(g_A/g_V)$  est souvent utilisée dans les calculs entraînant une renormalisation des résultats par un facteur  $(0,77)^2$ .

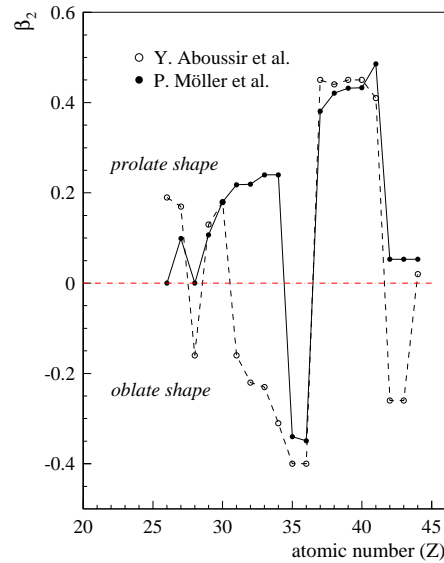


FIG. I.2 – Paramètre de déformation  $\beta_2$  en fonction du numéro atomique  $Z$  dans des noyaux  $N = Z$  calculé par P. Möller [19] et Y. Aboussir [20].

### I.3 La région de masse $A \simeq 70$

La région de masse  $A \simeq 70$ , et plus particulièrement les noyaux au voisinage de la ligne  $N = Z$ , présente un intérêt particulier depuis que de nombreuses études spectroscopiques [14][15] et travaux théoriques y ont mis en avant des phénomènes tels que la coexistence [16][17] ou l'isomérisme [16] de forme et révélé de grandes déformations pour les états fondamentaux.

Dans ce contexte, de nombreuses approches théoriques ont permis de prédire le paramètre de déformation quadrupolaire  $\beta_2$  pour plusieurs noyaux déficitaires en neutrons de cette région de masse. Ainsi, sur la figure I.2 [18], est représentée l'évolution de ce paramètre en fonction du numéro atomique dans des noyaux  $N = Z$  pour  $26 < Z < 44$ , calculé par P. Möller *et al.*, dans une approche basée sur un potentiel nucléaire de type Woods-Saxon et un traitement QRPA [19], et Y. Aboussir *et al.* [20], dans une approche semi-classique de la méthode Hartree-Fock. Même si des différences existent quant au signe de la déformation aux alentours de  $Z = 30$ , les deux modèles s'accordent sur le fait qu'un changement de structure intervient lors de l'ajout de quatre nucléons entre  $Z = 36$  et  $Z = 38$ , faisant évoluer la forme oblate de l'état fondamental ( $\beta_2 \sim -0,35$ ) vers une forme prolate relativement prononcée ( $\beta_2 \sim 0,4$ ).

Pour tenter de comprendre cette évolution, on peut s'appuyer sur les diagrammes d'énergies des particules individuelles en fonction de la déformation calculées par W. Nazarewicz [21] (fig.I.3). Il apparaît que, dans la région de masse d'intérêt, les orbitales nucléaires  $2p_{3/2}$ ,  $1f_{5/2}$  et  $1g_{9/2}$  sont dégénérées dans la forme sphérique ( $\beta_2 = 0$ ). La prise en compte de la déformation permet de lever la dégénérescence  $(2j + 1)$  des couches sphériques et de modifier le remplissage de ces orbitales. On assistera alors à un remplissage d'orbitales déformées,



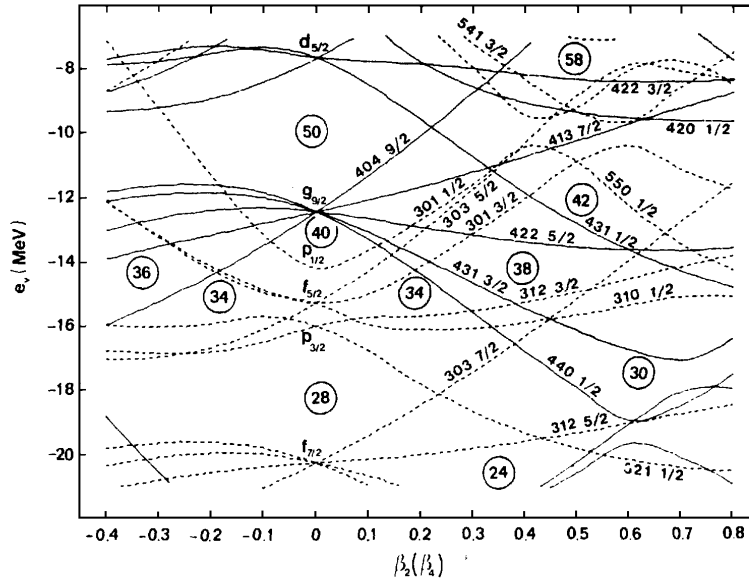


FIG. I.3 – Energies des particules individuelles calculées pour  $^{80}\text{Sr}$  [21] en fonction du paramètre de déformation  $\beta_2$ .

d'énergie plus basse, stabilisant le noyau dans une forme oblate ou prolate.

Ainsi, pour  $N=Z=36$ , l'énergie des particules individuelles est minimisée pour une valeur  $\beta_2 \sim -0,35$  alors que pour  $N=Z=38$ , le système est stabilisé pour une valeur  $\beta_2 \sim 0,4$ . Si l'on s'attend alors à ce qu'un noyau comme  $^{72}\text{Kr}$  présente un état fondamental oblate [17] et  $^{76}\text{Sr}$  un état fondamental prolate [17], il semble intéressant de s'interroger sur la forme de celui d'un noyau tel que  $^{74}\text{Kr}$  caractérisé par  $Z=36$  et  $N=38$ . Des calculs effectués sur cet isotope [21] [22] ont montré qu'il était un bon candidat à l'observation du phénomène de coexistence de forme oblate/prolate, suggérant un état  $0^+$  oblate situé approximativement 600 keV au dessus d'un état fondamental prolate. Plus récemment, A. Petrovici *et al.* [23] (approche basée sur le code Excited Vampir) décrivaient l'état fondamental de  $^{74}\text{Kr}$  comme un mélange entre une configuration oblate et une configuration prolate. Expérimentalement, l'observation d'une transition isomérique  $0_{II}^+ \rightarrow 0_I^+$  de 495 keV [14] correspondant à une énergie de 508 keV pour l'état  $0_{II}^+$  a effectivement permis d'interpréter l'état fondamental de  $^{74}\text{Kr}$  comme un mélange entre une configuration oblate (52 %) et une configuration prolate (48 %).

D'un point de vue expérimental, l'influence du nombre de nucléons sur l'amplitude de la déformation a été mis en évidence à l'aide de réactions sous faisceau [24][25][26], lors d'études menées sur des noyaux pair-pair  $N=Z$  de la région de masse considérée. Ces réactions de fusion-évaporation ont permis de déterminer la position en énergie du premier état excité  $2^+$  (fig. I.4). Cette énergie d'excitation est directement relié au paramètre de déformation par la formule de Grodzins [27] qui ne permet cependant pas d'obtenir le signe de cette déformation. La distribution en énergie des états  $2^+$  dans les noyaux pair-pair  $N=Z$  fait

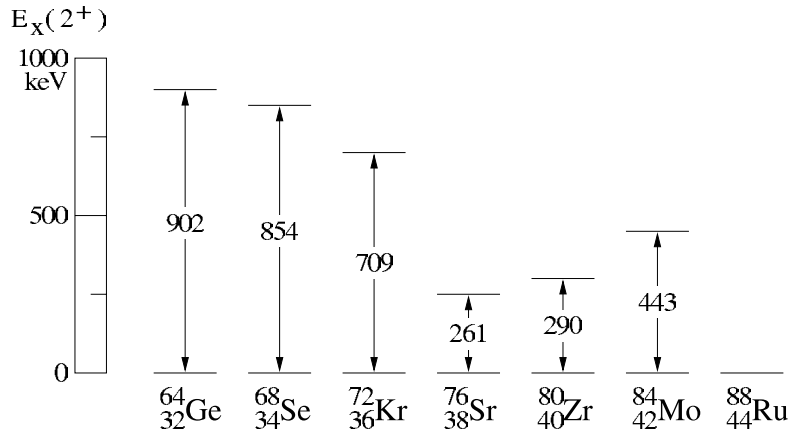


FIG. I.4 – Energie d'excitation du premier état  $2^+$  pour les noyaux pair-pair  $N = Z$  [26].

apparaître  $^{76}\text{Sr}$  et  $^{80}\text{Zr}$ , dans leur état fondamental, comme les plus déformés de cette région de masse avec une valeur absolue  $|\beta_2| \sim 0,4$ .

Dans le cas de  $^{72}\text{Kr}$ , une énergie de 709,1 keV pour le premier état  $2^+$  a permis de conclure à une valeur absolue  $|\beta_2| = 0,34$  [25]. Des mesures par spectroscopie laser du rayon de charge carré moyen effectuées par M. Keim *et al.* [28] ont conclu, quant à elles, à une valeur  $|\beta_2| = 0,4$ . Selon ces auteurs, cette différence entre les deux valeurs de  $|\beta_2|$  obtenues peut être expliquée par la coexistence d'un état fondamental prolatare  $0_I^+$  et d'un état  $0_{II}^+$  sphérique ou légèrement oblate pourrait conduire à augmenter la position en énergie du  $2^+$  et entraîner une sous-estimation de  $\beta_2$ . Une telle interprétation semble contradictoire avec les résultats de H. Dejbakhsh *et al.* [29]. En effet, l'analyse de ces auteurs, basée sur une extrapolation des moments d'inertie pour  $^{74}\text{Kr}$  et  $^{76}\text{Kr}$ , les a conduit à conclure à un état fondamental  $0_I^+$  oblate au-dessus duquel se situait un état  $0_{II}^+$  prolatare. D'un point de vue théorique, les calculs menés par A. Petrovici *et al.* [23], au moyen du code Excited Vampir, décrivent l'état fondamental  $0_I^+$  de  $^{72}\text{Kr}$  comme étant un mélange de configuration avec 50% de composante oblate et 50% de composante prolatare. Le second état  $0_{II}^+$ , également décrit comme un mélange de configuration, serait localisé 678 keV au-dessus du fondamental.

Pour le noyau  $^{76}\text{Sr}$ , l'observation de la transition d'énergie 261 keV connectant le premier état  $2^+$  et l'état fondamental par C. J. Lister *et al.* [24] a permis d'obtenir un paramètre de déformation  $|\beta_2| > 0,4$ . Si à l'heure actuelle, peu de résultats expérimentaux faisant le lien avec la déformation de  $^{76}\text{Sr}$  dans son état fondamental sont disponibles, il en est différemment des approches théoriques. Ainsi, P. Bonche *et al.* [22] ont étudié entre autre, dès 1985, les isotopes déficitaires en neutrons de strontium dans un calcul de champ moyen auto-cohérent. Ils ont ainsi prédit une large déformation prolatare pour  $^{76}\text{Sr}$  dans son état fondamental. Plus récemment, cet état fondamental  $0_I^+$  était de nouveau décrit comme prolatare par A. Petrovici *et al.* [17], qui localisaient également un état  $0_{II}^+$  à environ 500 keV d'énergie d'excitation. Enfin, l'approche Hartree-Fock Bogoliubov de M. Yamagami *et al.* [30] a également conclu à un état fondamental prolatare ( $\beta_2 = 0,51$ ) mais en situant l'état oblate à 1.79 MeV au dessus de celui-ci.

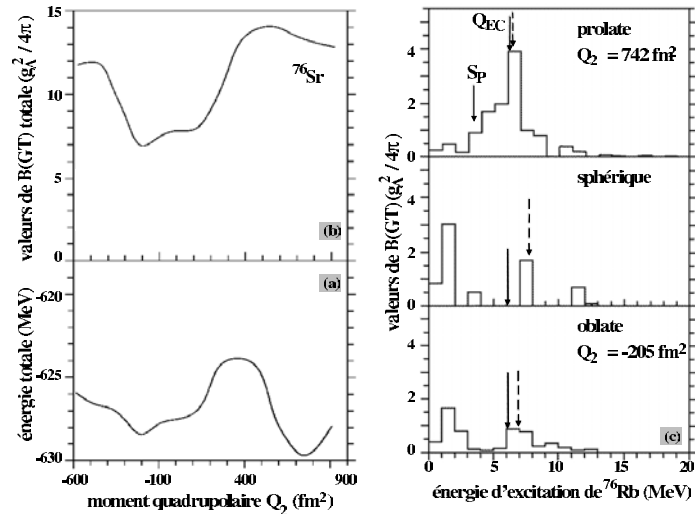


FIG. I.5 – Résultats des calculs effectués par I. Hamamoto et X. Z. Zhang [33] pour <sup>76</sup>Sr dans le formalisme HF+TDA et à partir de l'interaction Sk3: (a) courbe d'énergie totale en fonction du moment quadrupolaire présentant deux minima locaux oblate et prolata; (b) valeurs intégrées de  $B(GT)$  en fonction du moment quadrupolaire; (c) distribution de la force Gamow-Teller en fonction de l'énergie d'excitation dans <sup>76</sup>Rb calculées pour les minima oblate et prolata ainsi que pour la forme sphérique.

## I.4 Décroissance Gamow-Teller et déformation

### I.4.1 Avancées théoriques

Comme nous l'avons vu au paragraphe précédent, plusieurs résultats expérimentaux, semblent corroborer les calculs théoriques prévoyant, dans la région  $A \sim 70 - 80$ , de grandes déformations pour les noyaux dans leur état fondamental. Cependant, la nature même de ces expériences ne permet pas d'accéder au signe de la déformation.

Le long de la ligne  $N = Z$ , I. Hamamoto et H. Sagawa [31] ont mené des calculs dans une approximation de champ moyen sphérique et ont ainsi localisé et chiffré l'intensité de la résonance de Gamow-Teller. Ils ont notamment montré, que lorsqu'on s'éloigne de la vallée de stabilité, une majeure partie de cette résonance devait se situer en-dessous de l'état fondamental du noyau père et être ainsi accessible par décroissance  $\beta$ . A la suite de discussions suivies avec des membres de notre équipe, de nouveaux travaux [32] [33], utilisant un champ moyen déformé et l'approximation de quasi-particule de Tamm-Dancoff, ont démontré, pour des noyaux tels que  $28 < Z < 56$ , la présence quasi-systématique de plusieurs minima locaux dans l'énergie HF totale et mis en avant l'influence de la déformation sur l'intensité et la forme de la distribution de Gamow-Teller. Les résultats obtenus pour le cas de <sup>76</sup>Sr avec une interaction de type skyrme Sk3 sont présentés sur la figure I.5.

On peut y voir deux minima d'énergie potentielle oblate et prolata (fig. I.5.a) ainsi que les valeurs intégrées de  $B(GT)$  en fonction du moment quadrupolaire (fig.I.5.b). Les histo-

grammes de la colonne de droite (fig. I.5.c) décrivent la sensibilité de la distribution de la force Gamow-Teller à la déformation du noyau parent. Nous pouvons constater que, dans le cas d'un état fondamental prolate, une majorité de la force de transition se situe dans la fenêtre  $Q_{EC} - S_p$ , ouverte à l'émission de protons retardés. Sur cette figure, les flèches pleines indiquent la valeur  $Q_{EC}$  estimée par la systématique des masses [34] et les flèches pointillées la même valeur évaluée par l'auteur. Ces calculs, qui ont été également effectués pour  $^{72}\text{Kr}$  et  $^{80}\text{Zr}$ , sont à l'origine des premières campagnes expérimentales menées par l'équipe de Strasbourg auprès du séparateur de masse CERN/ISOLDE sur les noyaux  $N = Z$ .

### I.4.2 Le formalisme HF+BCS+QRPA

Les avancées théoriques de I. Hamamoto *et al.* sur la discrimination de forme dans les noyaux à l'aide de la distribution de force Gamow-Teller et d'étroits contacts avec des membres de notre équipe expérimentale ont suscité l'intérêt des théoriciens de Madrid qui ont développé plus avant ce type de formalisme en se concentrant sur la région de masse  $A \sim 70 - 80$ . Leurs calculs reposent sur une approche Hartree-Fock dans une approximation de champ moyen déformé. Les états excités dans les noyaux isobares peuvent être décrits dans le cadre de l'approximation des phases aléatoires pour des quasi-particules (QRPA) [8], méthode adaptée aux noyaux situés loin des fermetures de couches. Toutes les distributions de force théoriques calculées dans ce formalisme et présentées dans la suite de ce chapitre ont été obtenues en ne considérant que des transitions permises et en supposant que les noyaux considérés possèdent la symétrie axiale.

Puisque ces calculs seront utilisés par la suite dans l'interprétation de nos résultats expérimentaux, nous nous proposons donc d'en détailler ici la procédure et d'en présenter les principaux aboutissements.

#### Noyaux pair-pair

L'approximation de champ moyen est une approche qui a connu un succès énorme en physique nucléaire car elle a permis d'expliquer un ensemble important de données expérimentales telles que les énergies de liaison des noyaux, leur déformation ou leur moment magnétique. Ce champ moyen peut être choisi sous la forme d'un potentiel de type Woods-Saxon, oscillateur harmonique ou potentiel auto-cohérent d'Hartree-Fock.

L'hamiltonien décrivant un système de  $N$  nucléons dans un noyau s'écrit :

$$\widehat{H} = \sum_{i=1}^N \widehat{t}_i + \frac{1}{2} \sum_{i,j=1}^N \widehat{V}_{ij} \quad (\text{I.23})$$

où  $\widehat{t}_i$  est l'opérateur d'énergie cinétique de la particule  $i$  et  $\widehat{V}_{ij}$  l'interaction entre la particule  $i$  et la particule  $j$ . L'hypothèse fondamentale de ce formalisme est que l'hamiltonien  $\widehat{H}$  peut être approximé à l'aide d'un opérateur à un corps qui rend compte de manière optimale de l'interaction à deux corps  $\widehat{V}_{ij}$ . Ce choix doit contenir un terme  $\widehat{U}_i$  qui sera calculé à partir de cette interaction. Le potentiel  $\widehat{U}_i$  représente le champ moyen ressenti par une particule  $i$

dû à son interaction avec toutes les autres. Il contient toutes les excitations à 1 particule-1 trou ( $1p - 1t$ ) qui peuvent être contenues dans  $\widehat{V}_{ij}$ .

Dans ce contexte, nous pouvons écrire l'hamiltonien  $\widehat{H}$  sous la forme :

$$\widehat{H} = \sum_{i=1}^N (\widehat{t}_i + \widehat{U}_i) + \left( \frac{1}{2} \sum_{i,j=1}^N \widehat{V}_{ij} - \sum_{i=1}^N \widehat{U}_i \right) = \widehat{H}_{HF} + \widehat{H}_{rés} \quad (\text{I.24})$$

où  $\widehat{H}_{HF}$  est l'hamiltonien à un corps d'Hartree-Fock. Le terme  $\widehat{H}_{rés}$  correspond à la partie de l'interaction à deux corps qui n'a pas été incluse dans le champ moyen. Dans le cadre de l'approximation des particules indépendantes, la fonction d'onde du noyau est un déterminant de Slater des  $N$  particules le constituant

$$|HF\rangle = \prod_{i=1}^N a_i^+ |0\rangle, \quad (\text{I.25})$$

où  $a_i^+$  crée une particule dans l'état  $|i\rangle$  à partir du vide  $|0\rangle$ . Cet état fondamental  $|HF\rangle$  est un état qui ne contient aucune excitation particule-trou.

En appliquant le principe variationnel à l'énergie associée à la fonction d'onde  $|HF\rangle$

$$\delta \langle HF | \widehat{H} | HF \rangle = 0, \quad (\text{I.26})$$

on en déduit les équations d'Hartree-Fock, qui s'écrivent dans l'espace des coordonnées

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla \phi_i(\vec{r}) + \int d\vec{r}' \widehat{U}(\vec{r}, \vec{r}') \phi_i(\vec{r}') = \epsilon_i \phi_i(\vec{r}) \quad (\text{I.27})$$

où  $\epsilon_i$  et  $\phi_i$  sont les énergies et les fonctions d'onde des particules individuelles. Le terme  $\widehat{U}(\vec{r}, \vec{r}')$  contient un terme direct et un terme d'échange qui provient de l'antisymétrisation des fonctions d'onde.

Le calcul de l'élément de matrice  $\langle HF | \widehat{H} | HF \rangle$  permet d'obtenir l'énergie de l'état fondamental Hartree-Fock ainsi que la déformation associée. Cette énergie peut se mettre sous la forme

$$E_{HF} = \sum_{i=1}^N \left( \epsilon_i - \frac{1}{2} \langle i | \widehat{U}_i | i \rangle \right). \quad (\text{I.28})$$

La détermination d'autres éventuels minima locaux ne peut se faire qu'à partir de calculs Hartree-Fock contraints où la déformation est un paramètre fixe qui est utilisé pour calculer l'énergie totale du système. On obtient ainsi les courbes d'énergie potentielle en fonction du moment quadrupolaire  $Q_2$  (fig. I.6) calculées pour l'isotope  $^{74}\text{Kr}$ , à gauche, et l'isotope  $^{76}\text{Sr}$  à droite [35] et pour deux types d'interaction de Skyrme [36], à savoir SG2 (trait plein) [37] et Sk3 (trait pointillé) [38].

Les effets pair-impair dans les énergies de liaison des noyaux sont reproduits par une approche BCS (Barden, Cooper et Schrieffer), en introduisant des corrélations d'appariement entre particules identiques. Les paramètres de *gap* pour les protons  $\Delta_\pi$  et neutrons  $\Delta_\nu$  peuvent être évalués phénoménologiquement à partir des différences de masse pair-impair

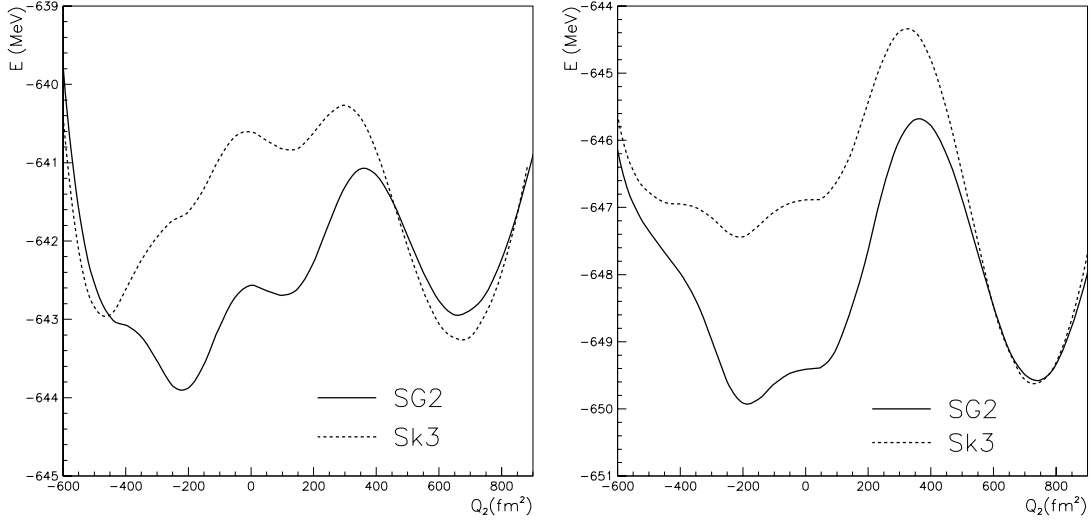


FIG. I.6 – *Energie totale des noyaux  $^{74}\text{Kr}$  (gauche) et  $^{76}\text{Sr}$  (droite) en fonction du moment quadripolaire  $Q_2$  calculée avec l'interaction SG2 (trait plein) Sk3 (trait pointillé) [35]. Afin de faciliter la comparaison, l'origine de la courbe en trait pointillé a été modifiée.*

[34] par l'intermédiaire d'une formule faisant intervenir les énergies de liaison expérimentales [39]

$$\Delta_\nu = \frac{1}{8}[B(N-2, Z) - 4B(N-1, Z) + 6B(N, Z) - 4B(N+1, Z) + B(N+2, Z)] \quad (\text{I.29})$$

Une expression similaire est obtenue pour le terme  $\Delta_\pi$  en échangeant N et Z dans l'équation I.29.

L'intensité de la force  $B(GT)$  (eq. I.9) associée à une transition de Gamow-Teller connectant l'état fondamental  $|HF\rangle$  du noyau père ( $J_i = 0$ ) à un état  $|\lambda\rangle$  du noyau fils, s'écrit en utilisant le formalisme de la seconde quantification

$$B(GT) = |\langle \lambda | \widehat{GT} | HF \rangle|^2 = \left| \sum_{\nu, \pi} \langle \nu | \hat{\sigma}_{\nu\pi} | \pi \rangle \langle \lambda | \hat{a}_\nu^+ \hat{a}_\pi | HF \rangle \right|^2 \quad (\text{I.30})$$

où les opérateurs  $\hat{a}_\nu^+$  et  $\hat{a}_\pi$  créent et détruisent respectivement un neutron et un proton. L'opérateur  $\widehat{GT}$  défini par l'équation I.7 s'exprime en seconde quantification

$$\widehat{GT} = \sum_{\nu, \pi} \hat{\sigma}_{\nu\pi} \hat{a}_\nu^+ \hat{a}_\pi. \quad (\text{I.31})$$

Dans l'approximation BCS, les opérateurs  $\hat{a}_\nu^+$  et  $\hat{a}_\pi$  doivent être remplacés par les opérateurs de création  $\hat{\alpha}_\nu^+$  et d'annihilation  $\hat{\alpha}_\pi$  de quasiparticules définis comme

$$\hat{\alpha}_\nu^+ = u_\nu \hat{a}_\nu^+ - v_\nu \hat{a}_{\bar{\nu}} \quad (\text{I.32})$$

$$\hat{\alpha}_\pi = u_\pi \hat{a}_\pi - v_\pi \hat{a}_{\bar{\pi}}^+ \quad (\text{I.33})$$

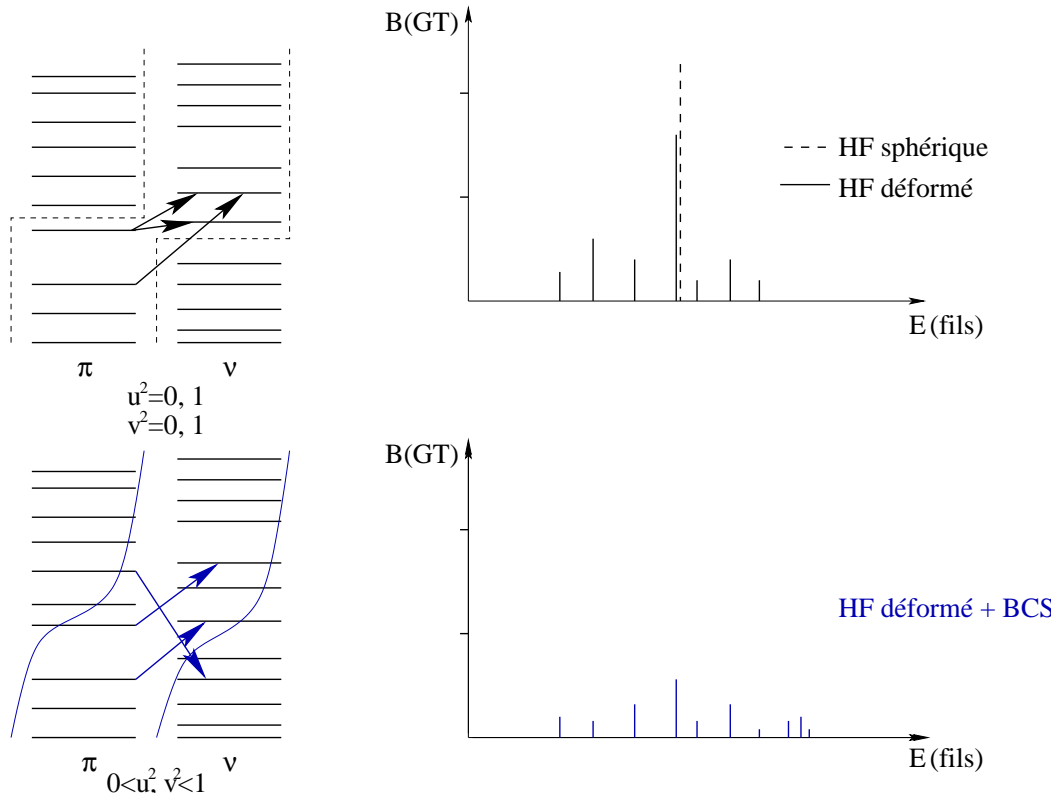


FIG. I.7 – Influence de la déformation et des corrélations d'appariement entre nucléons identiques sur la distribution de force en fonction de l'énergie d'excitation dans le noyau fils (voir texte).

où les opérateurs  $\hat{a}_{\bar{\nu}}$  et  $\hat{a}_{\bar{\pi}}^+$  détruisent et créent respectivement un neutron et un proton renversés dans le temps et où les termes  $u$  et  $v$  vérifient  $u^2 + v^2 = 1$ .

L'introduction de la déformation nucléaire *via* le champ moyen va lever la dégénérescence des états sphériques et permettre ainsi de multiples excitations particule-trou, contrairement au cas  $\beta_2 = 0$  où un nombre restreint d'excitation est permis. Les états physiques du noyau fils sont désormais des sommes d'excitation particule-trou et les transitions entre l'état fondamental du noyau père et ces derniers sont à présent plus nombreuses. La prise en compte des corrélations d'appariement entre nucléons identiques, va nous permettre d'assigner dorénavant des probabilités d'occupation pour les particules et les trous comprises entre 0 et 1. De nouvelles excitations, jusqu'ici interdites, deviennent alors possibles, notamment celles faisant intervenir les protons auparavant situés au-dessus du niveau de Fermi et les neutrons auparavant localisés en dessous de ce même niveau. Les énergies mises en jeu deviennent plus importantes, de nouveaux états physiques se créent et la force va en conséquence se redistribuer à haute énergie d'excitation. Cette situation est résumée sur la figure I.7.

L'étape suivante de la description microscopique du noyau consiste à introduire la contri-

bution à deux corps de l'interaction  $\widehat{V}$  qui peut s'écrire comme une somme de deux termes : un premier lié aux interactions particule-trou (éq. I.34) et un second lié aux interactions particule-particule (éq. I.35)

$$\widehat{V}_{GT}^{pt} = 2\chi_{GT}^{pt} \sum_{K=0,\pm 1} (-1)^K \beta_K^+ \beta_{-K}^- \quad (\text{I.34})$$

$$\widehat{V}_{GT}^{pp} = -2\kappa_{GT}^{pp} \sum_{K=0,\pm 1} (-1)^K P_K^+ P_{-K}^- \quad (\text{I.35})$$

Les opérateurs  $\beta_K^+$  et  $\beta_{-K}^-$  se définissent en reprenant les notations de [40] comme  $\beta_K^+ = \sum_{\pi\nu} \langle \nu | \sigma_K | \pi \rangle \widehat{a}_\nu^+ \widehat{a}_\pi$  et  $\beta_{-K}^- = (-1)^K (\beta_K^+)^{\dagger}$ . La notation  $K$  désigne la composante sphérique de l'opérateur  $\sigma$  qui peut prendre les valeurs  $K = 0, \pm 1$ . Le terme  $\chi_{GT}^{pt}$  est une constante de couplage dépendant des paramètres de l'interaction de Skyrme choisie. Cette interaction est définie de manière auto-cohérente comme étant la dérivée seconde de la fonctionnelle de densité d'énergie par rapport à la densité. Les opérateurs  $P_K^+$  et  $P_{-K}^-$  sont définis comme  $P_K^+ = \sum_{\pi\nu} \langle \nu | (\sigma_K)^{\dagger} | \pi \rangle \widehat{a}_\nu^+ \widehat{a}_\pi^+$  et  $P_{-K}^- = (-1)^K (P_K^+)^{\dagger}$  et  $\kappa_{GT}^{pp}$  une constante ajustée de manière phénoménologique.

La diagonalisation de la matrice totale correspondant à l'hamiltonien  $\widehat{H}$  (I.24) conduit, en principe, aux valeurs propres  $\omega_K$  et aux vecteurs propres  $|\omega_K\rangle$ . En pratique, la dimension d'une telle matrice est trop importante pour traiter le problème de manière exacte. Il est donc nécessaire de travailler dans un espace tronqué, ce qui mène à des solutions approchées de l'équation de Schrödinger. La méthode couramment utilisée est l'approximation des phases aléatoires pour des quasi-particules (QRPA). Dans cette approche, on définit un opérateur créant les excitations Gamow-Teller

$$\widehat{\Gamma}_{GT}^+ = \sum_{\pi\nu} [X_{\pi\nu}^{\omega_K} \widehat{\alpha}_\nu^+ \widehat{\alpha}_\pi^+ - Y_{\pi\nu}^{\omega_K} \widehat{\alpha}_\nu^- \widehat{\alpha}_\pi^-] \quad (\text{I.36})$$

où  $\widehat{\alpha}^+$  et  $\widehat{\alpha}^-$  sont respectivement des opérateurs de création et d'annihilation de quasi-particules et  $\omega_K$  les énergies d'excitation des états finaux.

L'opérateur  $\widehat{\Gamma}_{GT}^+$  crée deux quasi-particules, une quasi-particule neutron et une quasi-particule proton renversée dans le temps, avec une amplitude  $X_{\pi\nu}^{\omega_K}$  et annihile deux quasi-particules, une quasi-particule neutron renversée dans le temps et une quasi-particule proton, avec une amplitude  $Y_{\pi\nu}^{\omega_K}$ . Notons que l'approximation Tamm-Dancoff se retrouve lorsque  $Y_{\pi\nu}^{\omega_K} = 0$ .

On définit l'état  $|QRPA\rangle$  comme étant un état fondamental contenant des excitations de quasi-particules. Les états  $|\omega_K\rangle$ , quant à eux, sont des sommes corrélées d'excitations à deux quasi-particules dont les énergies  $\omega_K$  et les amplitudes  $X_{\pi\nu}^{\omega_K}, Y_{\pi\nu}^{\omega_K}$  sont déterminées par les équations de la QRPA, elles-mêmes obtenues à partir de la méthode des mouvements [8]. En représentation matricielle, ces équations de la QRPA s'écrivent

$$\begin{pmatrix} A & B \\ B & A \end{pmatrix} \begin{pmatrix} X^{\omega_K} \\ Y^{\omega_K} \end{pmatrix} = \omega_K \begin{pmatrix} X^{\omega_K} \\ -Y^{\omega_K} \end{pmatrix} \quad (\text{I.37})$$

avec

$$\begin{aligned} A_{\pi\nu, \pi'\nu'} &= E_{\pi\pi'} \delta_{\nu\nu'} + E_{\nu\nu'} \delta_{\pi\pi'} + \langle \pi, \nu | \widehat{V}_{GT}^{pt} | \pi', \nu' \rangle (u_\pi v_\nu u_{\pi'} v_{\nu'} + v_\pi u_\nu v_{\pi'} u_{\nu'}) \\ &+ \langle \pi, \nu | \widehat{V}_{GT}^{pp} | \pi', \nu' \rangle (u_\pi v_\nu u_{\pi'} v_{\nu'} + v_\pi u_\nu v_{\pi'} u_{\nu'}), \end{aligned} \quad (\text{I.38})$$



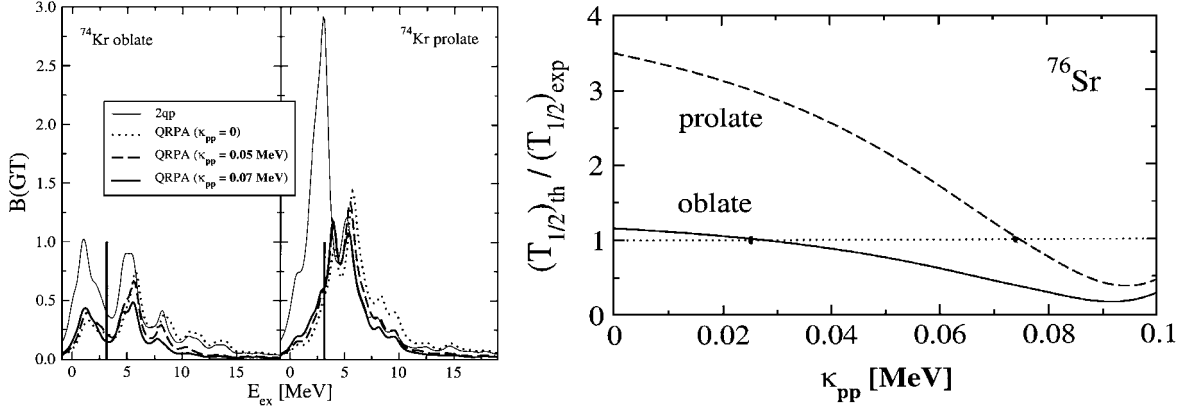


FIG. I.8 – *Gauche* : distribution de force  $B(GT)$  en unité  $g_A^2/4\pi$  calculée par [40] pour une forme oblate et prolate de  $^{74}\text{Kr}$  avec et sans approximation  $QRPA$  et pour différentes intensités de l'interaction particule-particule (éq. I.35); ces distributions ont été convoluées avec une résolution expérimentale de 1 MeV. *Droite* : valeurs de  $\kappa^{pp}$  reproduisant la période expérimentale de  $^{76}\text{Sr}$  dans le cas d'une déformation oblate et prolate de l'état fondamental [40].

$$\begin{aligned}
 B_{\pi\nu,\pi'\nu'} &= \langle \pi, \nu | \widehat{V}_{GT}^{pt} | \pi', \nu' \rangle (u_\pi v_\nu u_{\pi'} v_{\nu'} + v_\pi u_\nu v_{\pi'} u_{\nu'}) \\
 &\quad - \langle \pi, \nu | \widehat{V}_{GT}^{pp} | \pi', \nu' \rangle (u_\pi v_\nu u_{\pi'} v_{\nu'} + v_\pi u_\nu v_{\pi'} u_{\nu'})
 \end{aligned} \quad (\text{I.39})$$

où  $E_{\pi\pi'}$ ,  $E_{\nu\nu'}$  sont les énergies des quasi-particules protons et neutrons et les quantités  $u_i$ ,  $v_i$  les probabilités d'occupation et de non-occupation des quasi-particules protons ( $i = \pi$ ) et neutrons ( $i = \nu$ ).

Finalement, l'intensité de la force  $B(GT)$  en  $QRPA$  s'obtient en connectant un état excité  $|\omega_K\rangle$  du noyau fils à l'état fondamental  $|QRPA\rangle$  du noyau père par l'intermédiaire de l'opérateur Gamow-Teller

$$B(GT) = |\langle \omega_K | \widehat{GT} | QRPA \rangle|^2 = \left| \sum_{\pi,\nu} \langle \nu | \sigma_K | \pi \rangle [X_{\pi\nu}^{\omega_K} u_\nu v_\pi + Y_{\pi\nu}^{\omega_K} v_\nu u_\pi] \right|^2 \quad (\text{I.40})$$

La distribution de force présente donc des pics aux énergies  $\omega_K$  dont les intensités dépendent des fonctions d'onde des particules simples, des amplitudes  $X_{\pi\nu}^{\omega_K}$ ,  $Y_{\pi\nu}^{\omega_K}$  et des probabilités d'occupation  $u$ ,  $v$ .

L'inclusion des interactions particule-trou (éq. I.34) et particule-particule (éq. I.35) va produire un effet de redistribution de la force accompagné d'un déplacement à haute ou basse énergie selon le caractère répulsif ou attractif de l'interaction (fig. I.8). En effet, le terme  $\widehat{V}_{GT}^{pt}$  va pousser la force vers les hautes énergies d'excitation, tout en la réduisant, en vertu de la conservation de la quantité  $\sum_{\omega_K} B(GT) \cdot \omega_k$ . Ce comportement est très bien illustré dans le cas prolate de  $^{74}\text{Kr}$  en comparant sur la figure I.8 de gauche le calcul à deux quasi-particules (2 qp) et le calcul  $QRPA$ . Dans l'approximation de Tamm-Dancoff, seul le déplacement de la force est observé car, dans ce cas, le produit  $\sum_{\omega_K} B(GT) \cdot \omega_k$  n'est pas conservé.

Dans les calculs auxquels nous faisons référence, la constante  $\kappa_{GT}^{pp}$  est ajustée pour reproduire la période expérimentale  $T_{1/2}$ . En effet, en vertu de son caractère attractif, l'interaction particule-particule va permettre, en fonction de son intensité, d'augmenter la quantité de force à basse énergie et donc dans la fenêtre  $Q_{EC}$ , tout en la réduisant à haute énergie. Nous pouvons remarquer, sur la figure I.8 de droite, qu'il existe un facteur trois entre la constante  $\kappa_{GT}^{pp}$  nécessaire pour reproduire la période expérimentale de  $^{76}\text{Sr}$  dans le cas d'une déformation oblate de son état fondamental et la même constante dans le cas d'une déformation prolata.

Ainsi, l'influence des corrélations BCS et de la déformation sur les noyaux pair-pair de la région de masse  $A \sim 70, 80$  ont été étudiés de manière systématique par P. Sarriguren *et al.* [40]. Même si le traitement théorique n'inclue pas explicitement l'appariement  $n - p$  dans le champ moyen, supposé jouer un grand rôle au sein des noyaux  $N=Z$ , les corrélations entre nucléons identiques et l'utilisation des paramètres  $\Delta_\pi$ ,  $\Delta_\nu$  semblent suffir à la description de quantités telles que l'énergie de liaison, le rayon de charge ou encore le moment quadrupolaire [35] pour des noyaux  $N=Z$ ,  $N=Z+2$ ,  $N=Z+4$  et  $N=Z+6$ .

Au regard des distributions de force Gamow-Teller relatives aux noyaux pair-pair exposées sur la figure I.9, l'influence de la déformation nucléaire sur la distribution de  $B(GT)$ , mise en avant par I. Hamamoto, est confirmée pour certains isotopes. D'une manière générale, nous pouvons remarquer que, pour une chaîne isotopique donnée, les noyaux  $N = Z$  sont décrits, fort justement, comme les plus instables : la force totale contenue dans la fenêtre  $Q_{EC}$  y est maximum et diminue lorsque le nombre de neutrons augmente, quel que soit le caractère oblate ou prolata du noyau considéré.

Si l'on n'observe aucune différence entre les distributions de force calculées pour les deux minima d'énergie potentielle des isotopes de sélénium, il en est différemment pour ceux de krypton et de strontium. Les distributions de l'intensité  $B(GT)$  calculées présentent en effet des allures globales et des intensités différentes pour les deux types de déformation qui minimisent l'énergie de l'état fondamental. Il apparaîtrait que les candidats les plus favorables à des mesures par décroissance  $\beta$  soient  $^{74}\text{Kr}$  et  $^{76,78,80}\text{Sr}$  où la mesure de la distribution de force dans la fenêtre  $Q_{EC}$  pourrait signer le paramètre de déformation. En revanche, l'ambiguïté sur une forme prolata ou oblate de  $^{72}\text{Kr}$  ne paraît pouvoir être levée de cette manière, les deux distributions ne présentant pas de différences significatives. Il est enfin un cas comme  $^{76}\text{Kr}$  pour lequel la valeur de  $Q_{EC}$  ne permet sûrement pas d'envisager de conclusion.

### Noyaux pair-impair

Nous avons vu au paragraphe précédent que le formalisme HF+BCS+QRPA permettait de décrire des noyaux pair-pair et de calculer, en fonction de leur forme, la distribution de force de transition  $\beta$  associée. Bien adaptée au traitement des excitations à deux quasi-particules, qu'en est-il de cette approche pour la description de transitions entre un noyau pair-impair et un noyau émetteur impair-pair? Nous allons maintenant présenter, de manière très qualitative, la méthode employée dans de tels cas [41] [42].

L'état fondamental d'un noyau pair-impair ( $Z, N - 1$ ) peut être décrit comme un état à une quasi-particule dont le neutron célibataire est directement responsable du spin et de la

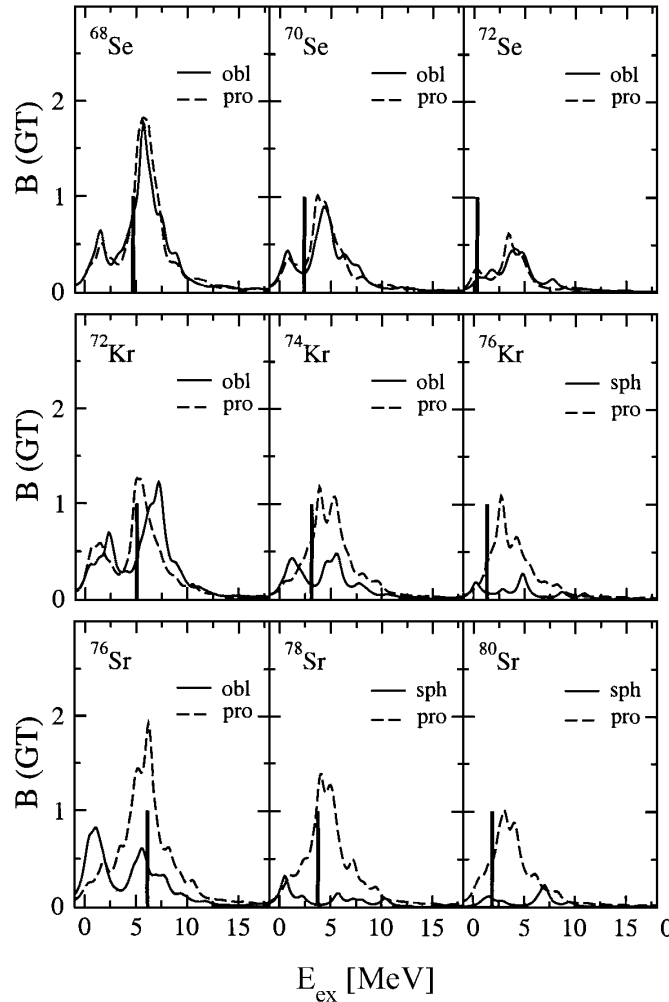


FIG. I.9 – Distribution de force Gamow-Teller, en unité  $g_A^2/4\pi$  calculées pour les isotopes pair-pair de sélénium, krypton et strontium [40]. Les barres verticales représentent les valeurs expérimentales de  $Q_{EC}$ .

parité. Au cours d'une décroissance Gamow-Teller, deux types de transitions peuvent alors connecter cet état fondamental aux états excités du noyau émetteur. Ainsi, dans un premier temps, le neutron célibataire est considéré comme bloqué et les excitations sont alors décrites comme dans le cas du noyau pair-pair ( $Z, N$ ) voisin. Ces transitions sont appelées transitions à trois quasi-particules et sont décrites sur la figure I.10. Par la suite, sont ajoutées toutes les excitations à une quasi-particule, présentées sur la figure I.11 correspondant au couplage du neutron célibataire et de celui résultant de la transformation. Les états décrits par ce dernier type d'excitations ont des énergies diminuées de  $2\Delta_\nu$  (éq. I.29).

L'influence de ces deux modes d'excitation sur la distribution de force est illustrée sur la figure I.12 dans le cas de  $^{73}\text{Kr}$ . Pour les deux formes oblate et prolata, il apparaît que la contribution du mode à une quasi-particule est prépondérante dans les deux premiers MeV

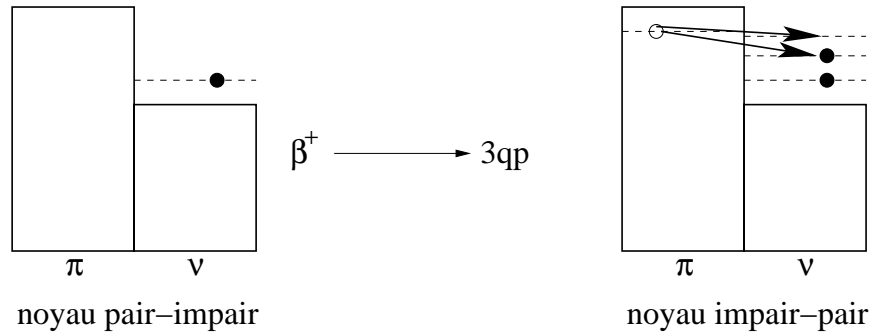


FIG. I.10 – *Transitions à trois quasi-particules intervenant dans la décroissance d'un noyau pair-impair.*

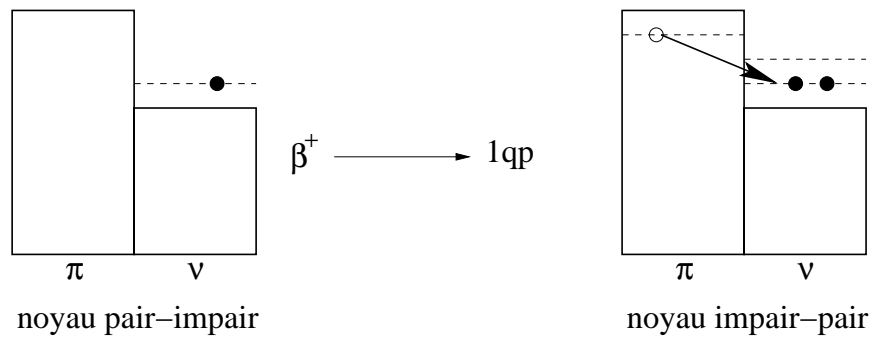


FIG. I.11 – *Transitions à une quasi-particule intervenant dans la décroissance d'un noyau pair-impair.*

d'énergie d'excitation, et plus particulièrement sur une plage de  $2\Delta_\nu$ . Au delà, la quasi-totalité de la force connecte des excitations à trois quasi-particules.

Ainsi, les distributions de  $B(GT)$  ont été calculées pour les isotopes de krypton et de strontium de masse impaire. Nous présentons à titre d'illustration les résultats obtenus pour  $^{73}\text{Kr}$  et  $^{75}\text{Sr}$  (fig. I.13) et les comparons à ceux obtenus pour  $^{74}\text{Kr}$  et  $^{76}\text{Sr}$ .

Nous pouvons constater, en premier lieu, que pour une série d'isotopes et une déformation données, les distributions obtenues sont relativement similaires dans leur allure, mais avec des maxima situés à plus haute énergie dans le cas pair-impair. Cette différence provient du fait que les excitations à trois quasi-particules décrites dans le noyau  $(Z, N - 1)$  sont identiques aux excitations à deux quasi-particules de son voisin  $(Z, N)$  pair-pair si ce n'est que dans le premier cas, leur énergie est déplacée de  $2\Delta_\nu$ . De plus, l'influence de la déformation semble très nette pour  $^{73}\text{Kr}$  et pour  $^{75}\text{Sr}$ . La confirmation expérimentale d'une résonance autour de 5 MeV d'énergie d'excitation dans  $^{73}\text{Br}$  et  $^{75}\text{Rb}$  serait révélatrice d'une forme oblate pour les deux noyaux pères correspondant. En revanche, une majorité de la force est attendue dans la fenêtre  $Q_{EC}$  pour  $^{75}\text{Sr}$  dans le cas d'une déformation prolate alors que pour le même type de déformation, une distribution plus ou moins plate est prévue pour  $^{73}\text{Kr}$ .

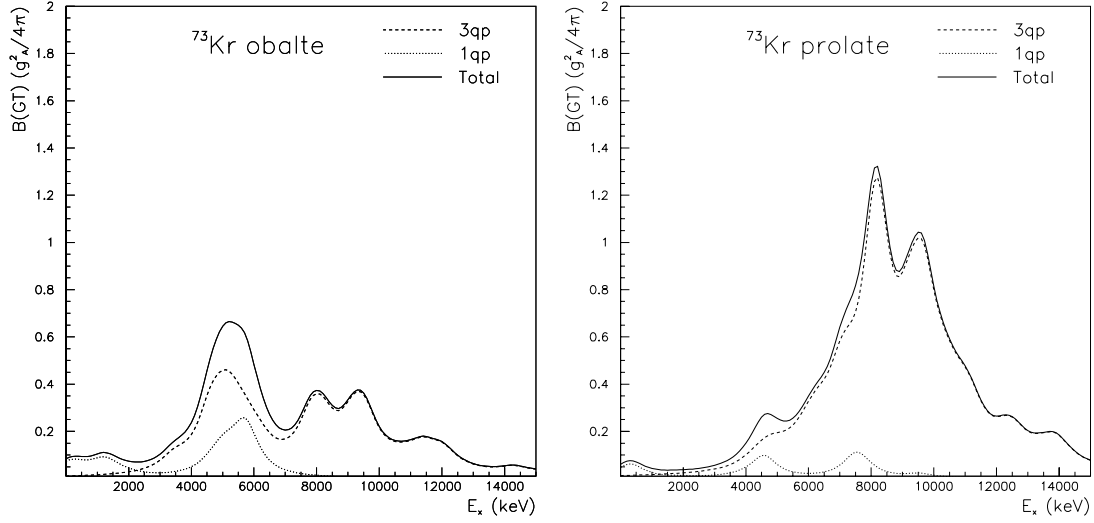


FIG. I.12 – Gauche : contributions des excitations à une et à trois quasi-particules à la distribution de  $B(GT)$  dans le cas d'un état fondamental oblate de  $^{73}\text{Kr}$ . Droite : contributions des excitations à une et à trois quasi-particules à la distribution de  $B(GT)$  dans le cas d'un état fondamental oblate de  $^{73}\text{Kr}$ .

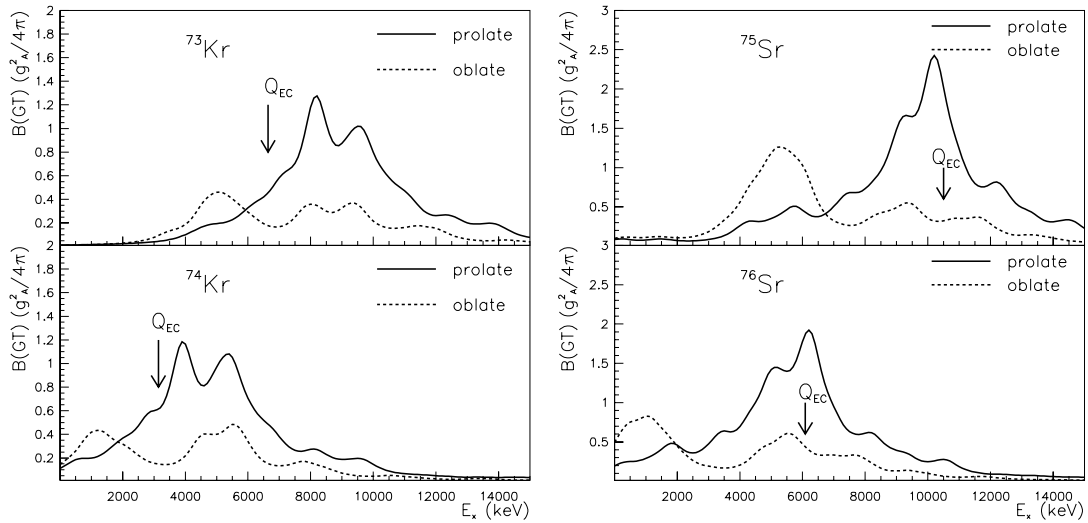


FIG. I.13 – Distributions de force Gamow-Teller calculées dans le cas d'une déformation prolate (trait plein) et oblate (trait pointillé) des états fondamentaux de  $^{73}\text{Kr}$  et  $^{74}\text{Kr}$  (gauche) et de  $^{75}\text{Sr}$  et  $^{76}\text{Sr}$  (droite). Les flèches pointent les valeurs expérimentales de  $Q_{EC}$ .

## I.5 Etat des connaissances en décroissance $\beta$

Si ces dernières années de remarquables avancées théoriques ont été faites dans la région de masse  $A \sim 70 - 80$ , les promesses de tels calculs restaient encore à être démontrées

expérimentalement. A l'heure actuelle, la majorité des informations disponibles sur la région  $A \sim 70$  est fournie par des réactions d'échange de charges qui peuvent peupler des niveaux situés au dessus de  $Q_{EC}$ . Il est toutefois reconnu que les incertitudes liées à l'élimination du bruit de fond, provenant essentiellement du mode  $\Delta L = 1$ , rendent l'interprétation des résultats difficile [43]. Les études par décroissance radioactive représentent donc une alternative de choix à la détermination des distributions de force dans cette région de masse.

Ainsi, deux expériences similaires sur les noyaux de  $^{76}\text{Sr}$  [44] et  $^{72}\text{Kr}$  [45] ont permis, grâce à des mesures haute résolution, de compléter et d'étendre la connaissance du schéma de niveaux et de constituer les distribution de force Gamow-Teller associées (fig. I.14).

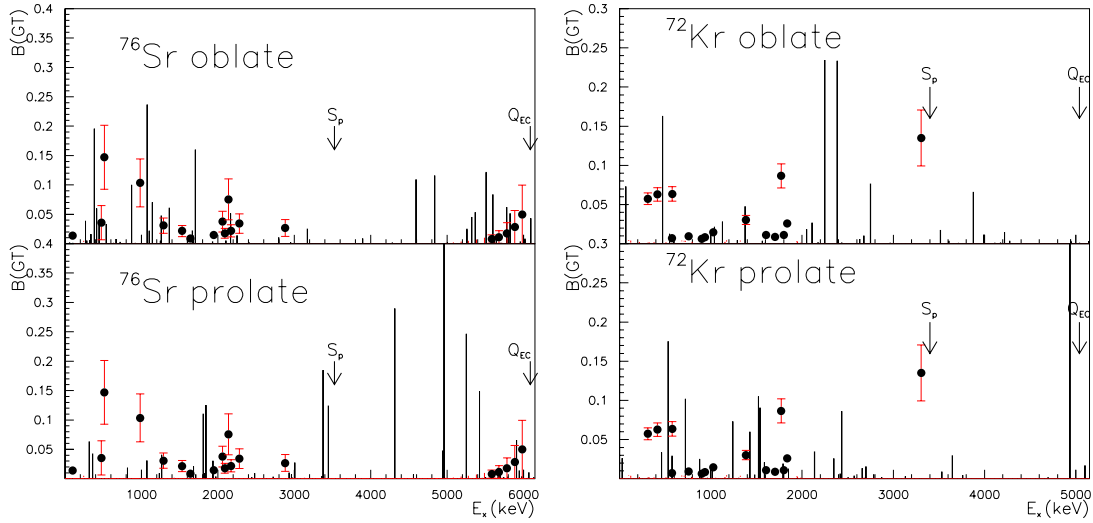


FIG. I.14 – Distributions de force Gamow-Teller expérimentales [44] [45] et calculées [40] dans le cas de  $^{76}\text{Sr}$  (gauche) et  $^{72}\text{Kr}$  (droite). Les intensités théoriques sont corrigées du facteur de normalisation  $(0,77)^2$ .

La détection de protons retardés dans la décroissance de  $^{76}\text{Sr}$  a permis d'établir un rapport d'embranchement proton  $P_p = 3,6(7) \cdot 10^{-5}$  et conduit à l'identification d'une partie de la force au dessus de  $S_p$ . La mise en regard dans le tableau I.1 des résultats expérimentaux de  $^{76}\text{Sr}$  et des chiffres prédits par I. Hamamoto, une fois réduits du facteur de normalisation  $(0,77)^2$ , permet de donner une indication sur le paramètre  $\beta_2$ . En effet, la valeur  $\sum B(GT)$  sur les états liés met vraisemblablement en évidence une déformation prolate. De plus, une estimation de la force non observée (98 %) à partir des états non liés, obtenue par la détection des protons retardés combinée à une analyse statistique, a également conclu à une forme prolate pour l'état fondamental de  $^{76}\text{Sr}$ . Cependant, un regard attentif sur les calculs de P. Sarriguren (fig. I.14) laisse planer le doute. En effet, en terme d'intensité, plusieurs valeurs expérimentales aux alentours de 500 keV, 1 MeV et 2 MeV sembleraient coïncider avec celles calculées dans le cas d'une déformation oblate.

Dans le cas de  $^{72}\text{Kr}$ , une valeur intégrée  $\sum B(GT)$  de la force sur les deux premiers MeV d'énergie d'excitation de 0,52, comparée à celle de I. Hamamoto [33] (0,64 dans le cas oblate

$\sum B(GT)$	Expérience	Oblate	Prolate
Etats liés	0,6 – 0,8	1,74	0,84
Etats non liés	0,07 – 0,22	0,24	2,7

TAB. I.1 – Valeurs expérimentales [44] et théoriques calculées par I. Hamamoto et al. [33] de  $\sum B(GT)$  sur les états liés et non liés dans le cas de  $^{76}\text{Sr}$ . Les intensités théoriques sont corrigées du facteur de normalisation  $(0,77)^2$

et 0,40 dans le cas prolate), n'a malheureusement pas permis d'assigner la déformation de l'état fondamental. Cependant, la limite supérieure de  $10^{-6}$  sur le rapport d'embranchement proton, indiquant une faible quantité de force au delà de  $S_p$ , et les résultats de P. Sarriguren [40] (fig. I.14) sembleraient favoriser une déformation oblate.

Récemment, une étude semblable a été menée sur le noyau pair-impair  $^{73}\text{Kr}$  [46] mettant en avant un rapport d'embranchement proton relativement élevé  $P_p = 2,5(3).10^{-3}$ . Les résultats, en terme de  $B(GT)$ , peuvent se comparer aux derniers résultats théoriques, comme le montre la figure I.15.

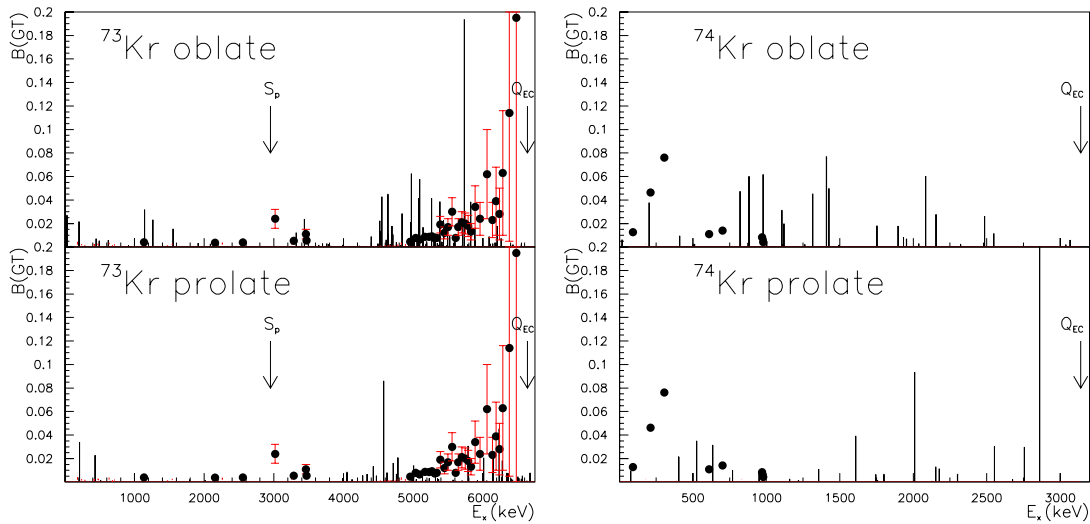


FIG. I.15 – Distributions de force Gamow-Teller expérimentale [46] [47] et calculées [42] [39] dans le cas de  $^{73}\text{Kr}$  (gauche) et de  $^{74}\text{Kr}$  (droite). Les intensités théoriques sont corrigées du facteur de normalisation  $(0,7)^2$ .

Là encore, si le comportement de l'intensité  $B(GT)$ , en terme de nombre de niveaux, sur une gamme d'énergie d'excitation allant de 0 à 3,5 MeV, autorise à pencher en faveur d'un état fondamental oblate, la preuve d'une telle déformation n'existe plus à haute énergie. En effet, la distribution calculée présente une forte contribution aux environs de 5,7 MeV qui n'apparaît pas expérimentalement.

Les valeurs intégrées  $\sum B(GT)$  répertoriées dans le tableau I.2 montrent, quant à elles,

$\sum B(GT)$	Expérience	Oblate	Prolate
$E_x \leq 3,5 \text{ MeV}$	$0,10 \pm 0,02$	0,19	0,06
$4,0 \leq E_x \leq 6,5 \text{ MeV}$	$0,83 \pm 0,6$	0,98	0,42

TAB. I.2 – Valeurs expérimentales [46] et théoriques [42] de  $\sum B(GT)$  dans le cas de  $^{73}\text{Kr}$ . Les intensités théoriques sont corrigées du facteur de normalisation  $(0,77)^2$ .

que la quantité de force sur les états liés est surestimée pour une déformation oblate par la théorie et que la valeur expérimentale s'accorde mieux avec le cas prolata. En revanche, la large incertitude entachant  $\sum B(GT)$  sur les états non liés ne permet aucune conclusion.

Les études spectroscopiques menées jusqu'à aujourd'hui sur l'isotope  $^{74}\text{Kr}$  n'ont permis de révéler que seize niveaux s'étendant sur 1 MeV d'énergie d'excitation dans le noyau fils. Nous présentons ainsi sur la figure I.15 de droite la distributions de force Gamow-Teller expérimentale provenant de [47] [48] et celles calculées par P. Sarriguren *et al.* [39] dans le cas d'une déformation oblate (haut) et prolata (bas) de l'état fondamental. La valeur expérimentale de 0,20 pour la quantité  $\sum B(GT)$  sur le premier MeV d'énergie d'excitation semblerait en accord avec celle prédite pour la forme oblate ( $\sum B(GT) = 0,23$ ) alors que la quantité de force calculée dans le cas d'une forme prolata s'avère inférieure ( $\sum B(GT) = 0,12$ ).

Nous avons montré, à travers ces quatre exemples, la difficulté qui réside dans l'interprétation d'une distribution de force expérimentale dans le but de remonter au signe de la déformation du noyau parent, le cas de  $^{72}\text{Kr}$  se montrant totalement ambiguë. Nous avons en effet souligné qualitativement à l'aide de la figure I.9 que ce noyau n'apparaissait pas comme le plus aisé pour ce genre d'étude, malgré la présence d'une quantité de force non négligeable dans la fenêtre  $Q_{EC}$ . Or, nous pouvons constater sur la figure I.14 que la distribution expérimentale de  $^{72}\text{Kr}$ , mais également celles de  $^{73}\text{Kr}$ ,  $^{74}\text{Kr}$  et  $^{76}\text{Sr}$ , semblent incomplètes et qu'une partie de la force n'a pu être observée, notamment à haute énergie d'excitation. La détermination, sur l'ensemble de la fenêtre  $Q_{EC}$ , de l'intensité et de la distribution de force Gamow-Teller ne peut donc se faire qu'à partir de mesures combinant la détection

Isotopes	Période (s)	$S_p$ (keV)	$Q_{EC}$ (keV)
$^{71}\text{Kr}$	0,097	1938 (366)	10500 (424)
$^{72}\text{Kr}$	17,2	3000(270)	5040(375)
$^{73}\text{Kr}$	26,0	2925(130)	6640(191)
$^{74}\text{Kr}$	690,0	–	3136(62)
$^{75}\text{Kr}$	258,0	4216(16)	4897(20)
$^{76}\text{Sr}$	7,89	3526(17)	6090(300)
$^{77}\text{Sr}$	9,0	4780(150)	6850(150)
$^{78}\text{Sr}$	150,0	5638(10)	3762(8)

TAB. I.3 – Caractéristiques des isotopes de krypton et de strontium.



de protons retardés et une grande efficacité  $\gamma$ . Ainsi, sur la base de travaux déjà effectués dans la région de masse  $A \sim 150$  [49], une collaboration internationale composée d'instituts de Madrid, Strasbourg, Surrey et Valence a décidé d'entreprendre la réalisation d'un spectromètre à absorption totale (TAGS), capable de détecter tous les photons désexcitant un niveau nucléaire.

Dans ce travail, nous allons nous intéresser à l'étude par décroissance  $\beta$  des noyaux  $^{72,73,74,75}\text{Kr}$  et  $^{76,77,78}\text{Sr}$  cités dans la référence [50] et dont les principales caractéristiques sont rappelées dans le tableau I.3. De telles mesures devraient nous permettre, pour chaque isotope, de déterminer les alimentations des états nucléaires et d'établir ainsi la distribution de force Gamow-Teller sur toute la gamme en énergie.

# Chapitre II

## Le spectromètre TAgS

Nous avons vu au chapitre précédent que la région de masse  $A \sim 70 - 80$  représentait un formidable laboratoire pour l'étude de phénomènes liés à la déformation nucléaire. Les avancées théoriques de I. Hamamoto et P. Sarriguren ont montré la dépendance de la forme du noyau parent sur la distribution de force Gamow-Teller et ainsi ouvert la voie à l'étude par décroissance  $\beta$  d'isotopes déficients en neutrons de krypton et de strontium. Des mesures haute résolution, combinant détection de photons et de protons retardés, menées sur  $^{72,73}\text{Kr}$  et  $^{76}\text{Sr}$  n'ont toutefois pas pu conclure avec certitude sur le signe de la déformation de l'état fondamental. En effet, la faible efficacité des cristaux de germanium à la détection de photons très énergétiques combinée à la fragmentation, à haute énergie d'excitation, de la force  $\beta$  n'a permis l'identification que des états nucléaires situés à basse énergie. Une partie de la force leur étant donc incorrectement attribuée, les distributions des intensités  $B(GT)$  s'avèrent non seulement incomplètes mais également quelque peu distordues. Le recours à la technique d'absorption totale, basée sur l'emploi de cristaux de iodure de sodium, peut alors s'avérer comme une alternative à ces limitations instrumentales dans le but de déterminer les alimentations  $\beta$  des niveaux nucléaires. Cette technique a été utilisée pour la première fois à ISOLDE en 1970 par C. L. Duke *et al.* [59] pour l'étude par décroissance  $\beta$  d'éléments allant de l'iridium ( $Z = 77$ ) au radon ( $Z = 86$ ). Le spectromètre alors utilisé était constitué de deux scintillateurs NaI de 15 cm de diamètre et 10 cm de longueur et présentait des efficacités photopique peu élevées (28 % pour des photons de 1 MeV et 16 % pour des photons de 4 MeV). En 1992, un spectromètre basé sur un monocristal de 25,4 cm de diamètre et 30,5 cm de longueur, présentant un puits, a été installé auprès du séparateur de masse INEL, dans l'Idaho. Cette géométrie a permis d'augmenter les efficacités de détection d'un facteur 2,5 par rapport à celui utilisé 20 ans auparavant à ISOLDE. Le même type de détecteur, mais de dimensions plus imposantes (35,6 cm de diamètre et 35,6 cm de longueur avec un puits) a été couplé au séparateur de masse de GSI en 1997 [60] pour des études systématiques dans la région de l'isotope  $^{100}\text{Sn}$  [61] [62]. Les efficacités de détection affichées sont d'environ 65 % à 1 MeV et 52 % à 4 MeV.

Ainsi, au cours de ce chapitre, nous nous proposons, dans un premier temps, d'exposer les principales caractéristiques géométriques du nouveau spectromètre TAgS et de son blindage permettant de réduire les effets du bruit de fond ambiant. Nous présenterons, par la suite,

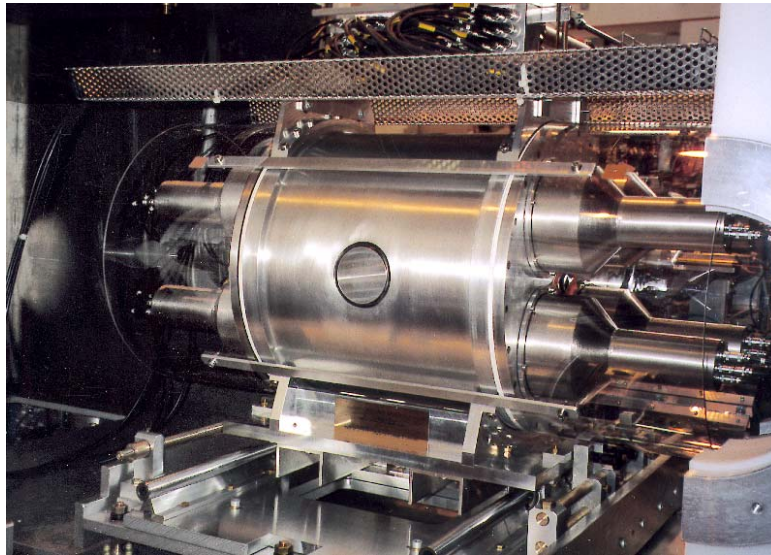


FIG. II.1 – Photographie du spectromètre TAGS avec son trou transversal et ses huit photomultiplicateurs.

les performances, en terme d'efficacités et de résolution en énergie, du seul cristal de iodure de sodium et du détecteur en configuration expérimentale. Enfin, dans une dernière partie, la technique d'analyse des données sera explicitée, une fois les effets de distorsion liés à l'empilement électronique pris en compte et la parfaite connaissance de la fonction de réponse de notre détecteur établie.

## II.1 Caractéristiques principales

Afin d'étudier des noyaux déficitaires en neutrons dont la période n'excède pas les cent millisecondes comme dans le cas de  $^{71}\text{Kr}$  (tab. I.3), la collaboration internationale s'est lancée, en 1999, dans l'étude et la réalisation d'un nouveau spectromètre à absorption totale. La géométrie de ce détecteur devait nous permettre des études au point de collection, au centre du cristal de iodure de sodium, ainsi que l'utilisation de compteurs auxiliaires  $\beta$ ,  $\gamma$  et  $X$  pour des mesures en coïncidences, tout en conservant des efficacités élevées. Plusieurs simulations de type Monte-Carlo nous ont permis de comparer les efficacités pour différentes configurations géométriques. Dans sa version finale, il est constitué d'un monocristal de 38 cm de longueur et de diamètre au sein duquel est usiné un trou transversal de 7,5 cm de diamètre utile. Le cristal est protégé de l'humidité ambiante et d'éventuelles contraintes mécaniques en étant placé dans un coffret en aluminium de forme cylindrique et épais de 1,3 cm. Pour limiter l'absorption des particules, l'épaisseur de la protection en aluminium du puits est réduite à 1,1 mm. La réflexion de la lumière sur les parois est assurée par un dépôt d'alumine de 2 mm d'épaisseur. Le spectromètre est couplé à huit photomultiplica-

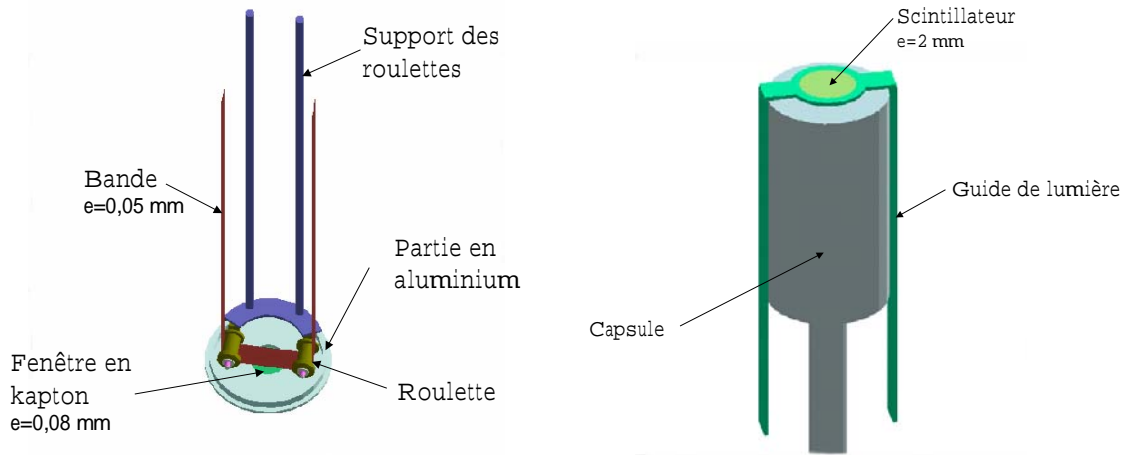


FIG. II.2 – *Gauche* : ensemble bande-roulettes placé dans le puits du TAgS permettant l'évacuation de l'activité résiduelle. La bande sur laquelle sont implantés les ions se trouve au centre du détecteur. *Droite* : détecteur  $\beta$  monté sur le télescope germanium.

teurs de diamètre 5 pouces<sup>1</sup>. Un préamplificateur est inclus dans chacune des embases des photomultiplicateurs et permet la sortie d'un signal d'anode et de deux signaux de dynode. Une photographie du détecteur est présentée sur la figure II.1. Afin de contrôler d'éventuelles dérives du gain liées à une activité trop importante ou à une variation de température au cours d'une acquisition, la stabilité de la réponse du cristal et de sa chaîne électronique est contrôlée par deux diodes lumineuses déclenchées par un générateur impulsionnel. L'ensemble cristal-photomultiplicateurs a été réalisé par la société *Saint-Gobain Crystals and Detectors*. Le spectromètre, en configuration expérimentale, est placé à l'intérieur d'un blindage, sur lequel nous reviendrons ultérieurement, destiné à réduire l'effet du bruit de fond et maintenu à une température constante à  $\pm 0,5^\circ$  grâce à un système de climatisation. Les ions d'intérêt délivrés par le séparateur de masse sont implantés, au centre du détecteur, sur une bande de mylar aluminisée d'une épaisseur de  $50 \mu\text{m}$ . Cette bande peut être déplacée afin d'évacuer l'activité résiduelle et de limiter ainsi le taux de comptage grâce à un système de dérouleur de bande et de roulettes. Ce dispositif de collection, décrit sur la figure II.2 de gauche, est placé sous vide à l'intérieur d'un tube en aluminium ( $e = 1,2 \text{ mm}$ ) dont une des extrémités est fermée par une fenêtre de kapton d'une épaisseur de  $80 \mu\text{m}$ .

## II.2 Les détecteurs auxiliaires

Dans le but de sélectionner les composantes  $\beta^+$  et capture électronique de la décroissance et de s'affranchir de la contribution du bruit de fond ambiant, des détecteurs auxiliaires sont agencés au plus près du point de collection comme le montre la figure II.3. Une diode planaire

1. Electron Tubes Ltd. 9792B

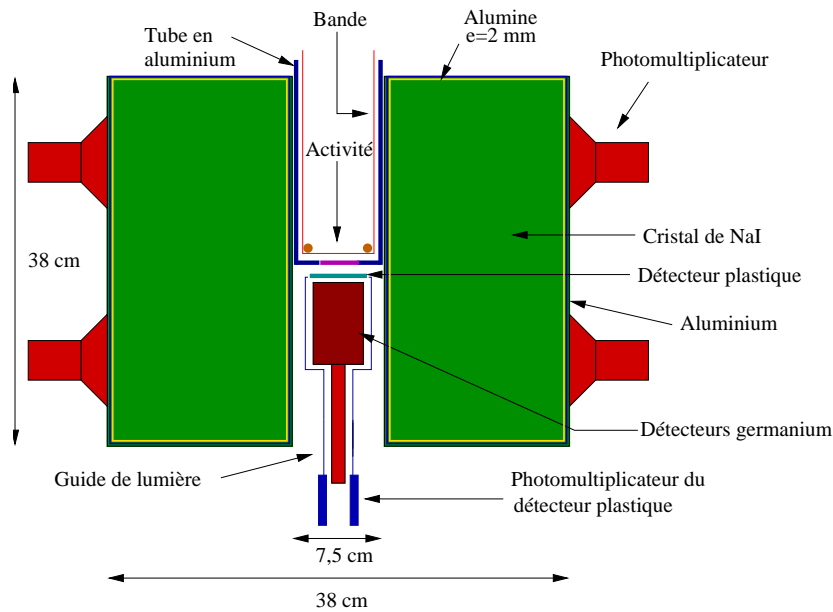


FIG. II.3 – Vue schématique du spectromètre TAgS couplé au séparateur de masse ISOLDE/CERN avec ses détecteurs auxiliaires et le système bande-roulette. L'activité est acheminée au centre du détecteur.

au germanium d'une épaisseur 1 cm et de diamètre 5 cm, placé à 2,2 cm du point de collection permet de détecter les rayons  $X$  caractéristiques du processus de capture électronique. L'angle solide ainsi couvert représente 14 % de  $4\pi$  stéradian. Placé juste derrière, un détecteur germanium coaxial ( $\phi = 5$  cm,  $e = 5$  cm) permet la mesure de l'énergie des photons émis sur une gamme s'étendant de 100 keV à 4 MeV. Ce télescope de haute résolution en énergie, qui autorise des coïncidences TAgS- $\gamma$  ou TAgS- $X$ , a été monté sur un support mobile permettant de le déplacer. La composante  $\beta^+$  peut être sélectionnée grâce à un détecteur plastique situé devant les diodes germanium. Il est constitué d'une pastille de scintillateur NE102 épaisse de 2 mm et d'un diamètre de 3 cm. La lumière est recueillie sur toute son épaisseur et acheminée vers deux photomultiplicateurs situés hors du blindage par un guide de lumière (fig. II.2 de droite). La géométrie de ce scintillateur représente un bon compromis entre une efficacité intrinsèque proche de 1 et une faible absorption des rayons  $X$ . En effet, nous avons estimé, au moyen de calculs de simulations, l'absorption de  $X$  de 13 keV à environ 20 %. Ce détecteur situé à 1,6 cm du point de collection offre un angle solide de 13,5 %.

### II.3 Le blindage

Le hall ISOLDE au CERN, comme toute aire expérimentale située à proximité d'accélérateurs, rend difficile l'étude d'éléments radioactifs, souvent produits à faible taux, dans des conditions de bas bruit de fond. En effet, à la radioactivité ambiante, provenant majoritairement de la décroissance de  $^{40}\text{K}$  présent dans les murs en béton, s'ajoute la contribution

des neutrons de spallation ( $E_n > 1$  MeV), créés lors de la fragmentation de la cible, et des neutrons thermiques ( $E_n \leq 1$  eV). Ces neutrons peuvent engendrer des réactions de capture radiative et de diffusion inélastique avec le sodium et l'iode constituant le cristal et avec les matériaux comme l'aluminium environnant le TAgS. Les réactions  $^{27}\text{Al}(n,\gamma)^{28}\text{Al}(\beta^-)^{28}\text{Si}$ ,  $^{23}\text{Na}(n,\gamma)^{24}\text{Na}(\beta^-)^{24}\text{Ne}$  ou encore  $^{127}\text{I}(n,\gamma)^{128}\text{I}(\beta^-)^{128}\text{Xe}$  peuvent avoir lieu et produire des photons plus ou moins énergétiques susceptibles d'être détectés par le scintillateur. Ainsi, le spectromètre TAgS est placé dans un blindage constitué de différentes épaisseurs de matériaux afin de limiter la pénétration et l'influence des neutrons sur les mesures futures.

La nature des diffusions (élastiques ou inélastiques) dépend de l'énergie des neutrons. Les neutrons rapides interagissent avec les atomes du milieu essentiellement par collisions élastiques au contraire des neutrons thermiques qui produisent des collisions inélastiques. Dans le cas de collisions élastiques, l'énergie maximale  $T_{max}$  transférée au milieu par un neutron incident d'énergie  $E_0$  s'écrit

$$T_{max} = \frac{4m_2}{(1+m_2)^2} E_0, \quad (\text{II.1})$$

où  $m_2$  est la masse de l'atome cible. On en déduit que le transfert d'énergie est maximal pour  $m_2 = 1$ , soit lorsque la cible est constituée d'atome d'hydrogène. Dans le cas de neutrons thermiques, ceux-ci peuvent être absorbés efficacement par l'isotope  $^{10}\text{B}$ , présent dans la nature avec une abondance isotopique de 20 %, lors de la réaction  $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$  dont la section efficace vaut 4000 barns.

Pour cette raison, le blindage accueillant le spectromètre est donc composé d'une épaisseur de 10 cm polyéthylène boré ( $\text{CH}_2 = \text{CH}_2$ ) contenant 5 % en masse de bore naturel, de 5 cm de plomb, de 2 cm de cuivre et de 2 cm d'aluminium comme le montre la figure II.4. Les trois dernières épaisseurs sont dédiées à minimiser le bruit de fond ambiant dû aux photons relatifs à la radioactivité naturelle ou consécutifs à une interaction neutron-matière.

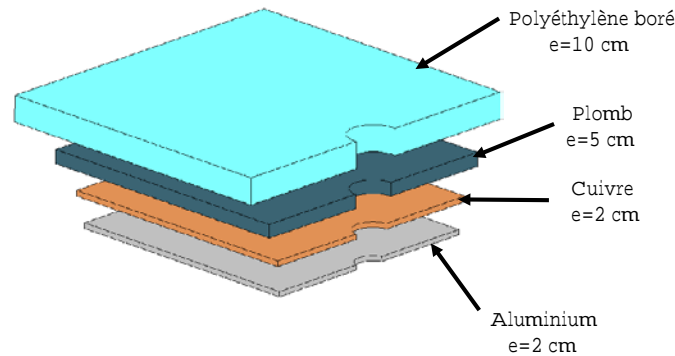


FIG. II.4 – Vue des différentes épaisseurs constituant le blindage du spectromètre TAgS.

Des calculs de simulation Monte-Carlo, reposant sur le code de simulation neutronique MCNPX 2.2.3 [64], ont été effectués [65] afin de juger de l'efficacité du blindage. Les résultats

sont regroupés dans le tableau II.1 qui montre le coefficient de transmission  $C$  défini comme

$$C = \frac{N}{N_0}, \quad (\text{II.2})$$

où  $N_0$  est le nombre initial de neutrons dans le faisceau et  $N$  ce même nombre après la traversée du blindage. Dans ce tableau est également présentée la proportion de photons produits avec une énergie supérieure à 100 keV lors des interactions entre un neutron incident et les différents matériaux constituant la protection.

Energie des neutrons	Coefficient de transmission C	Nombre de photons produits
1 MeV	$8, 6.10^{-2} \pm 0, 9.10^{-2}$	$2, 9.10^{-5} \pm 0, 2.10^{-5}$
100 keV	$4, 3.10^{-3} \pm 0, 2.10^{-3}$	$2, 8.10^{-6} \pm 0, 6.10^{-6}$
10 keV	$6, 7.10^{-4} \pm 0, 4.10^{-4}$	$8, 8.10^{-7} \pm 1, 4.10^{-7}$
1 keV	$1, 4.10^{-4} \pm 0, 1.10^{-4}$	$5, 8.10^{-7} \pm 1, 2.10^{-7}$
100 eV	$1, 5.10^{-5} \pm 0, 4.10^{-5}$	$3, 3.10^{-7} \pm 0, 5.10^{-7}$
10 eV	$1, 8.10^{-7} \pm 0, 5.10^{-7}$	$3, 30.10^{-7} \pm 0, 06.10^{-7}$
1 eV	$< 5, 0.10^{-8}$	$3, 0.10^{-7} \pm 0, 1.10^{-7}$

TAB. II.1 – *Coefficient de transmission C du blindage et proportion de photons produits avec une énergie supérieure à 100 keV par interaction avec le blindage [65]. La trajectoire initiale des neutrons incidents est perpendiculaire à la paroi du blindage.*

D'après la seconde colonne du tableau II.1, nous pouvons constater que ce blindage s'avère extrêmement efficace pour des neutrons d'énergie inférieure à 100 keV puisque le coefficient de transmission varie entre 0,43 % et  $5.10^{-6}$  %. En revanche, pour des neutrons d'énergie 1 MeV, la transmission est de 8,6 %, signifiant ainsi qu'une quantité non négligeable de neutrons est susceptible de traverser le blindage et d'interagir avec le spectromètre TAGS.

La figure II.5 de gauche montre la répartition dans le plan (x,z) de ces neutrons transmis. Une certaine proportion n'interagit pas avec le milieu et traverse donc l'épaisseur sans perte d'énergie. L'autre contribution représente les neutrons diffusés et se localise majoritairement dans une région qui s'étend sur une dizaine de centimètres au-delà de la plaque d'aluminium. A titre comparatif, la figure II.5 de droite représente la pénétration d'un faisceau de neutron d'énergie 1 eV. On y voit très clairement que la totalité des neutrons est arrêtée dans le polyéthylène.

La troisième colonne du tableau II.1 chiffre le nombre de photons par neutron produits lors d'une interaction neutron-matière et ayant une énergie supérieure à 100 keV. Dans le cas de neutrons thermiques, la majeure partie de ces photons provient de la transition à 482 keV consécutive à la réaction  $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$ , mais également de la réaction de capture d'un neutron par l'hydrogène conduisant à un photon d'énergie 2,2 MeV. Pour des neutrons d'énergie plus importante, au-delà de quelques centaines de keV, les photons produits sont induits par diffusions inélastiques sur le plomb, le cuivre ou l'aluminium émettant dans ce dernier cas un photon de 1,78 MeV. La figure II.6 montre la répartition dans le plan (x,z)

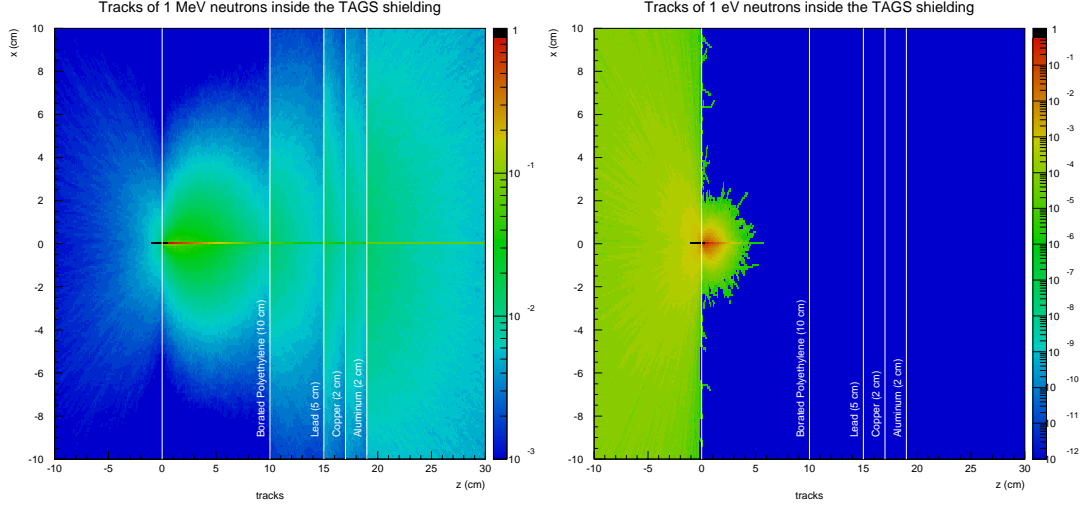


FIG. II.5 – Localisation dans le plan  $(x,z)$  du blindage des interactions de neutrons d'énergie de 1 MeV (gauche) et de 1 eV (droite) [65].

des photons produits par l'interaction de neutrons de 1 MeV avec le blindage. On s'aperçoit que les photons produits dans le polyéthylène sont arrêtés efficacement par le plomb et que la contribution majeure, après la plaque d'aluminium, provient effectivement des photons consécutifs à des collisions inélastiques avec le cuivre et l'aluminium. D'après la référence [65], les énergies des  $\gamma$  ainsi induits sont concentrées en dessous de 2 MeV et peuvent donc être présents dans la partie basse énergie des spectres TAGS.

Nous venons de voir, d'après les simulations exposées précédemment, que notre blindage s'avérait approprié pour s'affranchir de neutrons dont l'énergie n'excédait pas quelques centaines de keV. En revanche, pour des neutrons plus énergétiques, 10 cm de polyéthylène boré s'avèrent insuffisant pour thermaliser et finalement absorber la totalité d'un faisceau de neutrons de 1 MeV. Nous pouvons donc nous demander quelle est l'épaisseur de polyéthylène nécessaire à la thermalisation de neutrons d'une telle énergie. Pour cela, nous définissons le nombre de neutrons à la profondeur  $z$  dans le polyéthylène comme

$$N(z) = N_0 e^{-n_A \sigma_S z}, \quad (\text{II.3})$$

où  $N_0$  est le nombre initial de particules,  $n_A$  la densité atomique du milieu ralentisseur et  $\sigma_S$  la section efficace de diffusion des neutron dans ce même milieu.

Le libre parcours moyen se définit comme étant la distance moyenne parcouru par le neutron entre deux collisions et se met sous la forme

$$\lambda_S = \frac{\int z dN}{\int dN} = \frac{1}{n_A \sigma_S}. \quad (\text{II.4})$$

Il est également possible de définir le nombre moyen de collisions  $\bar{n}(E_n, E_{th})$  aux termes



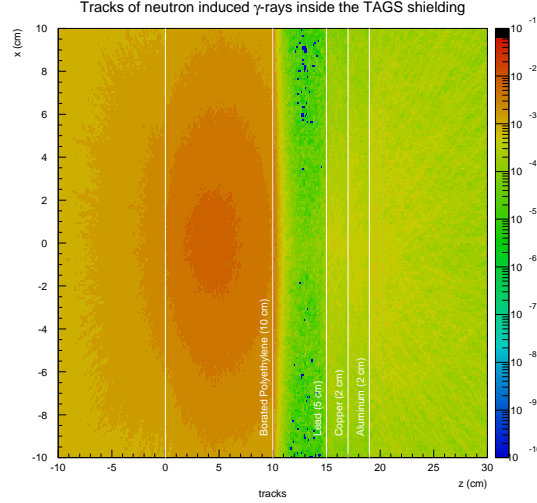


FIG. II.6 – Localisation dans le plan  $(x,z)$  du blindage des photons induits par des neutrons de 1 MeV [65].

desquelles un neutron d'énergie initiale  $E_n$  aura une énergie  $E_{th}$  [66]

$$\bar{n}(E_n, E_{th}) = \frac{(1 + m_2)^2}{2m_2} \ln \frac{E_n}{E_{th}}. \quad (\text{II.5})$$

En considérant que les neutrons ne peuvent diffuser que sur des atomes d'hydrogène, la longueur d'arrêt  $L_S$  s'écrit [66]

$$L_S = \sqrt{\lambda_S^2 \bar{n}(E_n, E_{th})}. \quad (\text{II.6})$$

Pour des neutrons de 1 MeV, la section efficace de diffusion sur l'hydrogène vaut  $\sigma_S = 4,25$  barns [67]. Le nombre d'atomes d'hydrogène par unité de volume dans le polyéthylène est  $n_A = 8,17 \cdot 10^{22}$ . La longueur d'arrêt nécessaire pour thermaliser ( $E_{th} = 0,025$  eV) des neutrons de 1 MeV vaut alors

$$L_S = \sqrt{\frac{1}{4,25 \cdot 10^{-24} \times 8,17 \cdot 10^{22}} \ln \frac{1 \cdot 10^6}{0,025}} = 12 \text{ cm}. \quad (\text{II.7})$$

En prenant  $\sigma_S = 2,8$  barns pour des neutrons de 2 MeV, cette longueur d'arrêt passe à  $L_S = 18,6$  cm et à  $L_S = 60,5$  cm pour des neutrons de 10 MeV avec  $\sigma_S = 0,9$  barns.

Ces simples calculs, négligeant la possibilité pour des neutrons de diffuser sur les atomes de carbone, nous montrent, au-delà des valeurs numériques, l'évolution de l'épaisseur de polyéthylène en fonction de l'énergie des neutrons. Nous voyons ainsi que les 10 centimètres présents sont proches de la longueur d'arrêt pour des neutrons de 1 MeV, résultat cohérent avec une transmission de 8,6 % provenant de la simulation Monte-Carlo. En revanche, pour des énergies supérieures, il est nécessaire d'augmenter de manière conséquente cette épaisseur.

La photographie présentée sur la figure II.7 illustre le spectromètre TAgS installé dans son blindage dont on distingue la couche de polyéthylène boré caractérisée par sa couleur blanche. Au bas de la photographie, nous pouvons distinguer la ligne de faisceau par laquelle arrive l'activité délivrée par le séparateur.

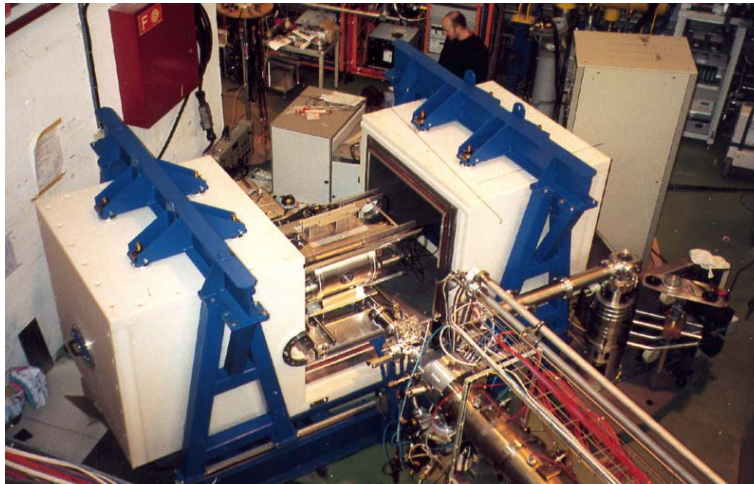


FIG. II.7 – Photographie du spectromètre TAgS installé dans son blindage auprès du séparateur de masse ISOLDE/CERN. Au bas de la photographie apparaît la ligne de faisceau par laquelle arrive l'activité délivrée par le séparateur.

A l'aide des premières acquisitions effectuées une fois le spectromètre installé dans son blindage, nous avons pu comparer les spectres recueillis lorsque celui-ci était ouvert et fermé. Nous pouvons voir sur les distributions en énergie présentées sur la figure II.8 que le bruit de fond présente une importante contribution à basse énergie ainsi qu'un pic d'énergie 1460 keV correspondant à la décroissance de  $^{40}\text{K}$ . La contribution à basse énergie peut vraisemblablement être imputée aux particules secondaires (muons, pions, électrons, positrons, ...) créées lors de l'interaction de rayonnements cosmiques primaires (ions, particules chargées) avec la haute atmosphère. Cette contribution se trouve considérablement réduite lorsque le blindage se trouve fermé, l'activité totale détectée par le TAgS passant de 3,5 kHz à 1,1 kHz. Les trois pics présents à 1760 keV, 2180 keV et 2600 keV se trouvent également atténués de façon significative. Cependant, le blindage ne semble avoir aucune influence sur la transition à 1460 keV, la quantité d'événements détectés restant sensiblement la même. Cela signifie que la globalité de l'activité liée à  $^{40}\text{K}$  provient du cristal de iodure de sodium lui-même et des fenêtres en quartz par lesquelles sont couplés le scintillateur et les photomultiplicateurs. Cette constatation, confirmée par la société *Saint-Gobain Crystals and Detectors*, s'explique notamment par les difficultés à séparer chimiquement les deux alcalins que sont le sodium et le potassium lors du processus de pousse du cristal.

Ce nouveau spectromètre à absorption totale ainsi que le blindage présenté ci-dessus sont installés dans le hall ISOLDE au CERN depuis le mois d'avril 2001. Une nouvelle ligne de faisceau (ligne RC3) a été spécialement construite pour le couplage de cet équipement au

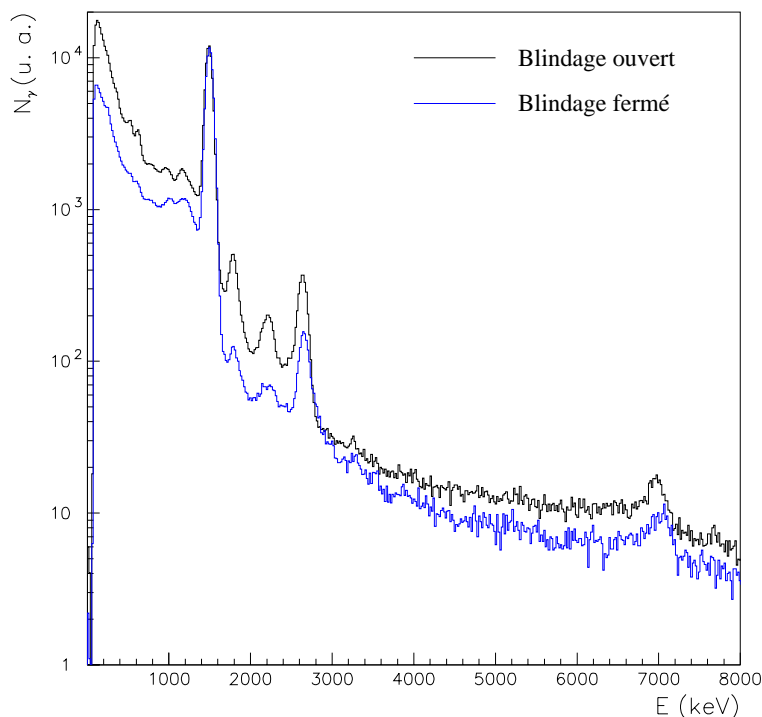


FIG. II.8 – Distributions en énergie relatives au bruit de fond ambiant obtenues avec le spectromètre TAGS lorsque le blindage est ouvert et fermé.

séparateur de masse.

## II.4 Efficacités de détection et résolution en énergie

### II.4.1 Les performances du cristal

Les acquisitions effectuées lors de la réception du cristal en mars 2001 nous ont permis de recueillir avec des sources de  $^{60}\text{Co}$  et de  $^{137}\text{Cs}$  les premiers spectres en énergie. Ces spectres qui sont présentés sur la figure II.9 sont soustraits de la contribution du bruit de fond. Les efficacités expérimentales ont été évaluées pour la transition à 662 keV, pour laquelle 83 % des évènements sont situés dans le pic pleine énergie, issue de la désexcitation de l'état de même énergie dans  $^{137}\text{Ba}$  et pour celle résultant de la détection simultanée des deux photons d'énergie 1173 keV et 1332 keV désexcitant le noyau  $^{60}\text{Ni}$ . En effet, les énergies relativement proches des deux transitions  $\gamma$  dans ce noyau ne permet pas d'accéder à leur efficacité de détection. D'après les valeurs regroupées dans le tableau II.2 de gauche, nous pouvons constater l'excellent accord entre les efficacités simulées et celles déterminées expérimentalement.

Si les cristaux de grande taille possèdent des efficacités de détection intéressantes, il est néanmoins reconnu que leur résolution en énergie (Full Width Half Maximum) peut en être

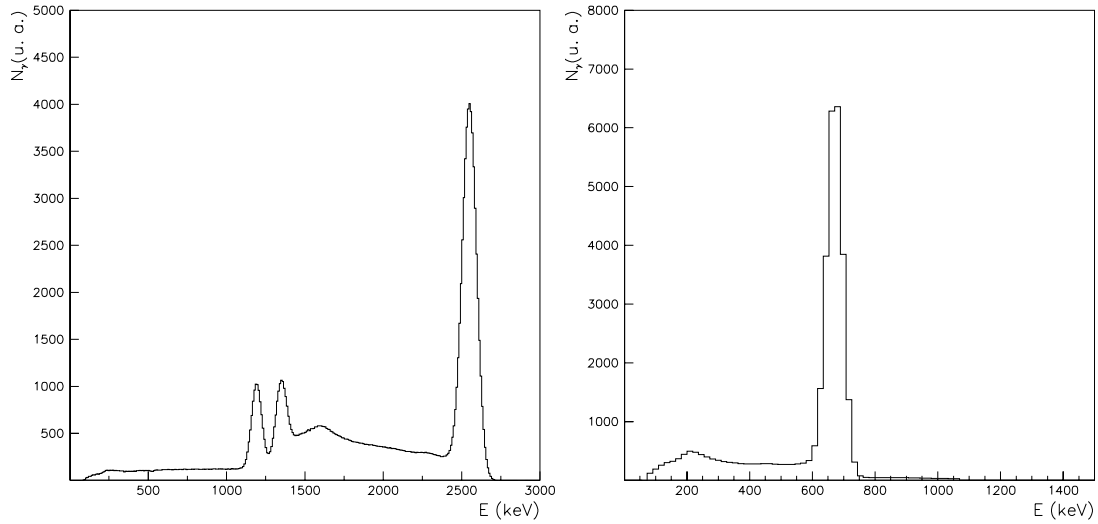


FIG. II.9 – Spectre en énergie recueilli avec le spectromètre TAgS pour une source de  $^{60}\text{Co}$  (gauche) et de  $^{137}\text{Cs}$  (droite).

affectée. En effet, une mauvaise collection de lumière due à de mauvaises réflexions sur les parois du cristal peut être à l'origine d'un tel phénomène [58]. Pour le spectromètre TAgS, nous avons pu déterminer une largeur à mi-hauteur de 7,1 % pour une énergie de 662 keV et de 5,7 % et 5,4 % pour les transitions à 1173 keV et 1332 keV respectivement, comme indiqué dans le tableau II.2 de droite. La source de  $^{60}\text{Co}$  utilisée était collimatée afin de réduire au maximum la contribution du fond Compton.

	Efficacité photopic		Energie	FWHM
	Expérience	Simulation		
662 keV	$0,83 \pm 0,01$	0,81	662 keV	7,1%
2505 keV	$0,45 \pm 0,01$	0,43	1173 keV	5,7%
			1332 keV	5,4%

TAB. II.2 – Gauche : efficacités photopics expérimentales et simulées du spectromètre TAgS pour des énergies de 662 keV et 2505 keV. Droite : résolution en énergie exprimée en pourcentage du spectromètre TAgS pour des énergies de 662 keV, 1173 keV et 1332 keV.

### II.4.2 Efficacités en configuration expérimentale

Dans la configuration expérimentale où les compteurs additionnels décrits au paragraphe II.2 sont inclus au dispositif de détection, nous avons calculé au moyen de simulations Monte-Carlo les efficacités totales et photopics du spectromètre pour différentes énergies  $\gamma$ . Ces valeurs sont représentées sur la figure II.10 respectivement sous forme de triangles et de carrés. A titre de comparaison, les efficacités photopics à 1 MeV et à 4 MeV du premier

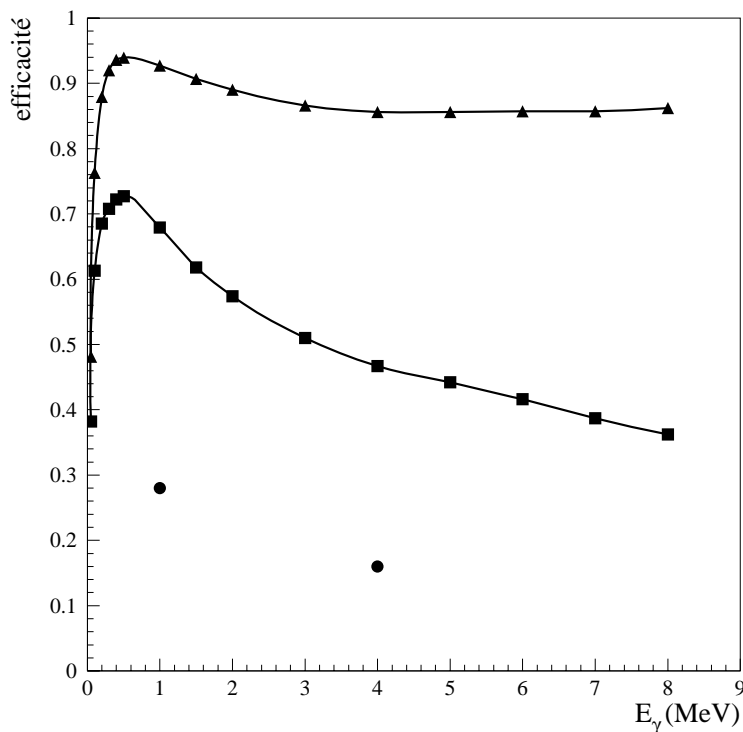


FIG. II.10 – Efficacités  $\gamma$  totales (triangles) et photopics (carrés) du spectromètre TAgS en configuration expérimentale. Les efficacités photopics du premier spectromètre à absorption totale utilisé par C. L. Duke *et al.* sont représentées sous forme de cercles.

spectromètre à absorption totale utilisé par C. L. Duke *et al.* ont également été incluses sur cette figure sous forme de cercles. Les dimensions du TAgS ont ainsi conduit à un gain dans l'efficacité d'un facteur 3 à 4 MeV. Le tableau II.3 regroupe quant à lui les efficacités du

Energie (keV)	Efficacité photopic		Efficacité totale	
	Cluster Cube	TAgS	Cluster Cube	TAgS
1333	0,175	0,634	0,464	0,915
4000	0,082	0,467	0,389	0,856

TAB. II.3 – Comparaison des efficacités  $\gamma$  totales et photopics d'un détecteur constitué de six clusters de germanium et du spectromètre TAgS en configuration expérimentale pour des énergies de 1333 keV et 4000 keV.

spectromètre à des énergies de 1,33 MeV et de 4 MeV et les compare à celles concernant un détecteur constitué de six clusters de germanium de type Euroball (Cluster Cube). Ces chiffres montrent ainsi l'avantage que présente, sur une gamme d'énergie assez conséquente, un spectromètre à absorption totale constitué d'un cristal de iodure de sodium par rapport à un système de détection classique. Même si la résolution en énergie est de moins bonne

qualité que dans le cas de compteurs au germanium, celle-ci reste néanmoins suffisante pour la détermination des alimentations  $I_\beta$ .

## II.5 Réponse d'un cristal de iodure de sodium

### II.5.1 Propriétés d'un cristal de iodure de sodium

Dans les années 70, les cristaux de NaI activés au thallium étaient les scintillateurs inorganiques les plus employés en spectroscopie  $\gamma$  et  $X$  du fait de leur efficacité de scintillation élevée et de leur haut coefficient d'absorption pour le rayonnement  $\gamma$ . Le iodure de sodium est un matériau très hygroscopique qui peut se détériorer par absorption d'humidité s'il reste à l'air libre; les détecteurs ainsi constitués sont, en général, présentés dans des conteneurs hermétiques. La réalisation de cristaux de tailles conséquentes, comme le TAgS, peut se faire par assemblage de scintillateurs de tailles plus modestes ou par usinage d'un monocristal. Il s'agit là d'une opération délicate car le iodure de sodium reste relativement sensible aux chocs mécaniques et thermiques. La réponse en énergie de ces cristaux, scintillant dans une

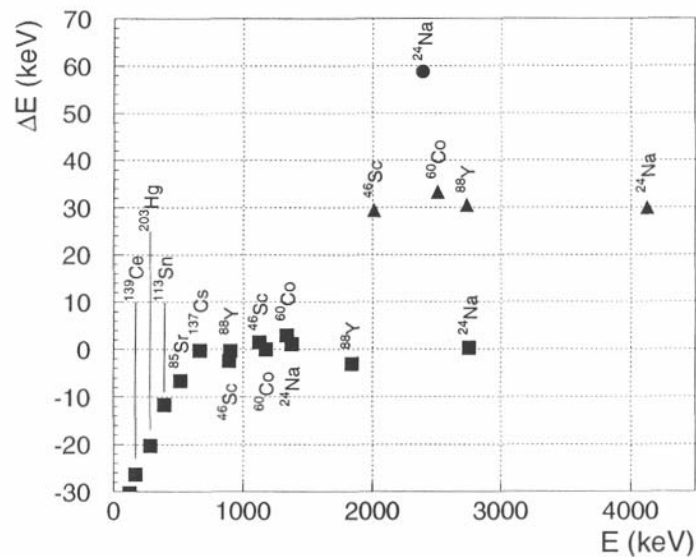


FIG. II.11 – *Déviations en énergie des pics correspondant à des transitions de multiplicité une (carrés), deux (triangles) et trois (cercles) par rapport à une calibration obtenue avec des raies de multiplicité une [53].*

gamme de longueurs d'ondes proches du visible (410 ~ 415 nm) a fait l'objet de nombreuses études. Au début des années 60, il a été démontré que le phénomène de scintillation n'était pas strictement proportionnel à l'énergie [51][52]. Il a été en effet observé un déplacement des pics correspondant à la sommation des énergies déposées par une cascade de plusieurs photons par rapport à la position des pics issus de la détection d'un seul photon. La déviation

en énergie constatée est illustré sur la figure II.11 [53] où est montrée la déviation en énergie par rapport à une calibration effectuée à partir de raies simples, pour différentes transitions de multiplicité un, deux ou trois. Les transitions simples présentent évidemment une déviation nulle alors que celles correspondant à la détection simultanée de deux photons se trouvent décalées d'environ 30 keV par rapport à leurs positions attendues avec la calibration. Dans la cas de  $^{24}\text{Na}$ , la transition de multiplicité trois est décalée de 60 keV. La déviation négative observée pour des énergies inférieures à 600 keV est due à une non-linéarité de la chaîne électronique. Ce phénomène est une conséquence de la non-proportionnalité de la production

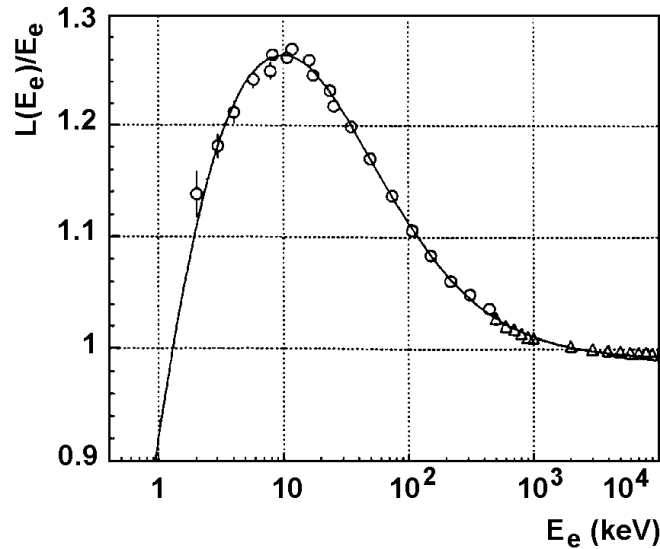


FIG. II.12 – Quantité de lumière relative produite par l'absorption totale d'électrons d'énergie  $E_e$ . Les valeurs du rapport  $L(E_e)/E_e$  proviennent de la référence [55] pour des énergies inférieures à 500 keV (cercles) et de la référence [54] pour des énergies supérieures (triangles).

de lumière avec l'énergie pour les électrons secondaires générés par l'interaction des photons avec la matière. La figure II.12 montre la réponse d'un cristal de NaI, en terme de quantité de lumière produite, à des électrons d'énergie  $E_e$  totalement absorbés [53]. Les valeurs pour les énergies supérieures à 500 keV sont issues de la référence [54] et de la référence [55] pour des énergies inférieures. On peut constater que la quantité de lumière produite possède un comportement quasi-linéaire pour des énergies supérieures à 100 keV

$$L \propto E_e + 11,5 \text{ keV.} \quad (\text{II.8})$$

En revanche, pour des valeurs inférieures, ce comportement est très différent. Cette réponse d'un cristal de NaI à l'absorption totale d'électrons peut être décrite, indépendamment du volume et de la géométrie par la fonction analytique [53]

$$\frac{L}{E_e} = \frac{a_1(1 - e^{-a_2 E_e}) + a_3 E_e + a_4 E_e^2}{a_5 + a_6 E_e + a_7 E_e^2} \quad (\text{II.9})$$

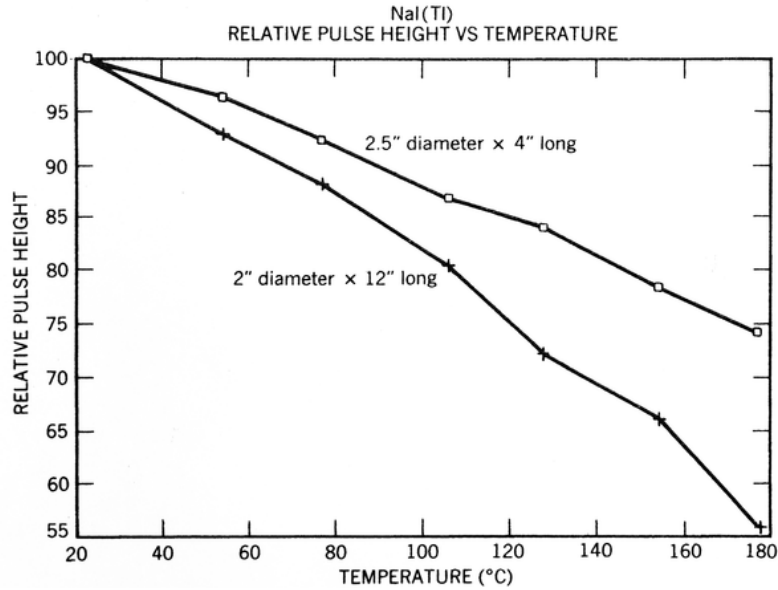


FIG. II.13 – Influence de la température sur la quantité de lumière produite dans deux cristaux de NaI.

où les coefficients  $a_i$  ( $i=1, \dots, 7$ ) prennent respectivement les valeurs 1,6(2), 0,058(8), 0,580(4), 0,00490(2), 0,25(2), 0,479(4) et 0,00494(2).

La relation II.8 peut nous permettre d'éclaircir la situation concernant les effets de somme dans un cristal de iodure de sodium. En effet, considérons un photon d'énergie  $E_1$  pénétrant dans un milieu composé de NaI et subissant, en moyenne,  $n$  diffusions Compton avant d'être totalement absorbé. Chaque diffusion produit alors un électron secondaire qui contribue à une production de lumière suivant le comportement linéaire de la courbe illustrée par la figure II.12, si l'énergie de ce dernier est supérieure à 100 keV. Conformément à la relation II.8, la lumière produite est excédentaire d'environ 11,5 keV par rapport à son énergie  $E_e$ . En conséquence, la quantité de lumière recueillie lors de l'interaction du photon présente un "surplus" de  $n \times 11,5$  keV par rapport à un comportement strictement proportionnel de la scintillation avec l'énergie. On comprend alors aisément que cet excédent de lumière est doublé par la détection simultanée de deux photons d'énergie  $E_2$  et  $E_3$  telles que  $E_2 + E_3 = E_1$ . De plus, ce comportement atypique de la scintillation va introduire la présence d'un variance supplémentaire au processus de détection. En effet, l'énergie  $E_\gamma$  des photons incidents va se répartir sur un ou plusieurs électrons secondaires, qu'il s'agisse de photoélectrons d'énergie bien définie ou d'électrons Compton dont l'énergie vaut

$$E_e = mc^2 - E_\gamma - E'_\gamma \quad (\text{II.10})$$

où  $E'_\gamma$  est l'énergie du photon diffusé qui s'exprime en fonction de l'angle de diffusion  $\theta$

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{mc^2}(1 - \cos \theta)}. \quad (\text{II.11})$$



Ainsi, l'angle  $\theta$  déterminant l'énergie de l'électron Compton, la lumière produite par un flux de photons monoénergétiques peut être différente pour chacun et va donc se distribuer autour d'une valeur moyenne. De nombreuses études [56] [57] ont déjà montré l'influence de la non-linéarité de la scintillation en fonction de l'énergie des électrons secondaires sur la résolution. D'autres phénomènes sont bien entendu liés à cette résolution, comme la nature statistique de la collection de charge ou le bruit électronique.

La figure II.13 [58] montre l'influence de la température sur la production de lumière pour deux cristaux de NaI de taille différente. On y voit nettement que l'amplitude du signal diminue lorsque la température augmente. En conséquence, l'emploi de scintillateurs doit se faire dans des conditions de température constante afin d'éviter une dérive du signal.

## II.5.2 L'empilement électronique

### II.5.2.1 Le problème

L'empilement électronique apparaît lorsque deux signaux, provenant par exemple de deux décroissances radioactives distinctes, sont délivrés par le détecteur dans un intervalle de temps restreint. Bien qu'il soit présent dès le début de la chaîne électronique, c'est-à-dire dès la sortie des photomultiplicateurs, le phénomène peut être décrit plus aisément en sortie de l'amplificateur. Dans un spectre, la présence à haute énergie d'excitation de quelques coups peut être interprétée comme étant directement liée à l'alimentation d'un niveau nucléaire. Ainsi, l'empilement électronique, dont la principale conséquence est la présence d'évènements fortuits dans les spectres [58], est reconnu depuis de nombreuses années pour être une source d'erreurs dans l'intensité des spectres et notamment pour des énergies proches de  $Q_{EC}$ . En effet, à de telles énergies, la moindre contribution non physique de l'empilement est convertie en une grande quantité de force  $\beta$ , l'intégrale de la fonction de Fermi tendant vers 0 (éq. I.22). Dans le cas du spectromètre TAgS, les signaux des huit dynodes sont sommés et

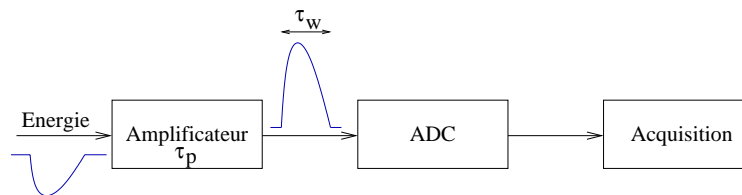


FIG. II.14 – La somme des signaux énergie des huit dynodes est envoyée dans un amplificateur caractérisé par sa constante  $\tau_p$ , appelée temps de montée des signaux. Le signal après amplification possède une largeur  $\tau_w$  et est acheminé vers un ADC pour être finalement traité par le système d'acquisition.

le signal résultant est mis en forme par un amplificateur qui est caractérisé par son temps de montée  $\tau_p$  défini par l'utilisateur. Le signal, en sortie, possède une largeur  $\tau_w$  et est envoyé vers un ADC (Analogic to Digital Converter) comme le montre la figure II.14. Ce module détecte, à l'intérieur de sa fenêtre d'analyse  $\tau_a$ , le premier maximum de l'amplitude du signal

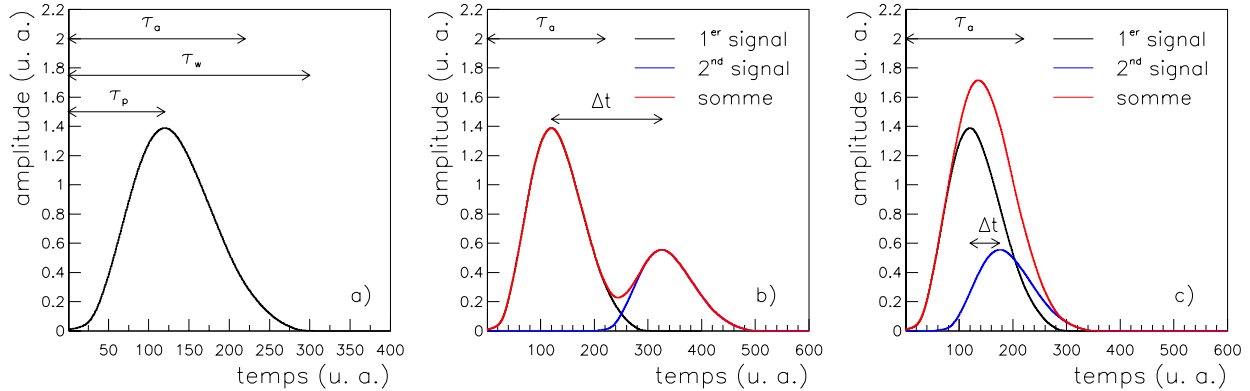


FIG. II.15 – a) : un seul signal, caractérisé par sa largeur  $\tau_w$  et son temps de montée  $\tau_p$ , arrive dans la fenêtre d'analyse de largeur  $\tau_a$ ; son amplitude est correctement assigné au canal  $k$ . b) : les deux signaux arrivent dans un intervalle de temps  $\Delta t$  supérieure à  $\tau_p$  et seul le maximum correspondant au premier sera converti par l'ADC; cet évènement n'est pas considéré comme de l'empilement. c) : les deux signaux arrivent dans un intervalle de temps  $\Delta t$  inférieure à  $\tau_p$  et le maximum correspondant à la somme des deux signaux sera converti; cet évènement est considéré comme de l'empilement électronique d'ordre 1.

et le convertit en une donnée binaire. Un signal non empilé (fig. II.15 a) aura son maximum d'amplitude  $k$  codé et correctement assigné au canal correspondant dans le spectre. Si l'on considère maintenant l'éventualité que deux signaux peuvent s'additionner, deux situations peuvent être envisagées. Si le temps  $\Delta t$  séparant les deux maxima d'amplitude est supérieur au temps de montée  $\tau_p$  d'un signal (fig. II.15 b), l'amplitude codée dans la fenêtre d'analyse  $\tau_a$  correspondra à celle du premier signal et sera convenablement assignée à son canal dans le spectre en énergie. Ce cas de figure n'est pas considéré comme de l'empilement puisque le maximum du premier signal n'est pas altéré. *A contrario* lorsque  $\Delta t$  est inférieur à  $\tau_p$  (fig. II.15 c), le maximum de l'amplitude codée correspondra alors au signal non physique résultant de la somme des deux et restera malgré tout affecté au canal  $k$ . Nous sommes alors en présence d'empilement d'ordre 1.

On comprend alors aisément que le phénomène d'empilement électronique, présent sur toute la gamme en énergie, puisse s'étendre au-delà de l'énergie disponible au cours d'une décroissance. La figure II.16 présente les spectres obtenus avec le TAgS et relatifs aux décroissances des sources de  $^{60}\text{Co}$  ( $Q_\beta = 2824$  keV) et  $^{22}\text{Na}$  ( $Q_{EC} = 2842$  keV), une fois la contribution du bruit de fond soustraite. Les taux de comptage du spectromètre dans ces deux cas étaient respectivement de 3 kHz et 2 kHz montrant par ainsi la présence des effets d'empilement même lorsque l'activité reste peu importante.

### II.5.2.2 La méthode de correction

Dans le but d'obtenir une distribution de force de transition  $\beta$  correcte, il apparaît de la première importance de corriger les spectres en énergie obtenus avec le TAgS des distorsions

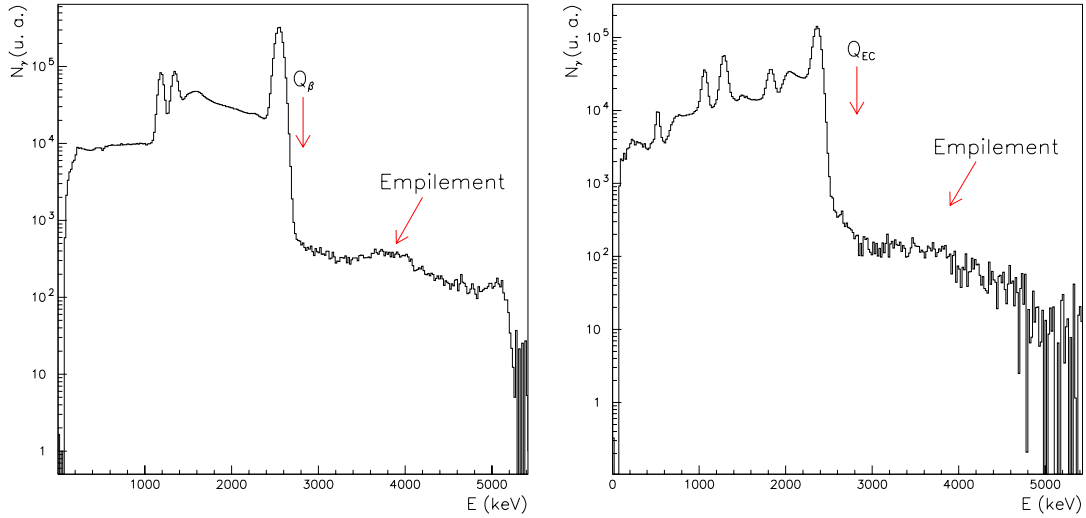


FIG. II.16 – Spectre en énergie mesurés avec la source de  $^{60}\text{Co}$  (gauche) et de  $^{22}\text{Na}$  (droite). Au-delà du bilan de réaction  $Q_\beta$  ou  $Q_{EC}$ , la statistique ne correspond qu'à la partie appréciable du phénomène d'empilement.

liées au phénomène d'empilement électronique. Pour cela, une méthode basée sur l'utilisation de la forme réelles du signal délivrée par l'amplificateur a été développée récemment [68]. Nous nous proposons d'en présenter ici la teneur et d'en expliquer les bases.

La contribution produite par l'empilement de deux signaux au canal  $k$  d'un spectre peut se calculé à partir de la formule

$$n_k = P_{acq} N \sum_{i=1}^{c_{max}} \sum_{j=1}^{c_{max}} P_i P_j P_{ijk}, \quad (\text{II.12})$$

où  $P_i$  ( $P_j$ ) représente la probabilité d'avoir un coup au canal  $i$  ( $j$ ) et  $c_{max}$  le nombre de canaux du spectre enregistré. Le terme  $P_{ijk}$  représente, quant à lui, la probabilité que les deux signaux d'amplitude  $i$  et  $j$  s'empilent fortuitement pour donner un coup au canal  $k$ . Nous supposons que le canal  $k$  contient tous les signaux dont l'amplitude est comprise entre les valeurs entière  $k - 1$  et  $k$ . Les sommations s'étendent sur toute la gamme du spectre afin de prendre en compte toutes les combinaisons  $(i, j)$  susceptibles de contribuer au canal  $k$ .  $N$  est le nombre total de signaux arrivant à l'ADC et  $P_{acq}$  définit la probabilité que le système d'acquisition enregistre un évènement. Cette quantité se met sous la forme

$$P_{acq} = \frac{t_{mesure} - t_{mort}}{t_{mesure}}, \quad (\text{II.13})$$

où  $t_{mesure}$  désigne la durée totale de l'acquisition et  $t_{mort}$  le temps total durant lequel cette acquisition est occupée à traiter l'information.

La probabilité  $P_n(t)$  de trouver  $n$  évènements dans un intervalle de temps  $t$  durant lequel

il devrait y avoir en moyenne  $\alpha t$  suit la loi de Poisson [69], On peut alors écrire

$$P_n(t) = \frac{(\alpha t)^n}{(n)!} e^{-\alpha t}, \quad (\text{II.14})$$

où  $\alpha$  est le taux de comptage. La probabilité  $P_1(t)$  d'avoir un nouveau signal apparaissant dans l'intervalle de temps  $dt$  est simplement  $\alpha dt$ . Dans ces conditions, la probabilité de n'avoir aucun évènement dans l'intervalle  $t$  et un nouvel évènement dans l'intervalle  $t + dt$  se met sous la forme

$$dP(t) = P_0(t)\alpha dt \quad (\text{II.15})$$

et nous permet de définir ainsi la probabilité pour que deux évènements soient séparé d'un intervalle  $t$

$$dP(t) = \alpha e^{-\alpha t} dt. \quad (\text{II.16})$$

En considérant l'intervalle  $[t_{ijk-1}, t_{ijk}]$  comme la différence de temps séparant l'arrivée des deux signaux d'amplitude  $i$  et  $j$  susceptibles de s'empiler pour donner un nouveau signal dont la hauteur contribuera entre les canaux  $k - 1$  et  $k$ , on peut alors intégrer la relation II.16 afin de calculer la probabilité  $P_{ijk}$

$$P_{ijk} = \int_{t_{ijk-1}}^{t_{ijk}} \alpha e^{-\alpha t} dt = e^{-\alpha t_{ijk-1}} - e^{-\alpha t_{ijk}}. \quad (\text{II.17})$$

Nous avons mentionné auparavant que deux signaux étaient susceptibles de s'empiler lorsqu'ils se situaient dans un intervalle de temps inférieur à  $\tau_p$  qui est de l'ordre de la microseconde. En se limitant à des taux de comptage inférieurs à 10 kHz, les produits  $\alpha t_{ijk-1}$  et  $\alpha t_{ijk}$  restent largement inférieurs à 1, nous permettant ainsi de réécrire l'équation II.17 sous la forme

$$P_{ijk} = \alpha(t_{ijk-1} - t_{ijk}) \equiv \alpha \Delta t_{ijk}. \quad (\text{II.18})$$

Le calcul de la probabilité  $P_{ijk}$  se réduit donc à la détermination de l'intervalle de temps  $\Delta t_{ijk}$  qui dépend uniquement de la forme du signal. Ainsi, la méthode utilisée pour notre travail repose sur l'emploi de la forme réelle du signal. Bien que des expressions analytiques existent dans le cas de signaux idéaux (forme parabolique, sinusoïdale, ...) [70], le terme  $\Delta t_{ijk}$  doit être calculé numériquement dans notre situation. Pour chaque couple  $(i, j)$ , le signal d'amplitude  $j$  est déplacé de  $\Delta t$  dans l'intervalle  $[0, \tau_p]$  par rapport au signal d'amplitude  $i$ . Pour chaque déplacement, le premier maximum est alors déterminé. Lorsque son amplitude dépasse une valeur entière  $k$ ,  $\Delta t_{ijk}$  est obtenu par interpolation linéaire entre les deux valeurs  $\Delta t$  l'encadrant. Cette situation est décrite par la figure II.17.

La contribution de l'empilement électronique du premier ordre dans un spectre contenant  $N$  évènements sans aucune condition sur un quelconque paramètre est

$$n_k = \sum_{i=1}^{c_{max}} \sum_{j=1}^{c_{max}} \frac{n_i}{N} \frac{n_j}{N} \frac{\alpha \Delta t_{ijk}}{\alpha \tau_p} = \sum_{i=1}^{c_{max}} \sum_{j=1}^{c_{max}} \frac{n_i}{N} \frac{n_j}{N} \frac{\Delta t_{ijk}}{\tau_p} \quad (\text{II.19})$$

où  $n_i$  ( $n_j$ ) est le nombre de coups au canal  $i$  ( $j$ ). Le terme  $n_i/N$  apparaît comme l'expression de  $P_i$ , prenant en compte le temps mort de l'acquisition. La présence du terme  $\alpha \tau_p$  assure la normalisation à 1 de  $P_{ijk}$ .

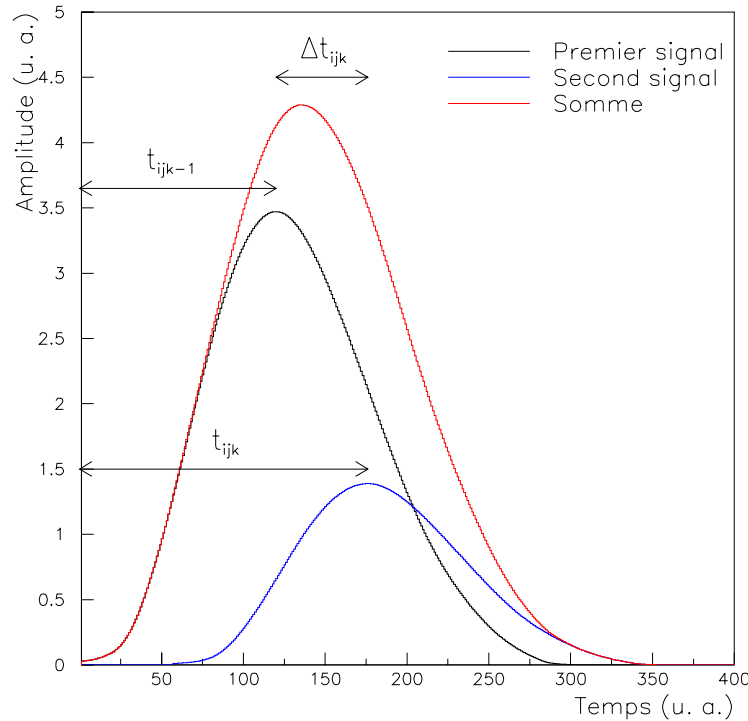


FIG. II.17 – *Principe de la correction : le signal bleu, d'amplitude 1,37, arrive à un instant  $t_{ijk}$  et le signal noir, d'amplitude 3,5, arrive à un instant  $t_{ijk-1}$ . Ces deux signaux s'empilent pour donner un signal fortuit, d'amplitude 4,28, qui est analysé et qui contribue au canal 4 du spectre en énergie. La valeur  $\Delta t_{ijk}$  est alors récupéré pour le calcul de  $P_{ijk}$ .*

Si l'on s'intéresse à des spectres conditionnés par un paramètre tel que l'énergie des positrons ou l'énergie déposée dans le germanium planaire, la contribution de l'empilement du premier ordre doit alors être calculé de la manière suivante

$$n_k = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^{c_{max}} \sum_{j=1}^{c_{max}} \left( \frac{n_i}{N} \frac{n_j^c}{N^c} + \frac{n_j}{N} \frac{n_i^c}{N^c} \right) \frac{\Delta t_{ijk}}{\tau_p} \quad (\text{II.20})$$

où  $n_i^c$  ( $n_j^c$ ) est le nombre de coups dans le canal  $i$  ( $j$ ) du spectre conditionné et  $N^c$  l'intégrale de ce spectre. Cette nouvelle formulation de l'empilement prend en compte le fait qu'un coup au canal  $k$  peut être dû à l'empilement d'un signal provenant d'un évènement conditionné avec n'importe quel autre type d'évènement pouvant être lié au bruit de fond ou à une autre décroissance.

### II.5.2.3 Correction des spectres TAgS

Ayant décrit, au cours du paragraphe précédent, les bases d'une méthode de correction de l'empilement électronique, nous allons à présent appliquer cette procédure à des spectres TAgS afin d'en tester la validité. Nous avons dans ce but recueilli les spectres en énergie non

conditionnés pour différentes sources radioactives et différents taux de comptage. Le signal arrivant aux portes de l'ADC a été digitalisé à l'aide d'un oscilloscope numérique. Il est caractérisé par son temps de montée  $\tau_p = 4,47\mu s$ . Les corrections ont été calculées, selon la formulation II.19, sur les spectres non soustraits de la contribution du bruit de fond. En effet, la contribution provenant de l'empilement d'un signal correspondant à un événement lié à la source et d'un autre correspondant à un événement provenant du bruit de fond doit être prise en compte. Le spectre unitaire alors calculé est normalisé, par une minimisation du  $\chi^2$ , sur la région du spectre soustrait du bruit de fond située au-delà de  $Q_\beta$  ou  $Q_{EC}$ . Le facteur de normalisation peut également être obtenu à l'aide d'une expression analytique [68]

$$N_{theo}^n = P_{acq} N e^{-\alpha\tau_p} (1 - e^{-\alpha\tau_p})^n, \quad (II.21)$$

où  $n$  est le degré d'empilement des signaux et  $P_{acq}N$  représente le nombre de coups dans le spectre non soustrait du bruit de fond. Le programme permet également de prendre en compte la possibilité pour trois signaux de s'empiler. Cette contribution ne peut être normalisée qu'en utilisant la formule II.21 avec  $n = 2$ . Dans le cas le plus défavorable d'un taux de comptage de 12,1 kHz, la proportion de ce type d'événements se chiffre à 0,25 %. Cette contribution reste donc tout à fait négligeable si l'on travaille à des taux de comptage inférieurs à 10 kHz. Ainsi, nous avons calculé la contribution de l'empilement du premier ordre pour des sources de  $^{22,24}\text{Na}$ ,  $^{60}\text{Co}$  et pour une source multi- $\gamma$ , composée de différents radioéléments ( $^{241}\text{Am}$ ,  $^{109}\text{Cd}$ ,  $^{57}\text{Co}$ ,  $^{139}\text{Ce}$ ,  $^{51}\text{Cr}$ ,  $^{113}\text{Sn}$ ,  $^{85}\text{Sr}$ ,  $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{88}\text{Y}$  et  $^{60}\text{Co}$ ). Les taux de comptage relevés variaient entre 2,2 et 12,1 kHz lors des différentes acquisitions. Les résultats sont présentés sur la figure II.18. Nous pouvons constater que les données expérimentales sont parfaitement reproduites par le calcul au premier ordre. La structure présente dans le spectre de  $^{60}\text{Co}$  à une énergie de 5 MeV qui provient de l'empilement d'un événement d'énergie 2,5 MeV avec lui-même est également reproduite aussi bien en position qu'en intensité. Il en est de même pour la source de  $^{24}\text{Na}$  avec une contribution à 5,6 MeV. Dans ce dernier cas, ce pic se trouve relativement proche de  $Q_\beta$  qui vaut 5,5 MeV et du niveau alimenté à 0,053 % situé à 5,2 MeV d'énergie d'excitation. L'excellente reproduction de cette contribution nous démontre la fiabilité de la méthode de correction et la nécessité de tenir compte du phénomène d'empilement dans une région qui reste critique dans la détermination de la force de transition  $\beta$ . Il apparaît néanmoins raisonnable de se placer dans des conditions de travail où le taux de comptage n'excède pas 5 à 6 kHz afin de limiter ce phénomène autant que possible et de pouvoir corriger sans ambiguïté les spectres TAgS qui seront ensuite exploités pour l'analyse.

## II.6 La technique d'analyse des données

Un des problèmes les plus couramment rencontré en physique expérimentale est l'extraction d'informations et des erreurs associées à partir d'un ensemble de mesures. Ainsi, lors d'études spectroscopiques par décroissance  $\beta$  d'espèces radioactives, l'information physique, dans notre cas la distribution des alimentations  $I_\beta$ , est principalement obtenue à partir de mesures à haute résolution en énergie. Une fois le schéma de décroissance établi, l'alimen-

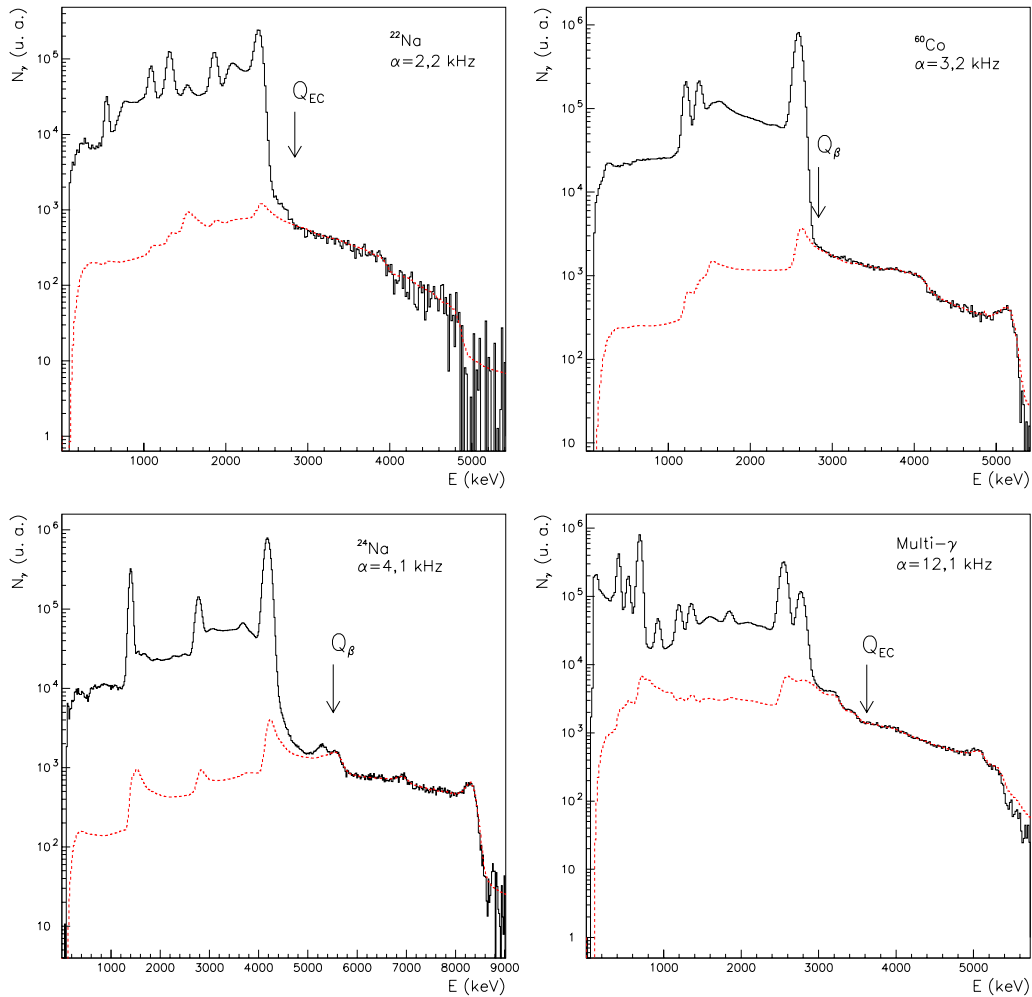


FIG. II.18 – Comparaison entre l'empilement électronique du premier ordre calculé (trait pointillé) et les spectres TAgS non conditionnés (trait plein) pour des sources de  $^{22,24}\text{Na}$ ,  $^{60}\text{Co}$  et pour une source multi- $\gamma$ .

tation  $I_\beta$  de chaque état se déduit en effectuant le bilan du nombre de photons provenant d'états situés à plus haute énergie et du nombre de photons le désexcitant. Cette technique basée sur l'identification des transitions  $\gamma$  présentes dans un spectre ne peut cependant être appliquée aux données issues d'un spectromètre à absorption totale. En effet, dans le cas d'un spectromètre idéal, c'est-à-dire possédant des efficacités de détection de 100 %, les intensités des raies observées dans les spectres en énergie devraient directement représenter le nombre de décroissances ayant procédé par les états nucléaires. Or, d'après les courbes d'efficacités de la figure II.10, il existe des probabilités non nulles de ne pas détecter tous les photons désexcitant un niveau et donc d'obtenir dans les spectres des contributions ne pouvant être directement reliées à l'alimentation d'un niveau. Ainsi, la technique d'analyse des données recueillies avec un spectromètre à absorption totale repose sur une relation de cause à effet

entre ces données  $\mathbf{d}$  et la distribution  $\mathbf{f}$  des alimentations de niveaux ( $\mathbf{f} \equiv NI_\beta$  où  $N$  est le nombre total de décroissances) [53]

$$\mathbf{d} = \mathbf{R} \cdot \mathbf{f}. \quad (\text{II.22})$$

$\mathbf{R}$  représente ici la fonction de réponse du détecteur. Cette expression peut être réécrite de manière plus explicite

$$d_i = \sum_{j=1}^{j_{max}} R_{ij} f_j \quad (i = 1, \dots, i_{max}) \quad (\text{II.23})$$

signifiant par ainsi qu'une donnée  $d_i$  présente au canal  $i$  d'un spectre TAGS peut résulter de l'alimentation  $f_j$  de plusieurs niveaux. Chaque élément de matrice  $R_{ij}$  représente la probabilité qu'une désexcitation du niveau  $j$  contribue au canal  $i$ . D'après la relation II.23, la connaissance d'une telle matrice est indispensable pour l'analyse des résultats et nous exposerons donc une méthode permettant de déterminer  $\mathbf{R}$  au paragraphe II.6.1.

Si dans certaines situations la relation entre la cause et l'effet permet de solutionner le problème par une simple inversion de matrice, l'extraction des alimentations  $\beta$  à partir d'un spectre TAGS ne peut malheureusement pas être obtenue de cette manière. En effet, si l'inverse de la matrice  $\mathbf{R}$  existe ( $\mathbf{R}$  est alors une matrice non singulière), plusieurs solutions, quelquefois non physiques, sont susceptibles de reproduire les données expérimentales au sens statistique du terme. De nombreuses approches permettant d'obtenir avec succès l'information désirée à partir d'un ensemble de mesures existent mais présentent toutes en commun la nécessité d'effectuer des hypothèses sur l'information dans le but d'arriver à un résultat. La nature de ces hypothèses conditionne évidemment la qualité et le degré de confiance de ce résultat. Nous présenterons donc dans la dernière partie une méthode permettant de résoudre la relation II.23 et d'accéder aux alimentations des états nucléaires.

### II.6.1 Construction de la matrice $\mathbf{R}$

La réponse  $\mathbf{R}_j$  du spectromètre à une désexcitation du niveau  $j$  alimenté au cours d'une décroissance dépend de la géométrie de celui-ci ainsi que de la nature des particules émises. En effet, il est possible d'observer, en plus de la contribution électromagnétique de la désexcitation impliquant photons et électrons de conversion interne, des électrons si l'on est en présence d'une décroissance  $\beta^-$ , des positrons dans le cas d'une décroissance  $\beta^+$  ou des rayons  $X$  dans le cas d'une décroissance par capture électronique. En considérant que la réponse  $q$  du spectromètre à la détection d'une particule d'énergie  $E$ , c'est-à-dire la distribution en énergie recueillie avec le détecteur, est indépendante de celle liée aux autres particules, la matrice  $\mathbf{R}$  peut être construite à partir des réponses individuelles. Si l'on désire exprimer  $q$  comme la somme des probabilités  $q_i$  d'interaction de la particule avec le cristal, il est nécessaire d'introduire un canal fictif 0 pour le cas où la particule ne déposerait pas d'énergie. En normalisant  $q$ , on peut alors écrire  $\sum_{i=0}^{i_{max}} q_i = 1$ . La réponse  $s$  à la détection simultanée de deux quantas d'énergie  $E$  et  $E'$  peut être obtenue en effectuant la convolution des deux réponses individuelles  $p$  et  $q$ . Au canal  $i$ , la réponse  $s_i$  est

$$s_i = p_i \otimes q_i = \sum_{k=0}^i p_{i-k} q_k. \quad (\text{II.24})$$



Cette expression permet de tenir compte de toutes les combinaisons  $(k, i - k)$  susceptibles de contribuer au canal  $i$ . Ainsi, par convolutions successives, il est possible de construire la matrice  $\mathbf{R}$  recherchée. Nous pouvons introduire les définitions suivantes

- $\mathbf{R}_j$  : réponse du détecteur à la désexcitation du niveau  $j$
- $\mathbf{r}_j$  : réponse du détecteur à la désexcitation purement radiative du niveau  $j$
- $\mathbf{g}_{jk}$  : réponse du détecteur à la transition  $\gamma$  entre le niveau  $j$  et le niveau  $k$
- $\mathbf{e}_{jk}^K, \dots$  : réponse du détecteur à l'émission d'électrons de conversion interne issus des couches K, ... au cours d'une transition entre les niveaux  $j$  et  $k$
- $\mathbf{b}_j^\pm$  : réponse du détecteur à l'émission d'électrons et de positrons
- $\mathbf{x}$  : réponse du détecteur à l'émission de rayons  $X$
- $b_{jk}$  : rapport d'embranchement de la transition du niveau  $j$  sur le niveau  $k$
- $\alpha_{jk}^{tot}, \alpha_{jk}^K$  : coefficients de conversion interne pour la transition entre le niveau  $j$  et le niveau  $k$

En posant, dans le cas particulier de l'état fondamental  $j = 0$ , que la réponse est  $r_0 = 1$ , la réponse  $r_j$  ( $j \geq 1$ ) à la désexcitation purement radiative du niveau  $j$  se met alors sous la forme

$$\mathbf{r}_j = \sum_{k=0}^{j-1} b_{jk} \mathbf{g}_{jk} \otimes \mathbf{r}_k. \quad (\text{II.25})$$

Le processus de conversion interne est pris en compte en remplaçant la réponse  $\mathbf{g}_{jk}$  par le terme  $\mathbf{g}_{jk}^{conv}$  défini par

$$\mathbf{g}_{jk}^{conv} = \frac{1}{1 + \alpha_{jk}^{tot}} \mathbf{g}_{jk} + \frac{\alpha_{jk}^K}{1 + \alpha_{jk}^{tot}} \mathbf{e}_{jk}^K \otimes \mathbf{x} + \dots \quad (\text{II.26})$$

Cette nouvelle formulation exprime le fait que lorsqu'une transition entre deux états peut être convertie, l'intensité  $\gamma$  observée est atténuée au profit des électrons qui sont éjectés en coïncidence avec un rayonnement  $X$ . La conversion interne peut cependant être à l'origine de quelques distorsions dans les spectres TAgS enregistrés en coïncidence avec les rayons  $X$  émis. Les spectres TAgS correspondant au processus de capture électronique peuvent en effet être contaminés par une fraction de la composante  $\beta^+$  si un électron de conversion est émis. Nous verrons par la suite qu'il est très difficile de s'affranchir des conséquences induites par une telle situation.

La réponse  $\mathbf{R}_j$  est alors finalement obtenue en tenant compte de la nature des particules émises au cours de la décroissance, qu'il s'agisse d'électrons, de positrons ou de rayons  $X$ . Pour cela, la réponse  $\mathbf{r}_j$  doit être convoluée avec la réponse à la détection de ces particules. Suivant le mode de décroissance, on a alors

$$\mathbf{R}_j^{\beta^-} = \mathbf{b}_j^- \otimes \mathbf{r}_j, \quad (\text{II.27})$$

$$\mathbf{R}_j^{\beta^+} = \mathbf{b}_j^+ \otimes \mathbf{r}_j, \quad (\text{II.28})$$

$$\mathbf{R}_j^{EC} = \mathbf{x} \otimes \mathbf{r}_j. \quad (\text{II.29})$$

Les réponses  $\mathbf{b}_j^-$  et  $\mathbf{b}_j^+$  correspondent aux distributions continues des électrons et des positrons dont l'énergie maximale au cours d'une décroissance sur un niveau d'énergie  $E_j$  est  $Q_\beta - E_j$ .

Ainsi, la matrice  $\mathbf{R}$  peut être construite à partir des rapports d'embranchement  $b_{jk}$ , des coefficients de conversion interne  $\alpha_{jk}$  et des réponses individuelles  $\mathbf{g}_{jk}$ ,  $\mathbf{b}_j^\pm$  et  $\mathbf{x}$ . La seule méthode permettant de calculer efficacement ces réponses individuelles reste la simulation Monte-Carlo. Afin que ces simulations reflètent au plus près la réalité, le programme employé doit permettre de rendre compte des interactions rayonnement-matière et de décrire les caractéristiques des matériaux et la géométrie des éléments constituant le spectromètre de manière la plus précise possible. Dans cette optique, nous avons décidé d'utiliser le code GEANT4 [63] qui présente l'avantage de pouvoir gérer le transport de particules jusqu'à des énergies inférieures au keV contre la dizaine de keV pour la version antérieure GEANT3. En outre, il inclue de nouvelles bases de données pour les électrons et les photons de basse énergie.

## II.6.2 Simulations Monte-Carlo

Afin de simuler les réponses individuelles nécessaires à la construction de la matrice  $\mathbf{R}$ , nous avons rentré dans le code GEANT4 la géométrie du spectromètre TAgS ainsi que celle des détecteurs ancillaires et du système bande-roulettes présent dans le puits. Toutes les dimensions et distances ont été obtenues par mesures directes lorsque ceci était possible ou à partir des plans fournis par les constructeurs.

Pour prendre en compte le processus de scintillation si particulier au iodure de sodium, l'énergie  $\Delta E$ , cédée au milieu lors de chaque interaction d'une particule d'énergie  $E$ , est convertie en une quantité de lumière  $\Delta L$

$$\Delta L = L(E) - L(E - \Delta E) \quad (\text{II.30})$$

si la particule est un électron/positron ou

$$\Delta L = L(\Delta E) \quad (\text{II.31})$$

si la particule est un photon. Dans les deux cas, la quantité de lumière produite est donnée par la formule II.9.

L'effet de la scintillation est démontrée sur la figure II.19 où apparaît très clairement le décalage d'une trentaine de keV évoqué au paragraphe II.5 entre la distribution correspondant à l'énergie déposée et celle correspondant à la quantité de lumière produite par des photons de 1 MeV. La réponse aux électrons et aux positrons émis au cours d'une décroissance  $\beta$  est obtenue en simulant les interactions de ces particules dont l'énergie est tirée aléatoirement dans une distribution s'étendant de manière continue jusqu'à l'énergie maximale de la transition. Ces distributions sont calculées dans le formalisme de Gove et Martin sur la base des travaux de Ch. Miehé et Ph. Dessagne [72].

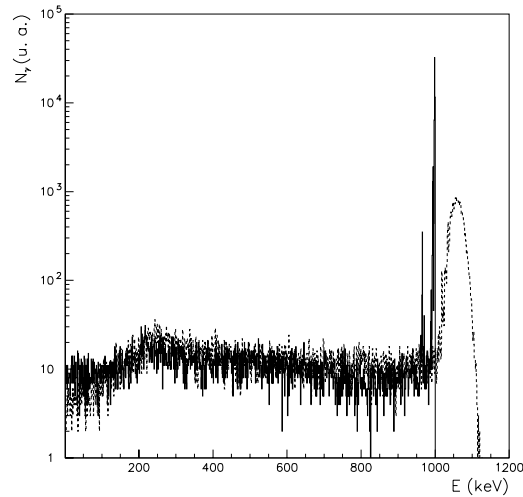


FIG. II.19 – Distributions d'énergie (trait plein) et de lumière (trait pointillé) simulées pour des photons de 1 MeV.

Afin de reproduire au mieux les spectres expérimentaux, il est nécessaire d'introduire une résolution instrumentale qui tient compte de la nature statistique de la production de lumière et de la collection ainsi que des processus liés à l'électronique comme la conversion lumière-signal au niveau des photomultiplicateurs. La variance expérimentale  $\sigma_{exp}^2$  ( $\sigma_{exp} = FWHM/2,35$ ) peut s'identifier comme

$$\sigma_{exp}^2 = \sigma_{inst}^2 + \sigma_{sim}^2 \quad (\text{II.32})$$

où  $\sigma_{sim}^2$  est la variance de la distribution simulée et  $\sigma_{inst}^2$  la variance à introduire. On voit alors immédiatement qu'elle se définit comme  $\sigma_{inst}^2 = \sigma_{exp}^2 - \sigma_{sim}^2$ . Elle peut être recherchée sous une forme dépendante de l'énergie [53]

$$\sigma_{inst}^2 = aE + bE^2 \quad (\text{II.33})$$

où  $a$  et  $b$  sont déterminés en comparant la variance des pics présents dans les distributions expérimentales et simulées.

Nous avons évoqué au paragraphe précédent la possibilité de gérer, avec le code GEANT4 le transport des particules jusqu'à des énergies de l'ordre du keV. Une telle possibilité est offerte à l'utilisateur qui définit lui-même la distance minimale entre deux interactions. Cette distance est convertie par le code en une énergie en dessous de laquelle la particule est considérée comme définitivement absorbée par le milieu. Plus cette énergie est petite, plus le temps de calcul est important. Pour nos simulations, nous avons fixé cette distance à 0,015 mm pour les photons et à 0,01 mm pour les électrons et positrons. Dans le iodure de sodium, ces distances correspondent respectivement à des coupures en énergie de 2,3 keV et 33,8 keV. L'utilisation d'une valeur aussi élevée pour cette dernière coupure s'explique à l'aide de la courbe décrite par la figure II.12. En effet, si nous autorisons des pertes d'énergie  $\Delta E$  trop

faibles, nous nous plaçons dans une région de la courbe où les points expérimentaux souffrent de grandes incertitudes et où l'expression analytique II.9 devient donc plus imprécise. Au final, le phénomène de scintillation n'est pas correctement pris en compte et on ne retrouve plus le décalage de 30 keV observé expérimentalement, comme le montre la figure II.20 où sont superposées les distributions de lumière correspondant à des photons de 1 MeV obtenues en considérant des distances minimales entre deux interactions de 0,01 mm (trait plein) et 0,004 mm (trait pointillé). Nous avons pu également vérifier que la valeur de la coupure utilisée pour les photons n'avait aucune influence notable sur les résultats des simulations.

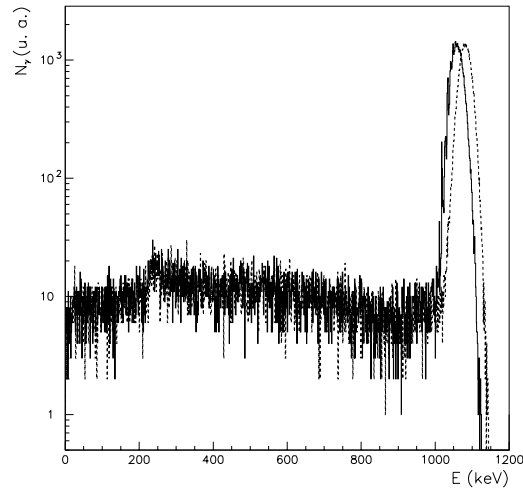


FIG. II.20 – Distributions de lumière simulées pour des photons de 1 MeV en considérant une distance minimale entre deux interactions, pour les électrons secondaires, de 0,01 mm (trait plein) et 0,004 mm (trait pointillé).

### II.6.3 Validation de la fonction de réponse

La matrice  $\mathbf{R}$  étant indispensable pour l'exploitation des données, il est absolument nécessaire que sa détermination soit la plus précise possible. Ainsi, pour valider nos calculs de simulations, nous avons cherché à simuler et à reproduire les spectres en énergie fournis par le spectromètre TAgS pour différentes sources radioactives dont le schéma de niveaux est connu. Nous avons pour cela utilisé des sources de  $^{22}\text{Na}$  ( $Q_{EC} = 2842$  keV),  $^{24}\text{Na}$  ( $Q_{\beta} = 5515$  keV),  $^{60}\text{Co}$  ( $Q_{\beta} = 2824$  keV) et  $^{88}\text{Y}$  ( $Q_{EC} = 3622$  keV). Pour chacune d'elle, les distributions en énergie ont été enregistrées pour différentes configurations géométriques dans le but d'apprécier l'influence de chaque matériau.

Nous ne présentons dans la suite que les spectres correspondant à deux configurations : la première lorsque le puits du détecteur est totalement vide (seule la source et un support sont présents) et la seconde lorsque les détecteurs additionnels et le tube en aluminium contenant le système bande-roulettes sont présents (configuration expérimentale). Dans cette dernière configuration, la source est placée au point de collection, fixée sur la bande. Pour chaque

spectre, les contributions du bruit de fond et de l'empilement électronique ont été soustraites. Toutes les simulations relatives aux photons ont été faites avec les extensions basse énergie du code GEANT4 mentionnées en fin de paragraphe II.6.1. Pour la première configuration, les résultats pour  $^{22}\text{Na}$  et  $^{24}\text{Na}$ , les résultats sont présentés sur la figure II.21.

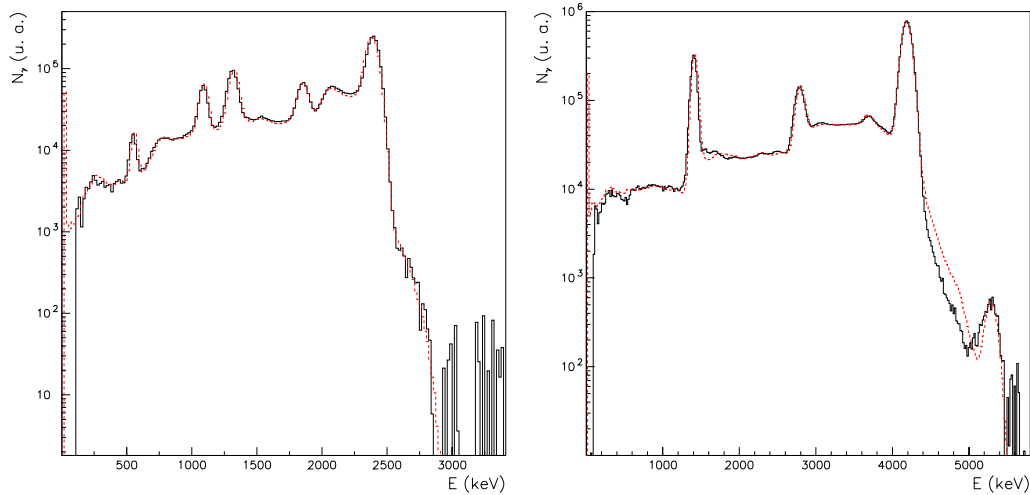


FIG. II.21 – Spectres en énergie expérimentaux (trait plein) et simulés (trait pointillé) pour les sources de  $^{22}\text{Na}$  (gauche) et  $^{24}\text{Na}$  (droite).

Dans la décroissance relative à  $^{22}\text{Na}$ , l'annihilation des positrons provoque la création de deux photons de 511 keV qui peuvent se sommer avec le photon désexcitant l'unique niveau à 1274 keV alimenté. Les positrons d'énergie maximum  $E_{\beta^+} = 546$  keV sont totalement arrêtés par les épaisseurs d'aluminium ( $e = 1,1$  mm) et d'alumine ( $e = 2$  mm) constituant le puits. En revanche, les photons issus du rayonnement de freinage peuvent pénétrer dans le cristal et être détecté en coïncidence, par exemple, avec les deux photons de 511 keV et le photon de 1274 keV. Ces événements qui correspondent à la contribution située en fin de spectre, entre 2500 keV et 2900 keV, sont parfaitement reproduits par la simulation, comme l'ensemble du spectre  $\gamma$ .

Pour la source de  $^{24}\text{Na}$ , nous voyons que les pics pleine énergie et les fonds Compton sont également très bien reproduits, même si une mauvaise soustraction du bruit de fond semble être à l'origine des défauts rencontrés aux environs de 1500 keV. Cependant, dans ce cas, les électrons d'énergie maximum  $E_{\beta^-} = 1394$  keV qui alimentent le niveau à 4123 keV ne semblent pas bien traités par le code qui surestime leur pénétration au-delà de 4123 keV. Nous avons tenté à plusieurs reprises d'améliorer la prise en compte des ces électrons par la simulation. En effet, il existe de nombreux paramètres libres que nous avons pu ajuster, dans certaines limites, pour reproduire au mieux les spectres expérimentaux. Citons parmi les plus importants les tolérances du constructeur sur les épaisseurs des matériaux constituant le puits, la densité du dépôt d'alumine qui assure la réflexion de la lumière ou encore la composition chimique précise de l'aluminium. Ce dernier est un alliage qui est

également composé de 4% en masse de cuivre et d'autres éléments comme le fer, le silicium, le manganèse ou le chrome en quantités plus faibles. Parmi toutes les combinaisons entre ces différents paramètres que nous avons essayé, aucune ne nous a permis d'obtenir un résultat satisfaisant et cohérent pour à la fois les photons et les électrons.

Il semble toutefois curieux, même si l'énergie mise en jeu est différente, que le code reproduise parfaitement la contribution des positrons et pas celle des électrons. En effet, l'épaisseur d'aluminium arrêtant totalement des électrons monoénergétiques de 900 keV [73] et du fait de la présence de l'alumine, seuls les photons issus du rayonnement de freinage contribuent de manière significative au spectre en énergie, comme dans le cas de  $^{22}\text{Na}$ . La seule différence de paramétrisation entre positrons et électrons se situe au niveau des extensions basse énergie du code GEANT4 qui n'existent à l'heure actuelle que pour les électrons. Nous avons donc effectué deux simulations pour la source de  $^{24}\text{Na}$ , dans la même configuration que celle évoquée auparavant, avec et sans les extensions basse énergie pour les électrons. Les résultats sont présentés sur la figure II.22 de gauche. La différence entre les

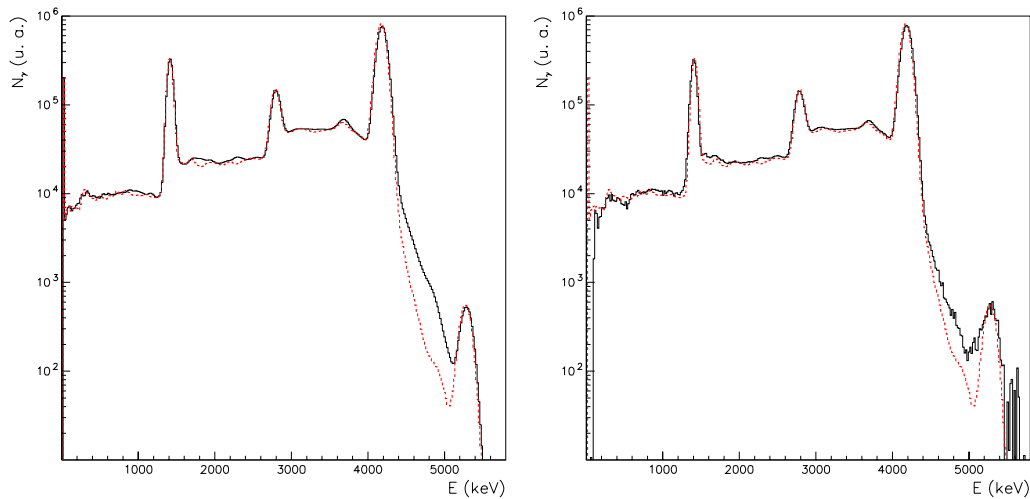


FIG. II.22 – *Gauche* : spectres simulés pour la source de  $^{24}\text{Na}$  avec (trait plein) et sans (trait pointillé) les extensions basse énergie pour les électrons. *Droite* : spectres en énergie expérimental (trait plein) et simulé (trait pointillé) sans les extensions basse énergie pour les électrons pour la source de  $^{24}\text{Na}$ .

deux calculs apparaît de manière flagrante pour cette source où le traitement des électrons est totalement différent dans les deux cas. Notons tout de même que l'influence de ces extensions sur les photons est très faible et que la simulation faite sans ces options ne reproduit pas non plus la réalité comme le montre la figure II.22 de droite. Dans cette situation, aucune prescription n'existe sur l'utilisation ou non de ces extensions et une étude plus approfondie de son influence sur les spectres simulés devra être faite afin de comprendre l'origine de cette différence.

Dans la configuration expérimentale, les résultats de nos simulations sont exposés sur la figure II.23. Ces résultats ont été obtenus après avoir pris en compte de manière indi-

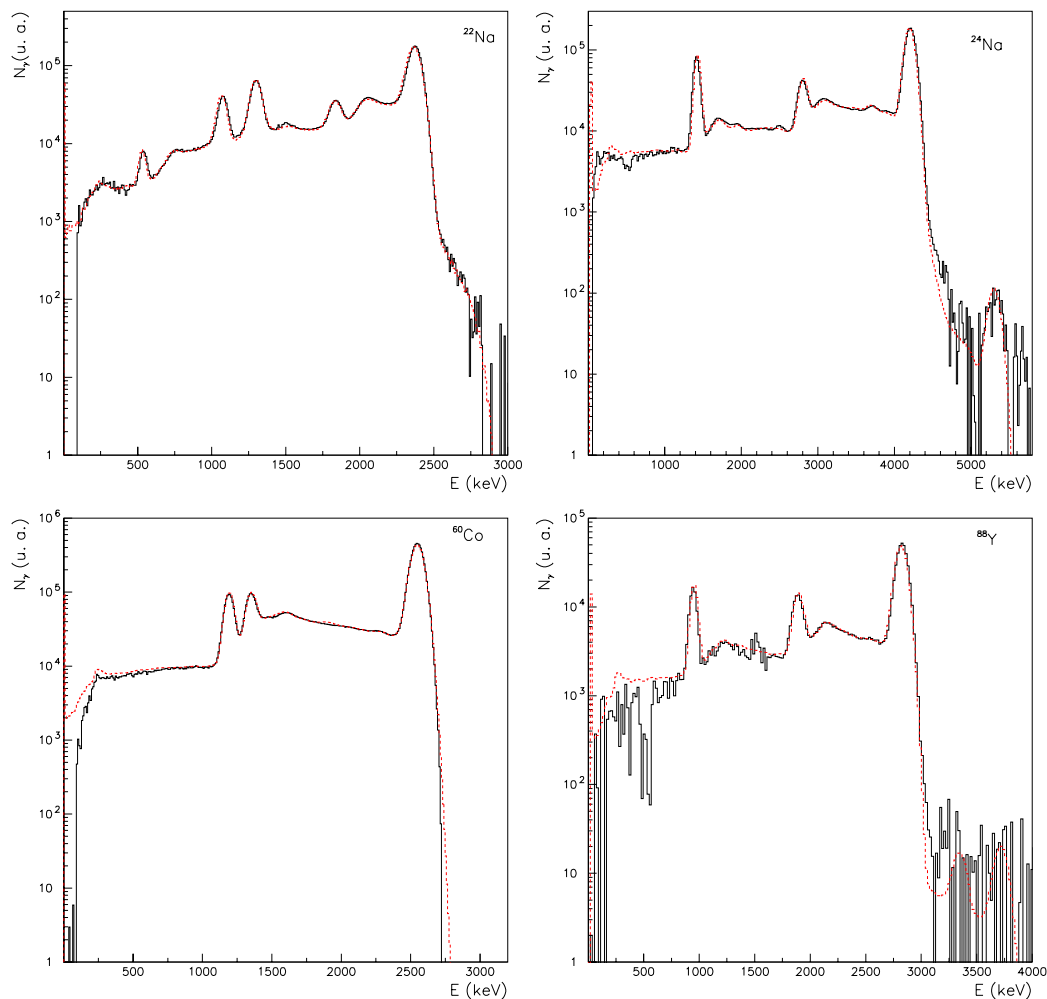


FIG. II.23 – Spectres en énergie expérimentaux (trait plein) et simulés (trait pointillé) obtenus pour les sources de  $^{22}\text{Na}$ ,  $^{24}\text{Na}$ ,  $^{60}\text{Co}$  et  $^{88}\text{Y}$  dans la configuration expérimentale. La simulation relative à  $^{24}\text{Na}$  a été effectuée sans les extensions basse énergie du code GEANT4.

viduelle l'influence du tube en aluminium (contenant bien sûr l'ensemble bande-roulettes), du détecteur germanium et du détecteur  $\beta$ . Pour le matériel constitué d'aluminium, trois compositions chimiques différentes ont été nécessaires (une pour le puits, une pour le tube et une pour la capsule du détecteur germanium) pour arriver à un bon accord expérience-simulation. Il nous a fallu également introduire l'épaisseur d'adhésif noir située de part et d'autre du scintillateur plastique présente pour minimiser l'influence de la lumière ambiante. Là encore, toutes les intensités  $\gamma$  et les fonds Compton sont parfaitement reproduits par la simulation Monte-Carlo malgré de légères différences quelquefois présentes à basse énergie, provenant certainement d'une mauvaise soustraction du fond. Dans le cas de la décroissance de  $^{88}\text{Y}$ , nous n'observons pas, expérimentalement, les deux niveaux à 3218 keV et 3584 keV alimentés respectivement à 0,028 % et 0,065 %. Cet effet de statistique est dû à la faible

activité de la source et à un temps de mesure insuffisant. Tous les effets de sommation résultant des cascades  $\gamma$  sont présents dans les spectres simulés. A l'image de la première configuration, le code gère parfaitement la pénétration du rayonnement de freinage engendré par les positrons issus de la décroissance de  $^{22}\text{Na}$ . La simulation relative à  $^{24}\text{Na}$  qui est présentée a été faite sans les extensions basse énergie pour les électrons et on observe alors que la contribution du rayonnement de freinage s'accorde mieux avec l'expérience que dans la première configuration géométrique, mais en étant cette fois-ci un peu sous-estimée.

Ainsi, nous avons montré que notre simulation Monte-Carlo était capable de reproduire des spectres en énergie sur une gamme s'étendant jusqu'à 5,5 MeV dans le cas de  $^{24}\text{Na}$ . Dans la configuration expérimentale, l'accord avec la réalité est excellent pour les photons et les positrons de faible énergie alors qu'une légère différence subsiste encore pour les électrons. Il aurait été intéressant de posséder une source émettrice  $\beta^+$  fournissant des positrons possédant des énergie supérieures à celles de ceux émis par  $^{22}\text{Na}$  afin de voir si la qualité de la simulation se dégradait avec une énergie croissante. Il est donc impossible de conclure que notre description géométrique du dispositif expérimental, qui reproduit parfaitement la contribution des photons, soit aussi fiable pour la réponse des positrons dont le parcours erratique dans la matière est beaucoup plus difficile à gérer par le code. Cette situation est une des raisons qui nous ont conduit à introduire dans le dispositif expérimental des détecteurs auxiliaires dédiés aux rayonnements  $X$  et aux positrons afin de pouvoir séparer, à l'analyse, les deux composantes EC et  $\beta^+$ .

Pour l'analyse, nous avons construit la fonction de réponse en configuration expérimentale en simulant les interactions dans le cristal de photons dont l'énergie s'étend de 20 keV à 8 MeV par intervalle de 20 keV et celles de positrons dont l'énergie maximum est comprise entre 20 keV et  $Q_{\beta^+}$ . Cet intervalle de 20 keV a été choisi pour être sensiblement égal au terme linéaire présent dans la calibration en énergie des spectre expérimentaux du détecteur TAGS qui seront utilisés pour la procédure d'analyse. Notons que si plusieurs noyaux de numéros atomiques différents sont étudiés, autant de réponses aux positrons doivent être générés, la distribution en énergie dépendant de  $Z$ . Simuler le comportement moyen, et non les énergies exactes mises en jeu au cours de la décroissance, ne représente pas réellement un handicap car le pas de 20 keV séparant deux énergies simulées consécutives reste largement inférieur à la résolution du détecteur. Ceci permet de plus de réduire fortement la puissance de calcul nécessaire. Les matrices  $\mathbf{R}^{\beta^+}$  (éq. II.28) et  $\mathbf{R}^{EC}$  (éq. II.29) sont donc construites pour chaque noyau d'intérêt à partir de la réponse aux photons, aux positrons et à partir des rapport d'embranchement  $\gamma$ ,  $b_{jk}$ . Dans le cas d'un spectromètre idéal, c'est-à-dire présentant des efficacités de détection de 1, les réponses  $\mathbf{R}^{\beta^+}$  et  $\mathbf{R}^{EC}$  ne dépendent pas des  $b_{jk}$ , la totalité des particules émises au cours d'une décroissance étant détectée. Dans notre cas, la dépendance de ces réponses avec les  $b_{jk}$  devrait être peu importante au vu des efficacités affichées par l'appareil (fig. II.10). Il est néanmoins nécessaire de tenir compte de ces rapports d'embranchement qui ne sont en général connus que pour les premiers niveaux excités accessibles lors de mesures haute résolution. Pour remédier à cela, les  $b_{jk}$  peuvent être obtenus en décrivant la partie inconnue du schéma de niveaux à l'aide d'un modèle statistique.



### II.6.4 Détermination des alimentations $\beta$

Une fois la matrice  $\mathbf{R}$  déterminée, nous pouvons alors tenter d'obtenir la distribution des alimentations  $\mathbf{f}$  à partir des données  $\mathbf{d}$  (éq. II.22). La solution mathématique, en supposant que la matrice  $\mathbf{R}$  soit inversible, est simplement

$$\mathbf{f} = \mathbf{R}^{-1} \cdot \mathbf{d}. \quad (\text{II.34})$$

Il serait néanmoins plus significatif de trouver la distribution  $\mathbf{f}$  qui reproduit le mieux les données au sens statistique en minimisant, par exemple, la distribution du  $\chi^2$

$$\chi^2 = [\mathbf{d} - \mathbf{R} \cdot \mathbf{f}]^T \cdot \mathbf{V}_d^{-1} \cdot [\mathbf{d} - \mathbf{R} \cdot \mathbf{f}] \quad (\text{II.35})$$

où  $\mathbf{V}_d$  représente la matrice de covariance des données et où la notation  $T$  désigne la transposition matricielle. La distribution  $\mathbf{f}$  qui minimise l'équation II.35 prend alors la forme

$$\mathbf{f} = [\mathbf{R}^T \cdot \mathbf{V}_d^{-1} \cdot \mathbf{R}]^{-1} \cdot \mathbf{R}^T \cdot \mathbf{V}_d^{-1} \cdot \mathbf{d} \quad (\text{II.36})$$

si  $[\mathbf{R}^T \cdot \mathbf{V}_d^{-1} \cdot \mathbf{R}]$  est non singulière.

Seulement, il est très fréquent que les matrices  $\mathbf{R}$  et  $[\mathbf{R}^T \cdot \mathbf{V}_d^{-1} \cdot \mathbf{R}]$  soient quasi-singulières et donc difficilement inversibles. Dans notre situation, ceci est dû au fait qu'à haute énergie d'excitation, la densité de niveaux devenant importante, les cascades  $\gamma$  qui désexcitent les états sont en moyenne très similaires. Les colonnes de la matrice  $\mathbf{R}$ , qui sont en conséquence semblables, vont introduire de nombreux problèmes numériques lors de la procédure d'inversion. Les solutions trouvées, qui minimisent l'équation II.35, oscillent alors de façon non physique tout en reproduisant les données [71]. La signification de tout ceci est que la solution ne peut être explicitée sous la forme de l'équation II.36. De nombreuses méthodes existent aujourd'hui pour résoudre un tel problème. Récemment, il a été développé et testé plusieurs approches [71] en les utilisant pour analyser les données recueillies sur le noyau  $^{150}\text{Ho}$  avec le spectromètre à absorption totale installé auprès de GSI [49]. Les trois algorithmes employés dans la référence [71] sont : la régularisation linéaire, le maximum d'entropie et la maximisation de l'espérance. Si les trois méthodes donnent des résultats sensiblement identiques, la première ne prévient pas d'éventuelles solutions négatives et dans la seconde, le choix du paramètre de régularisation conditionne la distribution finale et les incertitudes associées. Nous avons donc choisi, pour ce travail, d'employer la méthode de maximisation de l'espérance basée sur l'exploitation du théorème de Bayes [74]. Appliqué à notre cas, en supposant que la dimension des données soit  $n$  et que nous ayons  $m$  niveaux dans notre modèle, ce théorème se met sous la forme

$$P(f_j|d_i) = \frac{P(d_i|f_j)P(f_j)}{\sum_{j=1}^m P(d_i|f_j)P(f_j)}. \quad (\text{II.37})$$

Le terme  $P(f_j)$  ( $P(f_j) = f_j / \sum_{j=1}^m f_j$ ) représente la probabilité de connaître *a priori* l'alimentation  $f_j$ . L'expression  $P(d_i|f_j)$  est la probabilité conditionnelle que la donnée  $d_i$  ait été produite par l'alimentation  $f_j$ . Cette probabilité n'est rien d'autre que l'élément de matrice  $R_{ij}$ . La formulation II.37 nous donne la probabilité conditionnelle  $P(f_j|d_i)$  que l'alimentation  $f_j$  soit *a posteriori* la cause de la donnée  $d_i$ . Le dénominateur situé à droite de l'égalité II.37

assure la normalisation de  $P(f_j|d_i)$ . Cette probabilité est également appelée vraisemblance. D'autre part, l'alimentation  $f_j$  du niveau  $j$  est reliée à la donnée expérimentale  $d_i$  par la relation

$$f_j = \frac{1}{\sum_{i=1}^n R_{ij}} \sum_{i=1}^n P(f_j|d_i) d_i \quad j = 1, \dots, m \quad (\text{II.38})$$

où  $\sum_{i=1}^n R_{ij}$  représente la probabilité d'observer la désexcitation du niveau  $j$ . En utilisant la définition II.37 et en l'insérant dans la relation II.38, on arrive à un algorithme itératif

$$f_j^{(p+1)} = \frac{1}{\sum_{i=1}^n R_{ij}} \sum_{i=1}^n \frac{R_{ij} f_j^{(p)} d_i}{\sum_{k=1}^m R_{ik} f_k^{(p)}} \quad j = 1, \dots, m \quad (\text{II.39})$$

qui donne l'alimentation  $f_j$  à l'itération  $p + 1$  en fonction de l'alimentation à l'itération  $p$ . Sous forme matricielle, cet algorithme peut se réécrire

$$\mathbf{f}^{(p+1)} = \mathbf{M}^{(p)} \cdot \mathbf{d}. \quad (\text{II.40})$$

Cette formulation présente l'avantage d'assurer le caractère positif des solutions et de ne dépendre d'aucun paramètre comme dans la cas du maximum d'entropie. Au point de convergence, la relation linéaire II.40 permet de calculer les incertitudes sur la distribution  $\mathbf{f}$  en appliquant le théorème de propagation des erreurs

$$\mathbf{V}_f = \mathbf{M} \cdot \mathbf{V}_d \cdot \mathbf{M}^T. \quad (\text{II.41})$$

Cette méthode sera donc utilisée par la suite afin d'obtenir la distribution des alimentations  $\mathbf{f}$  à partir des spectres expérimentaux obtenus avec le détecteur TAgS.



# Chapitre III

## L'expérience

Le nouveau spectromètre à absorption totale présenté au chapitre précédent est installé depuis avril 2001 auprès du séparateur de masse CERN/ISOLDE. Plusieurs semaines de travail ont été nécessaires afin de préparer le dispositif expérimental (alignement du spectromètre, installation des détecteurs auxiliaires, mise en place de l'électronique, ...) pour que les toutes premières mesures puissent débuter dans le courant du mois de juin 2001. Ainsi, au cours de ce chapitre, nous nous proposons de présenter, en premier lieu, le site expérimental ISOLDE/CERN où se sont déroulées les deux premières campagnes de prises de données. Dans un second temps, nous détaillerons le dispositif expérimental et décrirons enfin l'électronique d'acquisition.

### III.1 Le site de production

Le séparateur de masse ISOLDE (Isotope Separator On Line) présenté sur la figure III.1 est installé depuis 1992 au CERN [75] et permet de produire plus de 600 isotopes de 60 éléments différents allant de l'hélium ( $Z = 2$ ) au radium ( $Z = 88$ ) avec des productions atteignant  $10^{11}$  atomes par seconde. Les espèces radioactives sont produites par fragmentation d'une cible épaisse (plusieurs dizaines de  $\text{g}\cdot\text{cm}^{-2}$ ) de tantale, niobium, ... Cette fragmentation est induite par un faisceau de protons de 1 GeV ou 1,4 GeV délivré par le PS Booster. Cet injecteur fournit une impulsion de  $3,2 \cdot 10^{13}$  protons toutes les 1,2 secondes. Plusieurs impulsions parmi les quatorze contenues dans un super-cycle peuvent être dirigées sur la cible de production. Son épaisseur, le nombre de protons et la section efficace de réaction conditionnent le taux de production des noyaux d'intérêt. Pour des raisons de sécurité, cette cible est totalement séparée des aires expérimentales auxquelles ont accès les physiciens et est manipulée par des robots similaires à ceux employés dans l'industrie automobile.

Les produits de fragmentation issus de la réaction diffusent à travers la cible, qui est chauffée à une température ajustée en fonction de la nature du matériau, et sont acheminés vers la source d'ions *via* la ligne de transfert. A ISOLDE, trois types de sources peuvent être utilisées pour ioniser les fragments, principalement dans l'état de charge  $1^+$ . Pour la première, appelée source à ionisation de surface, le matériau ionisant est un simple tube de métal, la plupart du temps en tantale ou en tungstène, qui peut être porté à des températures

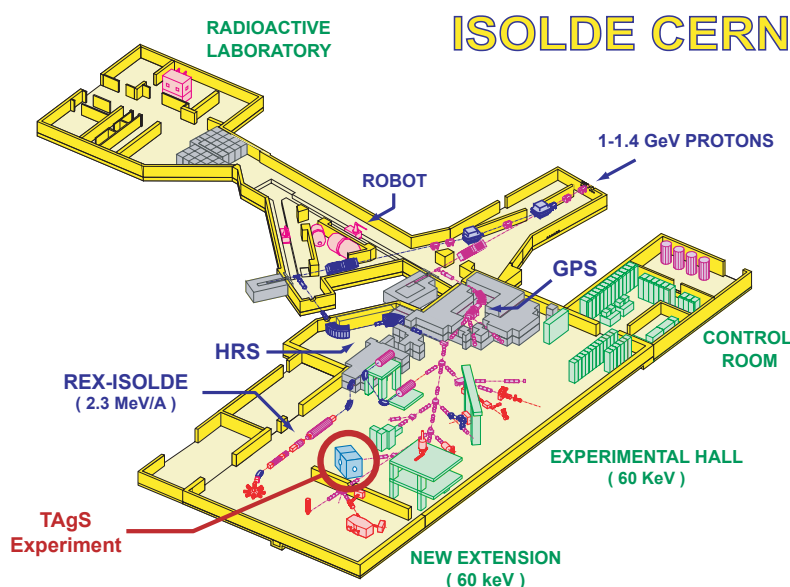


FIG. III.1 – Vue schématique de l'installation ISOLDE au CERN.

de 2000°C. Les atomes transférés depuis la cible, au contact du métal, perdent un électron et sont ensuite extraits grâce à deux électrodes en titane. Pour les éléments ne pouvant être ionisés de cette manière, les sources à plasma sont employées. Dans ce cas, l'ionisation est assurée par un gaz (argon ou xénon) qui a été lui-même ionisé par des électrons accélérés entre la ligne de transfert et les électrodes d'extraction sous une tension de 130 V. Ce processus peut être optimisé par l'utilisation d'un champ magnétique (SRCMAG).

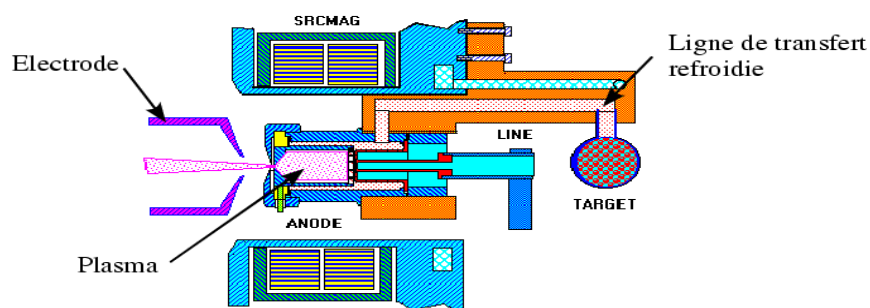


FIG. III.2 – Schéma descriptif d'une source à plasma froid utilisée pour la production des gaz rares. Le tube de transfert est refroidi par de l'eau pour que les contaminants s'y condensent.

Afin de produire des isotopes de gaz rares, comme le krypton, en quantité suffisante, le dispositif précédent a été modifié (fig. III.2), de manière à ce que la ligne de transfert soit continuellement refroidie par un circuit d'eau. Dans ces conditions, la diffusion des éléments les moins volatiles est supprimée et la contamination isobarique du faisceau se

trouve fortement réduite. Dans certains cas, pour assurer une bonne production, il est nécessaire d'exploiter les affinités chimiques que présentent certains éléments avec une espèce donnée. Cette propriété peut être utilisée pour obtenir une extraction plus sélective des éléments désirés sous forme de combinaisons moléculaires. Ainsi, le strontium, qui présente une affinité chimique avec le fluor, sera extrait de la source sous forme  $\text{SrF}^+$ . Cette molécule résulte de la combinaison des atomes de strontium et des molécules de gaz  $\text{CF}_4$ , directement injectée dans la source.

Enfin, pour ioniser les isotopes ne pouvant l'être efficacement par l'une des deux sources évoquées précédemment ou pour obtenir un faisceau très pur, une source d'ions à laser a été développée [76]. L'avantage que présente une telle source réside dans la sélectivité chimique des éléments qui est faite en ajustant la longueur d'onde du laser et qui permet de diminuer considérablement la contamination isobarique. Notons que le temps nécessaire à l'extraction des ions de la cible représente une sévère limitation à la production et à l'étude d'isotopes dont la durée de vie n'excède pas la centaine de milliseconde. Les ions, une fois extraits de la source, sont accélérés sous une tension de 60 kV, séparés en masse et dirigés vers le site expérimental.

La séparation isotopique peut s'opérer à l'aide de deux séparateurs de masse. Le premier, appelé General Purpose Separator (GPS) et installé au cours de l'été 1992, permet de délivrer trois masses différentes, dans une gamme de  $\pm 15\%$ . Ce séparateur (fig. III.3 de gauche), constitué de divers éléments optiques (quadrupôles, dipôles) et d'un aimant d'analyse présentant un rayon de courbure de 1,5 m et un angle de courbure de  $70^\circ$ , possède une résolution en masse  $m/\Delta m = 2400$ .

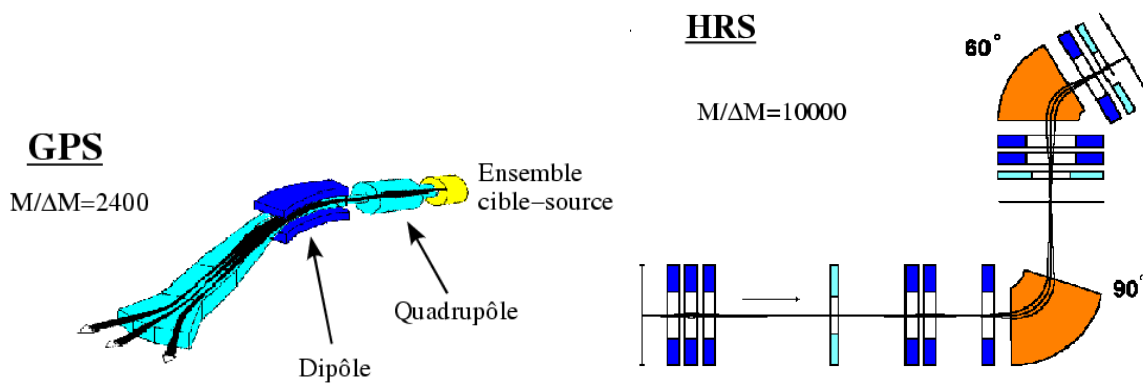


FIG. III.3 – Gauche : vue schématique du séparateur GPS, composé de l'ensemble cible-source, des éléments d'accélération et d'optique et de l'aimant d'analyse. Droite : vue schématique du séparateur HRS composé de l'ensemble cible-source, des éléments d'accélération et d'optique et de deux aimants d'analyse.

Le second séparateur (fig. III.3 de droite), appelé High Resolution Separator (HRS), est quant à lui équipé de deux aimants présentant des angles de courbure de  $90^\circ$  et  $60^\circ$  et d'un ensemble de quadrupôles et de dipôles qui lui confèrent une résolution  $m/\Delta m = 10000$ . Placée derrière le second aimant d'analyse, un dispositif, appelé *beam-gate*, permet de laisser

l'activité être acheminée vers le site de détection ou de dévier les ions grâce à l'application d'un champ électrique.

## III.2 Le dispositif expérimental

### III.2.1 La campagne sur les isotopes de krypton

Les isotopes de krypton ont été produits par fragmentation d'une cible épaisse de niobium ( $43 \text{ g.cm}^{-2}$ ) par un faisceau de protons de 1,4 GeV. L'élément krypton étant un gaz rare, la cible a été utilisée avec une source d'ions à plasma froid, du type de celle décrite en début de chapitre. Extraits de la source, les ions ont été sélectionnés à l'aide du séparateur HRS. Le réglage des éléments optiques localisés le long de la ligne de faisceau nous a permis de focaliser le faisceau sur la bande, au centre du détecteur. Pour éliminer le halo du faisceau qui présente des trajectoires aberrantes, un jeu de trois collimateurs, un de diamètre 36 mm et deux de diamètre 4 mm, a été placé à l'extérieur du blindage, en amont du point de collection (cf. fig. III.4). Dans cette configuration, 25 % d'un faisceau de  $^{40}\text{Ar}$  était transmis sur une longueur de 36 m, de la sortie du second aimant du HRS au point de collection. L'ensemble de détection monté au point de collection est identique à celui décrit au second chapitre.

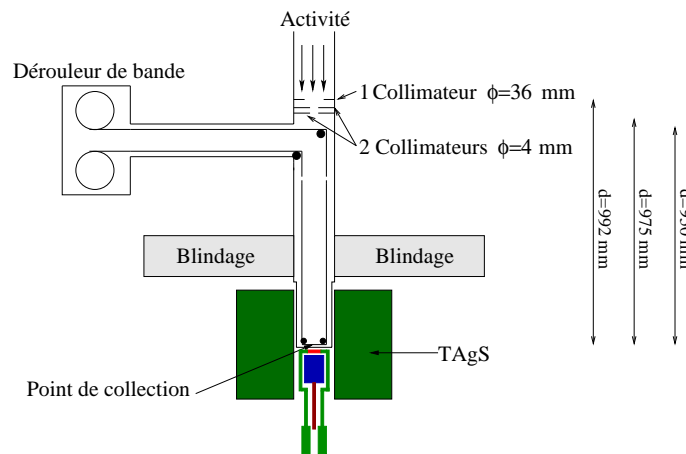


FIG. III.4 – Couplage du spectromètre TAgS à la ligne de faisceau RC3 et au dérouleur de bande lors des mesures sur les isotopes de krypton.

La figure III.5 décrit le principe général d'un cycle de mesure radioactive mis en œuvre au cours de l'étude des isotopes de krypton. Ce cycle de mesure comprend une phase de collection, une phase de mesure et une phase de déplacement de la bande. Un délai de durée  $T_d$  peut éventuellement être introduit entre deux de ces phases. La phase de mesure, de durée  $T_m$ , débute lorsque la troisième impulsion de protons du supercycle du PS Booster est délivrée sur la cible. À l'intérieur de chaque supercycle, la *beam-gate* est ouverte pendant un

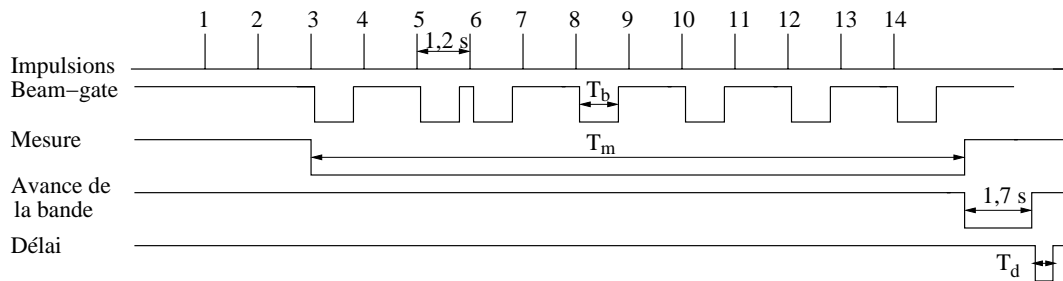


FIG. III.5 – Représentation schématique d'un cycle de mesure : la phase de mesure, de durée  $T_m$ , débute lorsque la troisième impulsion de protons parmi les quatorze délivrées par le PS Booster arrive sur la cible. Après chaque impulsion, la beam-gate est ouverte pendant un temps  $T_b$ . Une fois la phase de mesure achevée, la source radioactive est déplacée. Un délai  $T_d$  est éventuellement introduit entre deux phases.

temps  $T_b$  après chaque impulsion de protons. Une fois la mesure achevée et afin de réduire la contribution liée à la filiation radioactive, la source est transportée à l'extérieur du blindage. Dans notre cas, le temps nécessaire à l'évacuation de cette activité résiduelle était de 1,7 s, temps pendant lequel l'acquisition de données est inhibée. La phase de délai éventuellement présente peut être utilisée avant une phase de mesure pour laisser l'activité décroître en cas d'un taux de comptage trop important ou pour assurer qu'un cycle de mesure possède la même durée qu'un supercycle du PS Booster, soit 16,8 s. Les valeurs de  $T_b$ ,  $T_m$  et  $T_d$ , le nombre d'impulsions de protons  $N_p$  envoyés sur la cible au cours de chaque supercycle ainsi que le temps d'acquisition  $T_{acq}$  consacré à chaque isotope sont indiquées dans le tableau III.1 pour chaque noyau de krypton étudié.

Isotopes	$T_b$ (s)	$T_m$ (s)	$T_d$ (s)	$N_p$	$T_{acq}$ (mn)
$^{72}\text{Kr}$	1,0	15,0	0,1	7	434
$^{73}\text{Kr}$	1,0	14,5	0,8	6	374
$^{74}\text{Kr}$	1,5	170,0	0,0	1	538
$^{75}\text{Kr}$	0,15	130,0	0,0	1	684

TAB. III.1 – Temps  $T_b$  d'ouverture de la beam-gate, temps  $T_m$  de mesure, durée  $T_d$  du délai, nombre d'impulsions de protons  $N_p$  envoyés sur la cible au cours de chaque supercycle PS Booster et temps d'acquisition  $T_{acq}$  consacré pour les isotopes  $^{72,73,74,75}\text{Kr}$ .

Pour toutes les mesures relatives aux isotopes de krypton, le choix du nombre d'impulsions  $N_p$  et le temps d'ouverture de la beam-gate nous garantissaient de travailler dans des conditions où le taux de comptage restait inférieur à 5 kHz. Au cours de l'expérience, les taux de production des noyaux  $^{72}\text{Kr}$ ,  $^{73}\text{Kr}$  et  $^{74}\text{Kr}$  ont été estimés comme étant respectivement de l'ordre de  $1.10^4$  at.s $^{-1}$ ,  $3.10^5$  at.s $^{-1}$  et  $6.10^6$  at.s $^{-1}$ .

Si l'enregistrement des spectres en énergie délivrés par cristal de iodure de sodium en coïncidence avec les rayonnements  $X$  émis au cours d'une décroissance par capture



électronique permet de s'affranchir de toute contamination isobarique, il n'en est pas de même si l'on considère une coïncidence avec les positrons. En effet, à l'analyse, une sélection des événements ayant déclenchés le plastique scintillant ne nous garantit pas que la décroissance associée soit celle de l'élément krypton. Ainsi, pour chaque masse, une partie de l'expérience a été consacrée à l'étude de la décroissance du noyau fils, en l'occurrence celle du brome. Ces mesures ont été faites pour  $^{72}\text{Br}$  et  $^{73}\text{Br}$  en constituant, au point de collection et pendant un temps  $T_c$ , une source de krypton. Dans ce cycle particulier de mesure, nous avons laissé décroître cette source pendant un temps  $T_d$  afin de n'avoir, au moment de la phase de mesure, que l'activité correspondant à l'isotope de brome désiré. Nous avons regroupé dans le tableau III.2 les valeurs utilisées pour  $T_b$ ,  $T_m$ ,  $T_d$  et pour le temps de collection  $T_c$  ainsi que le temps  $T_{acq}$  consacré aux isotopes de brome. Pour  $^{74}\text{Br}$  et  $^{75}\text{Br}$ , nous n'avons, en raison de leur période valant respectivement 25,4 mn et 96,7 mn, constitué qu'une seule source en bombardant la cible avec plusieurs impulsions de protons. La phase de mesure ne débutait qu'une fois l'activité du noyau père devenue négligeable.

Isotopes	$T_b$ (s)	$T_c$ (s)	$T_d$ (s)	$T_m$ (s)	$T_{acq}$ (mn)
$^{72}\text{Br}$	1,0	84,0	90,0	300,0	263
$^{73}\text{Br}$	1,0	84,0	60,0	90,0	189
$^{74}\text{Br}$	Irradiation				358
$^{75}\text{Br}$	Irradiation				323

TAB. III.2 – Temps  $T_b$  d'ouverture de la beam-gate, temps  $T_c$  de la collection, durée  $T_d$  du délai et durée  $T_m$  de la mesure pour les isotopes  $^{72,73}\text{Br}$ . Pour les isotopes  $^{74,75}\text{Br}$ , une seule source a été constituée et observée une fois l'activité du noyau père devenue négligeable. Le temps  $T_{acq}$  représente le temps d'acquisition consacré à chaque isotope.

### III.2.2 La campagne sur les isotopes de strontium

Dans cette expérience, les noyaux de strontium ont été produits en bombardant une cible épaisse de niobium ( $52 \text{ g.cm}^{-2}$ ) avec un faisceau de protons de 1,4 GeV. Contrairement à la première campagne, nous avons utilisé une source d'ions à ionisation de surface dans laquelle était injecté du tétrafluorométhane  $\text{CF}_4$ . La séparation isobarique se fait à l'aide du séparateur HRS en sélectionnant la masse correspondant à la combinaison moléculaire du noyau atomique de strontium désiré avec un atome de fluor, soit dans le cas de  $^{76}\text{Sr}$   $A=76+19$ .

Afin d'éviter que l'activité produite ne se dépose, au point de collection, autour de la bande de mylar, nous avons décidé, pour cette seconde expérience, de dissocier celui-ci du point de mesure. Les périodes des isotopes  $^{76,77,78}\text{Sr}$  présentées dans la tableau I.3 nous permettent en effet un tel aménagement. Le faisceau était ainsi focalisé sur la bande, hors du blindage, et son émittance fixée à l'aide de trois collimateurs de diamètre 36 mm, 8 mm et 4 mm situés respectivement à 992 mm, 975 mm et 950 mm du centre du détecteur. Pour prévenir une mauvaise convergence au point de collection, un obturateur était placé

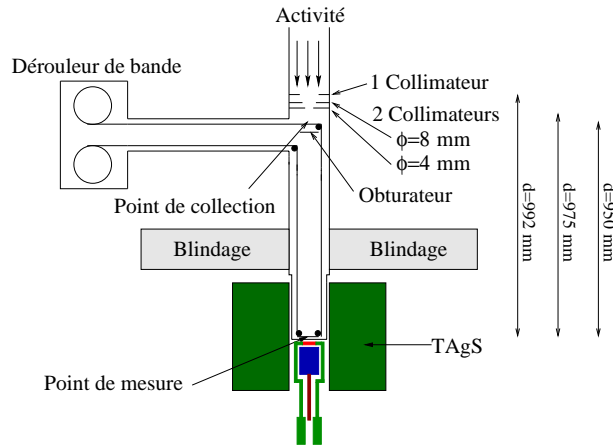


FIG. III.6 – Couplage du spectromètre *TAgS* à la ligne de faisceau *RC3* et au dérouleur de bande lors des mesures sur les isotopes de strontium.

derrière la bande, empêchant ainsi les ions d'être déposés plus loin dans la ligne. Ce montage est présenté sur la figure III.6. La transmission entre la sortie du second aimant d'analyse et le point de collection a été mesurée à l'aide d'un faisceau de  $^{27}\text{Al}$  et s'élevait à 75 %. Le cycle de mesure utilisé est resté le même, dans le principe, que celui présenté sur la figure III.5. Pendant la phase de mesure  $T_m$ , au centre du cristal de iodure de sodium, se constituait, au point de collection, la source radioactive. Une fois la source constituée, celle-ci était amenée au centre du cristal. Pendant le temps de mesure  $T_m$ , une seconde source était simultanément formée au point de collection. Au bout de ce temps  $T_m$ , la bande était déplacée, évacuant hors du blindage l'activité résiduelle. Le temps de déplacement s'élevait cette fois-ci à 1,0 s. Nous avons regroupé dans le tableau III.3, pour chaque noyau, les valeurs de  $T_b$ ,  $T_m$  et  $T_d$  ainsi que le nombre d'impulsions de protons  $N_p$  envoyés sur la cible. La dernière colonne du tableau III.3 contient le temps d'acquisition  $T_{acq}$ . Pour chacun

Isotopes	$T_b$ (s)	$T_m$ (s)	$T_d$ (s)	$N_p$	$T_{acq}$ (mn)
$^{76}\text{Sr}$	15,0	15,0	0,8	9	593
$^{77}\text{Sr}$	15,0	15,0	0,8	5	251
$^{78}\text{Sr}$	0,6	32,0	0,0	4	97

TAB. III.3 – Temps  $T_b$  d'ouverture de la beam-gate, temps  $T_m$  de mesure, durée  $T_d$  du délai, nombre d'impulsions de protons  $N_p$  envoyés sur la cible au cours de chaque supercycle *PS Booster* et temps d'acquisition  $T_{acq}$  consacré pour les isotopes  $^{76,77,78}\text{Sr}$ .

des isotopes étudiés, les conditions sur le cycle du dérouleur et le nombre d'impulsion de protons sur la cible nous ont permis de garantir un taux de comptage toujours inférieur à 5 kHz, condition nécessaire pour limiter la contribution de l'empilement électronique. A titre indicatif, la production de l'isotope  $^{76}\text{Sr}$  était de l'ordre de  $3.10^3 \text{ at.s}^{-1}$ . Comme lors

Isotopes	$T_b$ (s)	$T_c$ (s)	$T_d$ (s)	$T_m$ (s)	$T_{acq}$ (mn)
$^{76}\text{Rb}$	0,006	3,0	3,0	12,0	298
$^{77}\text{Rb}$	0,03	0,03	0,0	60,0	206
$^{78}\text{Rb}$	0,6	32,0	3,0	600,0	282

TAB. III.4 – Temps  $T_b$  d'ouverture de la beam-gate, temps  $T_c$  de la collection, durée  $T_d$  du délai et durée  $T_m$  de la mesure pour les isotopes  $^{76,77,78}\text{Rb}$ . Le temps  $T_{acq}$  représente le temps d'acquisition consacré à chaque isotope.

de l'expérience consacrée aux noyaux de krypton, nous avons, pour chaque masse, étudié la décroissance des noyaux de rubidium  $^{76}\text{Rb}$ ,  $^{77}\text{Rb}$  et  $^{78}\text{Rb}$ . Le séparateur était ici ajusté pour sélectionner la masse de l'isotope de rubidium désiré et non plus celle correspondant à sa combinaison avec un atome de fluor. Les valeurs  $T_b$ ,  $T_m$ ,  $T_d$  et  $T_c$  du temps de collection utilisées pour ces mesures ainsi que le temps d'acquisition  $T_{acq}$  sont présentées dans le tableau III.4. Précisons qu'au cours d'une phase de mesure, aucune source n'était simultanément constituée au point de collection, contrairement à ce qui était fait lors des mesures sur les isotopes de strontium.

### III.3 L'électronique d'acquisition

L'électronique d'acquisition utilisée est la même pour les deux campagnes de mesures. Le montage est décrit sous la forme d'un schéma qui est présenté sur la figure III.7. Pour le contrôle de l'expérience, nous avons défini des spectres en mode histogramme sans aucune coïncidence et des distributions en mode multiparamétrique pour lesquelles l'acquisition était déclenchée par les signaux fournis par le cristal. Par ailleurs, tous les paramètres corrélés constituant un évènement étaient enregistrés par le système d'acquisition et écrits sur une bande DLT (mode multiparamétrique). Nous disposions à cet effet de cinq modules ADC (*Analog to Digital Converter*) 413A ORTEC, placés dans une baie CAMAC et constitué chacun de quatre entrées, laissant ainsi la possibilité d'enregistrer en tout vingt paramètres. L'information traitée par ces ADC était envoyée, *via* un contrôleur de bus FERA (*Fast Encoding Readout ADC*), à un module F2VB (*FERA To VME Bus*) connecté à un châssis VME. Le logiciel MIDAS (*Multi Instance Data Acquisition System*), implanté sur un PC Linux, permettait de lire les données arrivant au châssis VME, de les écrire sur bande et de constituer des spectres. Le mode histogramme était assuré par un ADC du type de ceux cités précédemment et d'une mémoire HM413 ORTEC, intégrés dans la baie CAMAC. Cette mémoire était remplie et pouvait être vidée dès que l'utilisateur le souhaitait, permettant ainsi de visualiser des histogrammes.

Pour le spectromètre TAgS, le signal énergie a été défini en formant la somme des huit dynodes, appelées Dynode 2 sur le schéma d'électronique. Cette somme, une fois amplifiée, est dirigée vers un ADC dédié à l'acquisition multiparamétrique et vers l'ADC relatif au mode histogramme. Pour chacun des huit photomultiplicateurs du spectromètre TAgS, la seconde



sortie, dénommée Dynode 1, a été amplifiée puis enregistrée en mode multiparamétrique. Ceci nous permettait de reconstruire, à l'analyse, le signal énergie correspondant à la somme des dynodes. De même, les signaux énergie délivrés par les deux photomultiplicateurs du plastique scintillant et ceux des détecteurs germanium planaire et coaxial ont été enregistrés et sauvegardés sur bande. Dans le cas du détecteur germanium planaire, nous avons utilisé deux amplificateurs distincts afin d'enregistrer son signal énergie avec deux gains différents. Nous avons codé en mode histogramme, en plus de la somme des huit dynodes, l'énergie laissée par les positrons dans le scintillateur plastique, et les énergies déposées dans les deux germanium. Enfin, les corrélations en temps entre le cristal de iodure de sodium et les trois compteurs auxiliaires étaient assurés par trois modules TAC (*Time to Amplitude Converter*), dont le signal *start* était donné par la voie temps du détecteur additionnel correspondant et le signal *stop* par le spectromètre TAgS. Pour chaque détecteur, le signal analogique arrivant à une voie d'ADC n'était codé que s'il était en coïncidence avec le signal logique généré à partir de sa voie temps et avec le signal maître. Ce dernier était composé de la somme des huit anodes en coïncidence avec deux signaux, l'un délivré par le dérouleur de bande signifiant une phase de mesure, et le second assurant la synchronisation du système d'acquisition avec les signaux physiques et provenant d'un module ROR (*Routing Output Register*). Chaque signal maître était envoyé vers une échelle de comptage, tout comme les signaux issus de la voie temps des deux détecteurs germanium.

# Chapitre IV

## Analyse et résultats

Parmi toutes les mesures effectuées lors des deux expériences décrites dans le chapitre précédent, seuls les résultats relatifs aux noyaux  $^{74}\text{Kr}$  et  $^{76}\text{Sr}$  seront présentés dans la suite de ce travail. Les données recueillies sur bande magnétique ont été lues à l'aide d'un programme fortran et stockées sous forme de matrices multidimensionnelles qui permettent, par la suite, la constitution des histogrammes associés aux différents paramètres d'un évènement.

L'intégralité de ce chapitre est donc consacrée, pour chaque noyau étudié, au traitement des données qui a été effectué pour obtenir des spectres en énergie exploitables et aux résultats obtenus en terme de distribution d'alimentation et de force de transition Gamow-Teller  $B(GT)$ .

### IV.1 Le noyau $^{74}\text{Kr}$

#### IV.1.1 Le traitement des données

Les spectres expérimentaux recueillis avec le détecteur TAgS ont été définis et enregistrés sur 8192 canaux. La relation entre le canal  $ch$  et l'énergie  $E_{exp}$  en keV prend la forme

$$E_{exp} = -17,423 + 2,179 \times ch - 0,103.10^{-5} \times ch^2. \quad (\text{IV.1})$$

Ces spectres ont été ensuite compressés sur 1024 canaux et ajustés de manière à posséder la même calibration en énergie que la fonction de réponse, à savoir

$$E_{sim} = \begin{cases} -8,254 + 16,533 \times ch + 0,793.10^{-3} \times ch^2 & ch \leq 37 \\ -27,722 + 17,053 \times ch + 0,163.10^{-3} \times ch^2 & ch \geq 37 \end{cases} \quad (\text{IV.2})$$

Le spectre expérimental  $S$ , qui sera exploité lors de la procédure d'analyse, peut être obtenu, sur le modèle de l'équation IV.3, à partir d'un spectre brut  $A$  auquel ont été soustraites la contribution éventuelle d'un contaminant  $B$  et la contribution  $P$  de l'empilement électronique calculée sur le spectre  $A$

$$S_k = A_k - \lambda_B B_k - \lambda_P P_k \quad k = 1, \dots, 1024. \quad (\text{IV.3})$$

Les termes  $\lambda_B$  et  $\lambda_P$  représentent les facteurs de normalisation adéquats relatifs à la soustraction des spectres  $B$  et  $P$ . Il est crucial de mentionner ici, qu'avant toute opération, le spectre  $B$  doit être lui-même corrigé de tout effet d'empilement, le spectre  $P$  contenant déjà les corrections correspondant à l'empilement de deux signaux liés à la décroissance du contaminant  $B$ .

Afin de calculer les erreurs associées au spectre en énergie  $S$ , nous avons considéré que la répartition des événements dans les histogrammes suivait une loi multinomiale. Appliquée à notre situation, une telle distribution statistique nécessite la connaissance du nombre total de décroissance, quantité à laquelle nous n'avons pas accès. Cependant, les efficacités de détection étant relativement élevées ( $\epsilon > 0,9$ ), le nombre  $N$  de signaux maîtres enregistrés par l'échelle de comptage peut être considéré comme étant une très bonne approximation du nombre total de décroissance. En désignant par  $r_i(r_j)$  le nombre de coups présents au canal  $i(j)$  dans un spectre, la variance et la covariance associées s'écrivent

$$V(r_i) = r_i \left(1 - \frac{r_i}{N}\right), \quad (\text{IV.4})$$

$$\text{cov}(r_i, r_j) = -\frac{r_i r_j}{N} \quad i \neq j. \quad (\text{IV.5})$$

L'utilisation de la distribution multinomiale va donc introduire des corrélations entre les données, contrairement à la distribution de Poisson qui est généralement employée pour calculer les erreurs sur le nombre de coups présents dans un canal donné.

En appliquant le théorème de propagation des erreurs, les éléments de la matrice de covariance associée à un spectre  $S$  se mettent sous la forme

$$\text{cov}(S_i, S_j) = \text{cov}(A_i, A_j) + \lambda_B^2 \text{cov}(B_i, B_j) + \sigma_{\lambda_B}^2 B_i B_j + \sigma_{\lambda_P}^2 P_i P_j, \quad (\text{IV.6})$$

où  $\sigma_{\lambda_B}$  et  $\sigma_{\lambda_P}$  représentent respectivement les erreurs sur les facteurs  $\lambda_B$  et  $\lambda_P$  et où le terme  $\text{cov}(A_i, A_j)$  prend la forme de l'équation IV.5. Nous avons supposé ici que la seule source d'incertitude dans le calcul de l'empilement électronique résidait dans le facteur de normalisation. Cette procédure a été appliquée pour calculer les erreurs qui accompagnent les spectres en énergie relatifs aux composantes capture électronique et  $\beta^+$  de la décroissance  $^{74}\text{Kr} \rightarrow ^{74}\text{Br}$ .

#### IV.1.1.1 La composante capture électronique

La composante capture électronique de la décroissance  $^{74}\text{Kr} \rightarrow ^{74}\text{Br}$  ( $Q_{EC}(^{74}\text{Kr}) = 3140$  keV) a été obtenue en ne retenant que les événements enregistrés dans le spectromètre TAgS en coïncidence avec les rayonnements  $X$  caractéristiques du brome et détectés dans le compteur germanium planaire. La figure IV.1 présente la région d'intérêt du spectre en énergie enregistré avec ce détecteur et sur lequel nous voyons très clairement les contributions  $K_\alpha$  ( $\sim 11,9$  keV) et  $K_\beta$  ( $\sim 13,4$  keV) des rayonnements  $X$ . Les zones hachurées représentent les conditions en énergie que nous avons imposé sur les rayons  $X$  et sur le fond pour constituer les spectres recueillis avec le TAgS. Une fois les contributions  $K_\alpha$  et  $K_\beta$  ajoutées pour former le spectre  $S$ , la distribution  $F$  associée au fond leur a été soustrait avec un coefficient de

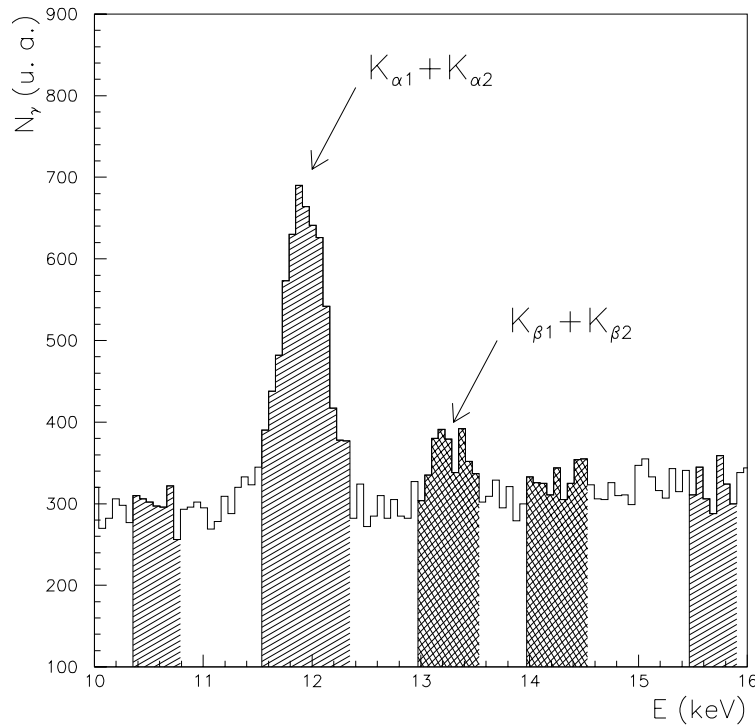


FIG. IV.1 – Spectre en énergie recueilli avec le détecteur germanium planaire durant la mesure de la décroissance  $^{74}\text{Kr} \rightarrow ^{74}\text{Br}$ . Ce spectre ne représente qu'une partie de la statistique totale acquise pour la décroissance de  $^{74}\text{Kr}$ . Les contributions  $K_\alpha$  et  $K_\beta$  des rayonnements X sont pointés par les flèches. Les zones hachurées désignent les conditions en énergie imposées pour constituer les spectres correspondant à la somme des contributions  $K_\alpha$  et  $K_\beta$  et au fond.

normalisation  $\lambda_F=1,0$  auquel n'est attachée aucune erreur. Ces deux spectres sont présentés sur la figure IV.2 de gauche.

Le détecteur germanium planaire étant également sensible aux positrons, la contamination est essentiellement due aux composantes  $\beta^+$  des décroissances  $^{74}\text{Kr} \rightarrow ^{74}\text{Br}$  et  $^{74}\text{Br} \rightarrow ^{74}\text{Se}$ . Pour cette dernière, le bilan de la réaction vaut  $Q_{\beta^+}(^{74}\text{Br})=5885$  keV et l'énergie maximale pouvant être détectée est  $Q_{\beta^+} + 1022 = 6907$  keV. Ainsi, nous voyons sur la figure IV.2 de gauche que très peu de coups sont présents dans le spectre TAGS au-delà de cette énergie  $Q_{EC}$ , signifiant par ainsi que la contribution de l'empilement électronique est sûrement très faible. Une telle situation rendant la normalisation de cette dernière contribution impossible, nous avons, en conséquence, décidé de la négliger. La figure IV.2 de droite montre le spectre expérimental  $EC$  associé à la composante capture électronique de la décroissance du noyau  $^{74}\text{Kr}$  défini comme

$$EC = S - \lambda_F F. \quad (\text{IV.7})$$

Les coups présents au-delà de la valeur  $Q_{EC}$  résultent d'un effet de statistique provenant de la soustraction des deux contributions mentionnées précédemment.



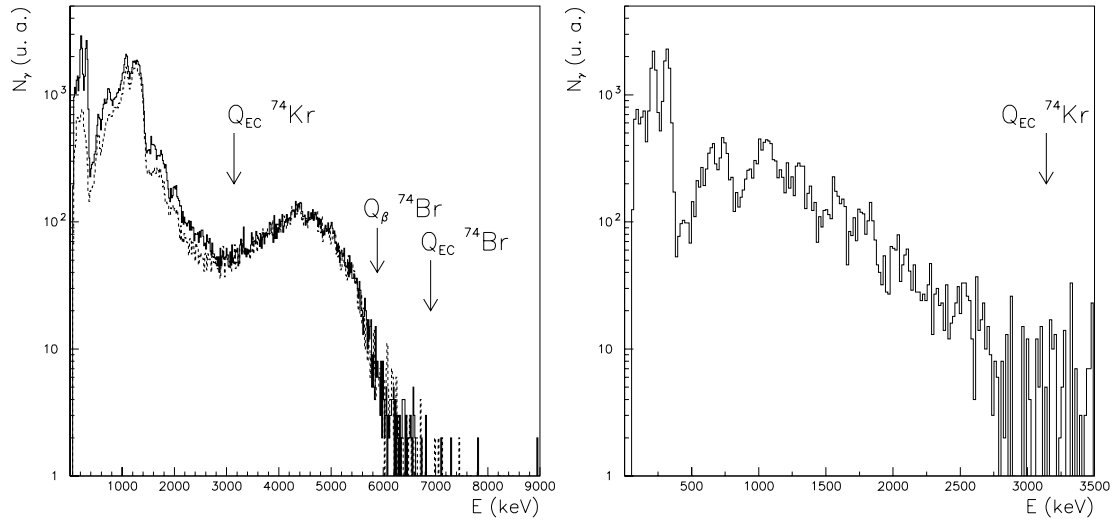


FIG. IV.2 – Gauche : spectres en énergie  $S$  et  $F$  dans le détecteur TAgS correspondant respectivement à la somme des contributions  $K_\alpha$  et  $K_\beta$  (trait plein) des rayons  $X$  caractéristiques de l'élément brome et au fond (trait pointillé). Droite : spectre en énergie associé à la composante capture électronique de la décroissance du noyau  $^{74}Kr$ .

Comme nous l'avons évoqué au paragraphe II.6.1, la présence d'un rayonnement  $X$  dans le détecteur germanium planaire ne garantit pas que le spectre en énergie enregistré en coïncidence avec le spectromètre TAgS corresponde uniquement à la composante capture électronique. Il est également possible de sélectionner de cette manière une partie de la composante  $\beta^+$  ayant conduit par la suite au processus de conversion interne. Dans ces conditions, la correction du spectre correspondant à la capture électronique s'avère très difficile. En effet, nous devons être capable de sélectionner uniquement la contribution de la conversion interne de la composante  $\beta^+$  et de la soustraire avec le bon facteur de normalisation qui dépend évidemment des coefficients de conversion interne. De plus, pour toutes les mesures effectuées sur les isotopes de krypton et de strontium, la statistique totale ne nous permettait pas une telle sélection. Dans le cas présent et au regard du schéma de niveaux [77] établi à partir de mesures haute résolution [47], nous voyons que les deux transitions les plus intenses susceptibles d'être converties sont celles possédant des énergies de 62,8 keV et 89,6 keV désexcitant respectivement les niveaux à 72,6 et 89,6 keV de  $^{74}Br$ . Pour ces énergies, les coefficients de conversion interne calculés valent respectivement 0,43 et 0,16 [78] dans le cas de transitions purement  $M_1$ . Le pourcentage de conversion se chiffre alors à 30 % et 13 % respectivement. Si toute correction nous permettant de nous affranchir totalement et sans ambiguïté de la conversion interne provenant de la composante  $\beta^+$  apparaît difficile, nous pouvons cependant tenter d'évaluer la proportion d'une telle contamination afin de voir si elle contribue de manière significative à la composante capture électronique.

Dans le cas de la transition à 62,8 keV, le niveau associé est peuplé par la transition à 140 keV qui désexcite le niveau situé à 212,8 keV et alimenté à hauteur de 31 % au cours de

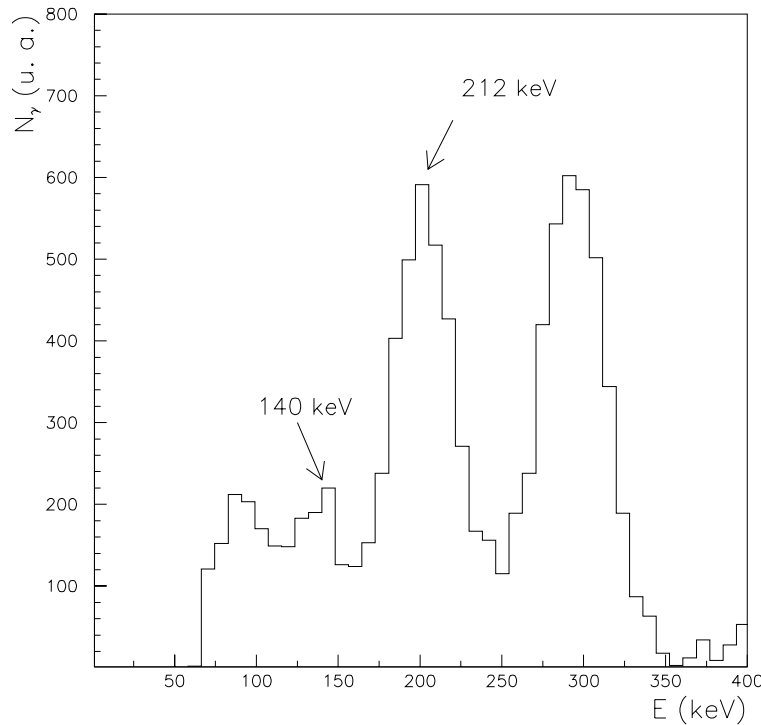


FIG. IV.3 – Spectre en énergie associé à la composante capture électronique de la décroissance du noyau  $^{74}\text{Kr}$ . Les flèches pointent les pics  $\gamma$  à 212 keV et 140 keV.

la décroissance. Ainsi, les évènements détectés à 140,0 keV dans le spectromètre TAgS en coïncidence avec les rayonnements  $X$  du brome ne peuvent provenir que de trois processus. Le premier est une décroissance par capture électronique au cours de laquelle seul un photon de 140,0 keV est enregistré par le spectromètre. Le quantum de 62,8 keV émis en coïncidence n'est, quant à lui, pas détecté par le cristal de iodure de sodium. Lors du second processus qui est toujours une décroissance par capture électronique, la transition à 62,8 keV est convertie. Le photon de 140,0 keV est détecté en coïncidence avec un rayonnement  $X$  consécutif à la conversion interne ou à la capture électronique. Enfin, la troisième possibilité est qu'au cours d'une décroissance  $\beta^+$ , la transition de 62,8 keV soit convertie et que le photon de 140,0 keV soit enregistré dans le spectromètre sans qu'il ne se somme avec les deux photons de 511 keV provenant de l'annihilation du positron et avec d'autres photons provenant d'une éventuelle cascade. Dans une telle situation, la limite supérieure sur la probabilité  $P(140)$  de ne détecter que le photon de 140,0 keV est

$$P(140) = \epsilon_p(140) \times (1 - \epsilon_t(511)) \times (1 - \epsilon_t(511)) = 0,002, \quad (\text{IV.8})$$

où  $\epsilon_p(140)$  est l'efficacité photopique du spectromètre TAgS à 140,0 keV et  $\epsilon_t(511)$  l'efficacité totale à 511 keV. Un tel chiffre montre que la probabilité de n'observer, avec un tel outil spectroscopique, qu'un seul photon lors d'un évènement de multiplicité  $\gamma$  égale à trois apparaît comme très limitée.

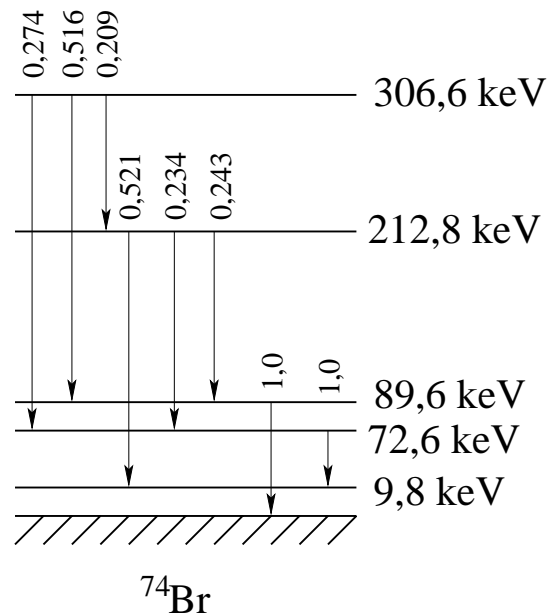


FIG. IV.4 – Schéma de niveaux simplifié de la désexcitation de  $^{74}\text{Br}$ . Nous considérons de cette manière que le niveau d'énergie 306,6 keV n'est pas peuplé par la désexcitation de niveaux localisés à plus haute énergie. Pour chaque transition, nous avons indiqué le rapport d'embranchement  $\gamma$ .

Nous voyons donc que les évènements présents à 140,0 keV dans les spectres conditionnés par la détection d'un rayonnement  $X$  dans le germanium planaire ne doivent, en principe, provenir que du processus de capture électronique, suivi ou non d'une conversion interne. Par un raisonnement similaire, nous arrivons à la même conclusion pour la transition à 89,6 keV en coïncidence avec celle de 123,3 keV désexcitant le niveau à 212,8 keV, à savoir que seule la capture électronique est à l'origine des évènements localisés à 123,3 keV dans les spectres en énergie.

Ainsi, dans un spectre relatif à cette composante capture électronique, l'intensité des pics non résolus dans le spectre TAGS correspondant aux énergies de 123,3 keV et 140,0 keV doit nous permettre d'apprécier la proportion de conversion interne pour les deux transitions de 62,8 keV et 89,6 keV. En effet, à partir des rapports d'embranchement  $\gamma$  et des efficacités de détection que nous avons simulées, nous devrions être capable d'apprécier la proportion d'évènements  $N_{cal}(CE, \overline{IC})$  présents dans ce pic  $\gamma$  qui proviennent de décroissance par capture électronique sans conversion interne. La comparaison au nombre de coups  $N_{exp}(CE)$  présents expérimentalement nous permettrait alors de juger du taux de conversion de ces deux transitions.

Pour mener à bien un tel calcul, nous devons connaître le nombre absolu  $N_{\gamma}(E_{\gamma})$  de photons ayant procédé par les transitions de 140,0 keV et 123,3 keV au cours de la mesure. Ces chiffres peuvent être obtenus à partir de l'intensité  $N_{exp}(212)$  du pic localisé aux environs de 212 keV et présenté sur la figure IV.3. Expérimentalement, cette intensité a été

déterminée comme valant  $N_{exp}(212) = 2612 \pm 116$ . En considérant que seules les huit transitions présentées sur le schéma de niveaux simplifié de la figure IV.4 peuvent contribuer à celui-ci, nous avons

$$\begin{aligned} N_{exp}(212) &= N_{exp}(233) + N_{exp}(216) + N_{exp}(203) + N_{exp}(140 + 62) + N_{exp}(140 + 93) \\ &+ N_{exp}(123 + 89) + N_{exp}(123 + 93), \end{aligned} \quad (\text{IV.9})$$

où  $N_{exp}(E_\gamma)$  représente le nombre de photons détectés à une énergie donnée et contribuant à l'intensité du pic. En raison du faible pouvoir de résolution de notre détecteur, nous avons dû tenir compte dans cette intensité de l'éventuelle contribution de la transition à 233,9 keV désexcitant le niveau à 306,6 keV. En tenant compte des rapport d'embranchement  $\gamma$  donnés avec le schéma de niveaux, nous pouvons réécrire les termes  $N_{exp}(E_\gamma)$  comme

$$N_{exp}(233) = 0,274N_{exp}(212), \quad (\text{IV.10})$$

$$N_{exp}(216) = 0,516N_{exp}(212), \quad (\text{IV.11})$$

$$N_{exp}(203) = 0,110N_{exp}(212), \quad (\text{IV.12})$$

$$N_{exp}(140 + 62) + N_{exp}(140 + 93) = 0,049N_{exp}(212), \quad (\text{IV.13})$$

$$N_{exp}(123 + 89) + N_{exp}(123 + 93) = 0,051N_{exp}(212). \quad (\text{IV.14})$$

Par la suite, nous allons négliger le terme  $N_{exp}(140 + 93)$  qui contribue en toute rigueur à l'énergie  $140 + 93 + 30 = 263$  keV, les trente keV provenant de l'effet de sommation abordé au second chapitre. De plus, nous pouvons considérer, au vue des énergies mises en jeu et des efficacités correspondantes, que les termes  $N_{exp}(123 + 89)$  et  $N_{exp}(123 + 93)$  sont égaux. A partir des efficacités de détection, nous pouvons calculer le nombre absolu  $N_\gamma(E_\gamma)$  de photons présents lors de la mesure et associés à la composante capture électronique. Nous avons regroupé ce nombre de photons ainsi que les efficacités utilisées dans le tableau IV.1.

Avec ces résultats, nous pouvons désormais déterminer la proportion d'évènements présents dans le pic correspondant aux énergie de 123,3 et 140,0 keV ayant procédé par capture électronique et sans conversion interne. Ainsi les probabilités d'observer les transitions de 123,3 et 140,0 keV en raison de l'échappement des quanta de 62,8, 89,6 et 93,8 keV s'écrivent

$$P(140) = \epsilon_p(140)(1 - \epsilon_t(62))(1 - \epsilon_t(93)), \quad (\text{IV.15})$$

$$P(123) = \epsilon_p(123)(1 - \epsilon_t(89))(1 - \epsilon_t(93)), \quad (\text{IV.16})$$

où les valeurs des efficacités  $\epsilon_t(E_\gamma)$  et  $\epsilon_p(E_\gamma)$  sont données dans le tableau IV.1.

En appliquant ces probabilités aux nombre de photons procédant par ces énergies ( $N_\gamma(140) = 1662 \pm 74$  et  $N_\gamma(123) = 1386 \pm 45$ ), nous obtenons le nombre de coups  $N_{cal}(CE, \overline{IC})$

$E_\gamma$	$N_\gamma(E_\gamma)$	$E_\gamma$	$\epsilon_t$	$\epsilon_p$
233 keV	$2432 \pm 116$	233 keV	0,89	0,69
216 keV	$6885 \pm 326$	216 keV	0,88	0,68
203 keV	$1524 \pm 74$	203 keV	0,88	0,68
140+62 keV	$1662 \pm 74$	140 keV	0,83	0,63
123+93 keV	$674 \pm 31$	123 keV	0,80	0,62
123+89 keV	$712 \pm 32$	93 keV	0,74	0,59
-	-	89 keV	0,73	0,58
-	-	62 keV	0,60	0,47

TAB. IV.1 – Nombre  $N_\gamma(E_\gamma)$  de photons associé à chaque transition contribuant au pic localisé à 212 keV dans le spectre en énergie relatif à la composante capture électronique de la décroissance  $^{74}\text{Kr} \rightarrow ^{74}\text{Br}$ . Ces chiffres ont été corrigés des efficacités totales  $\epsilon_t$  et photopics  $\epsilon_p$  de détection du spectromètre TAGS également présentées.

présents dans le pic correspondant aux énergie de 123,3 et 140,0 keV, quantité que nous pouvons comparer au nombre de coups expérimental  $N_{exp}(CE)$

$$N_{cal}(CE, \overline{IC}) = 169 \pm 7, \quad (\text{IV.17})$$

$$N_{exp}(CE) = 181 \pm 23. \quad (\text{IV.18})$$

Nous nous apercevons ainsi que  $93,4 \pm 12,5$  % des événements présents dans le pic localisé aux environs de 140 keV d'énergie d'excitation proviendraient de la non détection des photons de 62,8, 89,6 et 93,8 keV et que, conséquemment,  $6,6 \pm 13,2$  % pourrait être attribués à la conversion interne. Même si les barres d'erreur accompagnant ces valeurs sont relativement importantes, nous pouvons affirmer que les deux transitions de 62,8 keV et 89,6 keV sont peu converties et que la proportion de contamination due à la composante  $\beta^+$  doit, dans ce cas bien précis, rester négligeable. Dans le cas contraire, nous devrions observer sur le spectre de la figure IV.2 de droite les pics correspondant à l'annihilation des positrons et des effets de sommation avec les transitions de 212,8 keV et 306,6 keV. Ceci n'étant pas observé et d'après la discussion précédente, nous en avons conclu que le spectre présenté sur la figure IV.2 de droite pouvait être utilisé pour calculer la distribution des alimentations  $\beta$  dans la décroissance  $^{74}\text{Kr} \rightarrow ^{74}\text{Br}$ .

#### IV.1.1.2 La composante $\beta^+$

La composante  $\beta^+$  de la décroissance a été sélectionnée en ne retenant que les événements en coïncidence avec la détection d'un positron dans le plastique scintillant. Le spectre en énergie enregistré avec ce détecteur pendant la mesure  $^{74}\text{Kr} \rightarrow ^{74}\text{Br}$  est présenté sur la figure IV.5. Le pic localisé aux environs de 430 keV correspond à l'énergie moyenne perdue dans 2 mm de plastique par les particules  $\beta^+$ . La zone hachurée délimite les conditions en énergie que nous avons imposé pour constituer le spectre relatif au cristal de iode de sodium. La limite inférieure sur la condition en énergie a été fixée à 100 keV. En raison du caractère

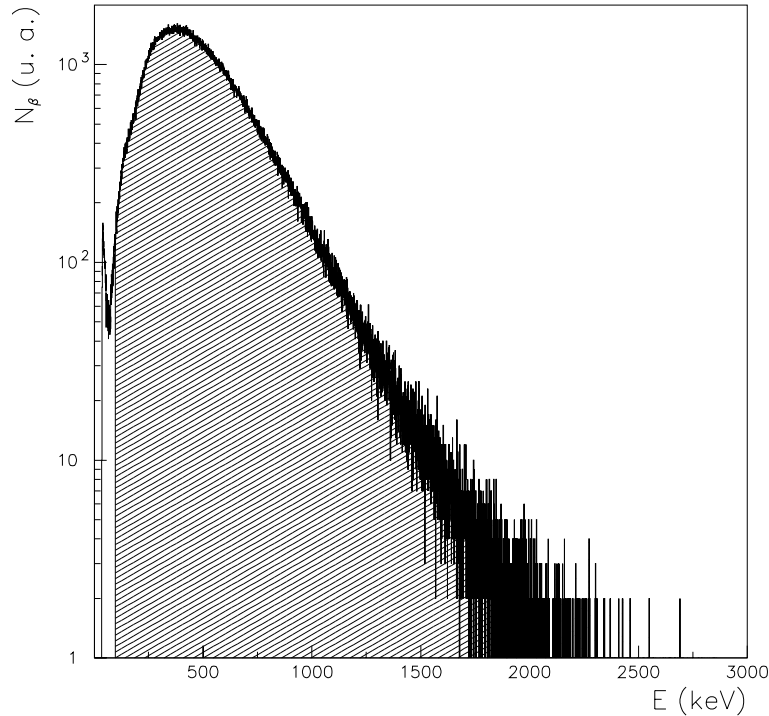


FIG. IV.5 – Spectre en énergie recueilli avec le détecteur plastique durant la mesure de la décroissance  $^{74}\text{Kr} \rightarrow ^{74}\text{Br}$ . La zone hachurée désigne les conditions en énergie imposées pour constituer la distribution en énergie du spectre TAgS.

continu de la distribution en énergie dans le détecteur plastique, cette technique de sélection ne permet pas de prévenir d'une contamination isobarique provenant dans le cas présent de la décroissance  $\beta^+$  du noyau fils  $^{74}\text{Br}$  vers l'isotope stable  $^{74}\text{Se}$  ( $Q_{EC}(^{74}\text{Br})=6907$  keV). Une telle contribution est clairement visible sur le spectre relatif au détecteur TAgS qui est présenté sur la figure IV.6 de gauche. Sur cette même figure est également présentée la contribution de l'empilement électronique que nous avons calculée et normalisée. Le facteur de normalisation  $\lambda_p(^{74}\text{Kr})$  a été déterminé par une méthode des moindres carrés appliquée à la partie du spectre située au-delà de la valeur  $Q_{EC}(^{74}\text{Br})$

$$\lambda_p(^{74}\text{Kr}) = 30280 \pm 4758. \quad (\text{IV.19})$$

Pour tenir compte de la filiation, nous avons utilisé les données recueillies lors de la mesure  $^{74}\text{Br} \rightarrow ^{74}\text{Se}$  en constituant le spectre en énergie correspondant à la composante  $\beta^+$  de cette décroissance. Rappelons ici que l'isotope  $^{74}\text{Br}$  n'a pas été directement produit par fragmentation de la cible mais par filiation radioactive de  $^{74}\text{Kr}$ . Cette distribution ainsi que la correction d'empilement calculée sont présentées sur la figure IV.6 de droite. Le facteur de normalisation  $\lambda_p(^{74}\text{Br})$  associé a été obtenu comme indiqué précédemment

$$\lambda_p(^{74}\text{Br}) = 3962 \pm 1559. \quad (\text{IV.20})$$

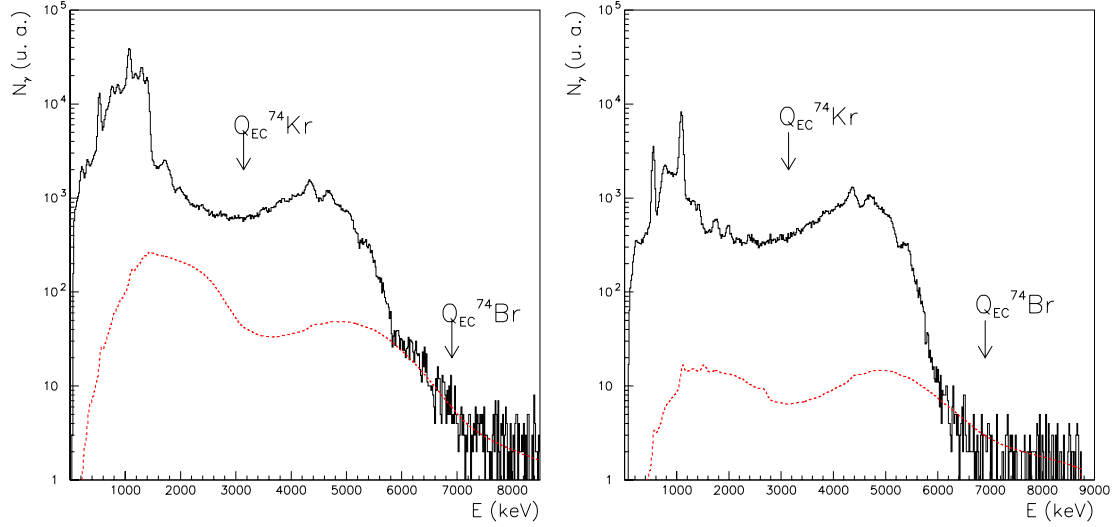


FIG. IV.6 – Spectres en énergie enregistrés avec le détecteur TAgS en coïncidence avec les positrons ayant déclenché le scintillateur plastique (trait plein) lors des mesures  $^{74}\text{Kr} \rightarrow ^{74}\text{Br}$  (gauche) et  $^{74}\text{Br} \rightarrow ^{74}\text{Se}$  (droite). Les contributions normalisées de l'empilement électronique (trait pointillé) sont également présentées.

La grande incertitude  $\sigma_{\lambda_p(^{74}\text{Br})}$  accompagnant cette valeur est due à la faible statistique à partir de laquelle a été effectué l'ajustement.

Une fois le spectre de  $^{74}\text{Br}$  corrigé, ce dernier peut être soustrait à celui de  $^{74}\text{Kr}$  avec le bon facteur de normalisation. Ce nouveau facteur de normalisation  $\lambda_{\beta^+}(^{74}\text{Br})$  est obtenu en effectuant, pour une transition  $E_\gamma$  connue de  $^{74}\text{Se}$  et présente lors des deux mesures  $^{74}\text{Kr} \rightarrow ^{74}\text{Br}$  et  $^{74}\text{Br} \rightarrow ^{74}\text{Se}$  dans le spectre en énergie du détecteur germanium coaxial, le rapport des intensités  $I_{^{74}\text{Kr}}(E_\gamma)$  et  $I_{^{74}\text{Br}}(E_\gamma)$ . Nous avons, en ayant choisi la transition d'énergie 634,8 keV

$$\lambda_{\beta^+}(^{74}\text{Br}) = \frac{I_{^{74}\text{Br}}(634)}{I_{^{74}\text{Kr}}(634)} = \frac{3536 \pm 59}{10985 \pm 105} = 0,322 \pm 0,006. \quad (\text{IV.21})$$

En appliquant la même procédure à partir de la transition de 219,0 keV, nous obtenons

$$\lambda_{\beta^+}(^{74}\text{Br}) = \frac{I_{^{74}\text{Br}}(219)}{I_{^{74}\text{Kr}}(219)} = \frac{9283 \pm 96}{28395 \pm 168} = 0,327 \pm 0,004. \quad (\text{IV.22})$$

Une telle vérification nous permet de confirmer la validité de ce facteur de normalisation. Cependant, en superposant, sur la figure IV.7 de gauche, les spectres correspondant à  $^{74}\text{Kr}$  et à  $^{74}\text{Br}$ , tous deux corrigés de l'empilement électronique, nous voyons assez clairement que ce facteur semble incorrect et que sa valeur ne permet pas de soustraire la totalité de la contamination provenant de la décroissance  $\beta^+$  de  $^{74}\text{Br}$ . Nous pouvons néanmoins soustraire cette contamination en normalisant dans les deux distributions les intensités  $I_{^{74}\text{Kr}}(E_\gamma)$  et

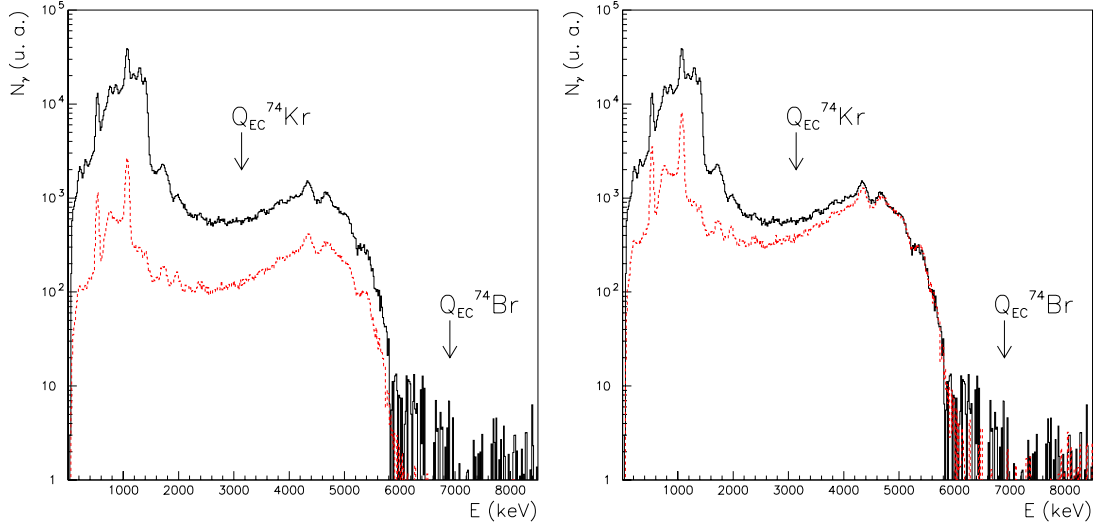


FIG. IV.7 – Spectres en énergie enregistré avec le détecteur TAgS en coïncidence avec les positrons ayant déclenché le scintillateur plastique lors de la mesure  $^{74}\text{Kr} \rightarrow ^{74}\text{Br}$  (trait plein) et spectres en énergie enregistré avec le détecteur TAgS correspondant à la composante  $\beta^+$  de la décroissance  $^{74}\text{Br} \rightarrow ^{74}\text{Se}$  (trait pointillé). A gauche, le facteur de normalisation employé est donné par les équations IV.21 et IV.22. A droite, il est donné par l'équation IV.23.

$I_{74\text{Br}}(E_\gamma)$  du pic situé à 4350 keV d'énergie d'excitation dans les spectres du détecteur TAgS

$$\lambda_{\beta^+}(^{74}\text{Br}) = \frac{I_{74\text{Br}}(4350)}{I_{74\text{Kr}}(4350)} = \frac{4471 \pm 96}{4586 \pm 103} = 1,003 \pm 0,030. \quad (\text{IV.23})$$

La figure IV.7 de droite montre la superposition des deux composantes  $\beta^+$  des décroissances de  $^{74}\text{Kr}$  et  $^{74}\text{Br}$  en utilisant ce dernier facteur de normalisation. Le grand désaccord entre la valeur donnée par les équations IV.21 et IV.22 et celle obtenue par l'équation IV.23 ne trouve à l'heure actuelle aucune explication liée à un phénomène physique. Nous avons imputé cette différence au fait que le préamplificateur du détecteur coaxial ait pu être bloqué en raison d'un taux de comptage trop important lors de la mesure  $^{74}\text{Br} \rightarrow ^{74}\text{Se}$  ou à un défaut de corrélation entre les différents paramètres d'un évènement.

Le spectre final correspondant à la composante  $\beta^+$  de la décroissance  $^{74}\text{Kr} \rightarrow ^{74}\text{Br}$ , obtenu en utilisant le facteur de normalisation donné par l'équation IV.23, est présenté sur la figure IV.8. Il apparaît, sur cette dernière, que la totalité de la contamination n'a pas été soustraite puisqu'une contribution non négligeable demeure au-delà de la valeur  $Q_{EC}(^{74}\text{Kr})$ . Il semblerait ainsi que le spectre  $\beta^+$  associé à  $^{74}\text{Br}$  et utilisé pour cette dernière opération ne nous permette pas une correction satisfaisante. Une telle situation peut s'expliquer par la présence d'un état isomérique  $4^-$  d'une période de 46 minutes dans  $^{74}\text{Br}$  et par des conditions sur les cycles du dérouleur de bande différentes lors des deux mesures sur les isotopes  $^{74}\text{Kr}$  et  $^{74}\text{Br}$ . En effet, le second a été étudié une fois tous les noyaux de  $^{74}\text{Kr}$  dérus et sans que la bande n'eut été déplacée au cours de l'acquisition. De cette manière, le rapport des activités entre



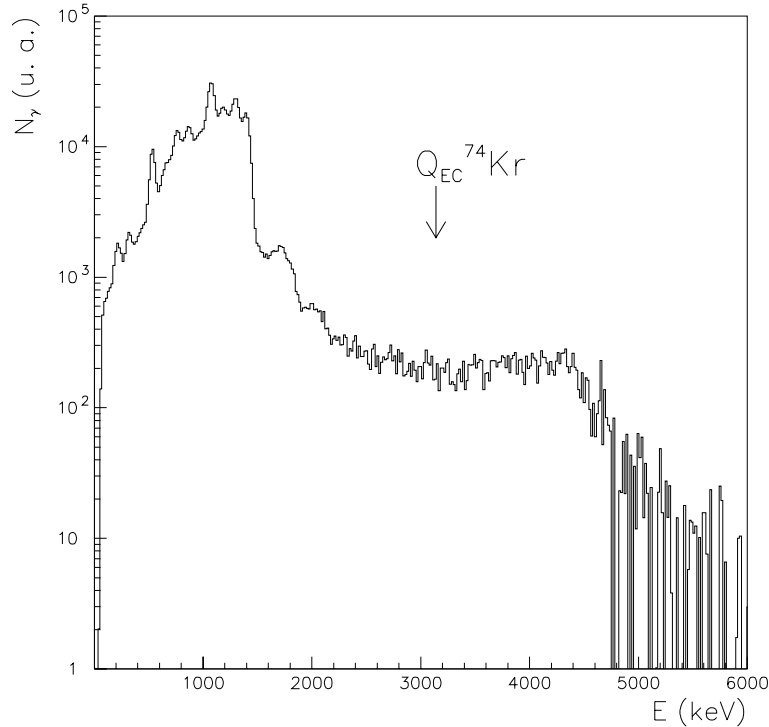


FIG. IV.8 – Spectre en énergie correspondant à la composante  $\beta^+$  de la décroissance  $^{74}\text{Kr} \rightarrow ^{74}\text{Br}$  obtenu après soustraction de l'empilement électronique et du contaminant. Le facteur de normalisation utilisé pour la soustraction de la contribution de  $^{74}\text{Br}$  est donné par l'équation IV.23.

les deux états isomériques de  $^{74}\text{Br}$  a pu évoluer différemment au cours de cette mesure et lors de celle de  $^{74}\text{Kr}$ , distordant le spectre  $\beta^+$  de  $^{74}\text{Br}$ . Ainsi, l'impossibilité de s'affranchir totalement de l'activité du noyau fils  $^{74}\text{Br}$  doit nous rendre attentif à la qualité des résultats obtenus à l'issue d'une analyse menée à partir du spectre  $\beta^+$  de  $^{74}\text{Kr}$  tel qu'il est présenté sur la figure IV.8.

### IV.1.2 Les résultats

Comme nous l'avons laissé entendre au paragraphe II.6.3, la construction des matrices de réponse  $\mathbf{R}^{EC}$  et  $\mathbf{R}^{\beta^+}$  indispensables à la détermination des distributions  $\mathbf{f}_{EC}$  et  $\mathbf{f}_{\beta^+}$  nécessite la connaissance du schéma de niveaux sur toute la fenêtre en énergie disponible au cours de la décroissance. Pour cette étude, nous avons conservé, par souci de cohérence, le schéma établi, pour des énergies s'étendant jusqu'à 978 keV, par des mesures haute résolution [47] [48]. Les matrices de réponse ont été définies en tenant compte des coefficients de conversion interne qui ont été calculés [78] en considérant différentes multipolarités pour une même transition  $\gamma$  afin d'en évaluer l'incidence sur l'intensité de la force. Les deux derniers MeV d'énergie d'excitation ont été décrits à l'aide d'un modèle statistique (*Back-shifted Fermi Gas-Model*).

Parmi les niveaux ainsi obtenus, nous n'avons retenu que ceux caractérisés par un état de moment angulaire  $J = 0, 1, 2$  avec une parité  $\pi = \pm 1$ . Dans cette approche, le nombre d'états introduits dépend bien évidemment de la densité de niveaux à travers le choix du paramètre de densité  $a$ . L'influence de ce paramètre sur l'intensité et la distribution de force Gamow-Teller sera discutée ultérieurement. Une fois définis, les états correspondant aux domaines connus et inconnus du schéma ont été regroupés par intervalle de 20 keV. Nous voyons immédiatement l'inconvénient de cette procédure de regroupement au cours de laquelle toute information relative au spin et à la parité du nouveau niveau d'énergie  $E_i$  est perdue. De ce fait, il est désormais impossible de qualifier la nature permise ou interdite d'une transition. En conséquence, un caractère permis a été attribué à toutes les décroissances procédant par les  $n$  intervalles de 20 keV. Une telle approximation ne doit pas nous faire perdre de vue que tous les résultats théoriques auxquels nous faisons référence depuis le début de ce travail ont été déterminés en considérant uniquement des transitions permises. Soulignons enfin que la technique d'absorption totale ne conduit qu'à des distributions moyennes et ne permet en aucun cas de déterminer la position en énergie d'un état avec la précision obtenue lors de mesures effectuées avec des détecteurs semi-conducteurs.

Appliquée aux spectres relatifs aux composantes capture électronique et  $\beta^+$  de la décroissance  $^{74}\text{Kr} \rightarrow ^{74}\text{Br}$  obtenus dans le paragraphe précédent, la méthode d'analyse basée sur l'algorithme itératif de l'équation II.39 nous permet de calculer les distributions  $\mathbf{f}_{EC}$  et  $\mathbf{f}_{\beta^+}$  des alimentations. Ces distributions sont déterminées, pour chaque intervalle  $i$  d'énergie  $E_i$  et de largeur 20 keV ( $E_i = i \times 20$  keV), sous la forme d'un nombre de décroissances  $N_{EC_i}$  et  $N_{\beta_i^+}$  ayant procédé par ce niveau et nécessaires pour reproduire les données expérimentales. Les intensités  $I_{EC_i}$  et  $I_{\beta_i^+}$  normalisées s'écrivent en fonction de  $N_{EC_i}$  et  $N_{\beta_i^+}$

$$I_{EC_i} = \frac{N_{EC_i}}{\sum_j^{Q_{EC}} N_{EC_j}}, \quad (\text{IV.24})$$

$$I_{\beta_i^+} = \frac{N_{\beta_i^+}}{\sum_j^{Q_{EC}-1022} N_{\beta_j^+}}. \quad (\text{IV.25})$$

Ces intensités sont reliées à l'alimentation totale normalisée  $I_{\beta_i}$  du niveau  $i$  par l'intermédiaire du terme  $r_i$  nous donnant pour chaque niveau le rapport entre l'intensité de la composante capture électronique et celle de la composante  $\beta^+$

$$I_{\beta_i} = \begin{cases} (1 + \frac{1}{r_i})I_{EC_i} & E_i \leq Q_{EC} - 1022 \text{ keV} \\ I_{EC_i} & E_i > Q_{EC} - 1022 \text{ keV} \end{cases} \quad (\text{IV.26})$$

à partir de la distribution  $\mathbf{f}_{EC}$  et

$$I_{\beta_i} = \begin{cases} (1 + r_i)I_{\beta_i^+} & E_i \leq Q_{EC} - 1022 \text{ keV} \\ 0 & E_i > Q_{EC} - 1022 \text{ keV} \end{cases} \quad (\text{IV.27})$$

à partir de la distribution  $\mathbf{f}_{\beta^+}$ . Le rapport  $r_i$  est interpolé à partir des valeurs tabulées dans la référence [79] à partir de la formule [71]

$$r_i = 10^{a_i(Q_{EC}-E_i)+b_i}, \quad (\text{IV.28})$$

où les coefficients  $a_i$  et  $b_i$  proviennent de la procédure d'interpolation. En considérant que l'erreur  $\sigma_{r_i}$  associée à ce rapport ne provient que de l'incertitude  $\sigma_{Q_{EC}}$  sur la valeur  $Q_{EC}$ , nous avons

$$\sigma_{r_i} = r_i a_i \ln(10) \sigma_{Q_{EC}}. \quad (\text{IV.29})$$

En fonction du spectre employé pour calculer  $I_{\beta_i}$ , l'intensité de la force Gamow-Teller que nous désirons établir pour le noyau  $^{74}\text{Kr}$  peut être calculée pour un intervalle  $i$  d'énergie  $E_i$  en reprenant la formulation I.22

$$B(GT)_i = \begin{cases} \left(1 + \frac{1}{r_i}\right) \frac{3871 I_{EC_i}}{f_i T_{1/2}} & E_i \leq Q_{EC} - 1022 \text{ keV} \\ \frac{3871 I_{EC_i}}{f_i T_{1/2}} & E_i > Q_{EC} - 1022 \text{ keV} \end{cases} \quad (\text{IV.30})$$

dans le cas du processus de capture électronique et

$$B(GT)_i = (1 + r_i) \frac{3871 I_{\beta_i^+}}{f_i T_{1/2}} \quad E_i \leq Q_{EC} - 1022 \text{ keV} \quad (\text{IV.31})$$

dans le cas du processus  $\beta^+$ . Dans ces deux dernières équations,  $T_{1/2}$  représente la période, et  $f_i$  l'intégrale de la fonction de Fermi à l'énergie  $(Q_{EC} - E_i)$ . Par analogie avec le calcul du rapport  $r_i$ , cette intégrale est déterminée en interpolant les valeurs tabulées dans la référence [79]

$$f_i = 10^{c_i(Q_{EC} - E_i) + d_i}, \quad (\text{IV.32})$$

où, une nouvelle fois, les termes  $c_i$  et  $d_i$  sont donnés par la régression linéaire. En faisant la même hypothèse que dans le cas de  $r_i$ , l'erreur  $\sigma_{f_i}$  est

$$\sigma_{f_i} = f_i c_i \ln(10) \sigma_{Q_{EC}}. \quad (\text{IV.33})$$

Toutes les distributions de force Gamow-Teller présentées dans la suite de ce chapitre le seront en fonction de l'énergie d'excitation dans le noyau fils et exprimées en unité  $g_A^2/4\pi$ .

En appliquant le théorème de propagation des erreurs, l'incertitude  $\sigma_{par,i}$  accompagnant l'intensité  $B(GT)_i$  et provenant des paramètres intervenant dans le calcul s'écrit

$$\sigma_{par,i} = \left( \left( \frac{\partial B(GT)_i}{\partial I_{\beta_i}} \right)^2 \sigma_{I_{\beta_i}}^2 + \left( \frac{\partial B(GT)_i}{\partial f_i} \right)^2 \sigma_{f_i}^2 + \left( \frac{\partial B(GT)_i}{\partial T_{1/2}} \right)^2 \sigma_{T_{1/2}}^2 \right)^{1/2}, \quad (\text{IV.34})$$

où les quantités  $\sigma_{I_{\beta_i}}$ ,  $\sigma_{f_i}$  et  $\sigma_{T_{1/2}}$  désignent respectivement les incertitudes sur l'alimentation  $\beta$  du niveau  $i$ , sur l'intégrale de la fonction de Fermi à l'énergie du niveau  $i$  considéré et sur la période  $T_{1/2}$ . Les trois termes présents dans la somme quadratique s'identifient respectivement comme  $\sigma_{A_i}$ ,  $\sigma_{F_i}$  et  $\sigma_{P_i}$ . Comme nous le verrons par la suite, une erreur systématique  $\sigma_{sys}$  comprenant toutes les sources d'incertitudes autres que celles évoquées ci-dessus peut intervenir dans l'erreur totale sur l'intensité de la force de transition.

Une discussion détaillée sur les expressions analytiques liées au calculs des erreurs est présentée dans l'annexe A. Toutes les distributions de force Gamow-Teller et les erreurs associées déterminées dans la suite de ce travail ont été calculées à partir de ce formalisme.

### IV.1.2.1 La composante capture électronique

Nous avons tout d'abord débuté notre analyse sur le spectre relatif à la composante capture électronique de la décroissance  $^{74}\text{Kr} \rightarrow ^{74}\text{Br}$ . Afin d'obtenir une distribution  $\mathbf{f}_{EC}$  qui présente une structure lisse dans les régions à faible statistique, et notamment proche de  $Q_{EC}$ , nous avons décidé d'inclure dans la procédure d'analyse le fond qui a été soustrait pour obtenir le spectre de la figure IV.2 de droite [80]. Dans ce cas, la probabilité conditionnelle  $P(f_j|d_i)$  (éq. II.37) que l'alimentation  $f_j$  soit *a posteriori* la cause de la donnée  $d_i$  doit dorénavant contenir un nouveau terme exprimant la probabilité que cette donnée puisse provenir du fond constant.

Pour décrire le spectre en énergie d'excitation du noyau fils nous avons fixé la valeur du paramètre de densité  $a$  de  $10 \text{ MeV}^{-1}$ . Un tel choix est suggéré par l'analyse statistique menée sur le noyau  $^{72}\text{Kr}$  [81] et au cours de laquelle cette valeur a été utilisée. Dans ces conditions, nous avons à notre disposition 23 nouveaux niveaux, dont le premier se situe à 1320 keV d'énergie d'excitation, pour décrire la partie inconnue du schéma de décroissance. La probabilité, pour une même transition  $\gamma$ , de posséder des multipolarités différentes étant relativement difficile à évaluer, les coefficients de conversion interne pour les énergie 62,8 keV et 89,6 keV ont été pris, dans un premier temps, en supposant des transitions de multipolarité purement  $M_1$ .

La figure IV.9 illustre les résultats obtenus au cours de cette première analyse. En haut à gauche, nous avons mis en regard le spectre expérimental tel qu'il est présenté sur la figure IV.2 de gauche et le spectre recalculé à partir des alimentations déterminées. La différence relative  $\Delta$  entre ces deux spectres, calculée sous la forme

$$\Delta = \frac{N_{exp} - N_{sim}}{\sigma_{exp}}, \quad (\text{IV.35})$$

est présentée en bas à gauche. Le degré de confiance dans la détermination des alimentations  $\mathbf{f}_{EC}$  est directement relié à la valeur de ce paramètre. Dans cette dernière équation, les quantités  $N_{exp}$  et  $N_{sim}$  représentent respectivement le nombre de coups dans le spectre expérimental et simulé et  $\sigma_{exp}$  l'incertitude sur  $N_{exp}$ . Enfin, sur la colonne de droite, nous avons placé, en haut, la distribution  $\mathbf{f}_{EC}$  normalisée et, en bas, la distribution de force Gamow-Teller  $B(GT)$  calculée à partir de la formule IV.30.

Partant du critère que le spectre expérimental doit être fidèlement reproduit par les alimentations déterminées pour juger de la qualité du résultat, nous voyons à l'aide de la figure IV.9 que cette condition n'est pas satisfaite à l'issue de cette première analyse. Si, dans le cas considéré, nous observons que la partie correspondant à la région connue du schéma de niveau est parfaitement prise en compte par la simulation, la reproduction pour des énergies situées au-delà du premier MeV n'apparaît, quant à elle, pas de bonne qualité. En particulier, le programme d'analyse n'attribue aucune alimentation aux énergies de 1100 keV et entre 1400 et 1800 keV, endroits où la différence entre spectre expérimental et spectre simulé est conséquente. La raison de ce désaccord est qu'aucun niveau n'a été placé par le *Back-shifted Fermi Gas-Model* dans ces gammes d'énergie et que, par conséquent, aucune décroissance ne peut avoir lieu. En terme de distribution de force, nous retrouvons les trois contributions à basse énergie provenant des niveaux localisés à 89,6 keV, 212,8 keV et

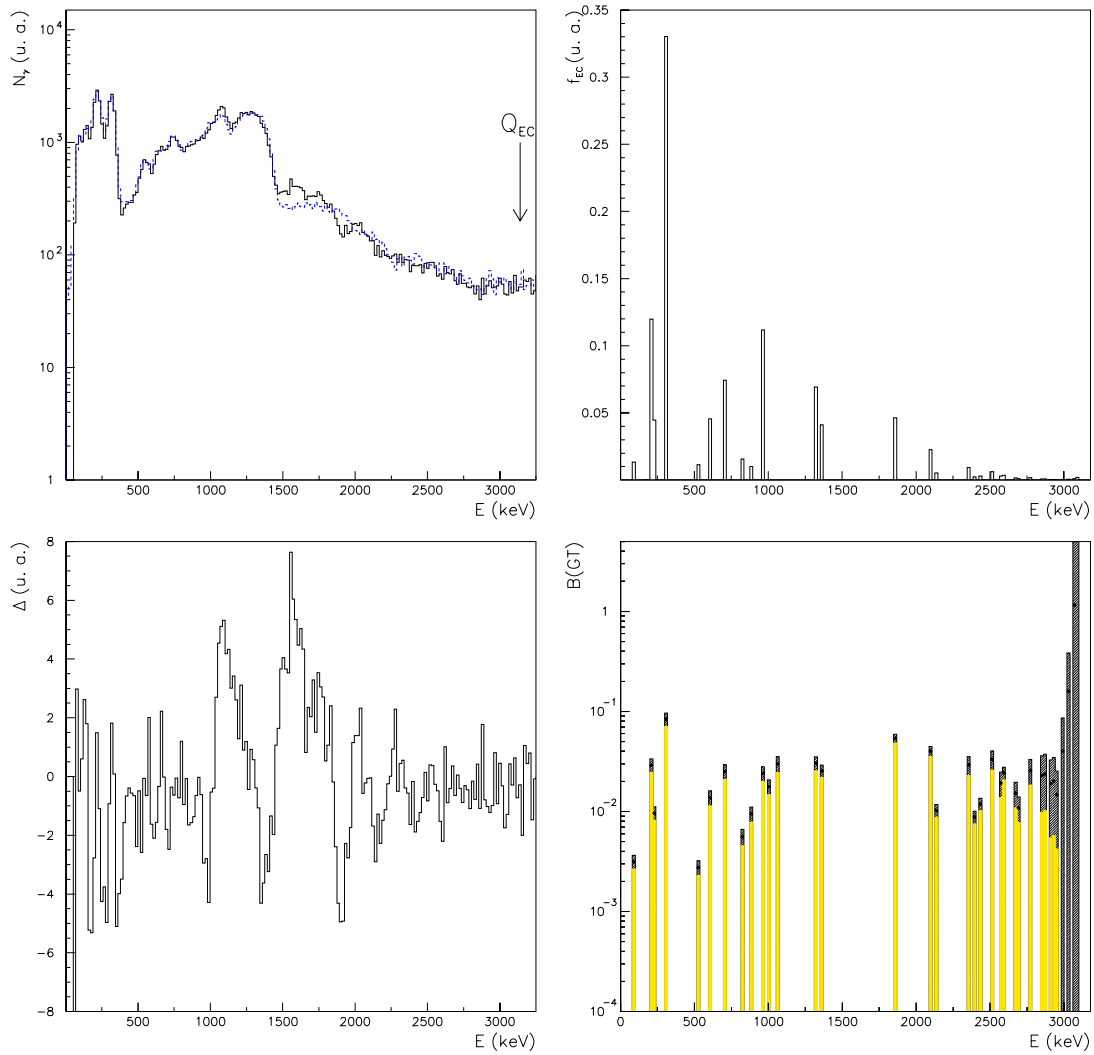


FIG. IV.9 – Résultats de l'analyse effectuée sur la composante capture électronique de la décroissance du noyau  $^{74}\text{Kr}$  avec un paramètre de densité  $a = 10 \text{ MeV}^{-1}$ . Les coefficients de conversion interne pour les transitions d'énergie 62,8 keV et 89,6 keV ont été inclus en considérant un caractère purement  $M_1$ . Colonne de gauche : en haut, spectres expérimental (trait plein) et simulé (trait pointillé); en bas, différence relative entre les deux spectres expérimental et simulé. Colonne de droite : en haut, distribution  $\mathbf{f}_{EC}$  obtenue à l'issue de l'analyse et normalisée; en bas, distribution de force Gamow-Teller  $B(GT)_{exp,EC}^{a=10,M_1}$  calculée à partir de  $\mathbf{f}_{EC}$ .

306,6 keV avec des intensités comparables, excepté pour le premier, à celles déterminées lors des mesures haute résolution (fig. I.15 de droite). Il nous faut cependant garder à l'esprit que les alimentations déterminées au cours de ce travail peuvent être différentes de celles trouvées dans la littérature en raison des faibles efficacités des détecteurs semi-conducteurs aux rayonnements  $\gamma$  de grande énergie évoquées en fin de premier chapitre. Nous pouvons

également remarquer que pour des énergies proches de  $Q_{EC}$ , les incertitudes sur la force de transition  $\beta$  deviennent relativement importantes, dépassant même les valeurs centrales pour des transitions procédant dans la zone d'incertitude  $\sigma_{Q_{EC}} = 62$  keV. La force totale  $\sum B(GT)_{exp}$  ainsi contenue dans la fenêtre en énergie prise entre 0 et 3 MeV est

$$\sum_{E_x=0}^{3 \text{ MeV}} B(GT)_{exp,EC}^{a=10,M_1} = 0,692 \pm 0,038. \quad (\text{IV.36})$$

Afin de mieux reproduire le spectre expérimental, il semble nécessaire d'inclure de nouveaux niveaux dans le schéma. Nous avons donc décidé, en premier lieu, de placer deux niveaux à 1013,8 keV et 1060,9 keV, énergies correspondant à deux transitions  $\gamma$  qui n'avaient pu être placées dans le schéma de décroissance établi par H. Schmeing *et al.* [47]. Dans un second temps, le paramètre de densité a été augmenté pour passer à  $a = 11 \text{ MeV}^{-1}$ . Avec cette nouvelle valeur, 46 niveaux permettent désormais de décrire les deux derniers MeV d'énergie d'excitation dans  $^{74}\text{Br}$ . Le résultat de l'analyse alors effectuée est présenté sur la figure IV.10. Avec 61 niveaux alimentés, nous voyons que la qualité de la simulation s'est nettement améliorée et que la reproduction du spectre expérimental aux énergies évoquées précédemment est maintenant excellente, comme le traduit la différence relative  $\Delta$  qui oscille maintenant autour de 0 pour des énergies supérieures à 1 MeV. De nouvelles transitions apparaissent donc dans la distribution de force entre 1,5 MeV et  $Q_{EC}$ , ainsi que les deux niveaux que nous avons introduit à 1013,8 keV et 1060,9 keV. La force totale maintenant présente entre 0 et 3 MeV vaut

$$\sum_{E_x=0}^{3 \text{ MeV}} B(GT)_{exp,EC}^{a=11,M_1} = 0,689 \pm 0,031 \quad (\text{IV.37})$$

et reste sensiblement la même que celle obtenue avec  $a = 10 \text{ MeV}^{-1}$ . Ces nouveaux niveaux, qui nous permettent de mieux reproduire les données expérimentales, ont pour effet de diminuer l'intensité de l'alimentation de ceux déjà présent auparavant (et notamment à haute énergie d'excitation) en la redistribuant sur toute la fenêtre, comme le montre les distributions illustrées sur les figures IV.9 et IV.10 en haut à droite.

Dans le but d'évaluer l'influence du paramètre de densité, nous avons renouvelé notre analyse avec une valeur  $a = 12 \text{ MeV}^{-1}$ , conduisant à la présence de 54 niveaux ayant des énergies supérieures à 1060,9 keV. Les résultats sont regroupés sur la figure IV.11. Avec cette nouvelle densité, 68 niveaux ont été alimentés, soit seulement 7 de plus qu'auparavant, sans que cela ne modifie notablement la qualité de la simulation. Même si la position des niveaux n'est pas rigoureusement la même qu'avec  $a = 11 \text{ MeV}^{-1}$ , nous retrouvons néanmoins des structures et une intensité totale de force similaires dans les deux cas

$$\sum_{E_x=0}^{3 \text{ MeV}} B(GT)_{exp,EC}^{a=12,M_1} = 0,683 \pm 0,028. \quad (\text{IV.38})$$

Tout en conservant une valeur  $a = 11 \text{ MeV}^{-1}$ , nous avons reconsidéré notre analyse en modifiant les coefficients de conversion interne correspondant aux deux transitions d'énergie

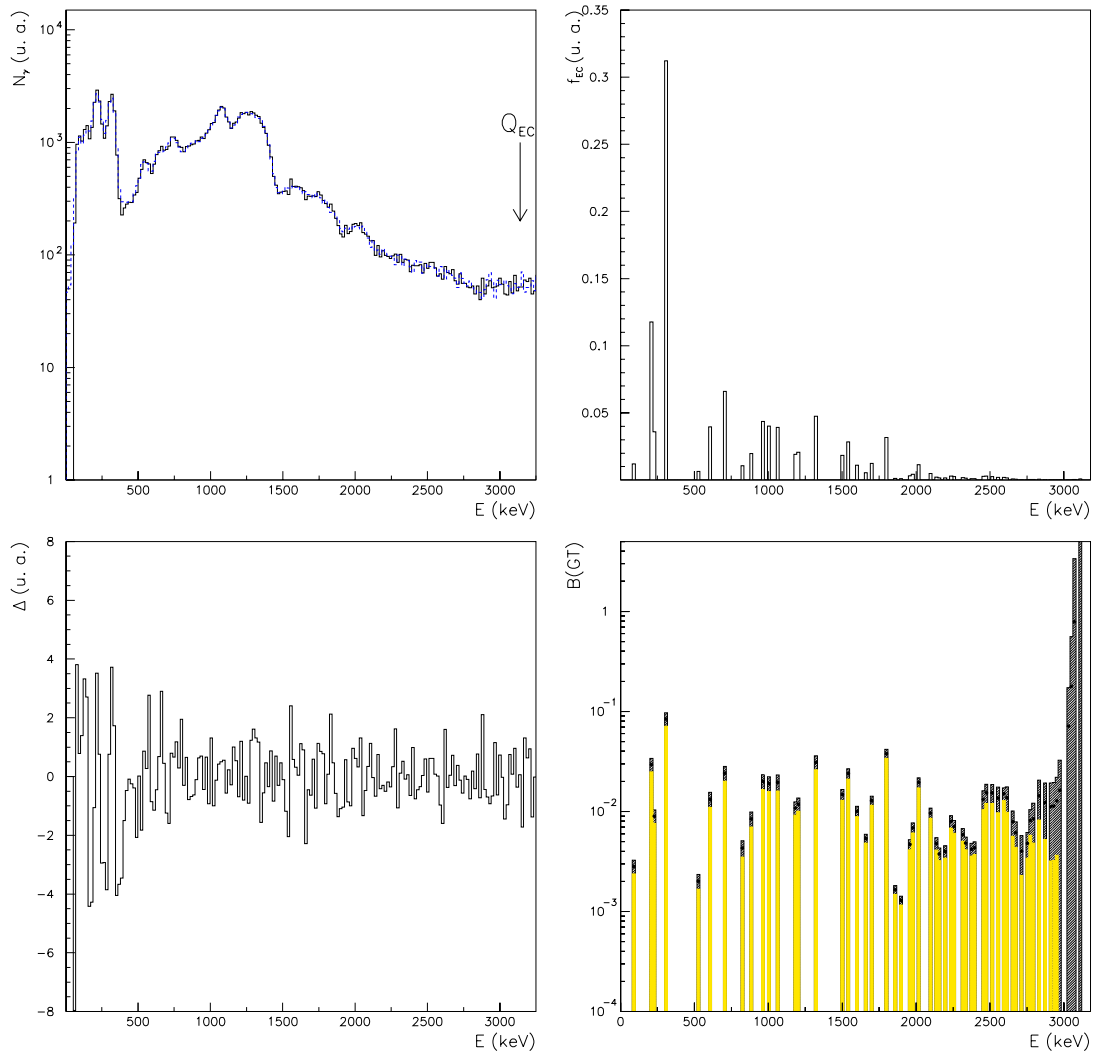


FIG. IV.10 – Résultats de l'analyse effectuée sur la composante capture électronique de la décroissance du noyau  $^{74}\text{Kr}$  avec un paramètre de densité  $a = 11 \text{ MeV}^{-1}$ . Les coefficients de conversion interne pour les transitions d'énergie 62,8 keV et 89,6 keV ont été inclus en considérant un caractère purement  $M_1$ . Colonne de gauche : en haut, spectres expérimental (trait plein) et simulé (trait pointillé); en bas, différence relative entre les deux spectres expérimental et simulé. Colonne de droite : en haut, distribution  $f_{EC}$  obtenue à l'issue de l'analyse et normalisée; en bas, distribution de force Gamow-Teller  $B(GT)_{exp,EC}^{a=11, M_1}$  calculée à partir de  $f_{EC}$ .

62,8 keV et 89,6 keV qui connectent des états dont moments angulaires et parités ne sont pas déterminés avec précision. Nous avons ainsi choisi de leur imposer un caractère purement  $E_2$  et d'adopter en conséquence des coefficients de conversion valant respectivement 5,17 et 1,36. Au regard des résultats illustrés sur la figure IV.12, nous constatons que, pour reproduire avec la même qualité le spectre expérimental, il est nécessaire d'introduire plus

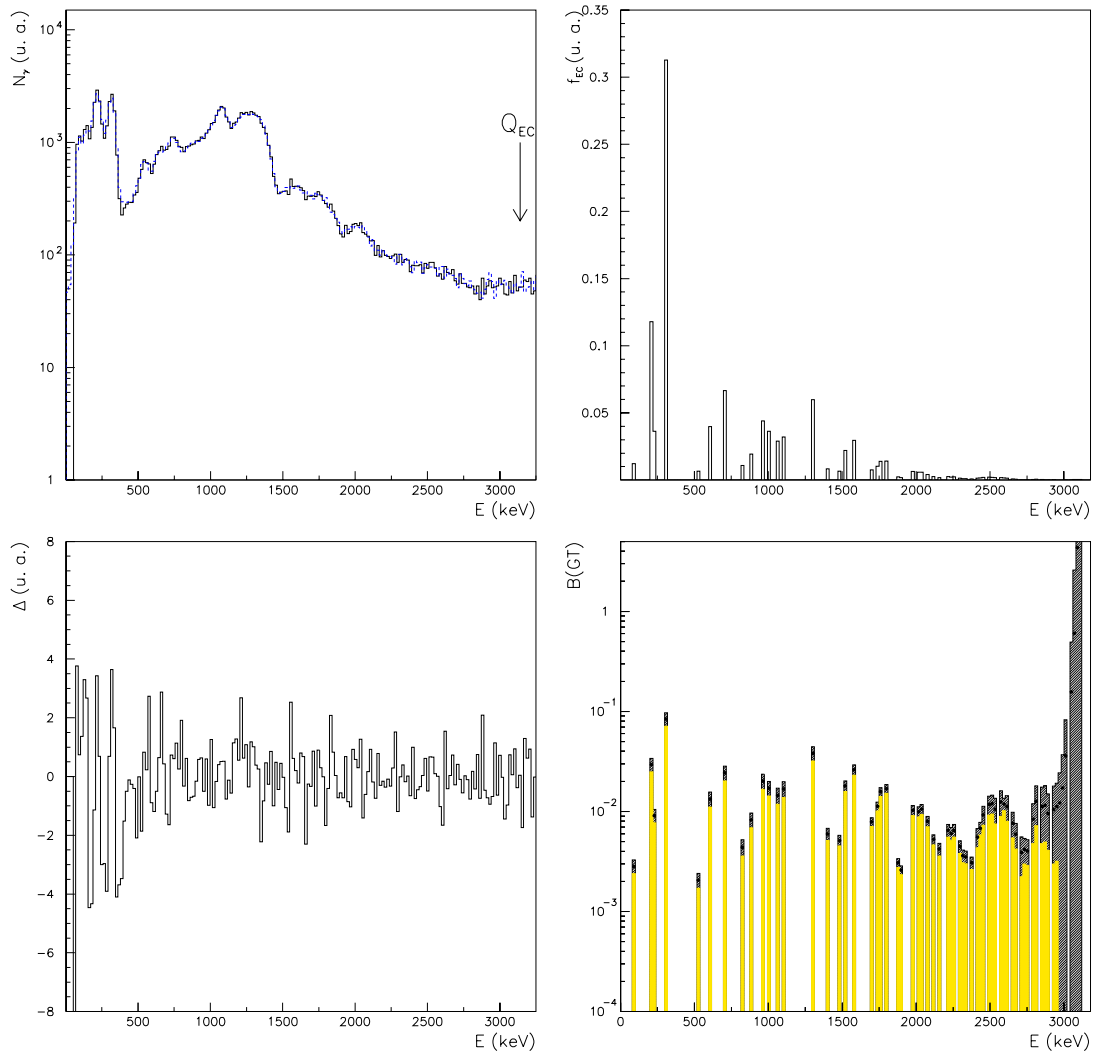


FIG. IV.11 – Résultats de l'analyse effectuée sur la composante capture électronique de la décroissance du noyau  $^{74}\text{Kr}$  avec un paramètre de densité  $a = 12 \text{ MeV}^{-1}$ . Les coefficients de conversion interne pour les transitions d'énergie 62,8 keV et 89,8 keV ont été inclus en considérant un caractère purement  $M_1$ . Colonne de gauche : en haut, spectres expérimental (trait plein) et simulé (trait pointillé); en bas, différence relative entre les deux spectres expérimental et simulé. Colonne de droite : en haut, distribution  $f_{EC}$  obtenue à l'issue de l'analyse et normalisée; en bas, distribution de force Gamow-Teller  $B(GT)_{exp,EC}^{a=12,M_1}$  calculée à partir de  $f_{EC}$ .

d'alimentation sur les niveaux situés à 89,6 keV et 306,6 keV d'énergie d'excitation que dans le cas de transitions purement  $M_1$ . Nous avons superposé sur la figure IV.13 de gauche les deux distributions de force calculées en attribuant aux deux transitions d'énergie 62,8 keV et 89,6 keV des multipolarités purement  $M_1$  (cercles) et purement  $E_2$  (carrés) et avec  $a = 11 \text{ MeV}^{-1}$ . L'influence sur l'intensité de la force est donc surtout visible sur les premières



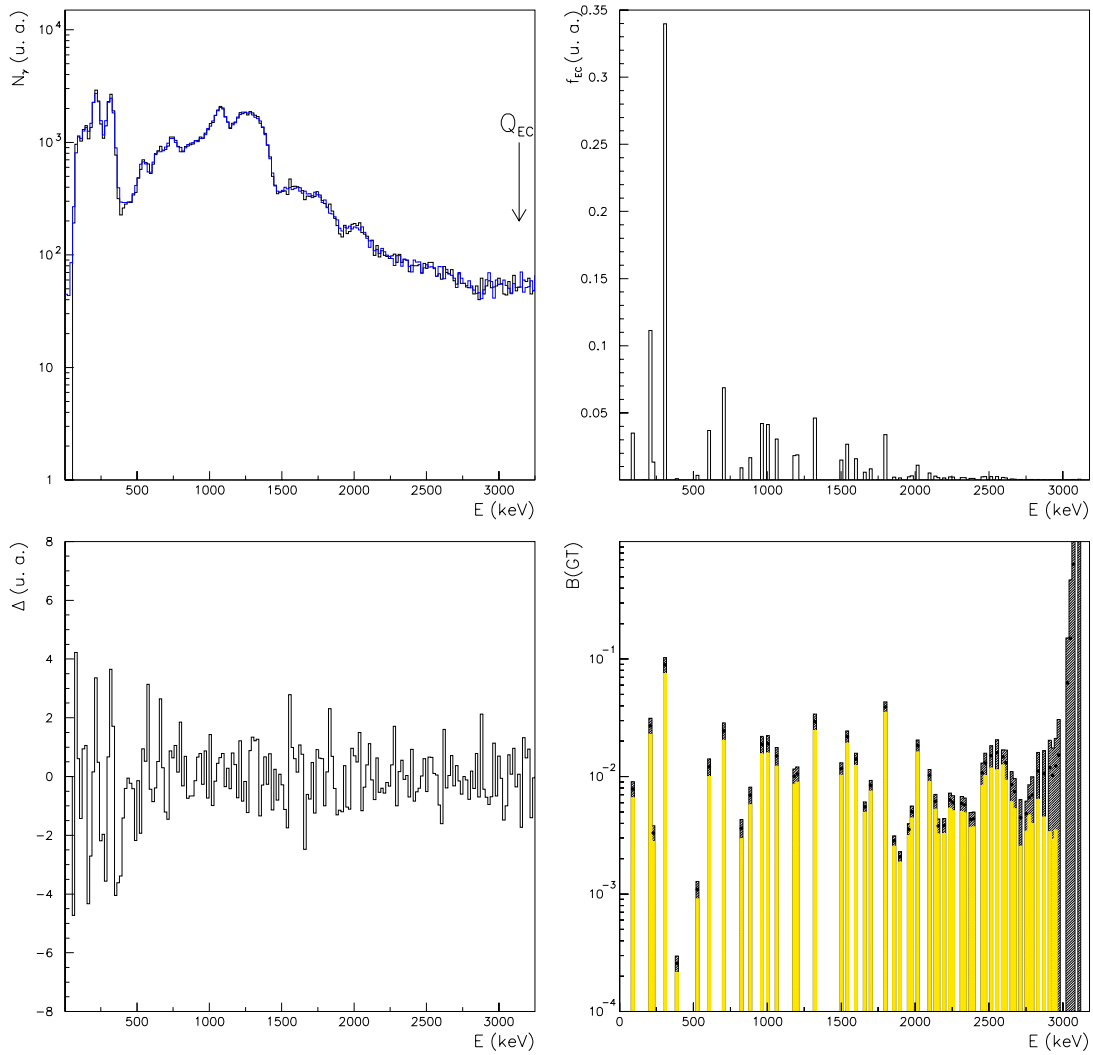


FIG. IV.12 – Résultats de l'analyse effectuée sur la composante capture électronique de la décroissance du noyau  $^{74}\text{Kr}$  avec un paramètre de densité  $a = 11 \text{ MeV}^{-1}$ . Les coefficients de conversion interne pour les transitions d'énergie 62,8 keV et 89,6 keV ont été inclus en considérant un caractère purement  $E_2$ . Colonne de gauche : en haut, spectres expérimental (trait plein) et simulé (trait pointillé); en bas, différence relative entre les deux spectres expérimental et simulé. Colonne de droite : en haut, distribution  $f_{EC}$  obtenue à l'issue de l'analyse et normalisée; en bas, distribution de force Gamow-Teller  $B(GT)_{exp,EC}^{a=11,E_2}$  calculée à partir de  $f_{EC}$ .

centaines de keV où la contribution associée aux deux états de 72,6 keV et 89,6 keV a été triplée sans que la quantité  $\sum_0^{3 \text{ MeV}} B(GT)_{exp}^{a=11,E_2}$  ne soit profondément affectée

$$\sum_{E_x=0}^{3 \text{ MeV}} B(GT)_{exp,EC}^{a=11,E_2} = 0,661 \pm 0,030. \quad (\text{IV.39})$$

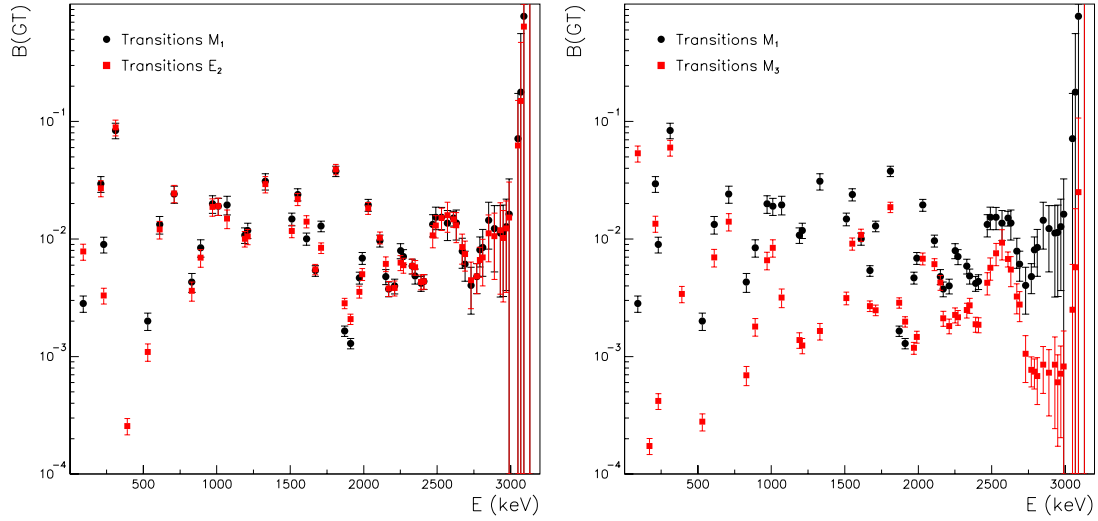


FIG. IV.13 – *Gauche* : distributions de force Gamow-Teller  $B(GT)_{exp,EC}^{a=11,M_1}$  et  $B(GT)_{exp,EC}^{a=11,E_2}$  calculées avec un paramètre de densité  $a = 11 \text{ MeV}^{-1}$  en attribuant aux deux transitions d'énergie 62,8 keV et 89,6 keV des multipolarités purement  $M_1$  (cercles) et purement  $E_2$  (carrés) respectivement. *Droite* : distributions de force Gamow-Teller  $B(GT)_{exp,EC}^{a=11,M_1}$  et  $B(GT)_{exp,EC}^{a=11,M_3}$  calculées avec un paramètre de densité  $a = 11 \text{ MeV}^{-1}$  en attribuant aux deux transitions d'énergie 62,8 keV et 89,6 keV des multipolarités purement  $M_1$  (cercles) et purement  $M_3$  (carrés) respectivement.

Même si les coefficients de conversion interne imposés par de telles multipolarités sont en total désaccord avec nos conclusions du paragraphe IV.1.1, dans lequel nous affirmions que le processus de conversion devait être peu important, nous avons poussé à l'extrême la démarche en considérant des transitions purement  $M_3$ . Notons que dans ce cas, la durée de vie de ces transitions magnétiques serait respectivement de  $9,5 \cdot 10^{-5}$  seconde et de  $1,2 \cdot 10^{-3}$  seconde pour les transitions d'énergie 62,8 keV et 89,6 keV dans le cadre d'une estimation Weisskopf. Nous avons pu constater que, tout en conservant une très bonne qualité de simulation, le comportement de la distribution de force et son intensité totale s'en trouvaient totalement changés

$$\sum_{E_x=0}^{3 \text{ MeV}} B(GT)_{exp,EC}^{a=11,M_3} = 0,319 \pm 0,014, \quad (\text{IV.40})$$

comme le montre la figure IV.13 de droite représentant les distributions de force Gamow-Teller déterminées en considérant des multipolarités purement  $M_1$  (cercles) et purement  $M_3$  (carrés) et avec  $a = 11 \text{ MeV}^{-1}$ . Si les structures restent les mêmes dans les deux cas, les intensités, hormis celles relatives aux deux états de 72,6 keV et 89,6 keV, ont été réduites. Cette réduction signifie qu'en raison du fort pourcentage de conversion il est désormais indispensable d'alimenter fortement ces deux niveaux afin de reproduire les données, au détriment des états localisés à plus haute énergie. Ainsi, en excluant le cas peu probable de transitions de multipolarités purement  $M_3$ , l'incertitude relative aux coefficients de conversion interne peut être incluse au résultat final comme une erreur systématique. Cette erreur systématique

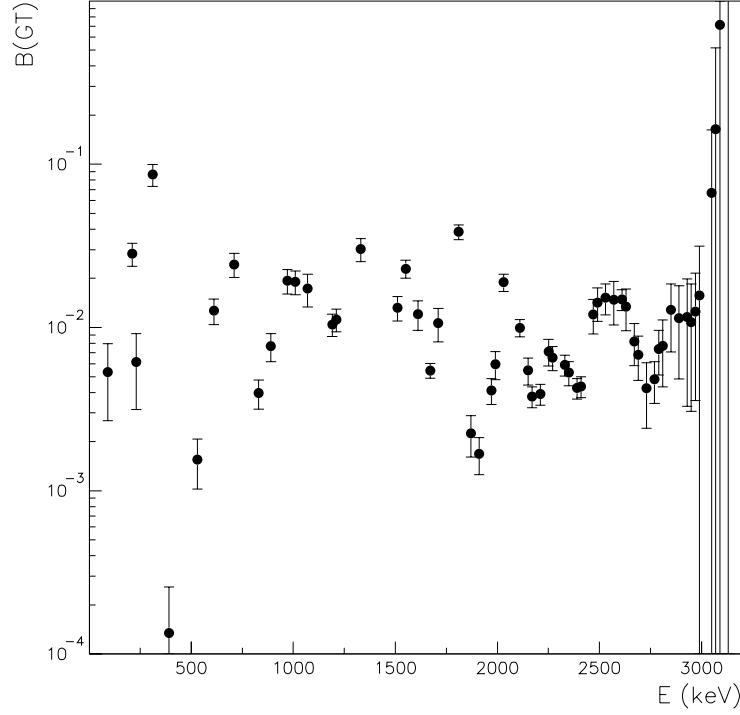


FIG. IV.14 – *Distribution de force Gamow-Teller relative à la décroissance par capture électronique du noyau  $^{74}\text{Kr}$  obtenue en moyennant les deux distributions  $B(GT)_{exp,EC}^{a=11,M_1}$  et  $B(GT)_{exp,EC}^{a=11,E_2}$ .*

$\sigma_{conv}$  est déterminée en estimant, pour chaque intervalle d'énergie, l'écart entre les deux intensités  $B(GT)_{exp,EC}^{a=11,M_1}$  et  $B(GT)_{exp,EC}^{a=11,E_2}$  et la valeur moyenne des deux. De ce calcul ressort la valeur  $\sigma_{conv} = 0,008$ . La distribution de force moyenne  $B(GT)_{exp,EC}$  est représentée sur la figure IV.14. L'intensité totale alors présente entre 0 et 3 MeV avec son incertitude  $\sigma_{tot}$  ainsi que les différentes contributions intervenant dans le calcul de cette dernière sont répertoriées dans le tableau IV.2 grâce auquel nous constatons que l'apport le plus important à  $\sigma_{tot}$  provient de l'incertitude sur la fonction de Fermi intimement liée à la valeur  $\sigma_{Q_{EC}}$ .

Nous avons donc vu, au cours de ce paragraphe, que l'analyse de la composante capture électronique de la décroissance du noyau  $^{74}\text{Kr}$  nous permettait d'obtenir de réelles informations sur la distribution de force Gamow-Teller moyennant une approche statistique de la partie inconnue du schéma de niveaux. Une description de ce domaine en énergie avec un paramètre de densité valant  $11 \text{ MeV}^{-1}$  ou  $12 \text{ MeV}^{-1}$  nous donnent sensiblement les mêmes résultats en terme d'intensité et de forme. En ce qui concerne le processus de conversion interne, il a été constaté que le choix d'une multipolarité purement  $M_1$  ou purement  $E_2$  n'avait un impact significatif que pour les premiers états du schéma de décroissance. En revanche, un changement drastique d'intensité apparaît dans la distribution de force dans le cas improbable de transitions purement  $M_3$ .

$\sum B(GT)_{exp,EC}$	$\sigma_{par}$			$\sigma_{sys}$	$\sigma_{tot}$
	$\sigma_A$	$\sigma_F$	$\sigma_P$	$\sigma_{conv}$	
0,674	0,009	0,029	0,001	0,008	0,032

TAB. IV.2 – Valeur intégrée  $\sum B(GT)_{exp,EC}$  déterminée lors l'étude de la composante capture électronique de la décroissance du noyau  $^{74}\text{Kr}$ . Les incertitudes  $\sigma_{I_\beta}$ ,  $\sigma_f$ ,  $\sigma_{T_{1/2}}$  et  $\sigma_{conv}$  associées respectivement à la distribution des alimentations  $\mathbf{I}_\beta$ , à l'intégrale de la fonction de Fermi, à la période et à la conversion interne qui interviennent dans l'incertitude totale  $\sigma_{tot}$  sont également présentées.

Nous souhaiterions clore cette discussion en abordant le problème des fluctuations statistiques présentes à partir de 2,8 MeV dans le spectre expérimental illustré sur la figure IV.2 de droite. En effet, nous pouvons constater très clairement, qu'au-delà de 2,8 MeV d'énergie d'excitation, le spectre présente des fluctuations statistiques dont l'effet sur la distribution de l'intensité  $B(GT)$  de la figure IV.14 est la localisation d'une structure s'étendant jusqu'à environ 3 MeV. Nous pouvons nous adresser la question de savoir si ces coups, auxquels sont associées de grandes barres d'erreur, appartiennent réellement à la décroissance de  $^{74}\text{Kr}$  où s'ils proviennent d'une mauvaise soustraction du fond. Si cette dernière hypothèse s'avère inenvisageable au vue de la figure IV.2 de gauche où les deux spectres  $S$  et  $F$  se superposent parfaitement pour des énergies supérieures à la valeur  $Q_{EC}(^{74}\text{Kr})$ , nous avons néanmoins répété l'analyse en n'autorisant exclusivement l'alimentation de niveaux d'énergie inférieure à 2,8 MeV. Le résultat est comparé sous forme de carrés à la distribution de force  $B(GT)_{exp,EC}$  (cercles) sur la figure IV.15. Il apparaît de cette manière que les deux distributions présentent un comportement similaire jusqu'à environ 2,5 MeV. En revanche, en interdisant l'alimentation des niveaux localisés au-delà de 2,8 MeV, la force se redistribue entre 2,5 MeV et 2,8 MeV où son intensité est considérablement augmentée. Une telle évolution trouve son origine dans le fait, qu'en excluant les fluctuations, la contribution au spectre expérimental, dans la gamme de 300 keV évoquée, doit désormais provenir essentiellement de l'absorption totale de photons désexcitant des niveaux d'énergie comprise entre 2,5 MeV et 2,8 MeV et non plus de la même absorption totale située sur le fond Compton produit par l'interaction de photons d'énergie plus importante. Dans ces conditions, la valeur intégrée de la force entre 0 et 2,8 MeV est

$$\sum_{E_x=0}^{2,8 \text{ MeV}} B(GT)_{exp,EC} = 0,917 \pm 0,057, \quad (\text{IV.41})$$

soit 46 % de force supplémentaire, sur la même gamme en énergie, par rapport au cas où tous les niveaux étaient alimentés. Ce surplus est évidemment à associer à la brusque augmentation de la force à partir de 2,5 MeV. Cette augmentation semble toutefois curieuse dans le sens où elle susceptible d'être interprétée comme la queue d'une résonance. Selon cette hypothèse, nous devrions nous attendre à ce que cette résonance se prolonge jusqu'à la limite  $Q_{EC}(^{74}\text{Kr})$  et à observer, en conséquence, sur le spectre expérimental la statistique l'accompagnant et non des fluctuations. Ainsi, s'il semble raisonnable d'être confiant dans la distribution de force déterminée entre 0 et 2,5 MeV, quelques réserves doivent être émises

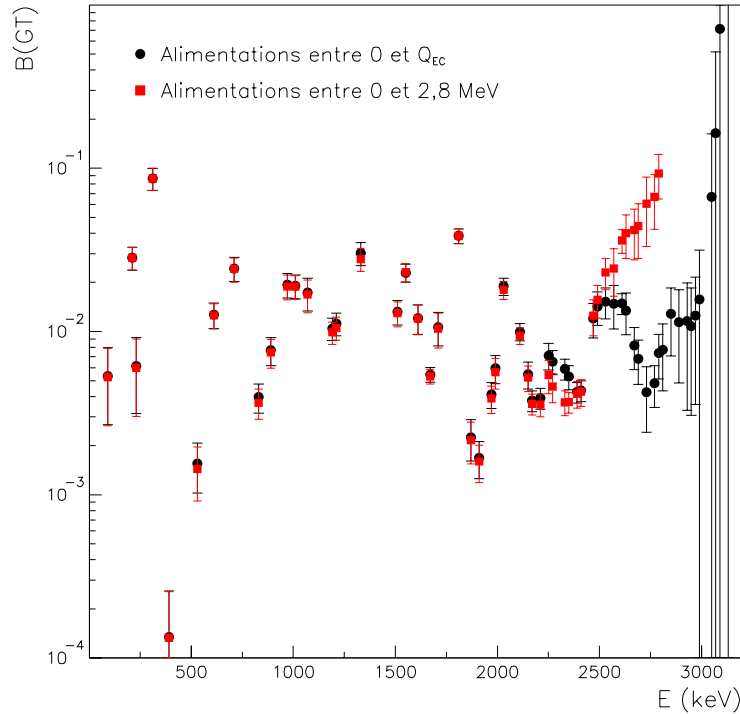


FIG. IV.15 – Distributions de force Gamow-Teller  $B(GT)_{exp,EC}$  obtenues en autorisant l'alimentation de niveaux sur toute la fenêtre en énergie  $Q_{EC}({}^{74}\text{Kr})$  (cercles) et en excluant l'alimentation de niveaux situés au-delà de 2,8 MeV (carrés).

pour les 600 derniers keV pour lesquels la réalité doit certainement se situer entre les cas extrêmes illustrés sur la figure IV.15. Néanmoins, en raison de la brusque augmentation de l'intensité de la force, à laquelle il nous est difficile de croire, lorsque nous avons exclu les énergies supérieures à 2,8 MeV, nous avons décidé de prendre comme référence, pour la suite de ce travail, la distribution de force qui est présentée sur la figure IV.14 et dont la valeur intégrée se trouve dans le tableau IV.2. Soulignons ici que la contribution comprise entre 2,8 MeV et 3,0 MeV représente 12 % de l'intensité totale.

#### IV.1.2.2 La composante $\beta^+$

Malgré la difficulté liée à la bonne prise en compte de la contamination du noyau fils dans le spectre TAgS enregistré en coïncidence avec les positrons émis, nous avons tout de même analysé les données recueillies pour cette composante de la décroissance du noyau  ${}^{74}\text{Kr}$ . Ainsi, l'analyse a été menée directement sur le spectre illustré sur la figure IV.8.

Outre l'incertitude associée à la bonne détermination de la fonction de réponse du détecteur TAgS aux particules  $\beta^+$  évoquée au paragraphe II.6.3, la principale difficulté liée à l'extraction de la distribution  $\mathbf{f}_{\beta^+}$  des alimentations réside dans la prise en compte des efficacités de détection du détecteur plastique. En effet, en raison du caractère continu du spectre en énergie des positrons, une partie d'entre eux peut demeurer en dessous du seuil

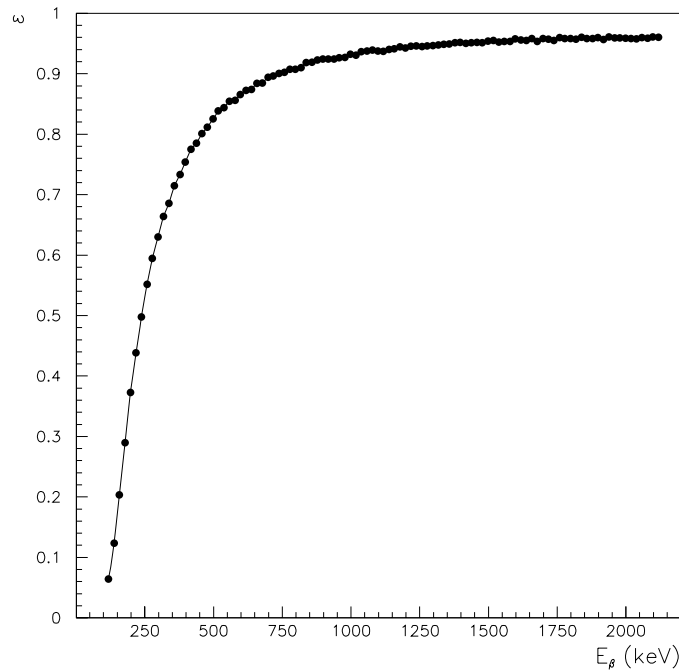


FIG. IV.16 – Efficacités du détecteur  $\beta$  en fonction de l'énergie maximale des positrons simulées avec le code *GEANT4* sans tenir compte de l'épaisseur d'adhésif.

que nous avons imposé sur l'énergie déposée dans le scintillateur plastique pour constituer le spectre enregistré en coïncidence avec le cristal de iodure de sodium. Nous rappelons que ce seuil avait été évalué à 100 keV. Nous désignons ainsi par efficacité le rapport entre le nombre d'évènements situés au-dessus de ce seuil en énergie et le nombre total d'évènements ayant déclenchés le scintillateur plastique. Nous estimons de cette manière la proportion d'évènements qui ne sont pas présents dans le spectre TAgS en raison de la condition imposée sur l'énergie déposée dans le détecteur  $\beta$ . Ces efficacités dépendent en principe de la distribution en énergie des positrons, et par conséquent de l'isotope considéré, et ne peuvent être déterminées expérimentalement. Elles ont donc été simulées à l'aide du code *GEANT4* en calculant la proportion des particules détectées possédant une énergie supérieure à 100 keV. Ces valeurs, qui sont présentées sur la figure IV.16 en fonction de l'énergie maximale des positrons, sont bien entendu liées à la qualité de la simulation Monte-Carlo. Elles dépendent fortement de l'épaisseur et de la composition adoptée pour l'adhésif qui se comporte comme un absorbant modifiant quantitativement le spectre associé au détecteur plastique. Nous pouvons alors aisément imaginer la dépendance qui existe entre ces efficacités simulées et la distribution des alimentations  $\mathbf{I}_\beta$  ainsi calculée à partir du spectre  $\beta^+$ . Cette épaisseur d'adhésif nous ayant conduit à des efficacités aberrantes, les valeurs reportées sur la figure IV.16 ont été calculées en la négligeant. En revanche, tous les calculs de simulation effectués

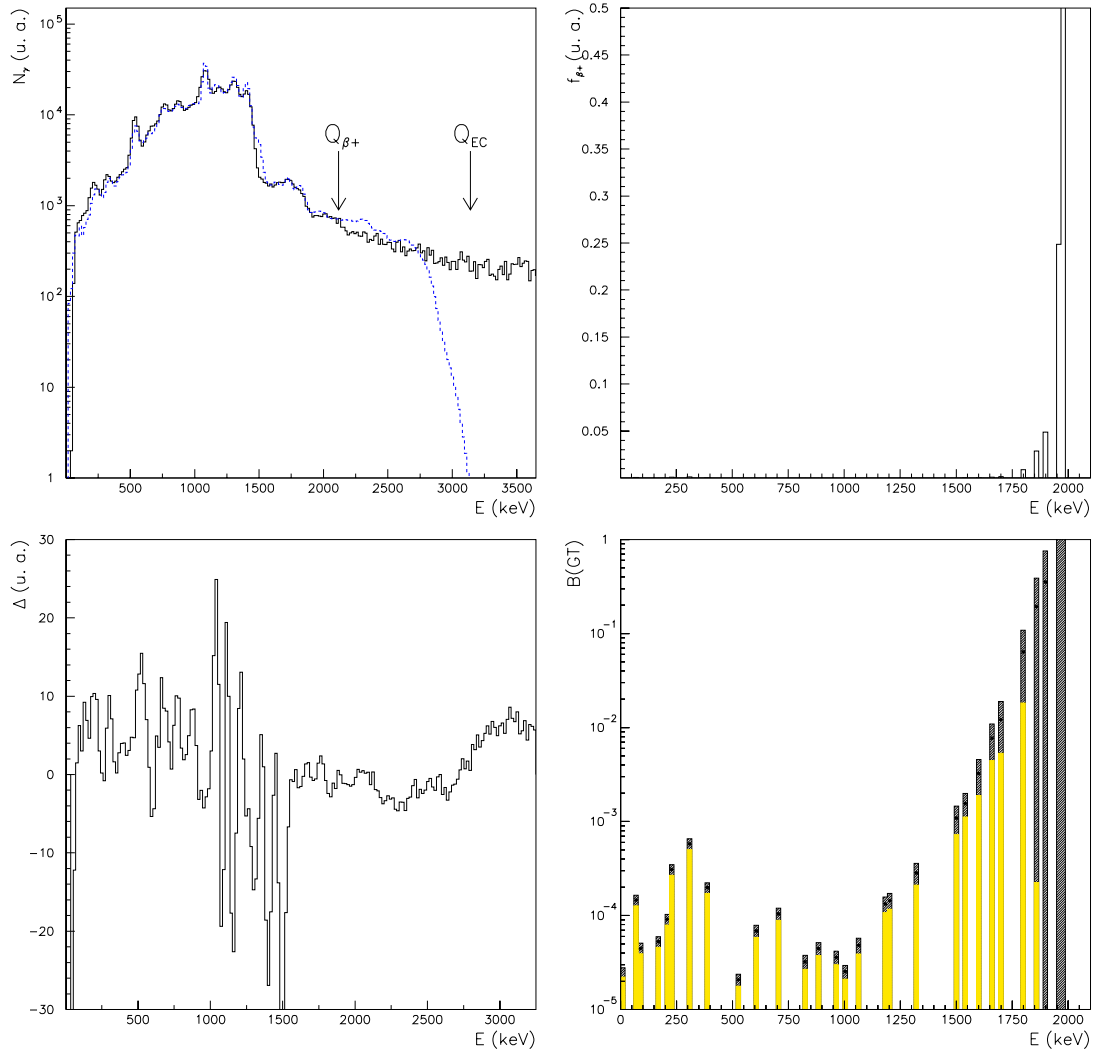


FIG. IV.17 – Résultats de l'analyse effectuée sur la composante  $\beta^+$  de la décroissance du noyau  $^{74}\text{Kr}$  avec un paramètre de densité  $a = 11 \text{ MeV}^{-1}$ . Les coefficients de conversion interne pour les transitions d'énergie 62,8 keV et 89,8 keV ont été inclus en considérant un caractère purement  $M_1$ . Colonne de gauche : en haut, spectres expérimental (trait plein) et simulé (trait pointillé); en bas, différence relative entre les deux spectres expérimental et simulé. Colonne de droite : en haut, distribution  $\mathbf{f}_{\beta^+}$  obtenue à l'issue de l'analyse et normalisée; en bas, distribution de force Gamow-Teller  $B(GT)_{\text{exp},\beta^+}^{a=11,M_1}$  calculée à partir de  $\mathbf{f}_{\beta^+}$ .

pour la fonction de réponse tiennent compte de cet adhésif.

Une fois ces efficacités déterminées, nous avons procédé à l'analyse de la composante  $\beta^+$  en conservant la partie connue du schéma de niveaux et en utilisant un paramètre de densité  $a = 11 \text{ MeV}^{-1}$ . Des multipolarités purement  $M_1$  ont été considérées pour les deux transi-

tions d'énergie 62,8 keV et 89,6 keV. La figure IV.17 regroupant les résultats est organisée de la même façon que dans le paragraphe traitant de la capture électronique. Il apparaît rapidement sur la colonne de gauche de cette figure que les données ne sont pas fidèlement reproduites. De grandes différences existent sur toute la gamme en énergie, et plus particulièrement entre 0 et 1,5 MeV, entre le spectre  $\beta^+$  expérimental et celui provenant de la simulation. Un tel désaccord est évidemment imputable à la mauvaise soustraction de l'activité du noyau  $^{74}\text{Br}$  qui rend la distribution d'alimentations  $\mathbf{f}_{\beta^+}$  très peu significative. Selon celle-ci (figure IV.17 en haut à droite), la majorité des décroissances peuplerait les états localisés entre 1,5 MeV et  $Q_{\beta^+} = 2,12$  MeV, situation qui reste très improbable et contradictoire avec les valeurs tabulées du rapport entre l'intensité du processus de capture électronique et celle du processus de décroissance  $\beta^+$ . Le peu de confiance à accorder à ces alimentations  $\mathbf{f}_{\beta^+}$  est d'ailleurs parfaitement illustré sur la figure IV.18 où nous avons superposé les deux distributions  $\mathbf{I}_{\beta}$  obtenues avec le même jeu de paramètres (multipolarité des transitions  $\gamma$ , valeur du paramètre de densité) à l'issue de l'analyse de la composante capture électronique (cercles) et de celle actuellement détaillées sur le spectre  $\beta^+$  (carrés). Les grandes différences entre les deux distributions, qui devraient être similaires, proviennent du fait que l'algorithme itératif ait assigné des alimentations  $\beta^+$ , en raison de la contamination, à des niveaux proches de  $Q_{\beta^+}$ . De plus, comme expliqué auparavant, proche de cette dernière valeur, les alimentations obtenues présentent une forte dépendance avec les efficacités du détecteur  $\beta$  calculées. Ainsi, la présence de la contamination et éventuellement accompagnée d'une mauvaise appréciation de ces efficacités peut modifier et distordre totalement la distribution des alimentations  $\mathbf{I}_{\beta}$ . Nous voyons enfin, à l'aide de la figure IV.18, l'effet du seuil imposé sur l'énergie des particules  $\beta^+$  détectées dans le scintillateur plastique qui provoque une petite perte d'information entre 1980 keV et  $Q_{\beta^+} = 2118$  keV.

En terme de force, les informations délivrées sur la figure IV.17 sont bien entendu le reflet des alimentations  $\mathbf{I}_{\beta}$  déterminées. Nous retrouvons dans le premier MeV d'énergie d'excitation plus ou moins les mêmes états que ceux observés dans le spectre de la composante capture électronique mais avec des intensités moindres. Nous pouvons également remarquer qu'il existe désormais une probabilité non nulle pour le noyau  $^{74}\text{Kr}$  de décroître sur les états à 9,8 keV et 72,6 keV qui n'apparaissait pas dans les résultats de la composante capture électronique. Ceci peut se comprendre facilement en se rappelant que la matrice  $\mathbf{R}^{\beta^+}$  contient non seulement la réponse du détecteur aux photons mais également la réponse aux positrons. Si, dans le spectre relatif au processus de capture électronique, aucune preuve n'était disponible sur d'éventuelles alimentations de ces deux niveaux car situés en dessous du seuil de codage, celle-ci peut être dégagée du spectre  $\beta^+$  grâce à la détection des positrons émis au cours de la décroissance. La force totale présente entre 0 et 1,8 MeV vaut alors

$$\sum_{E_x=0}^{1,8 \text{ MeV}} B(GT)_{exp,\beta^+}^{a=11,M_1} = 0,630 \pm 0,039. \quad (\text{IV.42})$$

Le fort degré de contamination du spectre expérimental nous a décidé à répéter l'analyse en ne considérant cette fois-ci, dans le schéma de décroissance, que le domaine connu ( $E_x \leq 1060$  keV) et établi par les mesures à haute résolution en énergie. Nous avons également conservé les multipolarités  $M_1$  pour les transitions d'énergie 62,8 keV et 89,6 keV. Les



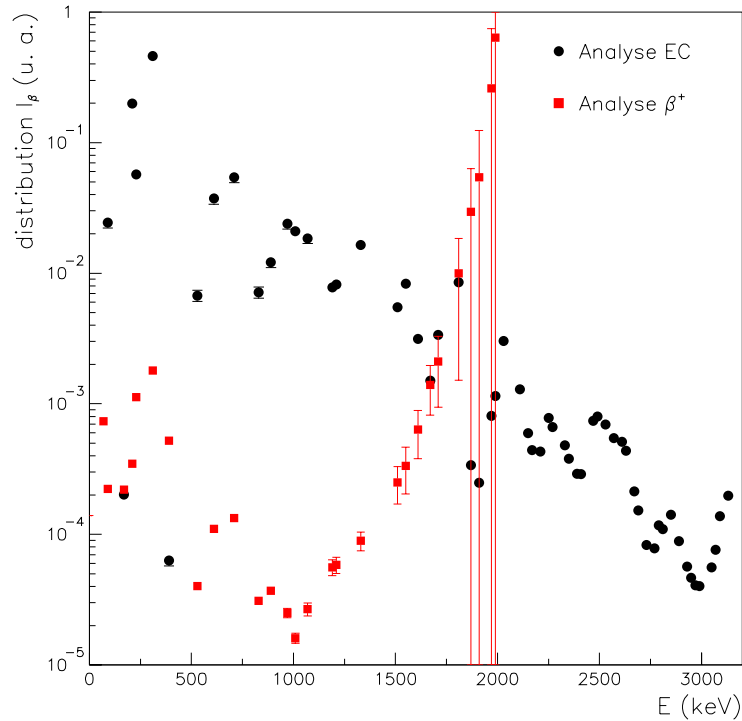


FIG. IV.18 – Distributions  $\mathbf{I}_\beta$  en fonction de l'énergie d'excitation dans le noyau  $^{74}\text{Br}$  déterminées par l'analyse de la composante capture électronique (cercles) et de la composante  $\beta^+$  (carrés) de la décroissance du noyau  $^{74}\text{Kr}$ .

résultats sont regroupés sur la figure IV.19. Sans que cela n'améliore la qualité de la simulation (figure IV.19 en haut à gauche), cette nouvelle démarche nous permet de forcer les alimentations sur les états situés dans le premier MeV et de s'affranchir, par ainsi, partiellement de l'activité du descendant localisée près de la valeur  $Q_{\beta^+}$ . Nous retrouvons de cette manière, sur la figure IV.19 en haut à droite les fortes alimentations des niveaux de basses énergies qui s'accordent mieux avec les valeurs du rapport  $r$  (éq. A.5). Il ne faut cependant pas oublier que nous ne pouvons en aucun cas tenir compte de la contamination à faible énergie d'excitation et que par conséquent, le spectre TAgS correspondant au processus  $\beta^+$  de la décroissance du noyau  $^{74}\text{Kr}$  est mélangé à un fond constant qui est traité au cours de l'analyse comme étant partie intégrante de la décroissance d'intérêt. Nous comparons sur la figure IV.20 la distribution  $\mathbf{I}_\beta$  résultant de cette dernière analyse du spectre  $\beta^+$  (carrés) avec celle déjà présentée sur la figure IV.18 provenant de la capture électronique (cercles). Même si nous observons un désaccord à partir de 750 keV, nous retrouvons néanmoins des intensités qui sont du même ordre de grandeur dans les deux cas. Sur la gamme d'énergie considérée, la quantité totale de force intervenant dans la désintégration  $^{74}\text{Kr} \rightarrow ^{74}\text{Br}$  est

$$\sum_{E_x=0}^{1,06 \text{ MeV}} B(GT)_{exp,\beta^+}^{M_1} = 0,202 \pm 0,012. \quad (\text{IV.43})$$

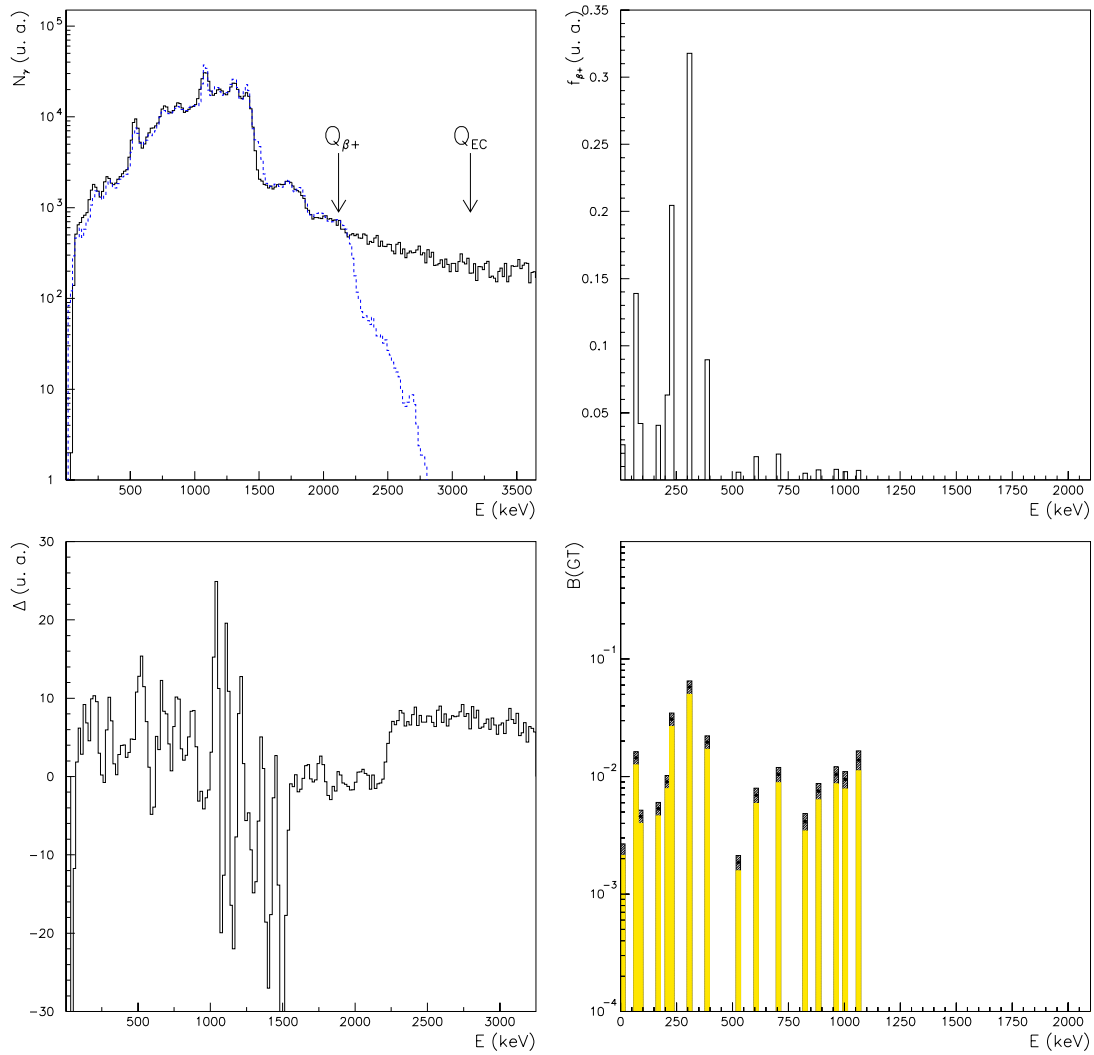


FIG. IV.19 – Résultats de l'analyse effectuée sur la composante  $\beta^+$  de la décroissance du noyau  $^{74}\text{Kr}$  en ne considérant que les seuls niveaux connus du schéma de décroissance. Les coefficients de conversion interne pour les transitions d'énergie 62,8 keV et 89,8 keV ont été inclus en considérant un caractère purement  $M_1$ . Colonne de gauche : en haut, spectres expérimental (trait plein) et simulé (trait pointillé); en bas, différence relative entre les deux spectres expérimental et simulé. Colonne de droite : en haut, distribution  $\mathbf{f}_{\beta^+}$  obtenue à l'issue de l'analyse et normalisée; en bas, distribution de force Gamow-Teller  $B(GT)_{exp,\beta^+}^{a=11,M_1}$  calculée à partir de  $\mathbf{f}_{\beta^+}$ .

En raison de la mauvaise qualité du peu d'informations délivrées par la composante  $\beta^+$ , nous n'avons pas mené plus avant nos investigations comme nous l'avons fait pour le processus de capture électronique. L'étude de cet exemple nous révèle l'importance de travailler sur un spectre auquel a été soustrait tout effet susceptible de contribuer indésirablement à

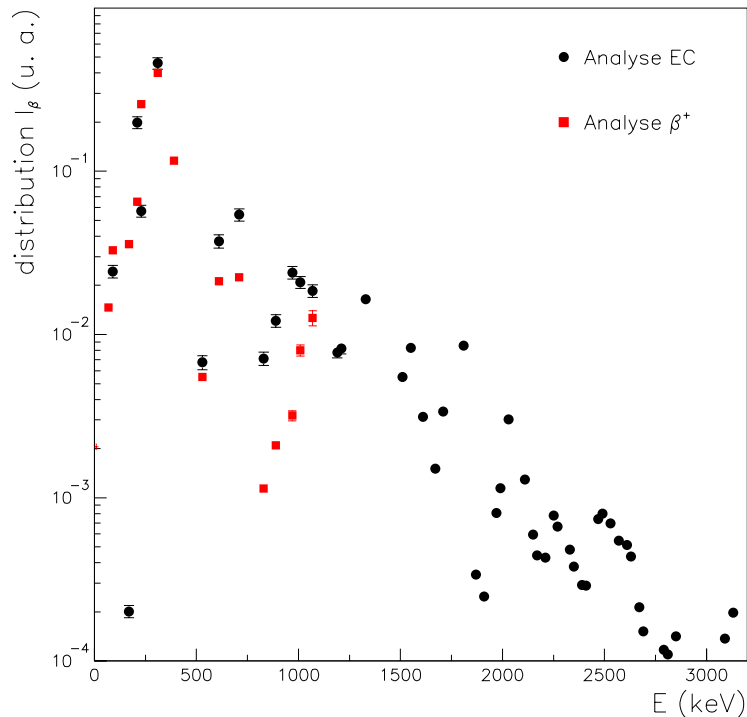


FIG. IV.20 – Distributions  $\mathbf{I}_\beta$  en fonction de l'énergie d'excitation dans le noyau  $^{74}\text{Br}$  déterminées par l'analyse de la composante capture électronique (cercles) et de la composante  $\beta^+$  (carrés) de la décroissance du noyau  $^{74}\text{Kr}$  en ne considérant que les seuls niveaux connus du schéma de décroissance.

la distribution de force Gamow-Teller. Dans notre cas, l'influence de la contamination isobarique s'est fait ressentir dès la première analyse en distordant totalement la distribution des alimentations  $\mathbf{I}_\beta$  (fig. IV.18) au profit des états proches en énergie de la limite  $Q_{\beta^+}$ . Même si des résultats cohérents peuvent être retrouvés en excluant les niveaux situés au-delà de 1 MeV d'énergie d'excitation, aucun renseignement complémentaire aux mesures spectroscopiques déjà effectuées ne peut être apporté par cette étude.

### IV.1.2.3 Conclusions

Ainsi, ce nouveau spectromètre à absorption totale de grande efficacité nous a permis d'obtenir, la forme et la valeur intégrée de la distribution de force Gamow-Teller sur une majeure partie de la fenêtre en énergie  $Q_{EC}$ . Nous avons regroupé dans le tableau IV.3 les intensités totales observées avant ce travail et celles provenant des mesures à haute résolution en énergie. Pour la décroissance du noyau  $^{74}\text{Kr}$ , l'intensité totale établie avant ce travail à partir des niveaux observés est en parfait accord avec celle issue de notre analyse. D'après nos résultats, cette même intensité présente entre 0 et 1 MeV ne constitue que 30 % de la force totale présente dans la décroissance. Il est toutefois utile de rappeler qu'un tel outil spectroscopique ne peut conduire qu'à un comportement moyen de la distribution de force

$\sum B(GT)_{exp}$	Semi-conducteurs	TAgS
$E_x \leq 1 \text{ MeV}$	0,20	$0,196 \pm 0,016$
$E_x \leq 3 \text{ MeV}$	0,20	$0,674 \pm 0,032$

TAB. IV.3 – Valeurs intégrées  $\sum B(GT)_{exp}$  déterminées lors l'étude de la décroissance du noyau  $^{74}\text{Kr}$  par des mesures à haute résolution [47] et par la technique d'absorption totale. Dans ce dernier cas, l'intensité de la force a été établie par l'étude de la composante capture électronique de la décroissance.

et que la technique d'absorption totale doit être combinée à des mesures haute résolution.

Même si aucune erreur systématique liée à la conversion interne n'a été prise en compte pour la composante  $\beta^+$ , nous ne pouvons conclure cette analyse relative au noyau  $^{74}\text{Kr}$  sans comparer les distributions de force déterminées à partir des spectres relatifs aux deux composantes de la décroissance. Une telle comparaison est faite sur la figure IV.21 où nous avons superposé les quantités  $B(GT)$  provenant de l'analyse dissociée du processus de cap-

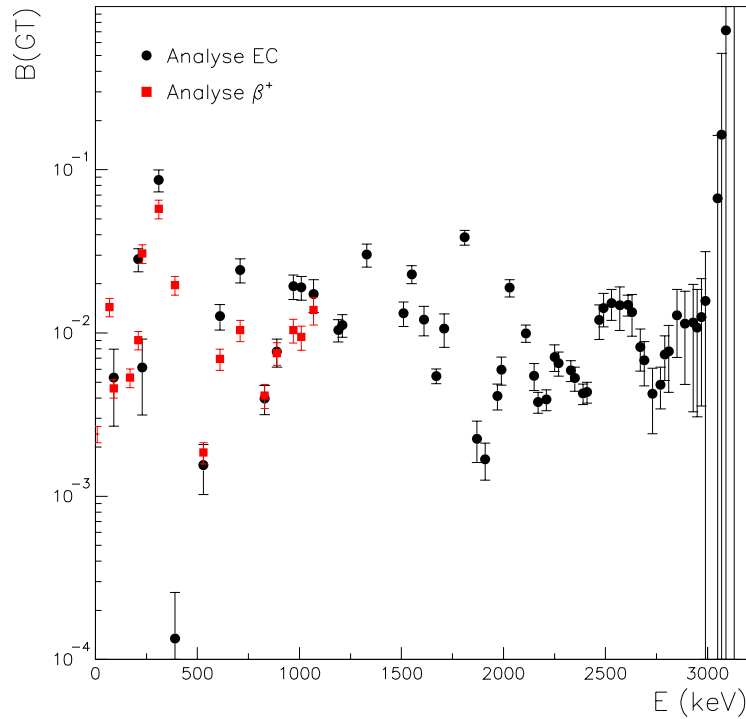


FIG. IV.21 – Distributions de force Gamow-Teller déterminées par l'étude dissociée des composantes capture électronique (cercles) et  $\beta^+$  (carrés) de la décroissance du noyau  $^{74}\text{Kr}$ .

ture électronique (cercles), avec un paramètre de densité de  $11 \text{ MeV}^{-1}$ , et du processus  $\beta^+$  (carrés), où seuls les niveaux connus ont été inclus. Nous pouvons constater sur cette figure que tout l'intérêt du mécanisme de capture électronique réside la possibilité de couvrir

l'intégralité de l'échelle en énergie disponible au cours de la réaction. En revanche, l'exploitation du spectre  $\beta^+$  a été rendue difficile par le degré de contamination isobarique dont nous n'avons pu nous affranchir.

Les valeurs de l'intensité de force Gamow-Teller B(GT) sont répertoriées dans les tableaux B.1 et B.2 de l'annexe B.1.

## IV.2 Le noyau $^{76}\text{Sr}$

### IV.2.1 Le traitement des données

Au cours de l'expérience menée sur les isotopes de strontium, les spectres expérimentaux recueillis avec le spectromètre TAgS ont été définis sur 8192 canaux. La relation de calibration entre le canal  $ch$  et l'énergie  $E_{exp}$  en keV prend la forme

$$E_{exp} = -32,179 + 2,275 \times ch - 1,718.10^{-4} \times ch^2. \quad (\text{IV.44})$$

Comme pour l'étude du noyau  $^{74}\text{Kr}$ , ces spectres ont été compressés, mais cette fois sur 512 canaux, et ajustés sur la calibration en énergie de la fonction de réponse qui a été définie par intervalle de 40 keV

$$E_{sim} = \begin{cases} -14,793 + 33,523 \times ch + 0,110.10^{-2} \times ch^2 & ch \leq 34 \\ -27,609 + 34,085 \times ch + 0,674.10^{-3} \times ch^2 & ch \geq 34 \end{cases} \quad (\text{IV.45})$$

Les erreurs accompagnant les données ont été calculées en supposant de nouveau que la répartition des événements dans les histogrammes suivait une loi multinomiale. Le principe de calcul reste donc le même que celui exposé au début de paragraphe IV.1.1.

#### IV.2.1.1 La composante capture électronique

Le processus de capture électronique intervenant dans la décroissance  $^{76}\text{Sr} \rightarrow ^{76}\text{Rb}$  ( $Q_{EC} (^{76}\text{Sr}) = 6090$  keV) a été sélectionné en retenant uniquement les événements enregistrés dans le spectromètre en coïncidence avec la détection dans le germanium planaire des rayons  $X$  caractéristiques de l'élément rubidium. Les contributions  $K_\alpha$  et  $K_\beta$  d'énergie respective 12,6 keV et 14,2 keV sont indiquées sur le spectre en énergie acquis avec le germanium planaire (figure IV.22). Là encore, les zones hachurées délimitent les conditions en énergie imposées pour constituer les spectres du détecteur TAgS en coïncidence avec les rayons  $X$  et les événements correspondant au fond. Ainsi, les deux spectres  $S$  et  $F$  correspondant respectivement à la somme des deux contributions  $K_\alpha$  et  $K_\beta$  et au fond normalisé avec un facteur  $\lambda_F$  sont présentés sur la figure IV.23 de gauche. Sur cette dernière, où sont également reportées les valeurs  $Q_{EC}$  expérimentales pour les décroissances de  $^{76}\text{Sr}$  et  $^{76}\text{Rb}$  ( $Q_{EC} (^{76}\text{Rb}) = 8500$  keV), nous pouvons nous apercevoir que le phénomène d'empilement électronique semble peu contribuer à la totalité du spectre puisqu'aucun coup n'a été enregistré au-delà d'une énergie supérieure à  $Q_{EC} (^{76}\text{Rb})$ . Dans ces conditions, toute normalisation de l'apport de l'empilement électronique étant difficile, nous avons préféré ne pas en tenir compte. Ainsi, la figure IV.23 de droite représente le spectre en énergie  $EC_{CI}$  correspondant à la composante

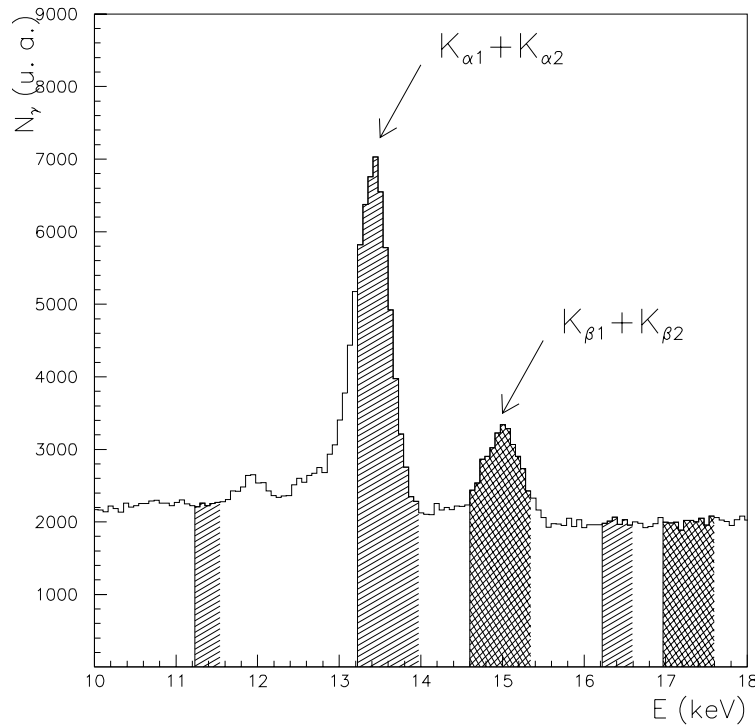


FIG. IV.22 – Spectre en énergie recueilli avec le détecteur germanium planaire durant la mesure de la décroissance  $^{76}\text{Sr} \rightarrow ^{76}\text{Rb}$ . Les contributions  $K_\alpha$  et  $K_\beta$  des rayonnements X sont pointés par les flèches. Les zones hachurées désignent les conditions en énergie imposées pour constituer les spectres correspondant à la somme des contributions  $K_\alpha$  et  $K_\beta$  et au fond.

capture électronique de la décroissance du noyau  $^{76}\text{Sr}$  sélectionné à l'aide des rayons X et défini comme

$$EC_{CI} = S - \lambda_F F. \quad (\text{IV.46})$$

Le terme  $\lambda_F$  provenant du fond est déterminé comme  $\lambda_F = 1,0$  et ne s'accompagne d'aucune erreur.

Tout comme dans le cas de  $^{74}\text{Kr}$ , nous devons garder à l'esprit l'éventualité d'une contamination de ce spectre par des évènements ayant précédés, au cours du processus  $\beta^+$ , par conversion interne. En effet, d'après le schéma de niveaux établi par Ch. Miehé *et al.* [44], deux transitions  $\gamma$  relativement intenses sont susceptibles d'être converties : la première d'énergie 39,0 keV désexcitant l'état de 515,9 keV alimenté à 48,7 % et la seconde de 101,4 keV désexcitant le niveau de même énergie. En supposant un caractère purement  $M_1$  pour la multipolarité de ces transitions, les coefficients de conversion interne se chiffrent alors respectivement à 2,12 et 0,14. Ces valeurs nous indiquent alors, qu'au minimum, 70 % et 12,2 % des intensités totales respectives proviennent d'électrons de conversion.

Pour tenter de corriger le spectre  $EC_{CI}$  du processus de conversion provenant de la composante  $\beta^+$ , cette dernière contribution peut être sélectionnée en exigeant une coïncidence

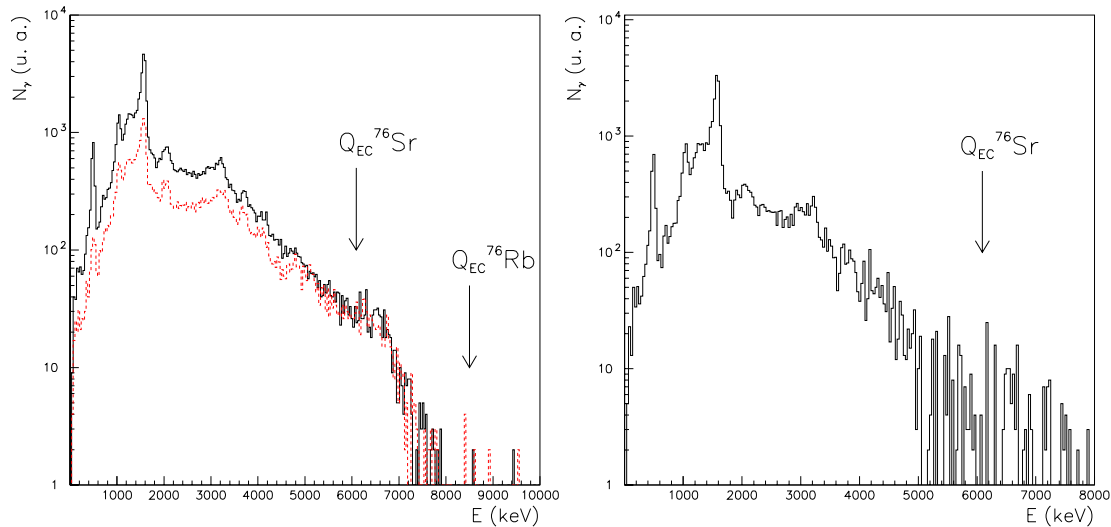


FIG. IV.23 – *Gauche*: spectres en énergie  $S$  et  $F$  dans le détecteur TAGS correspondant respectivement à la somme des contributions  $K_\alpha$  et  $K_\beta$  (trait plein) des rayons  $X$  caractéristiques de l'élément rubidium et au fond (trait pointillé). *Droite*: spectre en énergie  $EC_{CI}$  provenant de la soustraction de la distribution  $F$  à la distribution  $S$  avec un facteur de normalisation  $\lambda_F=1,0$ .

triple entre le spectromètre TAGS, la détection d'un rayonnement  $X$  dans le germanium planaire et un signal dans le plastique scintillant. Les évènements répondant à ces conditions sont présentés sur le spectre  $CI$  (trait pointillé) superposé sur le spectre  $EC_{CI}$  (trait plein) de la figure IV.24. La connaissance d'une telle information ne nous autorise cependant pas à corriger efficacement le spectre  $EC_{CI}$ : toute normalisation demeure délicate sans avoir à notre disposition, pour chaque transition concernée, la multipolarité et la proportion de décroissances ayant procédé par processus de capture électronique et par  $\beta^+$ . De plus, une normalisation directe sur le spectre  $EC_{CI}$  ne peut être également envisagée. Il peut en effet être à première vue aisé d'attribuer les pics localisés aux environs de 500 keV et 1 MeV à l'annihilation des positrons et donc de les utiliser pour normaliser le spectre  $CI$ . D'après le schéma de niveaux, établi par mesures haute résolution, il existe dans la structure du noyau  $^{76}\text{Rb}$  deux états situés à 515 keV et 983 keV. La possibilité pour ces états de se désexciter par des transitions  $\gamma$  de multipolarité  $n$  supérieure ou égale à 2, entraînant un décalage de  $(n - 1) \times 30$  keV dans la position des raies observées, combinée à la faible résolution du spectromètre rend le discernement entre les transitions  $\gamma$  provenant de l'annihilation des particules  $\beta^+$  et celles désexcitant ces deux états impossible.

D'après cette discussion, il apparaît désormais difficile d'obtenir du spectre  $EC$  des informations fiables sur la force de Gamow-Teller sur l'ensemble de la fenêtre en énergie. En conséquence, aucune analyse ne sera effectuée sur le processus de capture électronique.

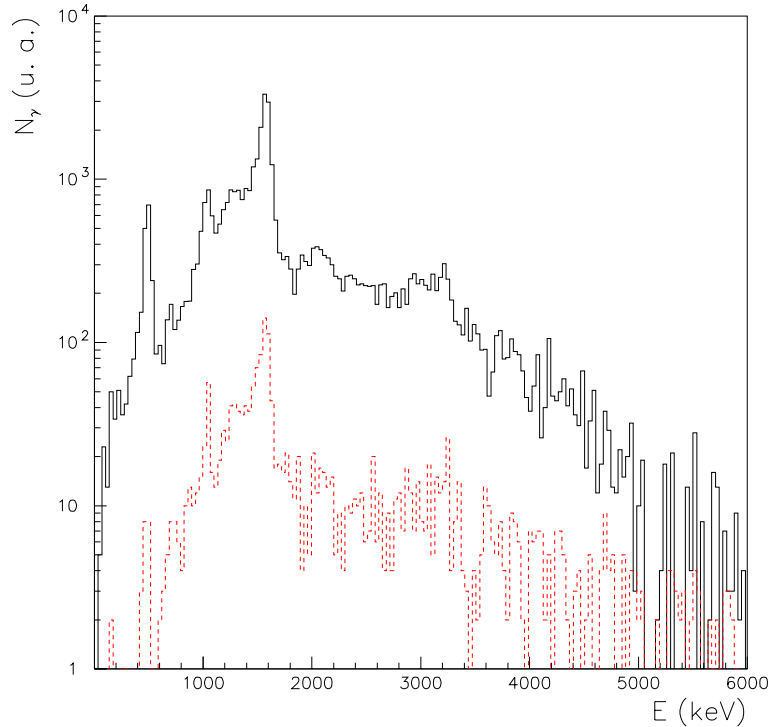


FIG. IV.24 – Spectre en énergie  $EC_{CI}$  (trait plein) et  $CI$  (trait pointillé) dans le détecteur TAGS. La dernière distribution correspond aux évènements en coïncidence avec un rayonnement  $X$  dans le détecteur germanium planaire et avec un positron ayant déclenché le plastique scintillant.

#### IV.2.1.2 La composante $\beta^+$

Tout comme dans le cas du noyau  $^{74}\text{Kr}$ , seuls les évènements enregistrés en coïncidence avec les positrons détectés dans le plastique scintillant, dont le spectre est présenté sur la figure IV.25, ont été retenus. Sur cette dernière, la zone hachurée délimite les conditions imposées sur l'énergie des particules  $\beta^+$  pour constituer le spectre  $S(^{76}\text{Sr})$  relatif au cristal de iodure de sodium qui est exposé sur la figure IV.26 de gauche. La limite inférieure a été une nouvelle fois estimée à 100 keV. Comme nous l'avons déjà mentionné au paragraphe IV.1.1, les évènements ainsi sélectionnés ne peuvent être exempts de la contamination isobarique liée à la décroissance  $^{76}\text{Rb} \rightarrow ^{76}\text{Kr}$  dont la contribution est visible au-delà de la valeur  $Q_{EC}(^{76}\text{Sr})$  sur le spectre de la figure IV.26 de gauche. La distribution  $P(^{76}\text{Sr})$  normalisée résultant de la procédure de correction de l'empilement électronique apparaît également en trait pointillé sur cette même figure. Le facteur de normalisation  $\lambda_p(^{76}\text{Sr})$  utilisé a été obtenu par ajustement sur la région correspondant à des énergies supérieures à la valeur  $Q_{EC}(^{76}\text{Rb})$

$$\lambda_p(^{76}\text{Sr}) = 29657 \pm 2181. \quad (\text{IV.47})$$

Le spectre  $S'(^{76}\text{Sr})$  alors affranchi de l'empilement se définit comme

$$S'(^{76}\text{Sr}) = S(^{76}\text{Sr}) - \lambda_p(^{76}\text{Sr})P(^{76}\text{Sr}). \quad (\text{IV.48})$$



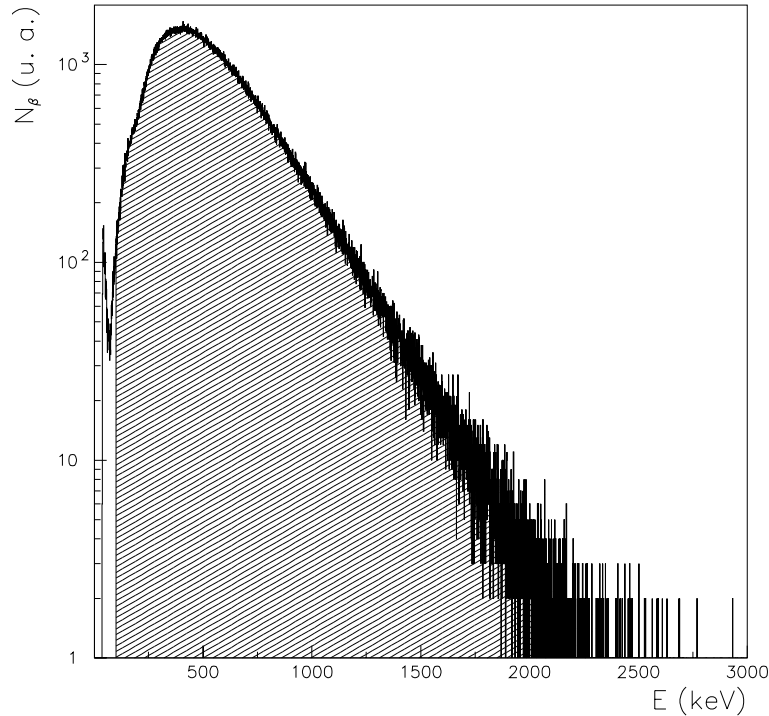


FIG. IV.25 – Spectre en énergie recueilli avec le détecteur plastique durant la mesure de la décroissance  $^{76}\text{Sr} \rightarrow ^{76}\text{Rb}$ . La zone hachurée désigne les conditions en énergie imposées pour constituer la distribution enregistrée dans le détecteur TAGS.

La filiation radioactive évoquée auparavant a pu être prise en compte en utilisant les données acquises lors de l'étude du noyau  $^{76}\text{Rb}$ . Ainsi, nous présentons sur la figure IV.26 de droite le spectre en énergie  $S(^{76}\text{Rb})$  relatif à la décroissance  $^{76}\text{Rb} \rightarrow ^{76}\text{Kr}$  et obtenu en coïncidence avec les positrons ayant déclenché le scintillateur plastique. La contribution de l'empilement électronique  $P(^{76}\text{Rb})$  a été superposée en trait pointillé avec un facteur de normalisation  $\lambda_p(^{76}\text{Rb})$

$$\lambda_p(^{76}\text{Rb}) = 16927 \pm 1303. \quad (\text{IV.49})$$

Le spectre  $\beta^+(^{76}\text{Rb})$  corrigé de tout effet de contamination et correspondant à la composante  $\beta^+$  de la décroissance du noyau  $^{76}\text{Rb}$  peut alors s'écrire

$$\beta^+(^{76}\text{Rb}) = S(^{76}\text{Rb}) - \lambda_p(^{76}\text{Rb})P(^{76}\text{Rb}). \quad (\text{IV.50})$$

Cette dernière contribution peut alors être soustraite au spectre  $S'(^{76}\text{Sr})$  défini par l'équation IV.48 à l'aide du facteur de normalisation  $\lambda_{\beta^+}(^{76}\text{Rb})$  adéquat. Celui-ci est obtenu en ajustant l'intensité des deux distributions  $S'(^{76}\text{Sr})$  (éq. IV.48) et  $\beta^+(^{76}\text{Rb})$  (éq. IV.50) sur une gamme en énergie localisée entre  $Q_{EC}(^{76}\text{Sr})$  et  $Q_{EC}(^{76}\text{Rb})$ . Nous avons

$$\lambda_{\beta^+}(^{76}\text{Rb}) = 0,797 \pm 0,012. \quad (\text{IV.51})$$

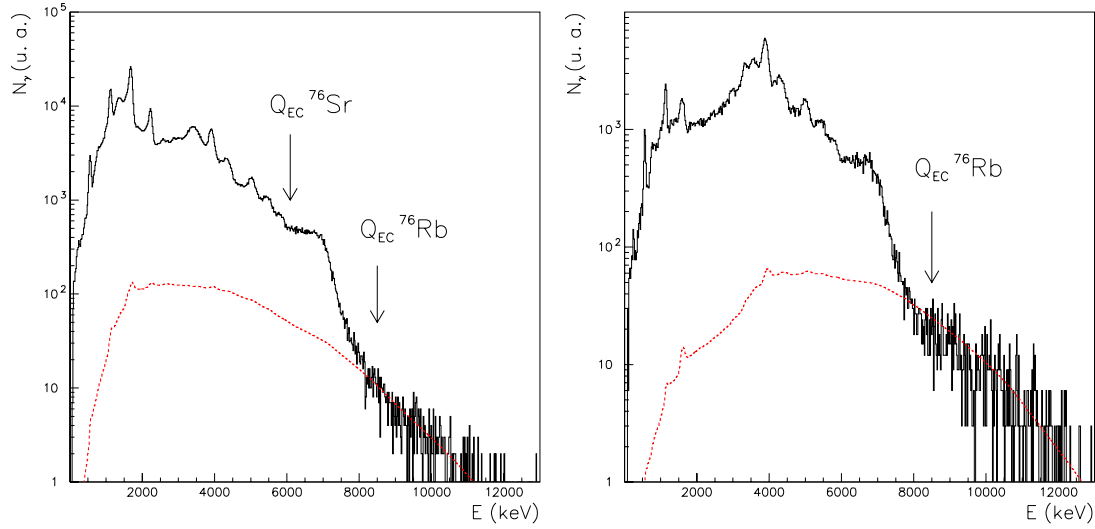


FIG. IV.26 – Spectres en énergie  $S(^{76}\text{Sr})$  et  $S(^{76}\text{Rb})$  (trait plein) enregistrés avec le détecteur TAGS en coïncidence avec les positrons ayant déclenché le scintillateur plastique lors des mesures  $^{76}\text{Sr} \rightarrow ^{76}\text{Rb}$  (gauche) et  $^{76}\text{Rb} \rightarrow ^{76}\text{Kr}$  (droite). Les contributions normalisées  $P(^{76}\text{Sr})$  et  $P(^{76}\text{Rb})$  de l'empilement électronique sont également présentées (trait pointillé).

Enfin, le spectre final  $\beta^+(^{76}\text{Sr})$  correspondant à la composante  $\beta^+$  de la décroissance du noyau  $^{76}\text{Sr}$  peut finalement se mettre sous la forme

$$\beta^+(^{76}\text{Sr}) = S'(^{76}\text{Sr}) - \lambda_{\beta^+}(^{76}\text{Rb})\beta^+(^{76}\text{Rb}), \quad (\text{IV.52})$$

où les quantités  $S'(^{76}\text{Sr})$ ,  $\lambda_{\beta^+}(^{76}\text{Rb})$  et  $\beta^+(^{76}\text{Rb})$  sont définies respectivement par les équations IV.48, IV.51 et IV.50. La distribution  $\beta^+(^{76}\text{Sr})$  utilisée ultérieurement pour l'analyse est représentée sur la figure IV.27.

### IV.2.1.3 Le spectre total EC+ $\beta^+$

Nous avons insisté dans le paragraphe I.4.2, dédié au formalisme HF+BCS+QRPA appliqué aux noyaux pair-pair, sur l'intérêt que présentait l'étude par décroissance  $\beta$  du noyau  $^{76}\text{Sr}$ . D'après les calculs de P. Sarriguren *et al.* regroupés sur la figure I.14, une déformation prolate pourrait être mise en évidence par la présence d'une grande quantité de force entre 4,2 MeV et 5,5 MeV. L'accès expérimental aux états localisés, selon ces calculs, au-delà de 5 MeV ne peut donc se faire à partir du spectre  $\beta^+$  qui s'avère être, *a priori*, la seule source d'informations disponible et exploitable sur la décroissance  $^{76}\text{Sr} \rightarrow ^{76}\text{Rb}$ . En outre, comme nous le verrons par la suite, les limitations instrumentales introduites par le détecteur  $\beta$  peuvent *a priori* constituer une sévère contrainte à l'obtention, sans ambiguïté, de la distribution de force Gamow-Teller à l'aide de ce processus. Aussi, afin de couvrir une gamme en énergie la plus large possible et de s'affranchir des distorsions introduites par les efficacités du scintillateur plastique, nous avons décidé d'analyser un spectre total obtenu sans aucune

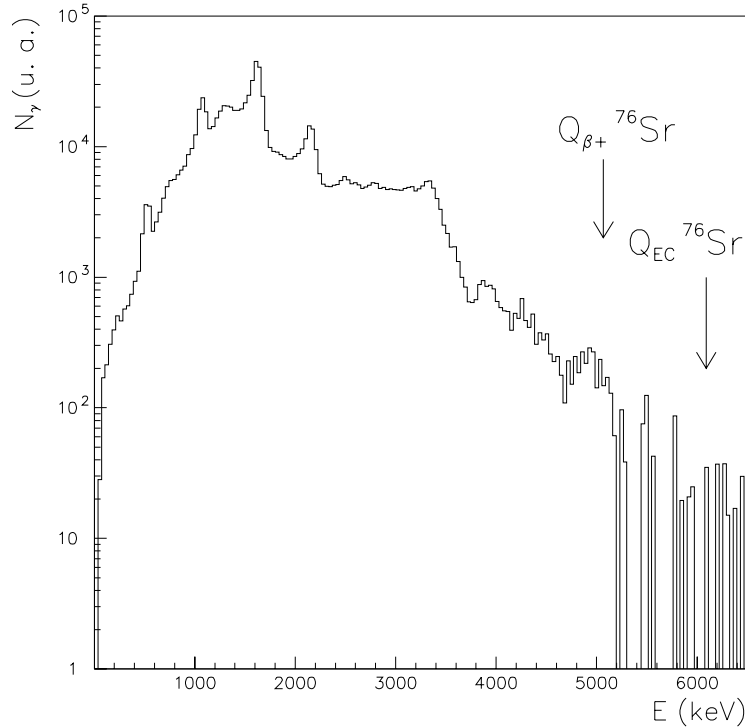


FIG. IV.27 – Spectre en énergie  $\beta^+$  ( $^{76}\text{Sr}$ ) (éq. IV.52) correspondant à la composante  $\beta^+$  de la décroissance  $^{76}\text{Sr} \rightarrow ^{76}\text{Rb}$ .

condition de coïncidence avec les détecteurs additionnels. Un tel spectre contient à la fois l'information sur la capture électronique (difficilement exploitable en raison de la conversion interne lors de sa sélection à partir des rayonnements  $X$ ) et sur la composante  $\beta^+$ . Si ce type d'analyse présente l'avantage certain de pouvoir accéder au dernier MeV d'énergie disponible dans la fenêtre  $Q_{EC}(^{76}\text{Sr})$ , l'obtention d'une distribution dégagée de toute contamination, et notamment de la contribution du bruit de fond ambiant, reste une procédure délicate.

Nous avons tout d'abord, à partir des mêmes données brutes, constitué un spectre  $S(^{76}\text{Sr})$ , appelé spectre direct, sans imposer de conditions de coïncidence. Ce dernier spectre, présenté sur la figure IV.28 de gauche doit bien sûr être corrigé de la contamination par l'activité du noyau fils  $^{76}\text{Rb}$ , du bruit de fond et des effets d'empilement électronique.

Le spectre  $S(^{76}\text{Rb})$  relatif à la décroissance  $^{76}\text{Rb} \rightarrow ^{76}\text{Kr}$  a également été constitué sans condition de coïncidence. Nous présentons sur la figure IV.28 de droite le spectre  $S'(^{76}\text{Rb})$ , une fois le bruit de fond ambiant  $F(^{76}\text{Rb})$  soustrait à  $S(^{76}\text{Rb})$

$$S'(^{76}\text{Rb}) = S(^{76}\text{Rb}) - \lambda_F(^{76}\text{Rb})F(^{76}\text{Rb}). \quad (\text{IV.53})$$

Le facteur de normalisation  $\lambda_F(^{76}\text{Rb})$  a été déterminé à partir de l'intensité du pic correspondant à la lumière émise par la diode comme valant

$$\lambda_F(^{76}\text{Rb}) = 1,929 \pm 0,005. \quad (\text{IV.54})$$

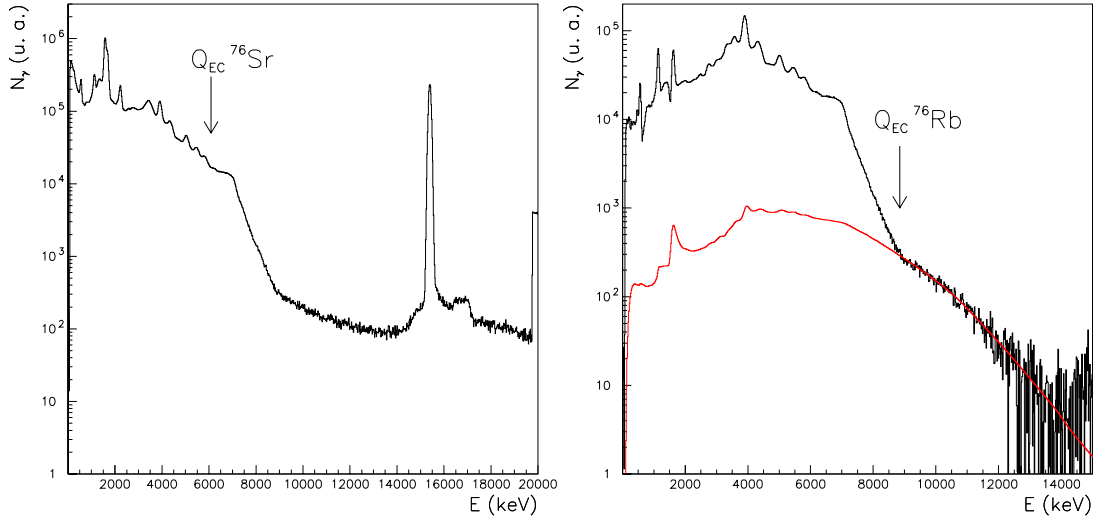


FIG. IV.28 – *Gauche* : spectre en énergie  $S(^{76}\text{Sr})$  enregistré avec le détecteur TAgS sans aucune condition de coïncidence. *Droite* : spectre en énergie  $S'(^{76}\text{Rb})$  (noir) correspondant à la soustraction du bruit de fond ambiant  $F(^{76}\text{Rb})$  à la distribution  $S(^{76}\text{Rb})$ . La contribution  $P(^{76}\text{Rb})$  normalisée de l'empilement électronique est également présentée (rouge).

Le résultat  $P(^{76}\text{Rb})$  du calcul des corrections de l'empilement électronique est superposé au spectre  $S'(^{76}\text{Rb})$  sur la figure IV.28 de droite avec un facteur de normalisation  $\lambda_P(^{76}\text{Rb})$

$$\lambda_P(^{76}\text{Rb}) = 273594 \pm 6971. \quad (\text{IV.55})$$

Ainsi, le spectre total  $T(^{76}\text{Rb})$  correspondant à la décroissance par capture électronique et par  $\beta^+$  du noyau  $^{76}\text{Rb}$  peut se définir comme

$$T(^{76}\text{Rb}) = S(^{76}\text{Rb}) - \lambda_F(^{76}\text{Rb})F(^{76}\text{Rb}) - \lambda_P(^{76}\text{Rb})P(^{76}\text{Rb}), \quad (\text{IV.56})$$

où les valeurs des facteurs  $\lambda_F(^{76}\text{Rb})$  et  $\lambda_P(^{76}\text{Rb})$  sont fixées respectivement par les équations IV.54 et IV.55.

La distribution en énergie  $T(^{76}\text{Rb})$  peut dès lors être soustraite au spectre  $S(^{76}\text{Sr})$  avec le coefficient de normalisation  $\lambda_T(^{76}\text{Rb})$  approprié. Dans ce but, nous avons effectué le rapport des intensités  $I_{76\text{Sr}}(E_\gamma)$  et  $I_{76\text{Rb}}(E_\gamma)$  pour une transition d'énergie  $E_\gamma$  présente dans les spectres en énergie du germanium coaxial lors des deux mesures  $^{76}\text{Sr} \rightarrow ^{76}\text{Rb}$  et  $^{76}\text{Rb} \rightarrow ^{76}\text{Kr}$ . En appliquant cette procédure aux deux raies d'énergie 346 keV et 424 keV intervenant dans la désexcitation de  $^{76}\text{Rb}$ , nous avons

$$\lambda_T(^{76}\text{Rb}) = \frac{I_{76\text{Sr}}(346)}{I_{76\text{Rb}}(346)} = \frac{7675 \pm 87}{9214 \pm 96} = 0,833 \pm 0,013 \quad (\text{IV.57})$$

et

$$\lambda_T(^{76}\text{Rb}) = \frac{I_{76\text{Sr}}(424)}{I_{76\text{Rb}}(424)} = \frac{32710 \pm 180}{38392 \pm 196} = 0,832 \pm 0,006. \quad (\text{IV.58})$$

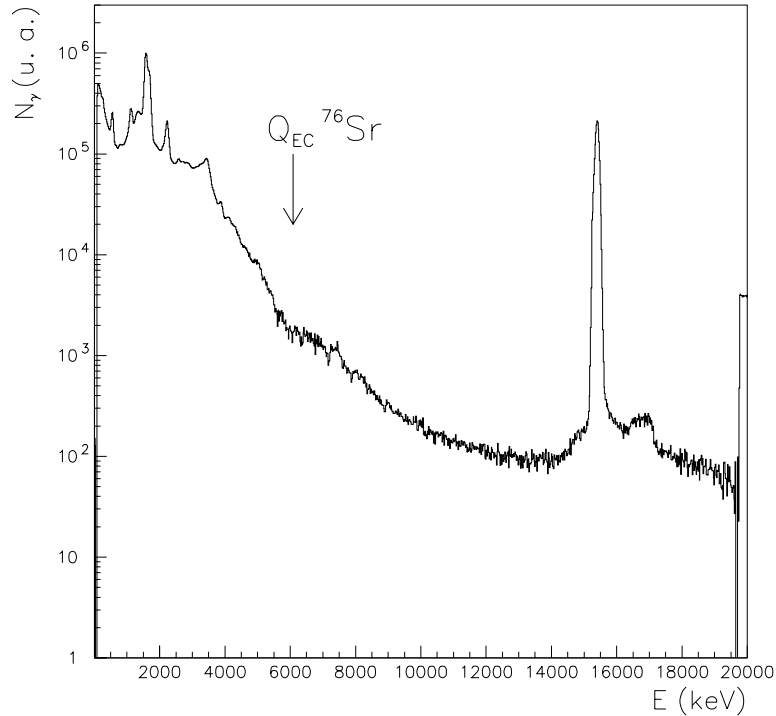


FIG. IV.29 – Spectre en énergie  $S'(^{76}\text{Sr})$  résultant de la soustraction de l'activité  $T(^{76}\text{Rb})$  liée à la décroissance de  $^{76}\text{Rb}$  à la distribution  $S(^{76}\text{Sr})$ .

A l'aide de ce coefficient  $\lambda_T(^{76}\text{Rb})$ , nous pouvons définir le spectre  $S'(^{76}\text{Sr})$  comme

$$S'(^{76}\text{Sr}) = S(^{76}\text{Sr}) - \lambda_T(^{76}\text{Rb})T(^{76}\text{Rb}) \quad (\text{IV.59})$$

qui est représenté sur la figure IV.29. Il nous reste maintenant à soustraire correctement le bruit de fond ambiant que nous avons recueilli et enregistré au cours de l'expérience. Cette dernière contribution représente sûrement la composante du spectre  $S'(^{76}\text{Sr})$  la plus difficile à apprécier et à prendre en compte. En effet, la première difficulté provient du fait que la mesure de bruit de fond ait été effectuée à l'issue de la dizaine d'heure consacrée à l'isotope  $^{76}\text{Sr}$  et sans que le faisceau de protons ne vienne fragmenter la cible. Ainsi, le spectre de bruit de fond  $F_1(^{76}\text{Sr})$  à notre disposition peut ne pas être totalement représentatif de l'activité ambiante sur le site expérimental dans la période dédiée à l'étude du noyau  $^{76}\text{Sr}$ . Afin d'apprécier cette influence sur le résultat final, nous avons décidé d'utiliser également un second bruit de fond,  $F_2(^{76}\text{Sr})$ , recueilli plus tard au cours de la campagne sur les isotopes de strontium. La figure IV.30 expose donc la contribution  $F_1(^{76}\text{Sr})$  (trait plein) et  $F_2(^{76}\text{Sr})$  (trait pointillé) normalisée à  $F_1(^{76}\text{Sr})$  qui ont été employées par la suite pour la soustraction au spectre  $S'(^{76}\text{Sr})$ . Les deux distributions y révèlent des allures relativement similaires malgré quelques différences d'intensité présentes aux basses énergies et aux environs de 2,5 MeV. La seconde difficulté réside dans la normalisation de cette activité ambiante. Nous ne pouvons, pour cette procédure, utiliser que l'intensité de la transition à 1460 keV relative

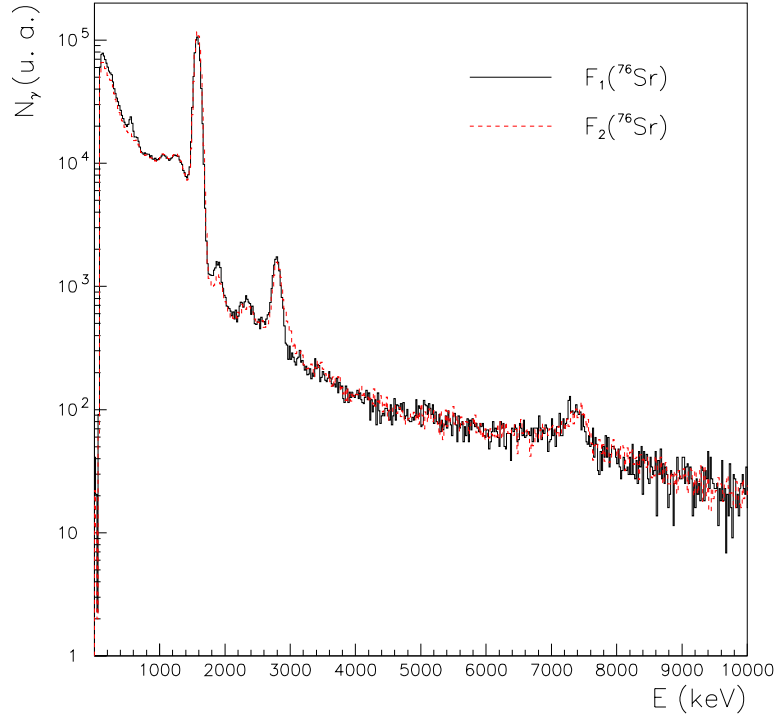


FIG. IV.30 – Spectres en énergie  $F_1(^{76}\text{Sr})$  et  $F_2(^{76}\text{Sr})$  normalisés correspondant à l'activité du fond ambiant recueillis respectivement à l'issue de la mesure  $^{76}\text{Sr} \rightarrow ^{76}\text{Rb}$  (trait plein) et ultérieurement à celle-ci (trait pointillé).

à la décroissance de  $^{40}\text{K}$  et celle du pic correspondant au système de contrôle par diode luminescente. Dans le premier cas, l'opération est rendue délicate par l'omniprésence, dans la distribution  $S'(^{76}\text{Sr})$ , d'un pic aux environs de 1600 keV provenant des effets de sommation des transitions à 476 keV et 983 keV avec les photons résultant de l'annihilation des positrons. La proportion de bruit de fond peut alors être surestimée. Néanmoins, les facteurs  $\lambda_{F_1}(^{76}\text{Sr})$  et  $\lambda_{F_2}(^{76}\text{Sr})$  obtenus respectivement pour les spectres  $F_1(^{76}\text{Sr})$  et  $F_2(^{76}\text{Sr})$  sont

$$\lambda_{F_1}(^{76}\text{Sr}) = 17,33 \pm 0,05 \quad (\text{IV.60})$$

et

$$\lambda_{F_2}(^{76}\text{Sr}) = 6,94 \pm 0,01. \quad (\text{IV.61})$$

Dans ces conditions, la contribution  $P_i(^{76}\text{Sr})$  ( $i = 1, 2$ ) de l'empilement électronique se normalise à l'aide des deux facteurs  $\lambda_{P_1}(^{76}\text{Sr})$  et  $\lambda_{P_2}(^{76}\text{Sr})$  correspondant respectivement aux cas traités par les équations IV.60 et IV.61

$$\lambda_{P_1}(^{76}\text{Sr}) = 486459 \pm 28192 \quad (\text{IV.62})$$

et

$$\lambda_{P_2}(^{76}\text{Sr}) = 592621 \pm 35887. \quad (\text{IV.63})$$

Le spectre total  $T_i(^{76}\text{Sr})$  correspondant à la décroissance du noyau  $^{76}\text{Sr}$  et exempt de la filiation radioactive, du bruit de fond et de l'empilement électronique se définit à partir des distributions  $S'(^{76}\text{Sr})$  (éq. IV.59),  $F_i(^{76}\text{Sr})$  et  $P_i(^{76}\text{Sr})$  comme

$$T_i(^{76}\text{Sr}) = S'(^{76}\text{Sr}) - \lambda_{F_i}(^{76}\text{Sr})F_i(^{76}\text{Sr}) - \lambda_{P_i}(^{76}\text{Sr})P_i(^{76}\text{Sr}) \quad (i = 1, 2) \quad (\text{IV.64})$$

où les valeurs des facteurs  $\lambda_{F_i}(^{76}\text{Sr})$  et  $\lambda_{P_i}(^{76}\text{Sr})$  sont données par les équations IV.60, IV.61 et IV.62, IV.63. Nous avons disposé sur la colonne de gauche de la figure IV.31 les spectres  $T_1(^{76}\text{Sr})$  et  $T_2(^{76}\text{Sr})$  définis par l'équation IV.64 auxquels nous avons rajouté les corrections normalisées de l'empilement électronique. Nous remarquons immédiatement que la soustraction du bruit de fond  $F_1(^{76}\text{Sr})$  avec un facteur  $\lambda_{F_1}(^{76}\text{Sr})$  valant 17,33 semble être trop importante au vue du déficit dans le nombre de coups dans les 600 premiers keV. En conséquence, nous avons décidé de ne pas utiliser ce spectre pour l'analyse. La distribution  $T_2(^{76}\text{Sr})$ , quant à elle, ne présente pas ce type de problème, même si, comme nous le disions auparavant, la proportion de fond risque d'être surestimée. La différence, à basse énergie, entre les deux spectres  $T_1(^{76}\text{Sr})$  et  $T_2(^{76}\text{Sr})$  est évidemment à relier à celle existant entre  $F_1(^{76}\text{Sr})$  et  $F_2(^{76}\text{Sr})$  dans la même région, comme le montre la figure IV.30.

En s'appuyant sur l'intensité du pic lié à la diode, les facteurs de normalisation du bruit de fond  $\lambda_{F_1}(^{76}\text{Sr})$  et  $\lambda_{F_2}(^{76}\text{Sr})$  deviennent

$$\lambda_{F_1}(^{76}\text{Sr}) = 16,31 \pm 0,05 \quad (\text{IV.65})$$

et

$$\lambda_{F_2}(^{76}\text{Sr}) = 6,44 \pm 0,01 \quad (\text{IV.66})$$

avec les valeurs  $\lambda_{P_1}(^{76}\text{Sr})$  et  $\lambda_{P_2}(^{76}\text{Sr})$  correspondantes

$$\lambda_{P_1}(^{76}\text{Sr}) = 806018 \pm 49695 \quad (\text{IV.67})$$

et

$$\lambda_{P_2}(^{76}\text{Sr}) = 661808 \pm 36684. \quad (\text{IV.68})$$

Le spectre total  $T_i(^{76}\text{Sr})$  affranchi de tout effet indésirable susceptible de contribuer à l'intensité de la force Gamow-Teller se définit également à l'aide de l'équation IV.64 où, cette fois, les facteurs  $\lambda_{F_i}(^{76}\text{Sr})$  et  $\lambda_{P_i}(^{76}\text{Sr})$  sont données par les équations IV.65, IV.66 et IV.67, IV.68. Ainsi, nous avons regroupé sur la colonne de droite de la figure IV.31 les spectres  $T_1(^{76}\text{Sr})$  et  $T_2(^{76}\text{Sr})$  par-dessus lesquels nous avons superposé les corrections normalisées de l'empilement électronique. D'après ces résultats, cette méthode de normalisation paraît surestimer de nouveau la proportion de l'activité due au fond ambiant  $F_1(^{76}\text{Sr})$  en raison de l'absence de coups en-dessous de 450 keV. En revanche, le spectre  $T_2(^{76}\text{Sr})$  exhibe un comportement similaire à celui obtenu par normalisation sur la transition de 1460 keV avec un léger surplus d'événements entre 100 et 300 keV provenant une nouvelle fois de la différence entre  $F_1(^{76}\text{Sr})$  et  $F_2(^{76}\text{Sr})$ . S'il semble incontestable de penser que les deux bruits de fond conduiront à des résultats, en terme de force Gamow-Teller, quelque peu en désaccord en dessous de 500 keV, nous pouvons raisonnablement penser que ceux-ci devraient être cohérents à plus haute énergie en raison des grandes similitudes entre les deux distributions  $F_1(^{76}\text{Sr})$

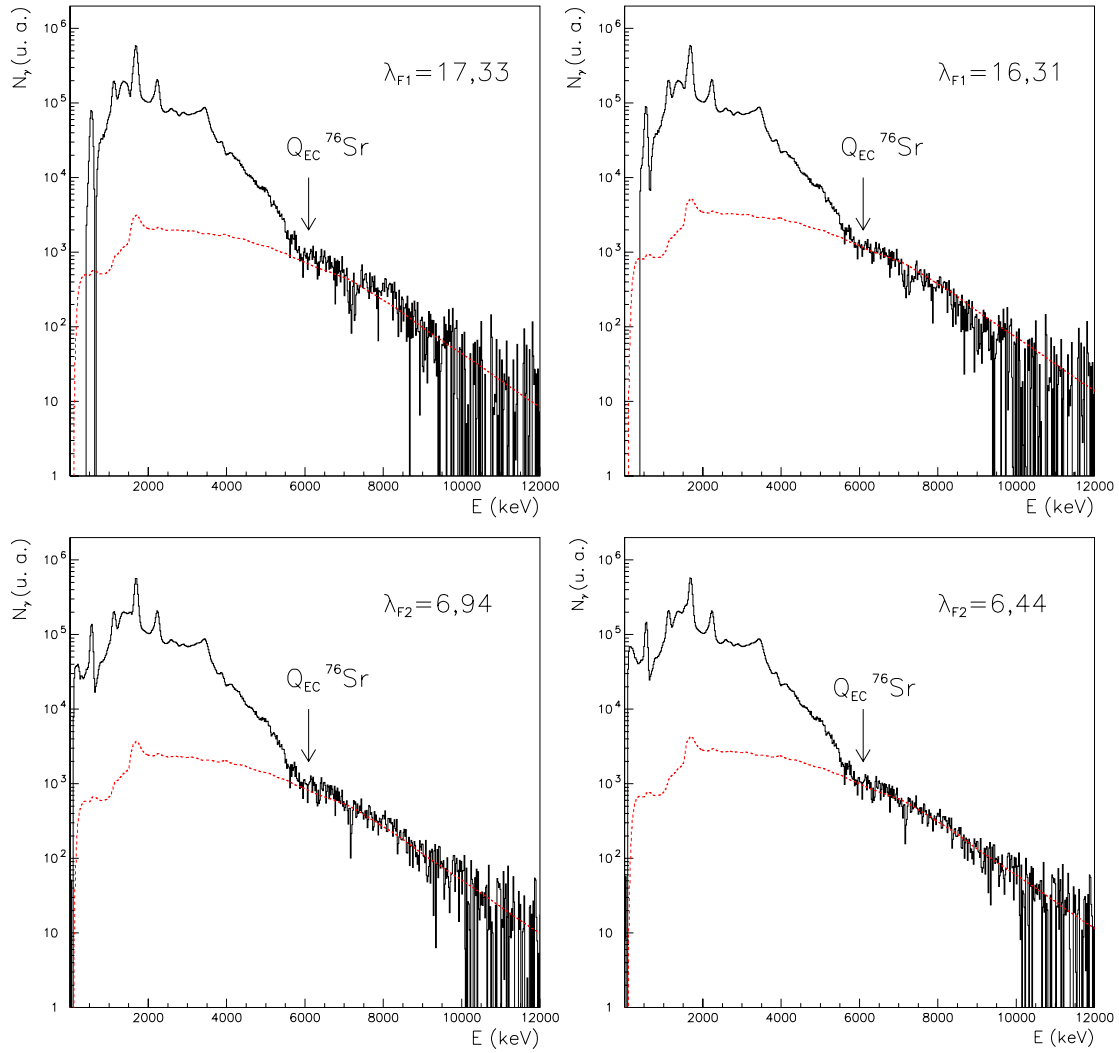


FIG. IV.31 – *Colonne de gauche : spectre total (trait plein)  $T_1(^{76}\text{Sr})$  et  $T_2(^{76}\text{Sr})$  correspondant à la décroissance du noyau  $^{76}\text{Sr}$  une fois le bruit de fond  $F_1(^{76}\text{Sr})$  (haut) et  $F_2(^{76}\text{Sr})$  (bas) soustrait avec un facteur  $\lambda_{F_1}(^{76}\text{Sr})$  (éq. IV.60) et  $\lambda_{F_2}(^{76}\text{Sr})$  (éq. IV.61) obtenu par normalisation à partir de la transition de 1460 keV. La contribution normalisée de l'empilement électronique est également superposée (trait pointillé). Colonne de droite : spectre total (trait plein)  $T_1(^{76}\text{Sr})$  et  $T_2(^{76}\text{Sr})$  correspondant à la décroissance du noyau  $^{76}\text{Sr}$  une fois le bruit de fond  $F_1(^{76}\text{Sr})$  (haut) et  $F_2(^{76}\text{Sr})$  (bas) soustrait avec un facteur de normalisation  $\lambda_{F_1}(^{76}\text{Sr})$  (éq. IV.65) et  $\lambda_{F_2}(^{76}\text{Sr})$  (éq. IV.66) obtenu par normalisation sur le pic correspondant à la diode luminescente. La contribution normalisée de l'empilement électronique est également superposée (trait pointillé).*

et  $F_2(^{76}\text{Sr})$  présentées sur la figure IV.30. Cependant, les quatre spectres illustrés sur cette dernière figure nous montrent parfaitement l'importance des mesures de bruit de fond qui devraient, en toute rigueur, être échantillonnées pendant les mesures radioactives. Une telle



procédure permettrait d'apprécier l'évolution de l'activité ambiante et de pouvoir mieux en tenir compte à l'analyse. Ainsi, les influences de la nature du spectre  $F_i(^{76}\text{Sr})$  employé et du facteur de normalisation adopté seront discutées ultérieurement au cours du paragraphe dédié aux résultats obtenus à partir des distributions  $T_i(^{76}\text{Sr})$  exposées sur la figure IV.31.

## IV.2.2 Les résultats

Les matrices de réponse  $\mathbf{R}^{EC}$  et  $\mathbf{R}^{\beta^+}$  ont été calculées sur l'ensemble de la fenêtre en énergie disponible au cours de la décroissance en décrivant la partie inconnue du schéma de niveaux à l'aide du même modèle statistique que celui évoqué au paragraphe IV.1.2. Nous avons conservé, pour l'analyse, les niveaux qui s'étendent jusqu'à 2,2 MeV et les intensités  $\gamma$  répertoriés dans la référence [44]. Comme pour l'analyse du noyau  $^{74}\text{Kr}$ , seuls les états caractérisés par un moment angulaire  $J = 0, 1, 2$  et une parité  $\pi = \pm 1$  ont été conservés. La totalité des niveaux ainsi présents dans la gamme en énergie ont été regroupés par intervalle de 40 keV. La matrice  $\mathbf{R}^T$  utilisée pour l'analyse du spectre total  $T_i(^{76}\text{Sr})$  a été calculée à l'aide du rapport  $r_i$  défini par l'équation A.5 sous la forme

$$\mathbf{R}_i^T = \begin{cases} \left( \frac{r_i}{1+r_i} \right) \mathbf{R}_i^{EC} + \left( \frac{1}{1+r_i} \right) \mathbf{R}_i^{\beta^+} & E_i \leq Q_{EC} - 1022 \text{ keV} \\ \mathbf{R}_i^{EC} & E_i > Q_{EC} - 1022 \text{ keV}. \end{cases} \quad (\text{IV.69})$$

Ainsi, les spectres  $\beta^+(^{76}\text{Sr})$  et  $T_i(^{76}\text{Sr})$  ( $i = 1, 2$ ) ont servi de support à l'analyse pour déduire les distributions  $\mathbf{f}_{\beta^+}$  et  $\mathbf{f}_T$  représentant le nombre de décroissances  $N_{\beta^+}$  et  $N_{T_i}$  ayant procédé par chaque niveau  $i$ . L'intensité normalisée  $I_{\beta^+}$  garde la même expression que celle décrite dans l'équation A.2 et  $I_{T_i}$  s'écrit en fonction de  $N_{T_i}$

$$I_{T_i} = \frac{N_{T_i}}{\sum_j^{Q_{EC}} N_{T_j}}. \quad (\text{IV.70})$$

Cette dernière intensité  $I_{T_i}$  s'identifie naturellement comme l'alimentation totale  $I_{\beta_i}$  du niveau  $i$  qui est utilisée par la suite pour le calcul de l'intensité de la force Gamow-Teller à travers la formule

$$B(GT)_i = \frac{3871 I_{\beta_i}}{f_i T_{1/2}} \quad (\text{IV.71})$$

où l'intégrale  $f_i$  de la fonction de Fermi est donnée par l'équation A.9.

De même, l'intensité totale  $I_{\beta_i}$  est reliée à la distribution  $I_{\beta_i^+}$  par l'intermédiaire du rapport  $r_i$  grâce à la relation IV.27. Le calcul de l'intensité de la force Gamow-Teller se fait alors par application de l'équation IV.31.

La variance  $\sigma_{par}^2$  attachée à la quantité  $B(GT)$  se calcule à nouveau à partir du théorème de propagation des erreurs. Elle garde la même expression que celle décrite par l'équation IV.34.

### IV.2.2.1 La composante $\beta^+$

Le spectre correspondant à la capture électronique étant rendu inexploitable en raison du processus de conversion interne, nous avons débuté l'analyse concernant le noyau  $^{76}\text{Sr}$  par la composante  $\beta^+$  en utilisant la distribution présentée sur la figure IV.27. Pour les mêmes raisons que celles évoquées au paragraphe IV.1.2 concernant les résultats sur la composante capture électronique de  $^{74}\text{Kr}$ , nous avons décidé d'utiliser la contribution de l'activité du noyau fils  $^{76}\text{Rb}$  comme fond constant.

La partie inconnue du schéma de niveaux a été décrite en utilisant un paramètre de densité identique à celui employée dans la référence [44], soit  $a = 11 \text{ MeV}^{-1}$ . Les coefficients de conversion interne associés aux transitions susceptibles d'être fortement converties sont issus de la référence [78] en considérant, dans un premier temps, des transitions de multipolarité purement  $M_1$ .

Ainsi, la figure IV.32 illustre les résultats obtenus par l'analyse de la composante  $\beta^+$  de la décroissance  $^{76}\text{Sr} \rightarrow ^{76}\text{Rb}$ . Nous avons placé en haut à gauche et en trait plein le spectre expérimental  $\beta^+(^{76}\text{Sr})$ , auquel nous avons ajouté la contribution de l'empilement électronique, et en trait pointillé le spectre recalculé à partir des alimentations déterminées. La différence relative  $\Delta$  (éq. IV.35) entre ces deux spectres est représentée en bas à gauche. La colonne de droite, quant à elle, montre en haut la distribution  $\mathbf{f}_{\beta^+}$  résultant directement de l'application du théorème de Bayes et, en bas, la distribution de force Gamow-Teller calculée à l'aide de la formulation IV.31.

Nous constatons, à première vue, que la simulation reproduit fidèlement les données expérimentales sur l'ensemble de la fenêtre en énergie, même si quelques différences persistent entre 1 et 2 MeV d'énergie d'excitation. Ces discordances proviennent en fait d'un problème de calibration en énergie qui affecte dans cette région la position des pics mais pas leur intensité. Nous rappelons ici la difficulté d'étalonner un spectromètre sommant toutes les contributions provenant de la désexcitation d'un niveau en n'utilisant que des pics correspondant à des transitions  $\gamma$  de multiplicité 1. Une fois le problème identifié, nous pouvons assurer qu'un tel défaut n'affecte en rien la qualité de la simulation Monte-Carlo. En terme de force, nous retrouvons les trois contributions à basse énergie des niveaux à 477,0 keV, 516,0 keV et 983,0 keV, identifiés comme les plus alimentés par les mesures faites avec des détecteurs semi-conducteurs, ainsi qu'une structure relativement prononcée entre 3 et 4 MeV précédant une chute dans l'intensité au-delà de 4,2 MeV. En gardant à l'esprit les effets de sommation avec les photons provenant de l'annihilation des positrons, cette chute d'intensité se traduit expérimentalement par le creux présent entre 5,2 MeV et 5,6 MeV dans le spectre  $\beta^+(^{76}\text{Sr})$  exposé sur la figure IV.27. De manière plus générale, les erreurs accompagnant les intensités  $B(GT)$  s'avèrent plus importantes que dans le cas de  $^{74}\text{Kr}$ . Ceci peut se comprendre aisément à partir de la formule (éq. A.10) donnant l'erreur sur l'intégrale de la fonction de Fermi qui fait intervenir l'incertitude  $\sigma_{Q_{EC}}$  sur l'énergie totale  $Q_{EC}$  disponible pour la décroissance. Si pour  $^{74}\text{Kr}$ , des mesures précises de masse permettent de minimiser l'incertitude  $\sigma_{Q_{EC}}$  à 62 keV, la même valeur pour la réaction  $^{76}\text{Sr} \rightarrow ^{76}\text{Rb}$  se chiffre à 300 keV, d'après la systématique des masses de G. Audi et A. H. Wapstra [34], et se répercute donc sur toute la gamme en énergie dans le calcul de  $\sigma_{par,i}$ . La force totale présente entre 0 et 4,2

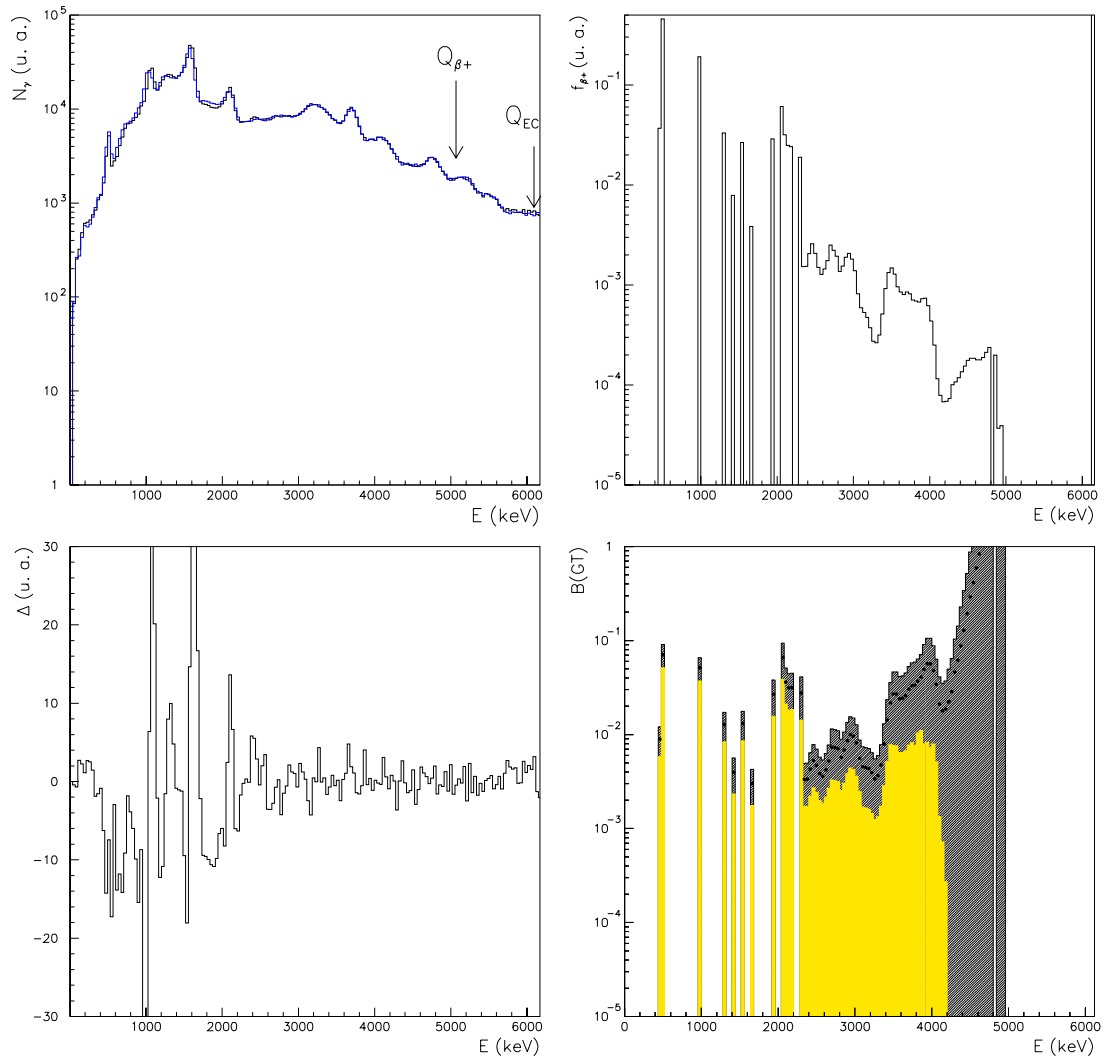


FIG. IV.32 – Résultats de l'analyse effectuée sur la composante  $\beta^+$  de la décroissance du noyau  $^{76}\text{Sr}$  avec un paramètre de densité  $a = 11 \text{ MeV}^{-1}$ . Les coefficients de conversion interne pour les transitions d'énergie 39,0 keV et 101,4 keV ont été inclus en considérant un caractère purement  $M_1$ . Colonne de gauche : en haut, spectres expérimental (trait plein) et simulé (trait pointillé); en bas, différence relative entre les deux spectres expérimental et simulé. Colonne de droite : en haut, distribution  $\mathbf{f}_{\beta^+}$  obtenue à l'issue de l'analyse et normalisée; en bas, distribution de force Gamow-Teller calculée à partir de  $\mathbf{f}_{\beta^+}$ .

MeV est alors

$$\sum_{E_x=0}^{4,2 \text{ MeV}} B(GT)_{exp,\beta^+}^{100,M_1} = 1,283 \pm 0,149. \quad (\text{IV.72})$$

Nous observons sur la distribution de force de la figure IV.32, une très nette augmentation

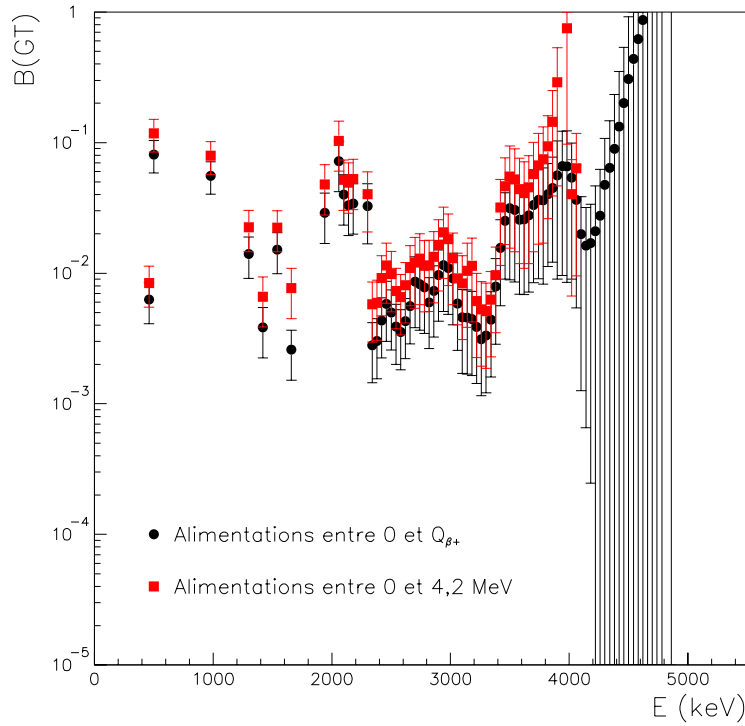


FIG. IV.33 – Distributions de force Gamow-Teller  $B(GT)_{exp,EC}$  obtenues en autorisant l'alimentation de niveaux sur toute la fenêtre en énergie  $Q_{\beta^+}(^{74}\text{Kr})$  (cercles) et en excluant l'alimentation de niveaux situés au-delà de 4,2 MeV (carrés).

de l'intensité au-delà de 4,2 MeV qui s'explique de nouveau par le faible nombre de coups dans le spectre expérimental  $\beta^+(^{76}\text{Sr})$  de la figure IV.27. Nous attribuons ces oscillations à une mauvaise soustraction du contaminant  $\beta^+(^{76}\text{Rb})$ . Comme dans le cas de  $^{74}\text{Kr}$ , nous avons reconsidéré notre analyse en excluant cette statistique, signifiant par ainsi qu'aucun niveau situé au-dessus de 4,2 MeV ne peut être alimenté. Le résultat est illustré sur la figure IV.33 par des carrés et superposé à la distribution de force  $B(GT)_{exp,\beta^+}^{100,M_1}$  obtenue précédemment (cercles). Si globalement la forme reste la même, les intensités sont toutefois plus importantes en raison du report entre 0 et 4,2 MeV des alimentations localisées auparavant entre 4,2 MeV et  $Q_{\beta^+}(^{76}\text{Sr})$ . L'intensité totale devient donc

$$\sum_{E_x=0}^{4,2 \text{ MeV}} B(GT)_{exp,\beta^+}^{100,M_1} = 2,783 \pm 0,726. \quad (\text{IV.73})$$

En plus du peu de précision accompagnant cette dernière valeur, il nous paraît difficilement envisageable de croire qu'aucune décroissance ne puisse procéder par des états présents dans les 800 derniers keV de la fenêtre en énergie disponible. Aussi, pour cette raison, toutes les distributions qui seront exposées ultérieurement seront établies en tenant compte de la totalité de la statistique présente dans le spectre expérimental  $\beta^+(^{76}\text{Sr})$ .

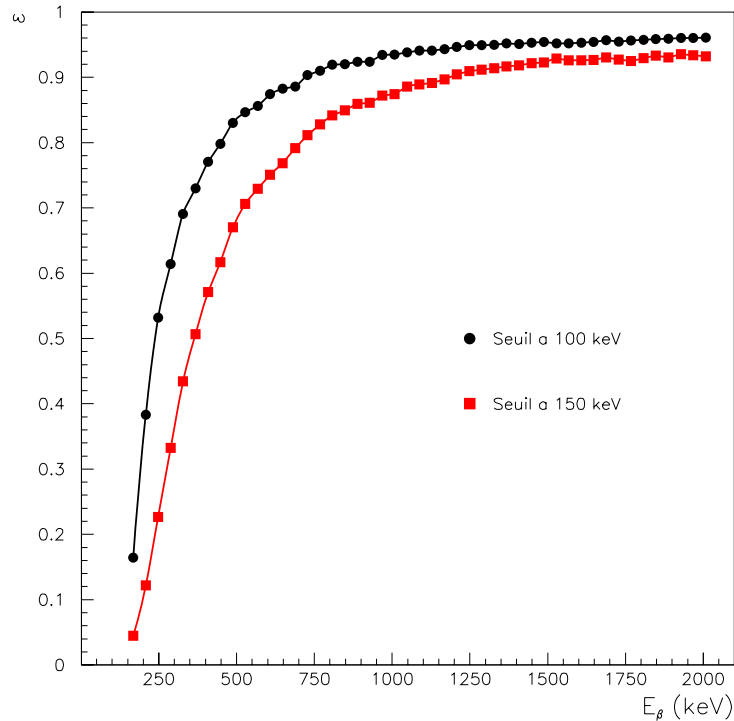


FIG. IV.34 – Efficacités du détecteur  $\beta$  en fonction de l'énergie maximale des positrons simulées avec le code *GEANT4* en supposant un seuil à 100 keV (cercles) et à 150 keV (carrés).

Nous savons depuis le paragraphe consacré à l'analyse de la composante  $\beta^+$  de  $^{74}\text{Kr}$  que les efficacités simulées du détecteur  $\beta$  peuvent être à l'origine de distorsions dans l'intensité  $B(GT)$  et notamment près de la valeur  $Q_{\beta^+}$ . Ces efficacités dépendent bien évidemment de la description géométrique du détecteur  $\beta$  mais également du seuil de détection. Ainsi la distribution et la valeur intégrée donnée par l'équation IV.72 ont été acquises en ayant évalué le seuil en énergie du plastique scintillant à 100 keV. Les efficacités calculées avec une telle valeur et en négligeant une nouvelle fois l'épaisseur d'adhésif sont représentées par des cercles sur la figure IV.34. Nous avons également placé les efficacités obtenues dans les mêmes conditions en considérant cette fois-ci que le seuil déterminé était de 150 keV (carrés). Nous remarquons immédiatement que si les deux courbes convergent ensemble vers des valeurs supérieures à 0,9 à partir de 1,2 MeV, leurs comportements diffèrent grandement pour des positrons d'énergie maximale inférieure à 1 MeV. Notre détecteur  $\beta$  s'avère naturellement moins efficace en augmentant le seuil. Ces efficacités intervenant explicitement au dénominateur de l'équation II.38, nous pouvons d'ores et déjà prévoir que, pour un même niveau, l'alimentation déterminée avec un seuil de 150 keV devrait être supérieure à celle calculée avec le même seuil à 100 keV. Nous avons donc superposé sur la figure IV.35 du haut les distributions de force obtenues sous forme de cercles pour un seuil de 100 keV et de carrés pour le même paramètre à 150 keV. Comme nous l'avons laissé entendre, la valeur du seuil modifie, sur l'ensemble de l'échelle en énergie, l'intensité de la force sans affecter l'aspect

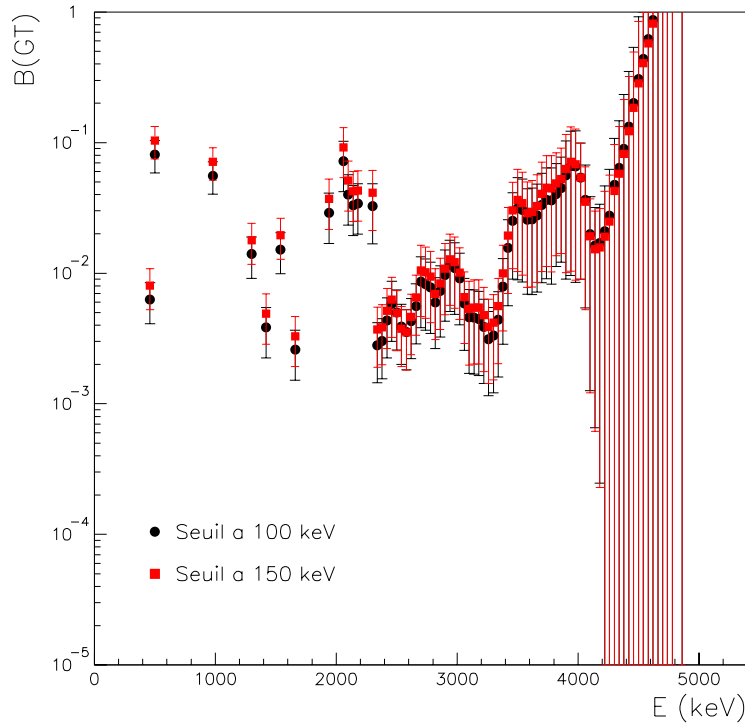


FIG. IV.35 – Distributions de force Gamow-Teller  $B(GT)_{exp,\beta^+}^{100,M_1}$  et  $B(GT)_{exp,\beta^+}^{150,M_1}$  relatives à la décroissance du noyau  $^{76}\text{Sr}$  calculées en supposant respectivement un seuil de 100 keV (cercles) et de 150 keV (carrés).

global de la distribution. L'intensité totale entre 0 et 4,2 MeV calculée avec ce nouveau seuil devient

$$\sum_{E_x=0}^{4,2 \text{ MeV}} B(GT)_{exp,\beta^+}^{150,M_1} = 1,511 \pm 0,168. \quad (\text{IV.74})$$

Les deux valeurs données par les équations IV.72 et IV.74 restent néanmoins relativement proches en tenant compte des barres d'erreurs qui dépassent les 10 %. Pour la suite de la discussion, la valeur du seuil sera prise comme égale à 100 keV.

Lors de la détermination et de la validation de la fonction de réponse du système de détection relatée au paragraphe II.6.3, nous avons évoqué l'incertitude qui accompagnait la prise en compte des particules  $\beta^+$  par le code GEANT4. En effet, malgré l'excellente reproduction du spectre expérimental correspondant à la décroissance de  $^{22}\text{Na}$ , la faible énergie des positrons ( $E_{\beta^+} = 546 \text{ keV}$ ) ne nous permettait pas de garantir une qualité de simulation exempte de toute ambiguïté pour des positrons dont l'énergie peut s'étendre jusqu'à 5 MeV, comme c'est le cas pour  $^{76}\text{Sr}$ . Dans le but d'appréhender l'effet de la pénétrations des positrons en tant que tels et des photons de bremsstrahlung dans le cristal de iodure de sodium, nous avons décidé de modifier artificiellement la contribution présente au-delà de 1,022 MeV dans la réponse  $\mathbf{b}^+$  (éq. II.28) correspondant à la détection de positrons

d'énergie maximale  $E_{\beta^+}$ . Cette contribution qui contient les événements se rapportant à la détection en coïncidence des positrons (ou des photons issus du rayonnement de freinage) et deux photons de 511 keV a été multipliée par deux ou divisée par deux par rapport à la réponse originale. Les distributions des alimentations  $\mathbf{I}_\beta$  et de force  $B(GT)$  résultant de l'application d'un facteur 2 ou d'un facteur 0,5 sont respectivement illustrées sous la forme de carrés sur les colonnes de gauche et de droite de la figure IV.36. Elles sont comparées aux distributions  $\mathbf{I}_\beta$  et Gamow-Teller  $B(GT)_{exp,\beta^+}^{100,M_1}$  obtenues auparavant avec un seuil de 100 keV et qui sont représentées par des cercles. En observant les alimentations  $\mathbf{I}_\beta$ , nous remarquons tout d'abord que leur aspect général n'est pas affecté par le changement imposé à la réponse des positrons. En revanche, les intensités en sont quantitativement modifiées. Ainsi, en favorisant la pénétration des particules  $\beta^+$  par un facteur 2, les alimentations des niveaux à haute énergie d'excitation se trouvent réduites et favorisées à basse énergie. La réduction de cette pénétration par un même facteur 2 semble produire l'effet contraire avec toutefois une amplitude moins importante. L'explication d'un tel comportement tient au fait qu'avec un surplus ou défaut d'événements au-delà de 1,022 MeV dans la réponse  $\mathbf{b}^+$ , le programme d'analyse est capable de reproduire les données expérimentales en attribuant en quantité respectivement plus faible ou plus importante les alimentations à haute énergie. Pour préserver le nombre total de décroissances, les alimentations à basse énergie d'excitation sont modifiées en conséquence. Une fois converties en force à l'aide de l'équation IV.31, le comportement des distributions d'intensité  $B(GT)$  reste relativement similaire à celui détaillé ci-dessus. Nous avons regroupé dans le tableau IV.4 les intensités totales localisées dans la fenêtre  $Q_{\beta^+}$  entre 0 et 4,2 MeV. Il s'avère ici que la valeur intégrée de la force ne s'écarte pas à plus

	Pénétration simple	Pénétration $\times 2$	Pénétration $\times 0,5$
$\sum B(GT)_{exp,\beta^+}$	$1,283 \pm 0,149$	$1,215 \pm 0,143$	$1,317 \pm 0,152$

TAB. IV.4 – Valeurs intégrées  $\sum B(GT)_{exp,\beta^+}$  entre 0 et 4,2 MeV déterminées par l'analyse de la composante  $\beta^+$  de la décroissance du noyau  $^{76}\text{Sr}$ . La première colonne correspond à l'utilisation de la matrice de réponse  $\mathbf{b}^+$  originale, la seconde à une réponse  $\mathbf{b}^+$  où la contribution située au-delà de 1,022 MeV a été multipliée par deux et la troisième à une réponse  $\mathbf{b}^+$  où la même contribution a été divisée par deux.

de 5 % de la valeur de référence  $\sum_{E_x=0}^{4,2 \text{ MeV}} B(GT)_{exp,\beta^+}^{100,M_1}$  une fois la réponse des particules  $\beta^+$  modifiée. Il apparaît donc remarquable qu'un point comme la bonne prise en compte par la simulation de la pénétration des positrons, qui semblait primordial à l'extraction de la force Gamow-Teller, ne modifie que très peu le résultat final, en terme de forme et en terme d'intensité totale.

La contribution de la contamination par la décroissance de  $^{76}\text{Rb}$  avait été soustraite au spectre  $\beta^+(^{76}\text{Sr})$  à l'aide d'un facteur de normalisation  $\lambda_{\beta^+}(^{76}\text{Rb})$  déterminé au paragraphe IV.2.1 comme valant  $0,797 \pm 0,012$  (éq. IV.51). Si cette valeur a été celle adoptée depuis le début pour l'analyse de la composante  $\beta^+$ , nous avons néanmoins décidé de réitérer la procédure en employant deux nouvelles valeurs de  $\lambda_{\beta^+}(^{76}\text{Rb})$  correspondant à ses limites supérieure et inférieure, soient  $\lambda_{\beta^+}(^{76}\text{Rb})=0,809$  et  $\lambda_{\beta^+}(^{76}\text{Rb})=0,785$ . Les distributions de

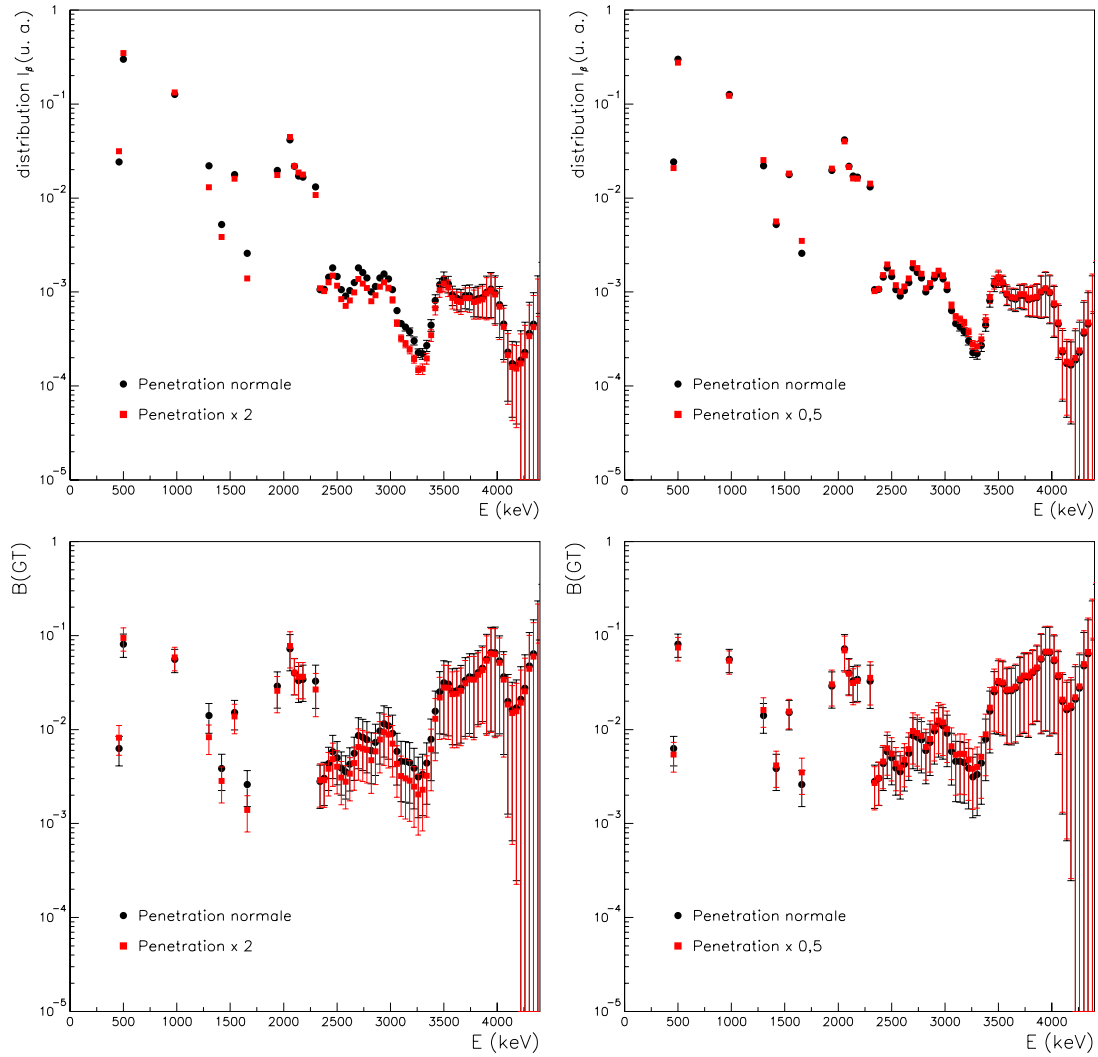


FIG. IV.36 – *Colonne de gauche : distributions des alimentations  $\mathbf{I}_\beta$  (haut) et de force Gamow-Teller (bas) obtenues avec la matrice de réponse des positrons  $\mathbf{b}^+$  originale (cercles) et en multipliant par deux la contribution située au-delà de 1,022 MeV dans cette même matrice (carrés). Colonne de droite : distributions des alimentations  $\mathbf{I}_\beta$  (haut) et de force Gamow-Teller (bas) obtenues avec la matrice de réponse des positrons  $\mathbf{b}^+$  originale (cercles) et en divisant par deux la contribution située au-delà de 1,022 MeV dans cette même matrice (carrés).*

force résultantes sont représentées sur la figure IV.37 sous forme de carrés. A gauche, celle obtenue avec  $\lambda_{\beta^+}({}^{76}\text{Rb})=0,809$  est comparée à la distribution originale  $B(GT)_{exp,\beta^+}^{100,M_1}$  (cercles) établie à partir de la valeur centrale. De même, nous avons disposé à droite la force se rapportant à  $\lambda_{\beta^+}({}^{76}\text{Rb})=0,785$  en la comparant de nouveau à la distribution de référence (cercles). Ainsi, sans aucune surprise, une soustraction plus ou moins importante du contaminant entraîne respectivement une réduction ou une augmentation des alimentations, donc de la force,



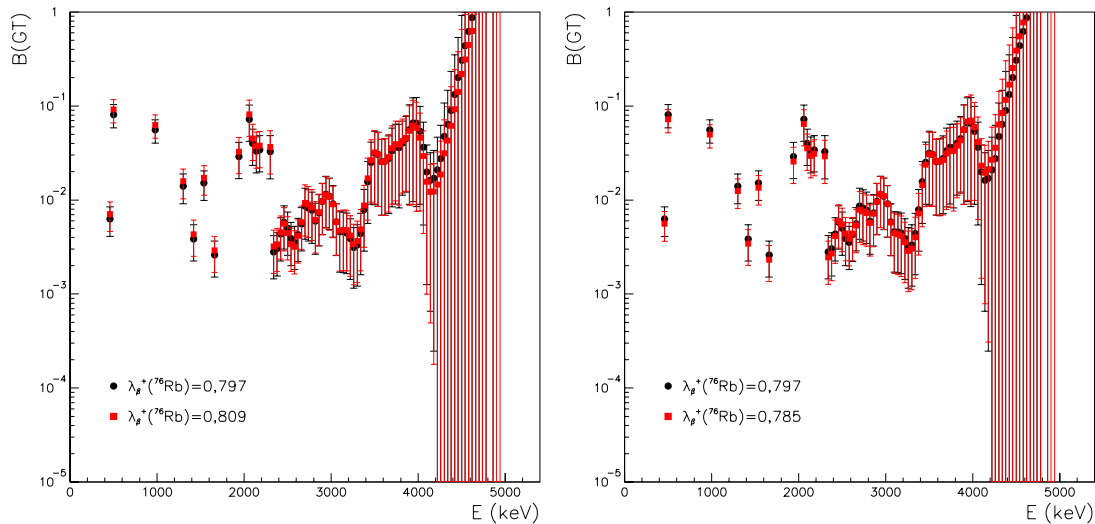


FIG. IV.37 – *Gauche* : distributions de force Gamow-Teller relatives à la décroissance du noyau  $^{76}\text{Sr}$  obtenues avec le coefficient  $\lambda_{\beta^+}(^{76}\text{Rb})$  original (cercles) et avec une valeur  $\lambda_{\beta^+}(^{76}\text{Rb})=0,808$  (carrés). *Droite* : distributions de force Gamow-Teller (bas) relatives à la décroissance du noyau  $^{76}\text{Sr}$  obtenues avec le coefficient  $\lambda_{\beta^+}(^{76}\text{Rb})$  original (cercles) et avec une valeur  $\lambda_{\beta^+}(^{76}\text{Rb})=0,785$  (carrés).

dans un domaine en énergie proche de  $Q_{\beta^+}(^{76}\text{Sr})$ . La force se redistribue donc à plus basse énergie et les intensités totales observées entre 0 et 4,2 MeV avec les facteurs  $\lambda_{\beta^+}(^{76}\text{Rb})=0,809$  et  $\lambda_{\beta^+}(^{76}\text{Rb})=0,785$  sont respectivement supérieure et inférieure à celle présente dans la même gamme d'énergie avec la valeur  $\lambda_{\beta^+}(^{76}\text{Rb})=0,797$ , comme indiqué dans le tableau IV.5.

$\lambda_{\beta^+}(^{76}\text{Sr})$	0,797	0,809	0,785
$\sum B(GT)$	$1,283 \pm 0,149$	$1,314 \pm 0,145$	$1,244 \pm 0,151$

TAB. IV.5 – Valeurs intégrées  $\sum B(GT)$  entre 0 et 4,2 MeV déterminées par l'analyse de la composante  $\beta^+$  de la décroissance du noyau  $^{76}\text{Sr}$  et l'utilisation de trois valeurs différentes pour le coefficient  $\lambda_{\beta^+}(^{76}\text{Rb})$ .

En calculant, pour chaque intervalle d'énergie, la déviation des intensités correspondant aux deux limites supérieure et inférieure de  $\lambda_{\beta^+}(^{76}\text{Rb})$  par rapport à l'intensité calculée avec la valeur centrale, nous pouvons estimer l'erreur systématique accompagnant la soustraction de la contribution de la décroissance de  $^{76}\text{Rb}$ . Nous obtenons donc de cette manière l'erreur  $\sigma_{sub}$  sur l'intensité totale entre 0 et 4,2 MeV  $\sigma_{sub} = 0,024$ .

Après avoir examiné la répercussion des efficacités de détection du scintillateur plastique, de la réponse  $\mathbf{b}^+$  des positrons et de la contamination par filiation radioactive sur la distribution de force Gamow-Teller, le dernier point pouvant être inspecté reste l'influence des

Multipolarité	$M_1$	$E_2$
$\sum B(GT)_{exp,\beta^+}$	$1,283 \pm 0,151$	$1,414 \pm 0,169$

TAB. IV.6 – Valeurs intégrées  $\sum B(GT)$  entre 0 et 4,2 MeV déterminées par l'analyse de la composante  $\beta^+$  de la décroissance du noyau  $^{76}\text{Sr}$ . La première colonne correspond à l'utilisation de multipolarités purement  $M_1$  et la seconde à l'utilisation de multipolarités purement  $E_2$  pour les deux transitions de 39,0 keV et 101,4 keV.

coefficients de conversion interne concernant les transitions de 39,0 keV et 101,4 keV. Dans cette optique, ils ont été modifiés en considérant que la première connecte deux niveaux de moment angulaire 1 et de parité +1 conduisant à une multipolarité  $M_1$  ou  $E_2$  [44] [82]. D'après cette dernière référence, les deux états impliqués dans la transition de 101,4 keV pourraient être caractérisés par  $J^\pi = 2^-$  et  $J^\pi = 1^-$  conférant ainsi une multipolarité  $M_1$ ,  $E_2$  ou  $M_3$  pour ladite transition dans le cas le plus simple. Nous présentons sur la figure IV.38 la distribution de force Gamow-Teller de référence  $B(GT)_{exp,\beta^+}^{100,M_1}$  (cercles) et la distribution  $B(GT)_{exp,\beta^+}^{100,E_2}$  déterminée en considérant une multipolarité purement  $E_2$  pour les transitions mises en cause. Les seules différences notoires se situent à basse énergie et plus spécialement sur les niveaux à 477,0 keV et 516,0 keV. Pour reproduire le spectre expérimental, il apparaît nécessaire d'alimenter de façon plus conséquente le niveau de 477,0 keV en raison de la conversion de la transition de 101,4 keV et curieusement moins celui de 516,0 keV. Globalement, la forme et les intensités de la force restent similaires pour des multipolarités purement  $M_1$  et purement  $E_2$ . Ayant pu constater qu'en attribuant à la transition de 101,4 keV une multipolarité purement  $M_3$  nous ne pouvions reproduire fidèlement le spectre expérimental, nous ne présentons pas la distribution de force calculée par la considération d'une telle multipolarité. Les valeurs intégrées de la force entre 0 et 4,2 MeV correspondant aux deux cas étudiés sont regroupées dans le tableau IV.6. Il en ressort des intensités totales qui ne diffèrent que d'une dizaine de pourcents et qui restent compatibles avec l'erreur  $\sigma_{par}$  accompagnant les valeurs centrales. Ainsi, l'incertitude inhérente à la connaissance des coefficients de conversion interne peut être estimée grâce à la déviation, pour chaque intervalle d'énergie, des deux quantités  $B(GT)_{exp,\beta^+}^{100,M_1}$  et  $B(GT)_{exp,\beta^+}^{100,E_2}$  par rapport à la valeur moyenne des deux intensités. L'incertitude sur l'intégrale de la force ainsi calculée est  $\sigma_{conv} = 0,027$ .

La valeur intégrée  $\sum B(GT)_{exp,\beta^+}$  de la distribution moyenne obtenue ci-dessus, entre 0 et 4,2 MeV, de même que les différentes contributions intervenant dans le calcul de  $\sigma_{tot}$

$\sum B(GT)_{exp,\beta^+}$	$\sigma_{par}$			$\sigma_{sys}$		$\sigma_{tot}$
	$\sigma_A$	$\sigma_F$	$\sigma_P$	$\sigma_{sub}$	$\sigma_{conv}$	
1,349	0,081	0,133	0,008	0,024	0,027	0,160

TAB. IV.7 – Valeur intégrée  $\sum B(GT)_{exp,\beta^+}$  déterminée lors l'étude de la composante  $\beta^+$  de la décroissance du noyau  $^{76}\text{Sr}$ . Les différentes incertitudes  $\sigma_A$ ,  $\sigma_F$ ,  $\sigma_P$ ,  $\sigma_{sub}$  et  $\sigma_{conv}$  intervenant dans l'erreur totale  $\sigma_{tot}$  sont également présentées.

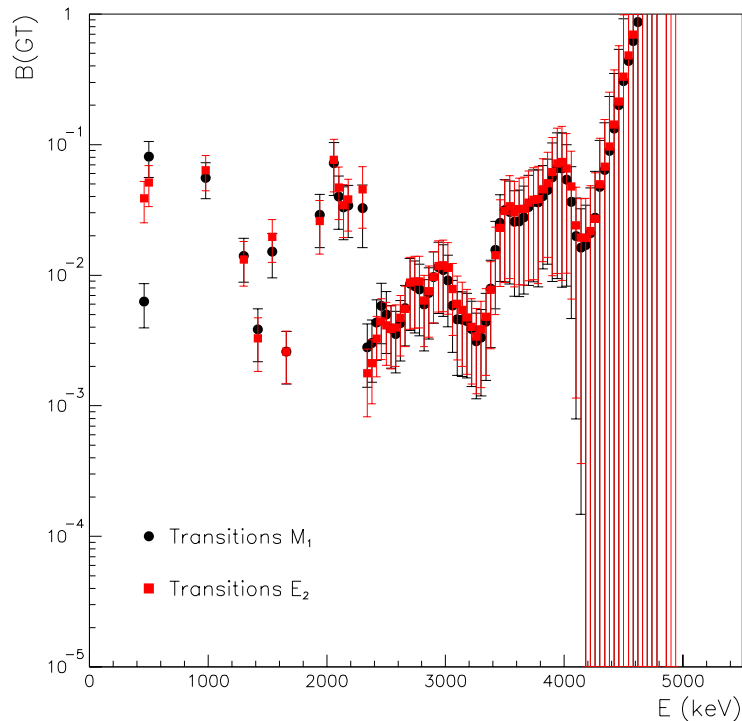


FIG. IV.38 – Distributions de force Gamow-Teller  $B(GT)_{exp,\beta^+}^{100,M_1}$  (cercles) et  $B(GT)_{exp,\beta^+}^{100,E_2}$  (carrés) relatives à la décroissance du noyau  $^{76}\text{Sr}$  calculées en supposant respectivement des multipolarités purement  $M_1$  et purement  $E_2$  pour les transitions d'énergie 39,0 keV et 101,4 keV.

sont répertoriées dans le tableau IV.7. Il s'avère que la proportion majeure de l'erreur totale provient de l'incertitude sur l'intégrale de la fonction de Fermi et de celle accompagnant les alimentations  $\mathbf{I}_\beta$  qui dépendent une nouvelle fois de l'imprécision sur la valeur  $Q_{EC}(^{76}\text{Sr})$ . La distribution de force Gamow-Teller moyenne est représentée sur la figure IV.39 sur laquelle nous avons distingué l'erreur totale  $\sigma_{tot}$  et l'erreur systématique  $\sigma_{syst}$  associée à la soustraction de la filiation radioactive et aux coefficients de conversion interne.

#### IV.2.2.2 Le spectre total $\text{EC}+\beta^+$

Pour débiter l'étude du spectre total  $\text{EC}+\beta^+$ , nous avons choisi, arbitrairement, d'illustrer qualitativement la méthode en l'appliquant au spectre  $T_2(^{76}\text{Sr})$  soustrait du bruit de fond avec un facteur de normalisation  $\lambda_{F_2}(^{76}\text{Sr}) = 6,44$ . Pour cela, nous avons conservé le schéma de niveaux utilisé pour la composante  $\beta^+$  en considérant la multipolarité des transitions d'énergie 39,0 keV et 101,4 keV comme purement  $M_1$ . La figure IV.40 nous montre les résultats obtenus à l'issue de cette première analyse. En haut à gauche, nous trouvons la comparaison entre le spectre expérimental (trait plein) et celui recalculé (trait pointillé) à partir des alimentations déterminées, qui se trouvent quant à elles en haut à droite. En bas à gauche, nous avons placé la différence relative  $\Delta$  entre les deux distributions en énergie et

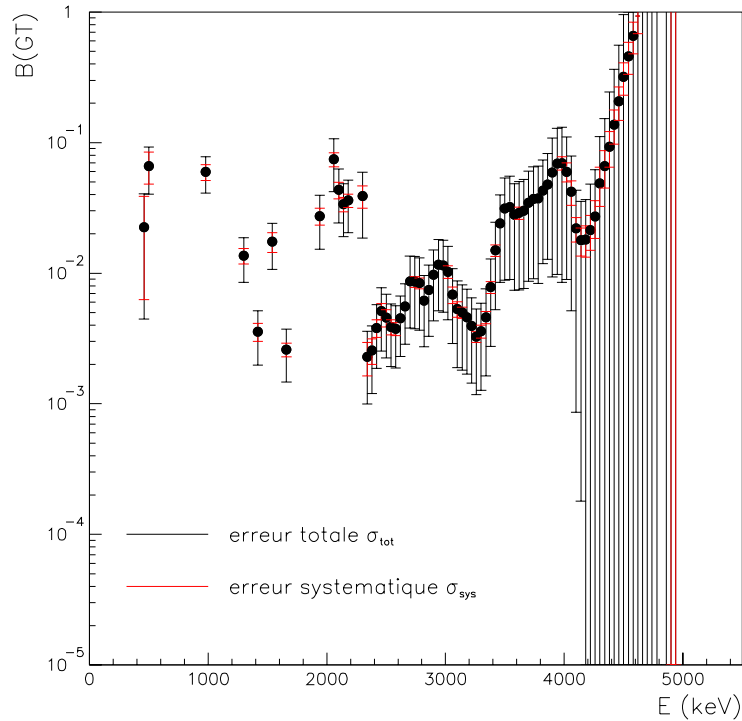


FIG. IV.39 – *Distribution de force Gamow-Teller relative à la décroissance  $\beta^+$  du noyau  $^{76}\text{Sr}$  obtenue en moyennant les deux distributions  $B(GT)_{exp,\beta^+}^{100,M_1}$  et  $B(GT)_{exp,\beta^+}^{a=100,E_2}$ . L'erreur  $\sigma_{tot}$  et celles provenant à la fois de la soustraction de l'activité du noyau fils  $^{76}\text{Rb}$  ( $\sigma_{cont}$ ) et de la multipolarité des transitions de 39,0 keV et 101,4 keV ( $\sigma_{conv}$ ) ont été distinguées.*

la distribution de force Gamow-Teller en bas à droite. Il apparaît rapidement en regardant la quantité  $\Delta$  que de grandes différences existent entre l'expérience et la simulation et notamment dans les 4 premiers MeV d'énergie d'excitation. Ce désaccord est à mettre sur le compte d'une mauvaise soustraction du bruit de fond ambiant, apparente dès les premiers canaux du spectre expérimental, et du même problème d'étalonnage que celui évoqué dans le paragraphe précédent. Les alimentations calculées présentent un comportement similaire à celles provenant de l'analyse de la composante  $\beta^+$  et exposées sur la figure IV.36, même si des différences existent. En effet, dans le cas actuel, les deux premiers états excités d'énergie 101,4 keV et 246,6 keV sont alimentés respectivement à hauteur de 1,9 % et 1,0 %. Ces valeurs restent compatibles avec les limites supérieures obtenues avec des détecteurs semi-conducteur, à savoir 6,7 % et 1,7 %. A plus haute énergie, entre 2,3 MeV et 4 MeV, nous retrouvons des oscillations identiques, mais plus intenses. Au delà, il nous faut croire en la distribution  $\mathbf{f}_T$  qui est la seule pouvant nous révéler des informations de manière précise. Nous constatons ainsi que les trois structures localisées à 4,2 MeV, 4,6 MeV et 4,9 MeV sont responsables de l'intensité croissante de force dans cette gamme d'énergie. Enfin, soulignons une nouvelle fois l'effet des fluctuations statistiques sur les distributions  $\mathbf{f}_T$  et de force pour

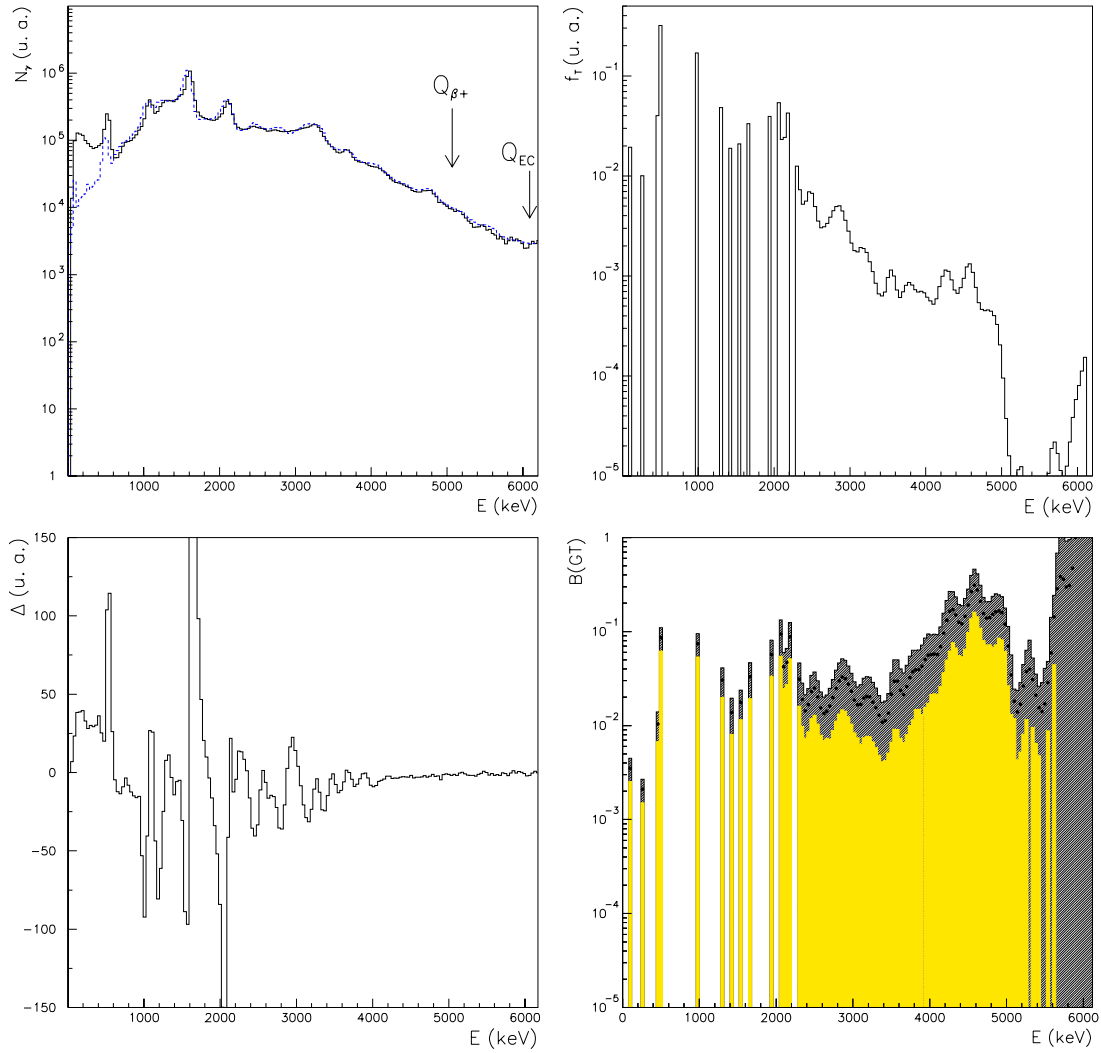


FIG. IV.40 – Résultats de l'analyse effectuée sur le spectre total  $T_2(^{76}\text{Sr})$  de la décroissance du noyau  $^{76}\text{Sr}$  avec un facteur de normalisation  $\lambda_{F_2}(^{76}\text{Sr}) = 6,44$ . Les coefficients de conversion interne pour les transitions d'énergie 39,0 keV et 101,4 keV ont été inclus en considérant un caractère purement  $M_1$ . Colonne de gauche : en haut, spectres expérimental (trait plein) et simulé (trait pointillé); en bas, différence relative entre les deux spectres expérimental et simulé. Colonne de droite : en haut, distribution  $\mathbf{f}_T$  obtenue à l'issue de l'analyse et normalisée; en bas, distribution de force Gamow-Teller calculée à partir de  $\mathbf{f}_T$ .

des énergies supérieures à 5,6 MeV. L'intensité totale dans une échelle d'énergie allant de 0 à 5,3 MeV est

$$\sum_{E_x=0}^{5,3 \text{ MeV}} B(GT)_{exp, EC+\beta^+}^{M_1, r_i} = 5,068 \pm 0,400. \quad (\text{IV.75})$$

Afin d'estimer le plus précisément possible les erreurs systématiques liées à l'analyse et de rendre une telle démarche plus aisée, nos investigations ont été menées sur le spectre  $T_2(^{76}\text{Sr})$  acquis par la soustraction de  $F_2(^{76}\text{Sr})$  à l'aide de  $\lambda_{F_2(^{76}\text{Sr})} = 6,44$ . Les erreurs systématiques seront ajoutées à l'incertitude  $\sigma_{par}$  liée aux paramètres employés dans le calcul de l'intensité  $B(GT)$ . Nous avons donc, dans un premier temps, étudié l'influence de la quantité  $r_i$  nous donnant, pour chaque intervalle d'énergie, le rapport entre l'intensité du processus de capture électronique et celle du processus  $\beta^+$ . En effet, n'intervenant désormais plus directement dans la formulation de  $B(GT)$  (éq. IV.71), l'incertitude accompagnant ce rapport doit cependant être pris en compte dans le calcul de  $\sigma_{tot}$  car apparaissant dans l'expression de la matrice de réponse totale  $\mathbf{R}_T$  (éq. IV.69). Dans ce but, nous avons déterminé, à partir du spectre  $T_2(^{76}\text{Sr})$  présenté sur la figure IV.40, la distribution de force correspondant à la limite supérieure de  $r_i$  et nous l'avons superposée, sous forme de carrés, sur la figure IV.41 à la même distribution déjà calculée ci-dessus (cercles). Nous notons que l'influence la plus nette sur l'intensité de la force se localise entre 3,8 MeV et 4,2 MeV, région où l'erreur  $\sigma_{r_i}$  dépassent les cinquante pourcents, et aux environs de 5,2 MeV. Ces différences sont en fait reliées entre elles et connectées aux effets de sommation incluses dans la réponse  $\mathbf{R}^{\beta^+}$ . En effet, l'algorithme a attribué plus d'alimentations aux états situés dans la première gamme d'énergie, mais avec, cette fois, une intensité de processus  $\beta^+$  plus faible que dans le cas de la valeur standard de  $r_i$ . Ainsi, les événements présents dans le spectre expérimental à une énergie de 5,2 MeV (figure IV.40 en haut à gauche) proviennent désormais avec une probabilité plus faible d'une décroissance  $\beta^+$  sur un niveau entre 3,8 MeV et 4,2 MeV d'énergie d'excitation. Il faut par conséquent attribuer ces événements à l'alimentation plus importante par capture électronique des états aux environs de 5,2 MeV. Dans ces conditions, la nouvelle intensité totale présente entre 0 et 5,3 MeV lors de l'emploi de  $r_i + \sigma_{r_i}$  est

$$\sum_{E_x=0}^{5,3 \text{ MeV}} B(GT)_{exp, EC+\beta^+}^{M_1, r_i + \sigma_{r_i}} = 5,319 \pm 0,402. \quad (\text{IV.76})$$

Afin d'éviter, lorsque l'erreur dépasse la valeur centrale de  $r_i$ , d'avoir un rapport nul ou négatif, nous n'avons pas considéré la distribution calculée avec la limite inférieure. En conséquence, notre estimation de l'erreur systématique  $\sigma_{rap}$  n'a pu se faire qu'à partir de la valeur centrale et de sa limite supérieure estimant que les deux distributions extrêmes devaient être symétriques par rapport à celle provenant de l'utilisation du rapport original. Toujours en calculant la déviation de la distribution obtenue avec la limite supérieure de  $r_i$  par rapport à la même distribution calculée avec le rapport original, il nous est possible d'estimer la quantité  $\sigma_{rap}$ . La valeur établie à l'issue de cette démarche est  $\sigma_{rap} = 0,131$ .

Le second effet systématique à prendre en compte dans l'étude du spectre  $EC+\beta^+$  et contribuant à l'erreur totale est, comme dans le cas de la composante  $\beta^+$ , la proportion de contamination par l'activité du noyau  $^{76}\text{Rb}$ . Une variation de 1,5 % autour de la valeur du facteur de normalisation étant compatible avec la barre d'erreur, l'incertitude sur le résultat final a été estimée en considérant trois coefficients correspondant à la valeur centrale  $\lambda_T(^{76}\text{Rb})=0,833$  déjà utilisée ci-dessus, à sa limite supérieure et à sa limite inférieure, soient  $\lambda_T(^{76}\text{Rb})=0,846$  et  $\lambda_T(^{76}\text{Rb})=0,820$ . La figure IV.42 nous montre les résultats obtenus en terme de distribution et d'intensité de force Gamow-Teller. Nous avons placé à

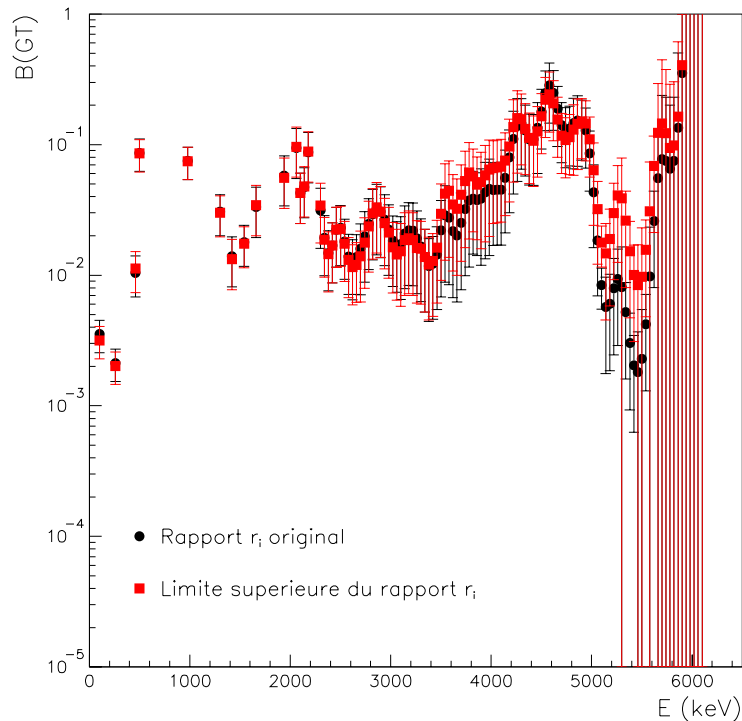


FIG. IV.41 – Distributions de force Gamow-Teller relatives à la décroissance du noyau  $^{76}\text{Sr}$  obtenues à partir de la soustraction du bruit de fond  $F_2(^{76}\text{Sr})$  avec un coefficient  $\lambda_{F_2(^{76}\text{Sr})}=6,44$  en utilisant pour le calcul de la matrice totale  $\mathbf{R}_T$  la valeur centrale du rapport  $r_i$  (cercles) et sa limite supérieure (carrés).

gauche, sous forme de carrés, la distribution résultant de l'utilisation de  $\lambda_T(^{76}\text{Rb})=0,846$  et à droite, toujours sous forme de carrés, celle résultant de l'utilisation de  $\lambda_T(^{76}\text{Rb})=0,820$ . Nous avons superposé, de chaque côté, la distribution originale (cercles) provenant de l'emploi de  $\lambda_T(^{76}\text{Rb})=0,833$ . Nous remarquons immédiatement que l'influence de la filiation radioactive se localise surtout à haute énergie d'excitation, entre 5 et 6 MeV. Cette sensibilité, qui n'était évidemment pas décelable avec la composante  $\beta^+$ , se traduit par une intensité de force  $B(GT)$  plus ou moins importante selon la considération de la limite inférieure ou supérieure de  $\lambda_T(^{76}\text{Rb})$ . Les intensités totales correspondantes obtenues entre 0 et 5,3 MeV et mentionnées dans le tableau IV.8 s'écartent alors au maximum de 14 % de la valeur intégrée

$\lambda_T(^{76}\text{Rb})$	0,833	0,846	0,820
$\sum B(GT)$	$5,068 \pm 0,400$	$4,352 \pm 0,338$	$5,693 \pm 0,451$

TAB. IV.8 – Valeurs intégrées  $\sum B(GT)$  entre 0 et 5,3 MeV déterminées par l'analyse du spectre  $EC+\beta^+$  de la décroissance du noyau  $^{76}\text{Sr}$  et l'utilisation de trois valeurs différentes pour le coefficient  $\lambda_T(^{76}\text{Rb})$ .

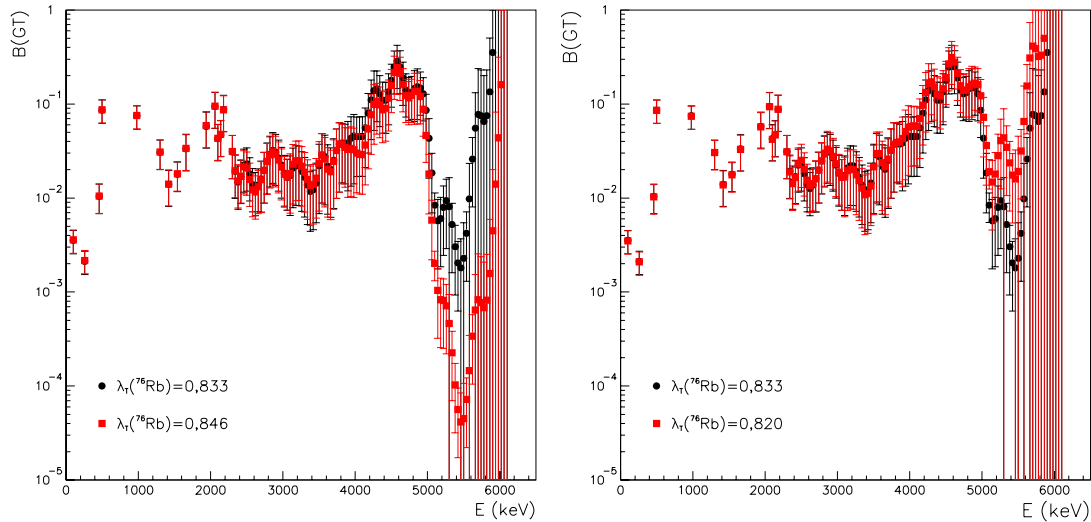


FIG. IV.42 – *Gauche* : distributions de force Gamow-Teller relatives à la décroissance du noyau  $^{76}\text{Sr}$  obtenues avec le coefficient  $\lambda_T(^{76}\text{Rb})$  original (cercles) et avec une valeur  $\lambda_T(^{76}\text{Rb})=0,846$  (carrés). *Droite* : distributions de force Gamow-Teller (bas) relatives à la décroissance du noyau  $^{76}\text{Sr}$  obtenues avec le coefficient  $\lambda_T(^{76}\text{Rb})$  original (cercles) et avec une valeur  $\lambda_T(^{76}\text{Rb})=0,820$  (carrés).

calculée avec le coefficient original  $\lambda_T(^{76}\text{Rb})=0,833$ . La déviation maximale des trois distributions par rapport à la moyenne des trois nous permet d'estimer l'erreur systématique, entre 0 et 5,3 MeV, introduit par la soustraction du contaminant, soit  $\sigma_{cont}=0,132$ .

De nouveau, nous avons tenu à apprécier l'effet de la multipolarité des transitions d'énergie 39,0 keV et 101,4 keV sur le résultat final. De manière à demeurer cohérent avec les propos tenus pour la composante  $\beta^+$ , nous avons modifié les coefficients de conversion interne de ces deux transitions de façon à ce qu'ils correspondent à une multipolarité purement  $E_2$ . Une telle considération dégrade quelque peu la qualité de la simulation, notamment au niveau du pic situé à 2 MeV, qui est superposée en pointillé au spectre expérimental sur la figure IV.43 de gauche. Toutefois, estimant ce désaccord acceptable, la distribution de force  $B(GT)_{exp,EC+\beta^+}^{E_2,r_i}$  ainsi déterminée est comparée sur la figure IV.43 de droite à celle établie auparavant en considérant ces deux transitions purement  $M_1$ . La première est représentée par des carrés et la seconde par des cercles. A l'exception des deux premiers niveaux trouvés alimentés par l'analyse du spectre total, nous retrouvons les mêmes différences entre les deux distributions que celles observées sur la figure IV.38 relative à la composante  $\beta^+$ , à savoir que la nature de la multipolarité modifie essentiellement l'intensité  $B(GT)$  à basse énergie d'excitation. Nous avons regroupé dans le tableau IV.9 les intensités totales entre 0 et 5,3 MeV en fonction de la multipolarités considérées pour les deux transitions d'intérêt. Les différences d'intensité totale entre les trois distributions n'excèdent maintenant pas le pourcent alors qu'elles atteignaient les 10 % dans le cas de la composante  $\beta^+$  dans les mêmes conditions. Ainsi, la distribution de force Gamow-Teller déterminée à partir du spectre total



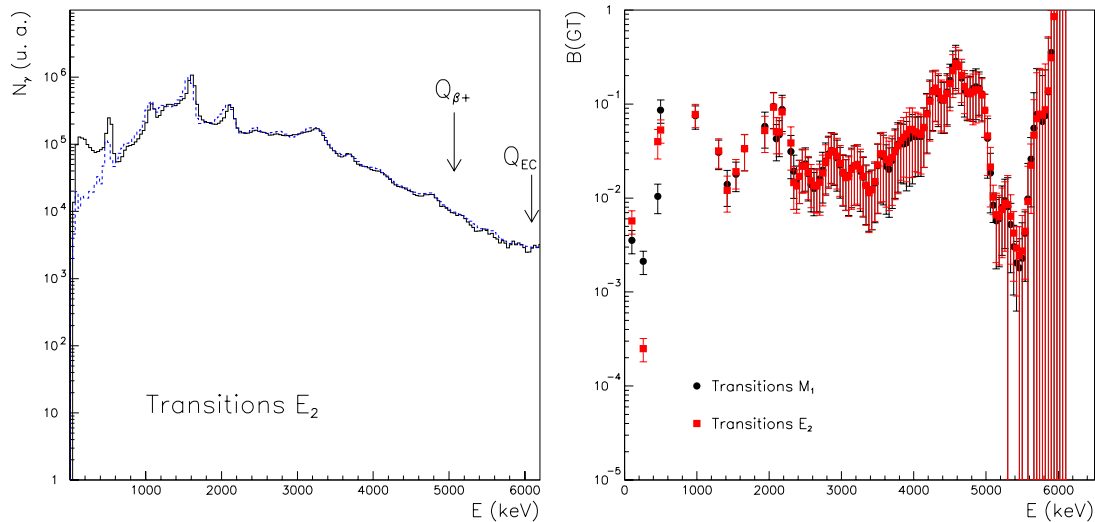


FIG. IV.43 – *Gauche* : spectres expérimentaux totaux provenant de la décroissance de  $^{76}\text{Sr}$  (trait plein) et simulé (trait pointillé) en considérant une multipolarité purement  $E_2$  pour les deux transitions d'énergie 39,0 keV et 101,4 keV. *Droite* : distributions de force Gamow-Teller  $B(GT)_{exp,EC+\beta^+}^{M_1,r_i}$  (cercles) et  $B(GT)_{exp,EC+\beta^+}^{E_2,r_i}$  (carrés) obtenues en considérant respectivement des multipolarités purement  $M_1$  et purement  $E_2$  pour les deux transitions d'énergie 39,0 keV et 101,4 keV.

semble être moins sensible aux coefficients de conversion interne que celle reposant sur l'analyse du processus  $\beta^+$ . L'erreur systématique  $\sigma_{conv}$  associée à l'incertitude sur la multipolarité des deux transitions de 39,0 keV et 101,4 keV est calculée en estimant la déviation des deux distributions  $B(GT)_{exp,EC+\beta^+}^{M_1,r_i}$  et  $B(GT)_{exp,EC+\beta^+}^{E_2,r_i}$  par rapport à la moyenne des deux. Cette erreur sur l'intensité totale entre 0 et 5,3 MeV se chiffre à  $\sigma_{conv} = 0,033$ .

Nous avons exposé au paragraphe IV.2.1 les difficultés rencontrées lors de la prise en compte de l'activité du bruit de fond ambiant. En effet, nous avons obtenu quatre spectres finaux, à partir de deux bruit de fond et de deux facteurs de normalisation différents, dont trois étaient susceptibles d'être exploités. Il apparaît donc naturel d'étudier l'influence de cette activité et d'estimer sa contribution à l'intensité  $B(GT)$ . Ainsi, les distributions de force obtenues à partir du spectre  $F_1(^{76}\text{Sr})$  soustrait avec un facteur  $\lambda_{F_1}(^{76}\text{Sr}) = 16,31$  et

Multipolarité	$M_1$	$E_2$
$\sum B(GT)_{exp,EC+\beta^+}$	$5,068 \pm 0,400$	$5,087 \pm 0,396$

TAB. IV.9 – *Valeurs intégrées  $\sum B(GT)$  entre 0 et 5,3 MeV déterminées par l'analyse du spectre  $EC+\beta^+$  de la décroissance du noyau  $^{76}\text{Sr}$ . La première colonne correspond à l'utilisation de multipolarités purement  $M_1$  et la seconde à l'utilisation de multipolarités purement  $E_2$  pour les deux transitions de 39,0 keV et 101,4 keV.*

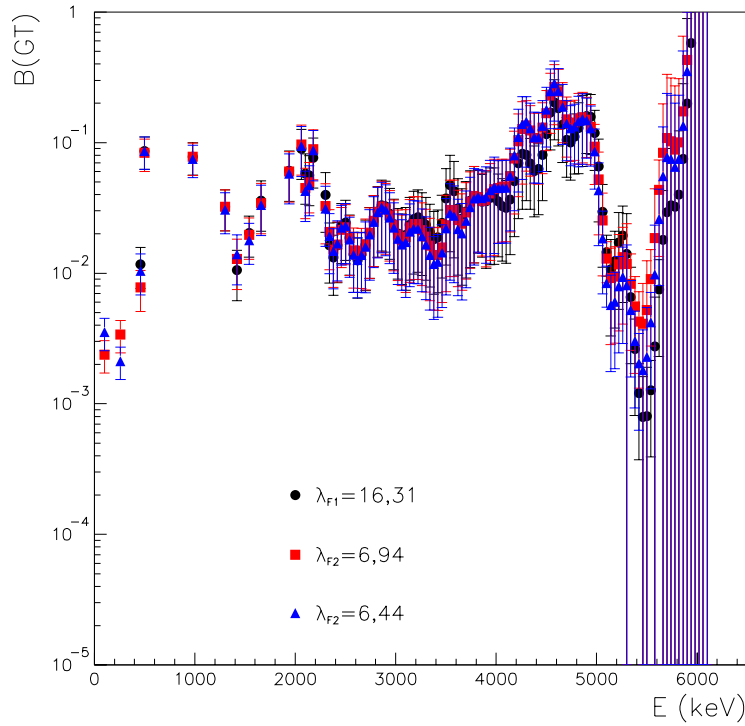


FIG. IV.44 – Distributions de force Gamow-Teller relatives à la décroissance du noyau  $^{76}\text{Sr}$  obtenues à partir de la soustraction du bruit de fond  $F_1(^{76}\text{Sr})$  avec un coefficient  $\lambda_{F_1}(^{76}\text{Sr})=16,31$  (cercles), et de la soustraction du bruit de fond  $F_2(^{76}\text{Sr})$  avec un coefficient  $\lambda_{F_2}(^{76}\text{Sr})=6,94$  (carrés) et  $\lambda_{F_2}(^{76}\text{Sr})=6,44$  (triangles).

du spectre  $F_2(^{76}\text{Sr})$  soustrait avec un facteur  $\lambda_{F_2}(^{76}\text{Sr}) = 6,94$  et  $\lambda_{F_2}(^{76}\text{Sr}) = 6,44$  sont toutes trois représentées sur la figure IV.44 respectivement sous forme de cercles, de carrés et de triangles. Comme nous le laissons présager en fin de paragraphe IV.2.1, l'effet du bruit de fond semble rester minime et localisé tant les trois distributions de force présentent un comportement similaire du point de vue de l'aspect général et de l'intensité totale entre 0 et 5,3 MeV comme le prouvent les quantités  $\sum B(GT)_{exp, EC+\beta+}^{M_1, r_i}$  regroupées dans le tableau IV.10. Ainsi, la nature du bruit de fond,  $F_1(^{76}\text{Sr})$  ou  $F_2(^{76}\text{Sr})$ , ne s'avère être sensible que dans les 500 premiers keV d'énergie d'excitation et en fin de gamme pour les états d'énergie supérieure à 5,4 MeV conduisant à un écart de 13 % pourcents entre les deux intensités de force considérées. Enfin, la normalisation de l'activité ambiante sur la transition de 1460 keV liée à la décroissance de l'isotope  $^{40}\text{K}$  ou sur le pic associé au système de diode luminescente ne modifie que de 1,2 % l'intensité totale présente entre 0 et 5,3 MeV. En conséquence, la soustraction du bruit de fond peut être incluse à l'incertitude totale par l'intermédiaire d'une erreur systématique qui est déterminée en calculant, pour chaque intervalle d'énergie, la déviation maximum des trois distributions établies précédemment par rapport à la valeur moyenne des trois. L'erreur systématique sur l'intensité totale ainsi déterminée est  $\sigma_{fond} = 0,145$ .

	$\lambda_{F_1}({}^{76}\text{Sr}) = 16,31$	$\lambda_{F_2}({}^{76}\text{Sr}) = 6,94$	$\lambda_{F_2}({}^{76}\text{Sr}) = 6,44$
$\sum B(GT)$	$4,457 \pm 0,321$	$5,124 \pm 0,395$	$5,068 \pm 0,400$

TAB. IV.10 – Valeurs intégrées  $\sum B(GT)$  entre 0 et 5,3 MeV déterminées par l'analyse du spectre total  $EC+\beta^+$  de la décroissance du noyau  ${}^{76}\text{Sr}$  et la soustraction du bruit de fond  $F_1({}^{76}\text{Sr})$  et  $F_2({}^{76}\text{Sr})$ , l'influence de ce dernier étant apprécié avec deux facteurs de normalisation différents.

Ainsi, nous avons placé sur la figure IV.45 la distribution de force Gamow-Teller moyenne obtenue à partir de  $B(GT)_{exp,EC+\beta^+}^{M1,r_i}$  et  $B(GT)_{exp,EC+\beta^+}^{E2,r_i}$  et accompagnée de son erreur totale en noir. En raison de la relative imprécision entachant la valeur  $Q_{EC}({}^{76}\text{Sr})$  qui est responsable de 90 % de cette erreur totale entre 0 et 5,3 MeV, nous avons également superposé, en rouge, la contribution provenant uniquement des effets systématiques de la contamination, de la multipolarité des transitions de 39,0 keV et 101,4 keV et du bruit de fond ambiant. La contribution de la force établie par la détection des protons retardés [44] a été incluse

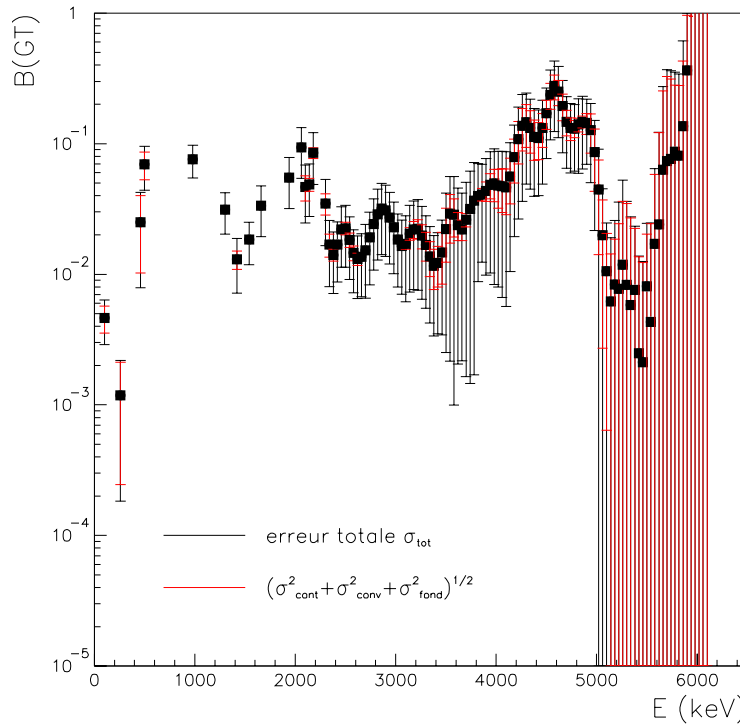


FIG. IV.45 – Distribution de force Gamow-Teller relative à la décroissance du noyau  ${}^{76}\text{Sr}$  obtenue en moyennant les deux distributions  $B(GT)_{exp,EC+\beta^+}^{M1,r_i}$  et  $B(GT)_{exp,EC+\beta^+}^{E2,r_i}$ . Les erreurs  $\sigma_{tot}$  et celles provenant à la fois de la soustraction de l'activité du noyau fils  ${}^{76}\text{Rb}$  ( $\sigma_{cont}$ ), de la multipolarité des transitions de 39,0 keV et 101,4 keV ( $\sigma_{conv}$ ) et de la soustraction de l'activité du bruit de fond ( $\sigma_{fond}$ ) ont été distinguées.

aux distributions présentées sur cette dernière figure. Cette prise en compte ne modifie que très peu l'aspect de la distribution en raison du faible rapport d'embranchement proton établi comme étant  $P_p=3,6(7).10^{-5}$ . De plus, les niveaux ainsi identifiés sont tous situés au-delà de 4,8 MeV, domaine où les erreurs associées à la force de transition  $\beta$  obtenue ici sont importantes. La valeur intégrée  $\sum B(GT)_{exp,EC+\beta^+}$  entre 0 et 5,3 MeV déterminée au cours de notre analyse ainsi que les différentes contributions à  $\sigma_{tot}$  sont mentionnées dans le tableau IV.11. Ces chiffres nous indiquent qu'une mesure précise de la masse de l'isotope  $^{76}\text{Sr}$  permettrait de réduire de manière significative les sources d'erreurs  $\sigma_f$  et  $\sigma_{rap}$  même si l'apport de  $\sigma_{cont}$  et  $\sigma_{fond}$  reste élevé.

$\sum B(GT)_{exp,EC+\beta^+}$	$\sigma_{par}$			$\sigma_{sys}$				$\sigma_{tot}$
	$\sigma_A$	$\sigma_F$	$\sigma_P$	$\sigma_{rap}$	$\sigma_{cont}$	$\sigma_{conv}$	$\sigma_{fond}$	
5,085	0,005	0,400	0,026	0,131	0,132	0,033	0,145	0,466

TAB. IV.11 – Valeur intégrée  $\sum B(GT)_{exp,EC+\beta^+}$  entre 0 et 5,3 MeV déterminée lors l'étude du spectre total  $EC+\beta^+$  de la décroissance du noyau  $^{76}\text{Sr}$ . La contribution des protons retardés [44] a été rajoutée. Les incertitudes  $\sigma_A, \sigma_F, \sigma_P, \sigma_{rap}, \sigma_{cont}, \sigma_{conv}$  et  $\sigma_{fond}$  intervenant dans l'incertitude totale  $\sigma_{tot}$  sont également présentées.

### IV.2.2.3 Conclusions

La figure IV.46 regroupe les deux distributions de force, respectivement dénommées  $\beta^+$  et  $T$ , issues de la composante  $\beta^+$  (carrés) et du spectre total  $EC+\beta^+$  (cercles). Afin de faciliter la comparaison, seules les erreurs systématiques ont été représentées. Il ressort de cette figure un comportement relativement différent des deux distributions entre 1 MeV et 3,4 MeV, région où l'intensité déterminée à partir de la composante  $\beta^+$  semble être systématiquement inférieure à celle fournie par l'analyse du spectre total. De plus, les trois structures observées entre 2,4 MeV et 3,4 MeV apparaissent nettement plus prononcées dans la distribution  $T$  qui nous révèle également la présence d'une résonance entre 4 MeV et 5 MeV d'énergie d'excitation. Les disparités évoquées qualitativement ci-dessus sont confirmées par les valeurs intégrées de l'intensité déterminées au cours de ce travail pour les distributions  $\beta^+$  et  $T$  qui sont regroupées dans le tableau IV.12 où seules les erreurs systématiques excluant l'incertitude  $\sigma_{Q_{EC}}$  ont été reportées. Ainsi, le déficit d'intensité relevé dans la première par rapport à la seconde se chiffre entre 0 et 4,2 MeV à 30 %. Un désaccord semblable est observé entre 0 et 2,3 MeV sur les niveaux connus avant notre étude. Pour tenter de comprendre ces différences, nous devons garder à l'esprit que les spectres  $\beta^+$  et  $EC+\beta^+$  servant de support à la détermination des alimentations ont été obtenus de façon bien distinctes. L'un a été constitué à partir des événements enregistrés en coïncidence par le cristal de iodure de sodium avec le scintillateur plastique et l'autre sans imposer de condition quelconque. Cela signifie, entre autre, que les réponses  $\mathbf{b}^+$  utilisées dans ces deux cas ne sont pas rigoureusement identiques dans le sens où, pour la composante  $\beta^+$ , les positrons doivent nécessairement avoir sensibilisé le détecteur  $\beta$ , condition non requise pour le spectre total. Or, au cours de la procédure de validation de la fonction de réponse, aucun

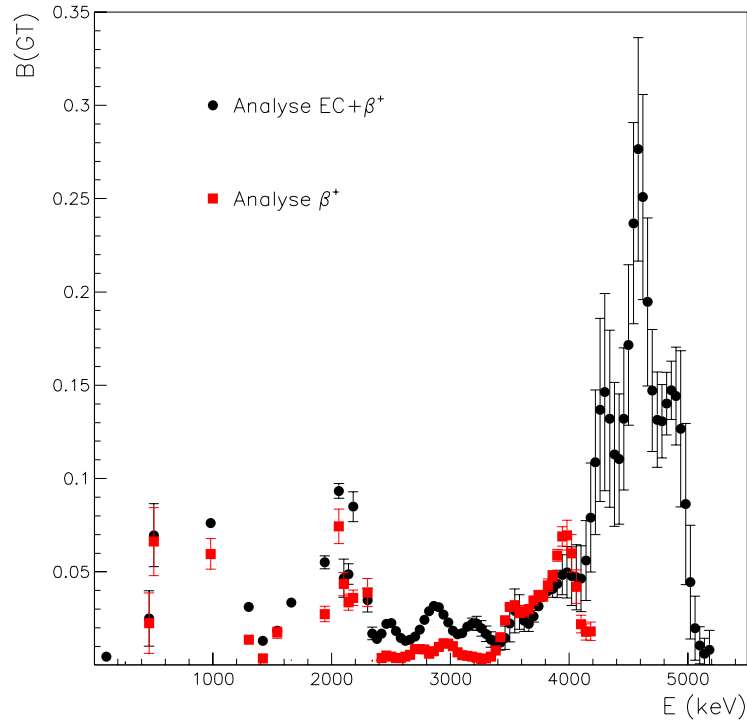


FIG. IV.46 – Distributions de force Gamow-Teller  $\beta^+$  et  $T$  relatives à la décroissance du noyau  $^{76}\text{Sr}$  obtenues respectivement par l'analyse dissociée de la composante  $\beta^+$  (carrés) et du spectre total  $EC+\beta^+$  (cercles). Seules les erreurs systématiques, en excluant toutefois  $\sigma_{rap}$  pour la distribution  $T$ , ont été représentées.

des spectres expérimentaux utilisés n'a été constitué en coïncidence avec le scintillateur plastique. Ainsi, si au cours de cette procédure, la définition globale de la géométrie du système de détection semblait extrêmement satisfaisante, une description approximative du détecteur  $\beta$  peut néanmoins conduire non seulement à des efficacités erronées, ce qui est certainement le cas ici puisqu'elles ne tiennent pas compte de l'adhésif, mais également à des distorsions dans la réponse  $\mathbf{b}^+$  des positrons (incluant également explicitement la réponse aux deux photons de 511 keV) dès qu'une condition de coïncidence est exigée. Indépendamment de la pénétration des positrons déjà évoquée précédemment au cours de la discussion, une réponse  $\mathbf{b}^+$  ne reproduisant pas la réalité ne peut nous conduire à une bonne détermination des alimentations. Ces propos et la qualité des simulations présentées au paragraphe II.6.3 doivent nous rendre prudent envers la qualité de la matrice  $\mathbf{b}^+$  utilisée pour l'analyse de la composante  $\beta^+$ . De plus, l'intensité de la distribution de force  $T$  entre 0 et 2,3 MeV s'accorde mieux avec celle obtenue lors des mesures effectuées avec des détecteurs au germanium qui a été incluse dans la quatrième colonne du tableau IV.12. Soulignons ici que les deux distributions d'alimentations  $\mathbf{I}_\beta$  obtenues à partir des deux spectres  $\beta^+$  et  $EC+\beta^+$  ne peuvent en principe être rigoureusement identiques en raison de la gamme d'énergie couverte par le processus  $\beta^+$  qui est inférieure de 1,022 MeV à celle couverte dans le spectre total. En effet, dans le pre-

$\sum B(GT)_{exp}$	TAgS+protons retardés		Semi-conducteurs + protons retardés
	$\beta^+$	T	
$E_x \leq 2,3 \text{ MeV}$	$0,439 \pm 0,030$	$0,636 \pm 0,028$	$0,567 \pm 0,088$
$E_x \leq 4,2 \text{ MeV}$	$1,349 \pm 0,036$	$1,912 \pm 0,062$	$0,594 \pm 0,089$
$3,5 \text{ MeV} \leq E_x \leq 5,2 \text{ MeV}$	-	$3,871 \pm 0,194$	$0,0049 \pm 0,002$
$E_x \leq 5,2 \text{ MeV}$	-	$5,066 \pm 0,197$	$0,598 \pm 0,089$

TAB. IV.12 – Valeurs intégrées  $\sum B(GT)_{exp}$  déterminées lors l'étude de la décroissance du noyau  $^{76}\text{Sr}$  par la technique d'absorption totale, auxquelles a été ajoutée la contribution des protons retardés [44], et par des mesures à haute résolution en énergie [44]. Pour les résultats provenant du spectromètre TAgS, seules les erreurs systématiques excluant l'incertitude  $\sigma_{Q_{EC}}$  ont été reportées.

mier cas, les intensités sont normalisées sur la fenêtre  $Q_{\beta^+}$  et devraient donc être supérieures à basse énergie aux intensités normalisées sur la fenêtre  $Q_{EC}$ . Il devrait donc en être de même pour les distributions de force. Cependant, le déficit de force calculée à partir de la composante  $\beta^+$  qui est observé entre 2,4 MeV et 3,4 MeV nous prouve que des effets de compensations existent entre toutes les possibilités de distorsions évoquées précédemment. Ces arguments, mettant une nouvelle fois en avant les limitations instrumentales introduites par le scintillateur plastique, nous conduisent à accorder notre crédit à la distribution de force  $T$  qui sera prise comme référence par la suite. Les valeurs de l'intensité de force Gamow-Teller  $B(GT)$  établies sont répertoriées dans les tableaux B.3, B.4, B.5 et B.6 de l'annexe B.2.

Le noyau  $^{76}\text{Sr}$  illustre parfaitement le caractère ardu de l'analyse lorsque le spectre expérimental correspondant au processus de capture électronique s'avère inexploitable. Malgré les complications liées à la composante  $\beta^+$  et celles apparues lors de l'estimation des erreurs systématiques, les résultats illustrés tout au long de la discussion nous révèlent une fois de plus l'apport de la technique d'absorption totale à la détection de photons de grande énergie. La figure IV.47 illustre la distribution de force déterminée à partir des mesures réalisées avec le spectromètre TAgS (cercles) et la même distribution obtenue par l'utilisation de détecteurs semi-conducteurs (carrés) [44]. L'identification, ici, de la quasi-totalité des niveaux entraîne, par rapport aux mesures à haute résolution, une réduction de la force de transition à basse énergie d'excitation et une redistribution à plus haute énergie. Ainsi, pour l'isotope d'intérêt, les mesures effectuées nous ont permis d'extraire des informations fiables, c'est-à-dire avec une incertitude totale inférieure à 10 %, sur 85 % de la gamme en énergie accessible contre 36 % à partir des détecteurs semi-conducteurs, en excluant la contribution obtenue à l'aide des protons retardés. Les chiffres disposés sur la dernière ligne du tableau IV.12 indiquent, qu'avec de tels instruments, à peine plus de 11 % de la force avait été observée sur les cinq premiers MeV d'énergie d'excitation, confortant ainsi le chiffre avancé au premier chapitre de 98 % de force non attribuée sur toute la gamme  $Q_{EC}$ .

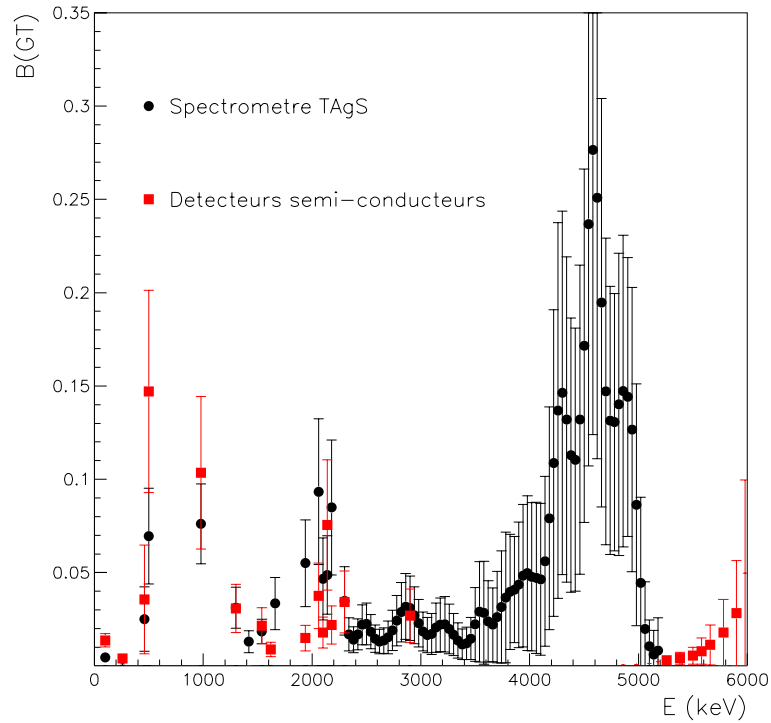


FIG. IV.47 – Distributions de force Gamow-Teller relatives à la décroissance du noyau  $^{76}\text{Sr}$  obtenues par les mesures effectuées avec le spectromètre TAGS en incluant la contribution déterminée par la détection des protons retardés [44] et par des mesures effectuées avec des détecteurs semi-conducteurs (carrés) [44].

# Chapitre V

## Interprétation des résultats

L'analyse des données expérimentales et les résultats exposés au chapitre précédent nous ont montré que le recours à la technique d'absorption totale nous autorisait la détermination de la distribution de force Gamow-Teller sur une très grande partie de la fenêtre en énergie disponible au cours d'une décroissance. D'après les propos tenus au premier chapitre, la forme et l'intensité totale de cette distribution doivent nous permettre, par comparaison avec les calculs de champ moyen de H. Hamamoto *et al.* et de P. Sarriguren *et al.* d'accéder au signe et à l'amplitude de la déformation de l'état fondamental d'un noyau. Il est cependant important de se rappeler ici que ce type de calcul ne permet pas de décrire avec une précision inférieure à 200 keV la position des états nucléaires mais qu'il reproduit en revanche extrêmement bien les caractéristiques principales des noyaux (période, déformation, énergie de liaison, ...). Ainsi, au cours de ce chapitre, nous allons nous efforcer de mettre en regard les résultats expérimentaux et les estimations théoriques données dans l'approche de champ moyen, et d'apporter, à l'issue d'une telle comparaison, une réponse qualitative et quantitative au problème de la déformation nucléaire des états fondamentaux des deux noyaux  $^{74}\text{Kr}$  et  $^{76}\text{Sr}$ .

### V.1 L'état fondamental de $^{74}\text{Kr}$

Comme nous le mentionnions déjà au paragraphe I.3, de nombreux calculs théoriques effectués sur le noyau  $^{74}\text{Kr}$  ont décrit l'état fondamental de cet isotope comme résultant de la coexistence entre deux états  $0^+$ , l'un de forme oblate et le second de forme prolate. La figure I.6 de gauche illustre le comportement de l'énergie totale de  $^{74}\text{Kr}$  en fonction du moment quadrupolaire  $Q_2$  et calculée pour deux interactions de Skyrme, SG2 (traits pleins) et Sk3 (traits pointillés) [35]. Quelle que soit l'interaction utilisée, l'énergie du système est minimisée pour deux déformations de l'état fondamental de signe opposée. Ces moments quadrupolaires correspondent à des paramètres de déformation  $\beta_2$  valant respectivement dans le cas oblate et prolate -0,15 et 0,39 à partir de la force SG2 et -0,26 et 0,39 à partir de la force Sk3. La distribution de force Gamow-Teller a donc été calculée pour ces deux déformations en utilisant les deux interactions citées précédemment. Des valeurs  $\Delta_\pi = \Delta_\nu = 1,5$  MeV pour les paramètres de *gap* ainsi que  $\kappa_{GT}^{pp} = 0,07$  MeV pour la constante de couplage



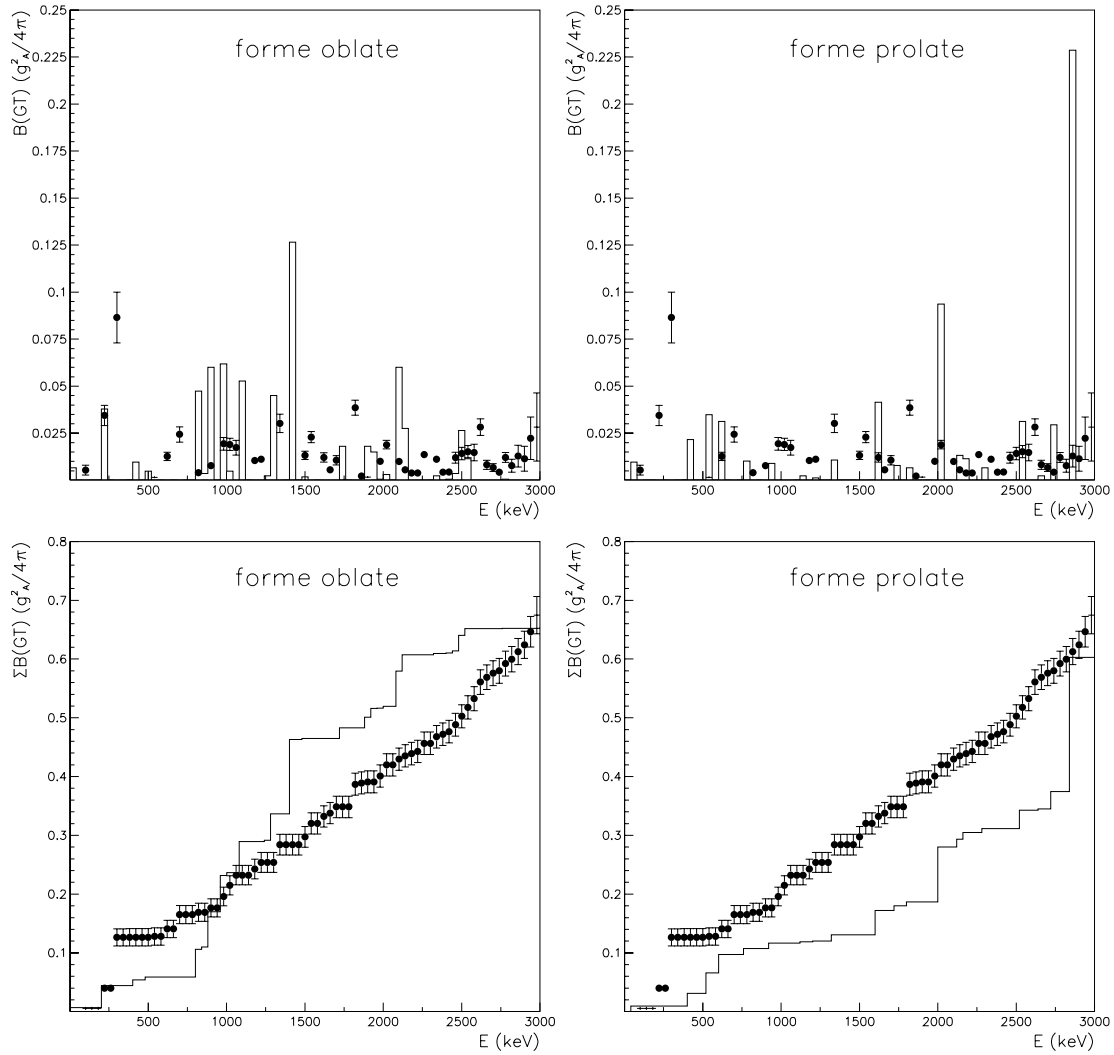


FIG. V.1 – Distributions de l'intensité de force  $B(GT)$  (haut) et distributions de force accumulée  $\Sigma B(GT)$  (bas) expérimentales (ronds) et théoriques (histogrammes) calculées pour une forme oblate (gauche) et une forme prolate (droite) en utilisant l'interaction SG2.

ont été utilisées dans le calcul [35][40]. La figure V.1 regroupe les résultats obtenus à partir de la force SG2. Nous avons superposé en haut nos résultats, sous forme de ronds, et les intensités calculées par intervalle d'énergie de 40 keV à partir d'une forme oblate (gauche) et prolate (droite) de l'état fondamental. Ces intensités théoriques, comme toutes celles qui seront par la suite comparées aux données expérimentales, ont été réduites d'un facteur de *quenching*  $(0,77)^2$  généralement introduit pour renormaliser la quantité  $(\frac{g_A}{g_V})$ . D'après cette figure, aucune des deux distributions théoriques ne semble en accord avec celle établie au cours de ce travail. En effet, ni l'importante quantité de force localisée entre 800 keV et 1500 keV dans le cas oblate, ni celle présente à 2 MeV et pour des énergies proches de la

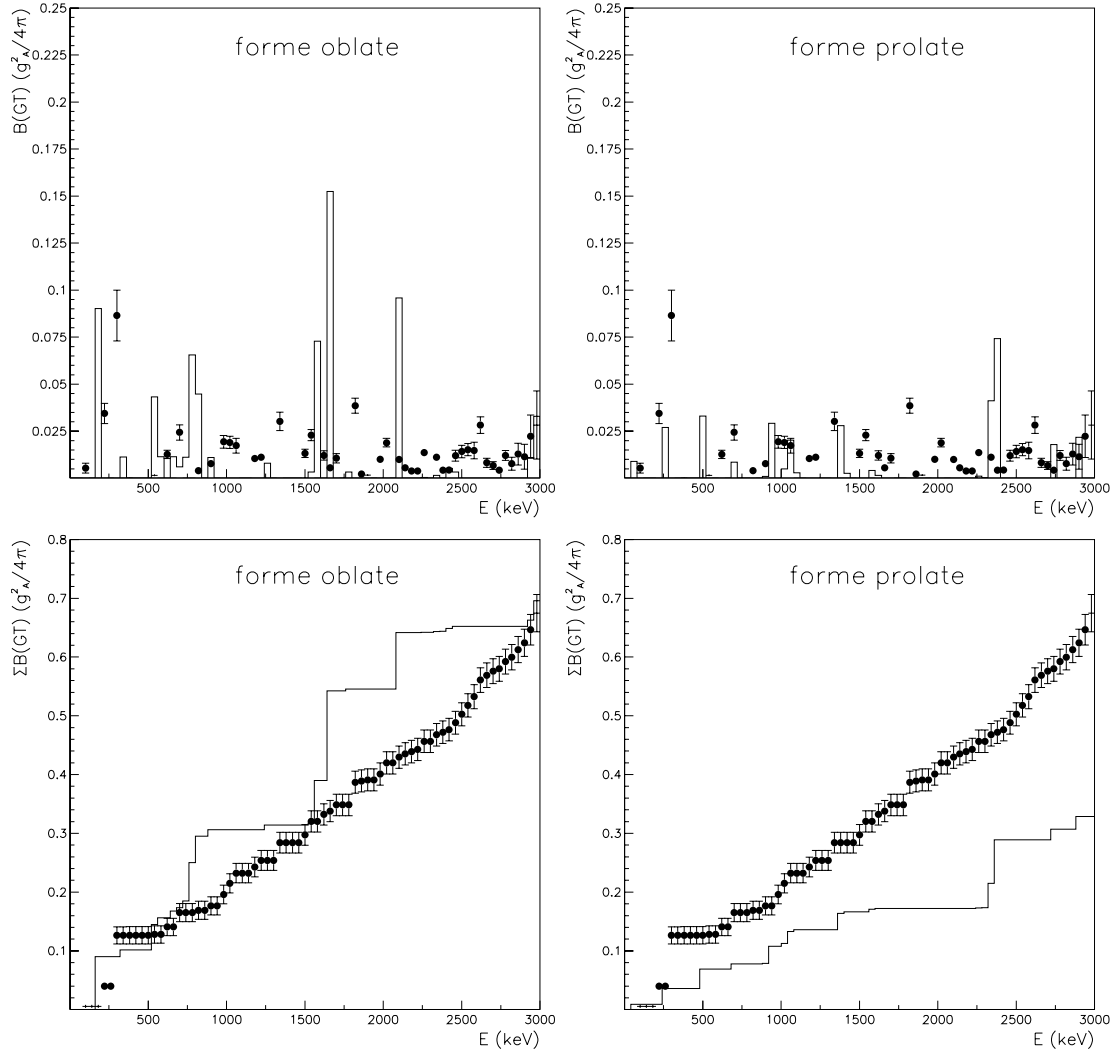


FIG. V.2 – Distributions de l'intensité de force  $B(\text{GT})$  (haut) et distributions de force accumulée  $\Sigma B(\text{GT})$  (bas) expérimentales (ronds) et théoriques (histogrammes) calculées pour une forme oblate (gauche) et une forme prolate (droite) en utilisant l'interaction  $Sk3$ .

valeur  $Q_{EC}$  dans le cas prolate n'apparaissent expérimentalement. De plus, la probabilité de transition entre l'état fondamental de  $^{74}\text{Kr}$  et l'état excité d'énergie 306,0 keV dans  $^{74}\text{Br}$ , déterminée par des mesures en haute résolution et confirmée ici, n'est pas restituée par le calcul. Outre ces distributions d'intensités, il est également intéressant de comparer la force accumulée par intervalle d'énergie c'est-à-dire la somme de force totale présente entre 0 et l'intervalle de largeur 40 keV considéré. Nous avons donc représenté, au bas de la figure V.1, par des histogrammes la force accumulée dans le cas d'une forme oblate (gauche) et d'une forme prolate (droite) et par des ronds la même quantité obtenue par l'expérience. Cette fois-ci, la comparaison nous révèle que les deux formes sont susceptibles de reproduire l'intensité

$\Sigma B(GT)$	SG2		Sk3		TAgS
	oblate	prolate	oblate	prolate	
$E_x \leq 3 \text{ MeV}$	0,654	0,603	0,695	0,328	$0,674 \pm 0,032$

TAB. V.1 – Valeurs intégrées  $\Sigma B(GT)$  entre 0 et 3 MeV expérimentale et calculées par P. Sarri-guren et al. pour deux interactions de Skyrme et pour les deux déformations qui mini-misent l'énergie totale du noyau  $^{74}\text{Kr}$ .

totale localisée entre 0 et 3 MeV, même si aucune d'entre elles ne permet de rendre compte du comportement de l'intensité sur des fenêtres en énergie plus réduites. La figure V.2, qui s'organise comme la précédente, présente quant à elle les résultats obtenus par l'utilisation de la force Sk3. D'après les histogrammes placés sur la partie supérieure de cette figure et à l'image de ce qui a été dit pour l'interaction SG2, une forme purement oblate ou purement prolate ne semble être suffisante pour reproduire l'aspect et l'intensité de la force Gamow-Teller localisée dans la fenêtre de décroissance. En terme de force accumulée, seule la forme oblate conduit à une valeur intégrée de la force entre 0 et 3 MeV compatible avec celle que nous avons déterminée. En effet, l'intensité totale décrite à partir de la forme prolate s'avère totalement sous-estimée. Nous avons répertorié dans le tableau V.1 les intensités totales intégrées entre 0 et 3 MeV pour chaque déformation et ceci, pour les deux interactions évoquées. Ces valeurs confirment les tracés de force accumulée que nous avons présenté précédemment.

D'après ce que nous venons d'évoquer et les connaissances actuelles sur le noyau  $^{74}\text{Kr}$ , l'état fondamental  $0^+$ , qui ne semble pouvoir être décrit correctement à partir d'une unique configuration, pourrait résulter de la coexistence entre deux états  $0_1^+$  et  $0_2^+$ , de déformation opposée, avec un paramètre de mélange  $\alpha$

$$|0^+ \rangle = \sqrt{\alpha}|0_1^+ \rangle + \sqrt{(1-\alpha)}|0_2^+ \rangle . \quad (\text{V.1})$$

Afin d'évaluer ce degré de mélange, nous avons déterminé, à partir des distributions de force théoriques, la proportion de chacun des états oblate et prolate qui permet de reproduire au mieux la distribution expérimentale au sens statistique du terme. Les intensités  $B(GT)$  calculées et expérimentales représentées sur la partie supérieure des figures V.1 et V.2 exhibant trop de différence sur chaque intervalle d'énergie pour qu'une procédure de minimisation du  $\chi^2$  puisse se révéler significative, il est préférable d'effectuer un tel ajustement sur la distribution de force accumulée [83]. Les fonctions d'onde des deux états étant orthogonales [83], signifiant par ainsi qu'un état de déformation donnée ne peut décroître que vers un niveau nucléaire de déformation identique, la recherche de ces deux coefficients de pondération peut se faire directement à partir des intensités de force résultant des calculs QRPA. En supposant que l'état  $0_1^+$  possède une déformation oblate, le paramètre  $\alpha$  s'accordant le mieux avec la distribution de force accumulée que nous avons établie est  $\alpha=0,60$  pour la force SG2 et  $\alpha=0,62$  pour la force Sk3. La figure V.3 représente la force accumulée expérimentale (ronds) et celle provenant de l'ajustement effectué à partir des distributions obalte et prolate. A gauche, nous avons placé le résultat obtenu pour la force SG2 avec un paramètre  $\alpha = 0,60$

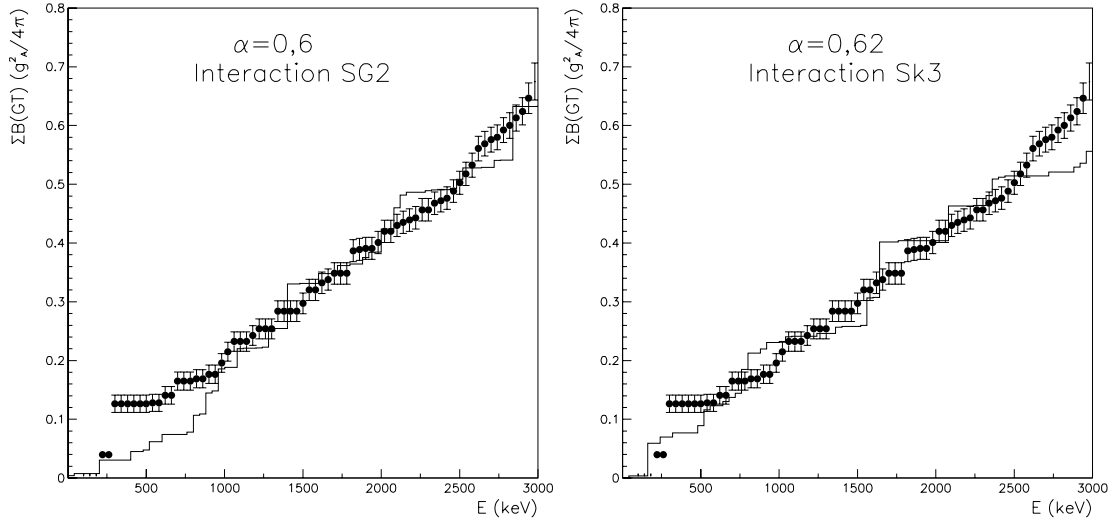


FIG. V.3 – Distributions de force accumulée expérimentales (ronds) et théoriques (histogrammes) provenant de l'ajustement effectué à partir des distributions oblate et prolata dans le cas de la force SG2 (gauche) et Sk3 (droite). Le paramètre de mélange déterminé est alors  $\alpha = 0,60$  pour l'interaction SG2 et  $\alpha = 0,62$  pour l'interaction Sk3.

et à droite celui obtenu pour la force Sk3 avec un paramètre  $\alpha = 0,62$ . Malgré la présence de quelques différences à basse énergie d'excitation et proche de  $Q_{EC}$  pour Sk3, les calculs reproduisent extrêmement bien les données expérimentales sur toute la fenêtre en énergie. Comme nous l'avons déjà mentionné plus haut, le désaccord intervenant à basse énergie est dû à la probabilité de transition entre l'état fondamental de  $^{74}\text{Kr}$  et l'état d'énergie 306,0 keV dans  $^{74}\text{Br}$  observée au cours de nos mesures et absente des résultats des calculs de champ moyen. Dans le cas de l'interaction Sk3, la force accumulée théorique entre 2,5 MeV et 3,0 MeV reste sous-estimée en raison du peu de niveaux donnés par cette interaction.

Ainsi, d'après les valeurs similaires obtenus pour le paramètre de mélange  $\alpha$  à l'aide des deux forces SG2 et Sk3, l'état fondamental de  $^{74}\text{Kr}$  peut être interprété comme la coexistence entre un état  $0_1^+$  oblate et un état  $0_2^+$  prolata intervenant respectivement avec un poids de l'ordre de 60 % et 40 %. Une telle configuration pour l'état fondamental s'inscrit parfaitement avec le degré de mélange (52 % de forme oblate et 48 % de forme prolata) résultant des travaux menés sous faisceau par F. Becker *et al.* [14]. Les conclusions ressortant de notre étude, qui demeurent dépendantes du modèle auquel ont été comparés les résultats expérimentaux, s'accordent tout à fait avec les calculs de A. Petrovici *et al.* [23] qui décrivent ce niveau fondamental à partir d'un état oblate (30 %) et d'un état prolata (70 %). Même si le paramètre de mélange reste relativement différent de celui que nous avons établi, cette valeur permet néanmoins de reproduire l'intensité totale de la force entre 0 et 3 MeV avec la force SG2.

## V.2 L'état fondamental de $^{76}\text{Sr}$

Le noyau  $^{76}\text{Sr}$ , qui apparaît depuis le premier chapitre comme le plus déformé dans son état fondamental de la région de masse  $A \simeq 70 - 80$ , présente, tout comme  $^{74}\text{Kr}$ , deux minima locaux de déformation opposée dans la courbe d'énergie totale de la figure I.6 de droite [35]. Si la force SG2 prévoit la coexistence entre un état fortement prolata ( $\beta_2 = 0,42$ ) et un état oblate ( $\beta_2 = 0,11$ ), l'usage de la force Sk3 conduit à un état fondamental prolata ( $\beta_2 = 0,42$ ) situé 2,5 MeV au-dessous d'un état isomérique de forme oblate ( $\beta_2 = 0,13$ ). A l'aide des mêmes valeurs de  $\Delta_\pi, \Delta_\nu$  et  $\kappa_{GT}^{pp}$  que celles utilisées dans le cas de  $^{74}\text{Kr}$ , les distributions de force Gamow-Teller ont été calculées pour les deux minima oblate et prolata par P. Sarriguren *et al* [40] à partir des deux interactions SG2 et Sk3. Nous ne présenterons ici que les distributions obtenues à partir de la force SG2, Sk3 conduisant à des intensités tout à fait similaires. La figure V.4, qui s'organise comme les figures V.1 et V.2, illustre les résultats des calculs effectués à partir de l'interaction de Skyrme SG2. Les distributions de forces théoriques, qui sont regroupées par intervalle de 200 keV comme les distributions expérimentales, sont représentées sur la partie supérieure de la figure sous forme d'histogrammes, à gauche pour la forme oblate et à droite pour la forme prolata. De même, l'évolution de la force accumulée en fonction de l'énergie d'excitation dans le noyau  $^{76}\text{Rb}$  est illustrée sur la partie inférieure de cette figure. Les distributions expérimentales déterminées par l'analyse du spectre  $\text{EC}+\beta^+$  sont superposées sous la forme de ronds. Ainsi, au vue de la colonne de gauche de la figure V.4, une forme oblate de l'état fondamental de  $^{76}\text{Sr}$  ne permet pas rendre compte du comportement de l'intensité  $B(GT)$  expérimentale et notamment de la résonance localisée entre 4 et 5 MeV d'énergie d'excitation. En effet, pour une telle déformation, la majorité de la force devrait être localisée dans les deux premiers MeV d'énergie d'excitation. Même si la force accumulée entre 0 et 3,6 MeV concorde avec la valeur théorique, aucun point de comparaison satisfaisant ne peut être trouvé, dans le cas d'une telle déformation, entre nos résultats et ceux issus des calculs de champ moyen. En revanche, un accord satisfaisant semble être observé en supposant un état fondamental prolata, comme le montre la colonne de droite de la figure V.4. En effet, malgré un décalage d'environ 200 keV, les probabilités de transitions  $B(GT)$  les plus importantes présentes expérimentalement entre 200 keV et 400 keV, entre 1,8 MeV et 2,0 MeV et entre 3,2 MeV et 3,6 MeV le sont également dans le calcul avec une intensité comparable. Cette tendance est

$\sum B(GT)$	SG2		Sk3		TAgS + protons retardés
	oblate	prolate	oblate	prolate	
$E_x \leq 2,2 \text{ MeV}$	1,21	0,51	1,03	0,36	$0,60 \pm 0,08$
$E_x \leq 4,2 \text{ MeV}$	1,28	0,89	1,17	0,85	$1,91 \pm 0,18$
$E_x \leq 5,2 \text{ MeV}$	1,51	1,82	1,17	1,35	$5,07 \pm 0,46$

TAB. V.2 – Valeurs intégrées  $\sum B(GT)$  expérimentales et calculées par P. Sarriguren *et al.* [40] pour les interactions SG2 et Sk3 et pour les deux déformations qui minimisent l'énergie totale du noyau  $^{76}\text{Sr}$ .

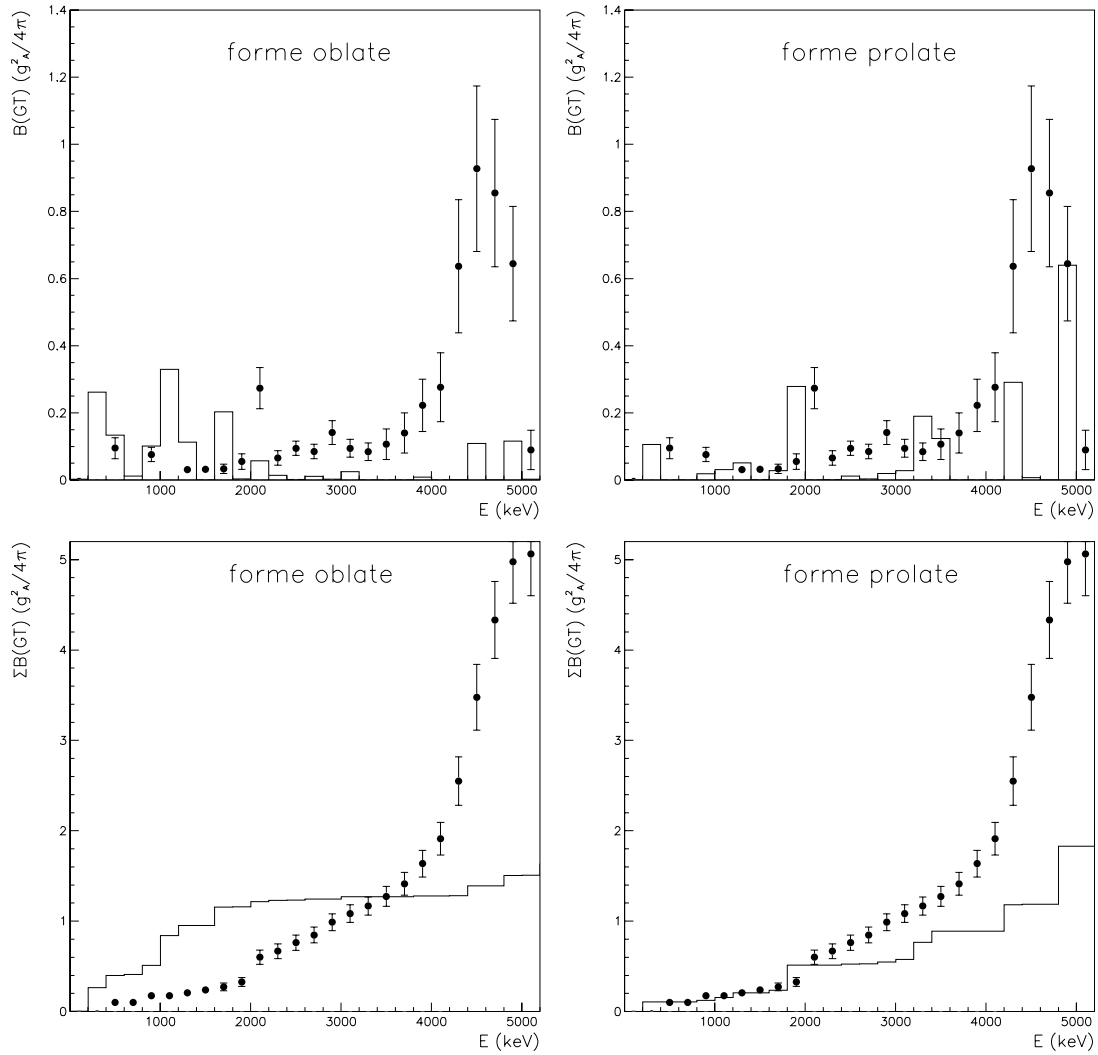


FIG. V.4 – Distributions de l'intensité de force  $B(GT)$  (haut) et distributions de force accumulée  $\Sigma B(GT)$  (bas) expérimentales (ronds) et théoriques (histogrammes) calculées par P. Sarriguren et al. [40] pour une forme oblate (gauche) et une forme prolate (droite) en utilisant l'interaction SG2.

confirmée entre 0 et 2,2 MeV par la comparaison, faite en bas à droite de la figure V.4, entre la force accumulée théorique et la force accumulée résultant de l'analyse du spectre  $EC+\beta^+$ . Sur cette gamme d'énergie, l'accord entre les calculs et la distribution de force expérimentale est excellent comme le prouvent les valeurs intégrées qui sont répertoriées sur la première ligne du tableau V.2 qui regroupe les intensités totales de la force Gamow-Teller obtenues expérimentalement et calculées avec les forces SG2 et Sk3. Entre 2,2 MeV et 4,2 MeV, les intensités  $B(GT)$  et  $\Sigma B(GT)$  sont sous-estimées par la théorie. Au-delà de cette énergie, les transitions calculées comme procédant entre l'état fondamental de  $^{76}\text{Sr}$  et les états excités dans le noyau  $^{76}\text{Rb}$  ne suffisent pas à reproduire l'importante quantité de force qui s'étale

entre 4,0 MeV et 5,0 MeV d'énergie d'excitation et qui est responsable, dans cette région, du profond désaccord entre l'intensité totale de force Gamow-Teller expérimentale et la même intensité calculée. Malgré cette différence, il apparaît que la déformation prolata s'avère être la plus susceptible d'expliquer la forme et l'intensité de la distribution de force accumulée entre 0 et 4 MeV.

Les distributions de force Gamow-Teller que nous avons déduit des mesures effectuées avec le spectromètre à absorption totale peuvent également être comparées aux calculs réalisés avec la force Sk3 dès 1995 par I. Hamamoto *et al.* [33] dans le formalisme HF+BCS+TDA que nous avons présenté au paragraphe I.4.1. Dans cette approche, et contrairement à celle des théoriciens espagnols, seule une interaction particule-trou a été considérée. Les corrélations d'appariement entre nucléons identiques ont été traitées dans le cadre de l'approximation BCS et en supposant des paramètres de *gap*  $\Delta_\pi = \Delta_\nu = 1,0$  MeV quelle que soit la déformation envisagée. L'approximation de Tamm-Dancoff étant un cas particulier de l'approximation QRPA (cf. chapitre I), les résultats de I. Hamamoto *et al.* doivent rester relativement proches de ceux exposés jusqu'ici comme le prouvent les distributions théoriques et expérimentales, regroupées par intervalle d'énergie de 1 MeV, de la figure V.5. Ainsi, d'après cette figure, les données expérimentales sont une nouvelle fois en accord, entre 0 et 4 MeV, avec un état fondamental prolata pour le noyau  $^{76}\text{Sr}$ . Les valeurs numériques théoriques de l'intensité de force sont répertoriées et comparées aux valeurs expérimentales dans le tableau V.3.

$\sum B(GT)$	Sk3		TAgS + protons retardés
	oblate	prolate	
$E_x \leq 2$ MeV	1,22	0,42	$0,32 \pm 0,05$
$E_x \leq 4$ MeV	1,66	1,07	$1,63 \pm 0,14$
$E_x \leq 5$ MeV	1,71	1,97	$4,97 \pm 0,46$

TAB. V.3 – Valeurs intégrées  $\sum B(GT)$  expérimentales et calculées par I. Hamamoto *et al.* [33] pour l'interaction Sk3 et pour les deux déformations qui minimisent l'énergie totale du noyau  $^{76}\text{Sr}$ .

Les valeurs intégrées présentées dans les tableaux V.2 et V.3 et les distributions de force  $B(GT)$  et  $\sum B(GT)$ , notamment entre 0 et 2,2 MeV d'énergie d'excitation, illustrées sur les figures V.4 et V.5 nous autorisent à conclure pour l'état fondamental du noyau  $^{76}\text{Sr}$  à une déformation prolata avec un paramètre  $\beta_2 = 0,42$ . Ces propos viennent donc corroborer les nombreux résultats théoriques publiés au sujet de ce noyau. Ainsi, les investigations menées à partir du formalisme HF+BCS par P. Bonche *et al.* [22] sur la déformation triaxiale des isotopes de krypton, strontium, zirconium et molybdène ont décrit dès 1985 l'état fondamental de  $^{76}\text{Sr}$  comme prolata. De même, l'approche de champ moyen relativiste de S. K. Patra *et al.* [84] a conclu à un paramètre de déformation  $\beta_2 = 0,48$ . Citons enfin les résultats de A. Petrovici *et al.* [17] [85] obtenus avec le modèle *Excited Vampir* et ceux de M. Yamagami *et al.* (calculs HFB) [30] qui assignent également une déformation prolata au noyau  $^{76}\text{Sr}$  dans son état fondamental.

Toutefois, même si pour cet isotope, une déformation oblate ou une coexistence de forme

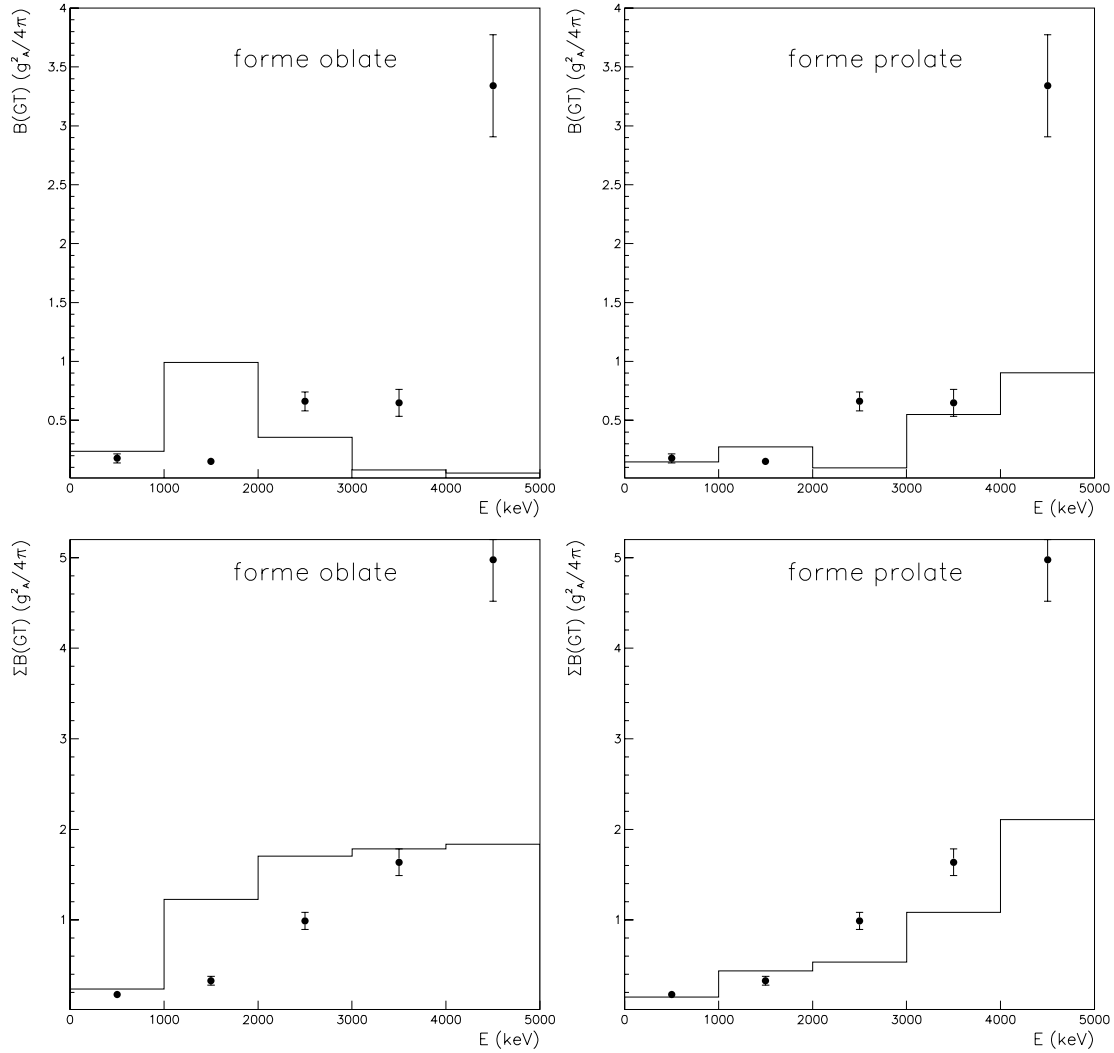


FIG. V.5 – Distributions de l'intensité de force  $B(GT)$  (haut) et distributions de force accumulée  $\Sigma B(GT)$  (bas) expérimentales (ronds) et théoriques (histogrammes) calculées par I. Hamamoto et al. [33] pour une forme oblate (gauche) et une forme prolate (droite) en utilisant l'interaction  $Sk3$ .

semblent inenvisageables, les calculs de champ moyen, qu'ils soient basés sur l'approximation de Tamm-Dancoff ou sur celle de la QRPA à partir d'une forme prolate, ne reproduisent pas la résonance localisée entre 4,0 MeV et 5,0 MeV, ni même la quantité de force accumulée entre 2,0 MeV et 4,0 MeV. Comme nous le mentionnions dans le premier chapitre de ce travail, ces calculs ont été réalisés sans un traitement explicite des corrélations d'appariement entre neutrons et protons, même si celles-ci sont plus ou moins présentes dans l'interaction particule-particule  $\widehat{V}_{GT}^{pp}$  de l'équation I.35. Or, dans les noyaux pair-pair avec  $N=Z$ , les nombres de paires neutron-neutron, proton-proton et neutron-proton devant être identiques [86], l'inclusion de telles corrélations s'avère de la première importance [87]. De plus, les



paramètres de *gap*  $\Delta_\pi$  et  $\Delta_\nu$  intervenant dans le traitement BCS de l'appariement ont été déterminés à partir des énergies de liaison expérimentales (éq. I.29). Ainsi, le calcul de ces quantités pour le noyau  $^{76}\text{Sr}$  fait notamment intervenir les excès de masse des isotopes  $^{74,75,76}\text{Sr}$  qui ont été en partie fixés par la systématique de G. Audi et A. H. Wapstra [34] et qui s'accompagnent de grandes barres d'erreur. Une variation dans la valeur des paramètres  $\Delta_\pi$  et  $\Delta_\nu$  peut modifier de manière plus ou moins importante la diffusivité de la surface de Fermi et donc permettre de nouvelles excitations particule-trou ou en interdire d'anciennes, affectant ainsi la répartition de la force Gamow-Teller. Ainsi, des mesures précises de masse dans cette région de la charte nucléaire permettraient, d'une part, de définir les valeurs des paramètres de *gap* et de réduire considérablement l'incertitude entachant notamment la valeur  $Q_{EC}(^{76}\text{Sr})$  et, d'autre part, d'étendre au-delà de 5 MeV la zone d'étude spectroscopique de l'isotope  $^{76}\text{Sr}$ .

# Conclusions

Tout au long de ce travail, nous nous sommes intéressés aux décroissances Gamow-Teller d'isotopes de krypton et de strontium de masse  $A \simeq 70$  situés le long de la ligne  $N=Z$ . Dans cette région de masse, les calculs de champ moyen de I. Hamamoto *et al.* et de P. Sarriguren *et al.* nous ont montré que l'intensité et l'aspect de la distribution de force Gamow-Teller, dont une majeure partie est prédite comme accessible par décroissance  $\beta$ , pouvaient permettre de signer la déformation quadrupolaire d'un noyau dans son état fondamental. Ainsi, afin d'étudier les noyaux  $^{72,73,74,75}\text{Kr}$  et  $^{76,77,78}\text{Sr}$  et d'obtenir des informations sur la force de transition  $\beta$  les plus complètes possibles, les mesures ont été effectuées à l'aide d'un nouveau spectromètre à absorption totale de grande efficacité installé depuis le printemps 2001 auprès du séparateur de masse ISOLDE/CERN. Même si le recours à la technique d'absorption totale représente une alternative à la détermination des alimentations des états nucléaires, l'exploitation des données nécessite néanmoins une parfaite connaissance de la fonction de réponse du système de détection. La réponse  $\mathbf{R}$  du spectromètre TAgS a été calculée, pour chaque décroissance d'intérêt, au moyen de simulations Monte-Carlo basées sur le code GEANT4 et à l'aide d'une description statistique du schéma de niveaux du noyau fils. Pour l'analyse, les spectres en énergie ont été traités afin d'éliminer toute contribution liée au bruit de fond, à la contamination de la descendance et au phénomène d'empilement électronique. La distribution des alimentations  $\beta$  a été obtenue à partir des spectres corrigés par une méthode qui repose sur le théorème des probabilités conditionnées de Bayes. L'intensité de la force Gamow-Teller a alors été déduite de cette dernière distribution en affectant un caractère permis à toutes les transitions.

L'analyse des données recueillies sur la décroissance du noyau  $^{74}\text{Kr}$  et la comparaison aux calculs théoriques de P. Sarriguren *et al.* de la distribution de force Gamow-Teller ainsi établie jusqu'à 3 MeV d'énergie d'excitation dans le noyau fils  $^{74}\text{Br}$  nous a permis de confirmer le phénomène de coexistence de forme au sein de l'état fondamental, prédit par A. Petrovici *et al.*. En effet, d'après notre étude, cet état fondamental peut être décrit comme un mélange entre une configuration oblate et une configuration prolata intervenant respectivement à hauteur de 60 % et 40 %. Même si les calculs de QRPA ne reproduisent pas l'intensité de force observée à 306 keV, la valeur relativement identique du paramètre de mélange déduit de l'utilisation des deux interactions SG2 et Sk3 permet de confirmer les résultats déjà obtenus lors d'expériences sous faisceau.

L'étude de l'isotope  $^{76}\text{Sr}$  avec le spectromètre TAgS nous a conduit à l'identification de niveaux excités dans  $^{76}\text{Rb}$  sur 85 % de la fenêtre en énergie disponible au cours de la décroissance et a permis de compléter les informations disponibles à partir des mesures à

haute résolution en énergie qui avaient conclu à un état fondamental prolate. A l'issue de notre étude, nous avons également conclu, au regard des intensités  $B(GT)$  et de la force accumulée  $\Sigma B(GT)$  entre 0 et 4 MeV, à un état fondamental de déformation prolate. Cependant, les calculs, qu'ils soient effectués dans le cadre de l'approximation de la QRPA ou de la TDA, ne sont pas en parfait accord avec les résultats expérimentaux qui localisent une résonance entre 4 MeV et 5 MeV d'énergie d'excitation. Cette dernière représente environ 60 % de l'intensité totale observée. D'après les résultats de ces calculs présentés au premier chapitre, la résonance devrait être située entre 5 et 6 MeV. Ainsi, l'analyse des données recueillies sur les autres isotopes de krypton ( $A=72,73,75$ ) et de strontium ( $A=77,78$ ) devrait permettre, dans cette région de masse, d'apprécier la validité des prédictions théoriques en fonction du degré d'isospin et plus particulièrement l'influence des corrélations d'appariement neutron-proton dans les noyaux caractérisés par  $N=Z$ .

L'étude du noyau  $^{74}\text{Kr}$  a permis de souligner l'importance, dans les analyses, du processus de capture électronique par rapport au processus  $\beta^+$ . En effet, les spectres correspondants ne souffrent quasiment d'aucune contamination isobarique et la gamme d'énergie couverte autorise la détermination des alimentations dans le dernier MeV d'énergie d'excitation de la fenêtre  $Q_{EC}$ . Toutefois, comme le prouve le cas de  $^{76}\text{Sr}$ , en raison du phénomène de conversion interne, les spectres en énergie enregistrés en coïncidence avec les rayonnements  $X$  peuvent être contaminés par des événements ayant procédé par décroissance  $\beta^+$  et s'avérer inexploitable. A l'avenir, la mise en œuvre d'un détecteur silicium refroidit pourrait permettre de s'affranchir d'une telle contamination en sélectionnant les événements dans le spectromètre somme en anti-coïncidence avec les électrons de conversion interne ainsi détectés. Les analyses menées sur les composantes  $\beta^+$  des désintégrations radioactives  $^{74}\text{Kr} \rightarrow ^{74}\text{Br}$  et  $^{76}\text{Sr} \rightarrow ^{76}\text{Rb}$  ont révélé les difficultés liées à la soustraction de la contribution de la filiation radioactive et aux distorsions introduites par le plastique scintillant et notamment par l'épaisseur et la nature de l'adhésif. Afin de faciliter sa description géométrique dans le code de simulation et de limiter l'absorption des positrons de faible énergie, un nouveau détecteur  $\beta$  a été conçu, et déjà utilisé en configuration expérimentale, en remplaçant l'adhésif présent devant la zone sensible par une feuille d'aluminium de  $10 \mu\text{m}$  d'épaisseur. Dans le cas de spectres en énergie traités sans aucune condition de coïncidence, l'analyse de la distribution  $EC+\beta^+$  provenant de la décroissance de  $^{76}\text{Sr}$  nous a montré que la prise en compte de l'activité du bruit de fond ambiant pouvait s'avérer problématique et qu'elle représentait l'une des principales sources d'erreurs. Un soin particulier devra donc être apporté, au cours des prochaines expériences, aux mesures de bruit de fond en les intercalant par exemple entre deux mesures radioactives. Signalons enfin, pour clore le volet sur les développements instrumentaux, que l'étude des noyaux déficitaires en neutrons proches de la ligne  $N=Z$  nécessiterait en toute rigueur, pour l'identification de la totalité de la force de transition  $\beta$ , l'intégration à l'ensemble de détection actuel d'un compteur au silicium sensible aux protons retardés émis à l'issue d'une décroissance.

Nous avons pu montrer, au cours de ce travail, que l'intérêt de la technique d'absorption totale réside dans la possibilité de déterminer la distribution des alimentations  $\beta$  sur la quasi-totalité de la gamme en énergie. Les intensités de force  $B(GT)$  déduites de telles mesures ne peuvent cependant pas refléter en détail le comportement de la distribution de force Gamow-

Teller. Les informations sur la structure fine de la force demeurant toujours du domaine de la spectroscopie à haute résolution, le spectromètre à absorption totale reste donc un outil complémentaire aux détecteurs semi-conducteurs. Employée ici dans le cadre de l'étude des isotopes déficitaires en neutrons de krypton et de strontium, la spectrométrie par absorption totale ne se limite pas à la problématique de la déformation nucléaire. Ainsi, la remarquable efficacité du détecteur TAgS, qui autorise l'observation de la désexcitation du niveau à 5,2 MeV alimenté à 0,053 % dans la désintégration de  $^{24}\text{Na}$ , peut être exploitée pour déterminer l'intensité des transitions Gamow-Teller dans les décroissances des noyaux  $N=Z$  impair-impair qui sont dominées par des transitions de Fermi superpermises vers l'état isobarique analogue. Des mesures précises de ces intensités doivent permettre d'obtenir des informations sur l'élément  $|V_{ud}|$  de la matrice CKM. Ainsi, la première expérience de ce type a été effectuée avec le spectromètre TAgS en septembre 2002 sur la désintégration du noyau  $^{62}\text{Ga}$  au cours de laquelle les transitions Gamow-Teller pourraient ne représenter qu'une infime fraction de la décroissance.



# Annexe A

## Calcul de la force Gamow-Teller et des erreurs associées

La méthode d'analyse utilisée au cours de ce travail permet de déterminer à partir des données expérimentales les distributions  $\mathbf{f}_{EC}$  et  $\mathbf{f}_{\beta^+}$  des alimentations. Ces distributions sont obtenues sous la forme d'un nombre de décroissances  $N_{EC}$  et  $N_{\beta^+}$  ayant procédé par les différents niveaux du noyau fils et nécessaires pour reproduire les distributions en énergie expérimentales. Les intensités  $I_{EC_i}$  et  $I_{\beta_i^+}$  normalisées s'écrivent en fonction de  $N_{EC_i}$  et  $N_{\beta_i^+}$

$$I_{EC_i} = \frac{N_{EC_i}}{\sum_j^{Q_{EC}} N_{EC_j}}, \quad (\text{A.1})$$

$$I_{\beta_i^+} = \frac{N_{\beta_i^+}}{\sum_j^{Q_{EC}-1022} N_{\beta_j^+}}. \quad (\text{A.2})$$

Ces intensités sont reliées à l'alimentation totale normalisée  $I_{\beta_i}$  du niveau  $i$  par l'intermédiaire du terme  $r_i$  nous donnant pour chaque niveau le rapport entre l'intensité de la composante capture électronique et celle de la composante  $\beta^+$

$$I_{\beta_i} = \begin{cases} (1 + \frac{1}{r_i})I_{EC_i} & E_i \leq Q_{EC} - 1022 \text{ keV} \\ I_{EC_i} & E_i > Q_{EC} - 1022 \text{ keV} \end{cases} \quad (\text{A.3})$$

à partir de la distribution  $\mathbf{f}_{EC}$  et

$$I_{\beta_i} = \begin{cases} (1 + r_i)I_{\beta_i^+} & E_i \leq Q_{EC} - 1022 \text{ keV} \\ 0 & E_i > Q_{EC} - 1022 \text{ keV} \end{cases} \quad (\text{A.4})$$

à partir de la distribution  $\mathbf{f}_{\beta^+}$ . Le rapport  $r_i$  est interpolé à partir des valeurs tabulées dans la référence [79] à partir de la formule [71]

$$r_i = 10^{a_i(Q_{EC}-E_i)+b_i}, \quad (\text{A.5})$$

où les coefficients  $a_i$  et  $b_i$  proviennent de la procédure d'interpolation. En considérant que l'erreur  $\sigma_{r_i}$  associée à ce rapport ne provient que de l'incertitude  $\sigma_{Q_{EC}}$  sur la valeur  $Q_{EC}$ , nous avons

$$\sigma_{r_i} = r_i a_i \ln(10) \sigma_{Q_{EC}}. \quad (\text{A.6})$$

En fonction du spectre employé pour calculer  $I_{\beta_i}$ , l'intensité de la force Gamow-Teller peut être calculée pour un intervalle  $i$  d'énergie  $E_i$  en reprenant la formulation I.22

$$B(GT)_i = \begin{cases} (1 + \frac{1}{r_i}) \frac{3871 I_{EC_i}}{f_i T_{1/2}} & E_i \leq Q_{EC} - 1022 \text{ keV} \\ \frac{3871 I_{EC_i}}{f_i T_{1/2}} & E_i > Q_{EC} - 1022 \text{ keV} \end{cases} \quad (\text{A.7})$$

dans le cas du processus de capture électronique et

$$B(GT)_i = \begin{cases} (1 + r_i) \frac{3871 I_{\beta_i^+}}{f_i T_{1/2}} & E_i \leq Q_{EC} - 1022 \text{ keV} \\ 0 & E_i > Q_{EC} - 1022 \text{ keV} \end{cases} \quad (\text{A.8})$$

dans le cas du processus  $\beta^+$ . Dans ces deux dernières équations,  $T_{1/2}$  représente la période, et  $f_i$  l'intégrale de la fonction de Fermi à l'énergie  $(Q_{EC} - E_i)$ . Par analogie avec le calcul du rapport  $r_i$ , cette intégrale est déterminée en interpolant les valeurs tabulées dans la référence [79]

$$f_i = 10^{c_i(Q_{EC} - E_i) + d_i}, \quad (\text{A.9})$$

où, une nouvelle fois, les termes  $c_i$  et  $d_i$  sont donnés par la régression linéaire. En faisant la même hypothèse que dans le cas de  $r_i$ , l'erreur  $\sigma_{f_i}$  est

$$\sigma_{f_i} = f_i c_i \ln(10) \sigma_{Q_{EC}}. \quad (\text{A.10})$$

En appliquant le théorème de propagation des erreurs, l'incertitude  $\sigma_{par,i}$  accompagnant l'intensité  $B(GT)_i$  et provenant des paramètres intervenant dans le calcul s'écrit

$$\sigma_{par,i} = \left( \left( \frac{\partial B(GT)_i}{\partial I_{\beta_i}} \right)^2 \sigma_{I_{\beta_i}}^2 + \left( \frac{\partial B(GT)_i}{\partial f_i} \right)^2 \sigma_{f_i}^2 + \left( \frac{\partial B(GT)_i}{\partial T_{1/2}} \right)^2 \sigma_{T_{1/2}}^2 \right)^{1/2}, \quad (\text{A.11})$$

où les quantités  $\sigma_{I_{\beta_i}}$ ,  $\sigma_{f_i}$  et  $\sigma_{T_{1/2}}$  désignent respectivement les incertitudes sur l'alimentation  $\beta$  du niveau  $i$ , sur l'intégrale de la fonction de Fermi à l'énergie du niveau  $i$  considéré et sur la période  $T_{1/2}$ .

Si l'analyse a été effectuée à partir de la composante capture électronique de la décroissance, le théorème de propagation des erreurs nous permet de calculer la quantité  $\sigma_{I_{\beta_i}}^2$

$$\sigma_{I_{\beta_i}}^2 = \left( \frac{\partial I_{\beta_i}}{\partial r_i} \right)^2 \sigma_{r_i}^2 + \sum_j \sum_k \left( \frac{\partial I_{\beta_i}}{\partial N_{EC_j}} \right) \left( \frac{\partial I_{\beta_i}}{\partial N_{EC_k}} \right) \text{cov}(N_{EC_j}, N_{EC_k}). \quad (\text{A.12})$$

Dans le cas de la composante  $\beta^+$ , la variance  $\sigma_{I_{\beta_i}}^2$  se met sous la forme

$$\sigma_{I_{\beta_i}}^2 = \left(\frac{\partial I_{\beta_i}}{\partial r_i}\right)^2 \sigma_{r_i}^2 + \sum_j \sum_k \left(\frac{\partial I_{\beta_i}}{\partial N_{\beta_j^+}}\right) \left(\frac{\partial I_{\beta_i}}{\partial N_{\beta_k^+}}\right) \text{cov}(N_{\beta_j^+}, N_{\beta_k^+}). \quad (\text{A.13})$$

Les termes  $\text{cov}(N_{EC_j}, N_{EC_k})$  et  $\text{cov}(N_{\beta_j^+}, N_{\beta_k^+})$  sont les éléments de la matrice de covariance  $\mathbf{V}_f$  représentant les corrélations entre  $N_{EC_j}$  et  $N_{EC_k}$  ainsi qu'entre  $N_{\beta_j^+}$  et  $N_{\beta_k^+}$ .

Les dérivées partielles  $\frac{\partial I_{\beta_i}}{\partial N_{EC_j}}$  et  $\frac{\partial I_{\beta_i}}{\partial N_{\beta_j^+}}$  sont estimées à l'aide des expressions suivantes

$$\frac{\partial I_{\beta_i}}{\partial N_{EC_j}} = \begin{cases} \left(1 + \frac{1}{r_i}\right) \frac{\delta_{ij} \sum_k^{Q_{EC}} N_{EC_k} - N_{EC_j}}{(\sum_k^{Q_{EC}} N_{EC_k})^2} & E_i \leq Q_{EC} - 1022 \text{ keV} \\ \frac{\delta_{ij} \sum_k^{Q_{EC}} N_{EC_k} - N_{EC_j}}{(\sum_k^{Q_{EC}} N_{EC_k})^2} & E_i > Q_{EC} - 1022 \text{ keV} \end{cases} \quad (\text{A.14})$$

$$\frac{\partial I_{\beta_i}}{\partial N_{\beta_j^+}} = \begin{cases} (1 + r_i) \frac{\delta_{ij} \sum_k^{Q_{EC}-1022} N_{\beta_k^+} - N_{\beta_j^+}}{(\sum_k^{Q_{EC}-1022} N_{\beta_k^+})^2} & E_i \leq Q_{EC} - 1022 \text{ keV} \\ 0 & E_i > Q_{EC} - 1022 \text{ keV} \end{cases} \quad (\text{A.15})$$

Le terme  $\left(\frac{\partial I_{\beta_i}}{\partial r_i}\right)$  apparaissant dans les équations A.12 et A.13 se calcule aisément à partir des équations A.3 et A.4.

Les dérivées partielles intervenant dans l'équation A.11 sont données par les expressions suivantes

$$\left(\frac{\partial B(GT)_i}{\partial I_{\beta_i}}\right) = \frac{3871}{f_i T_{1/2}}, \quad (\text{A.16})$$

$$\left(\frac{\partial B(GT)_i}{\partial f_i}\right) = -\frac{3871 I_{\beta_i}}{f_i^2 T_{1/2}}, \quad (\text{A.17})$$

$$\left(\frac{\partial B(GT)_i}{\partial T_{1/2}}\right) = -\frac{3871 I_{\beta_i}}{f_i T_{1/2}^2}, \quad (\text{A.18})$$

où  $I_{\beta_i}$  est donnée par les équations A.3 et A.4.





# Annexe B

## Valeurs tabulées de la force Gamow-Teller

### B.1 La décroissance de $^{74}\text{Kr}$

Les tableaux B.1 et B.2 rassemblent les valeurs de l'intensité de force Gamow-Teller  $B(GT)$  déduite de l'étude de la décroissance par capture électronique du noyau  $^{74}\text{Kr}$ .

E (keV)	B(GT) ( $g_A^2/4\pi$ )	E (keV)	B(GT) ( $g_A^2/4\pi$ )	E (keV)	B(GT) ( $g_A^2/4\pi$ )
20.	0.± 0.	740.	0.± 0.	1460.	0.± 0.
60.	0.± 0.	780.	0.± 0.	1500.	0.0132± 0.0022
100.	0.0053± 0.0026	820.	0.0039± 0.0008	1540.	0.0229± 0.0029
140.	0.± 0.	860.	0.± 0.	1580.	0.± 0.
180.	0.± 0.	900.	0.0077± 0.0015	1620.	0.0121 ± 0.0025
220.	0.0344± 0.0054	940.	0.± 0.	1660.	0.0054 ± 0.0006
260.	0.± 0.	980.	0.0194± 0.0033	1700.	0.0106 ± 0.0025
300.	0.0865± 0.0135	1020.	0.0190± 0.0032	1740.	0.± 0.
340.	0.± 0.	1060.	0.0173± 0.0039	1780.	0.± 0.
380.	0.0001± 0.0001	1100.	0.± 0.	1820.	0.0385 ± 0.0040
420.	0.± 0.	1140.	0.± 0.	1860.	0.0022± 0.0006
460.	0.± 0.	1180.	0.0104± 0.0016	1900.	0.0017 ± 0.0004
500.	0.± 0.	1220.	0.0112± 0.0018	1940.	0.± 0.
540.	0.0015± 0.0005	1260.	0.± 0.	1980.	0.0101 ± 0.0014
580.	0.± 0.	1300.	0.± 0.	2020.	0.0189± 0.0023
620.	0.0127± 0.0022	1340.	0.0302± 0.0049	2060.	0.± 0.
660.	0.± 0.	1380.	0.± 0.	2100.	0.0100± 0.0010
700.	0.0243± 0.0041	1420.	0.± 0.	2140.	0.0055 ± 0.0010

TAB. B.1 – Valeurs des intensités de force Gamow-Teller  $B(GT)$  déduites de l'étude de la décroissance par capture électronique du noyau  $^{74}\text{Kr}$  (I).

E (keV)	B(GT) ( $g_A^2/4\pi$ )	E (keV)	B(GT) ( $g_A^2/4\pi$ )	E (keV)	B(GT) ( $g_A^2/4\pi$ )
2180.	$0.0038 \pm 0.0005$	2460.	$0.0120 \pm 0.0029$	2740.	$0.0042 \pm 0.0018$
2220.	$0.0039 \pm 0.0006$	2500.	$0.0142 \pm 0.0033$	2780.	$0.0122 \pm 0.0026$
2260.	$0.0137 \pm 0.0017$	2540.	$0.0152 \pm 0.0033$	2820.	$0.0077 \pm 0.0034$
2300.	$0. \pm 0.$	2580.	$0.0148 \pm 0.0044$	2860.	$0.0128 \pm 0.0057$
2340.	$0.0112 \pm 0.0012$	2620.	$0.0283 \pm 0.0044$	2900.	$0.0114 \pm 0.0066$
2380.	$0.0043 \pm 0.0006$	2660.	$0.0082 \pm 0.0024$	2940.	$0.0223 \pm 0.0113$
2420.	$0.0044 \pm 0.0006$	2700.	$0.0068 \pm 0.0021$	2980.	$0.0283 \pm 0.0181$

TAB. B.2 – Valeurs des intensités de force Gamow-Teller  $B(GT)$  déduites de l'étude de la décroissance par capture électronique du noyau  $^{74}\text{Kr}$  (II).

## B.2 La décroissance de $^{76}\text{Sr}$

Les tableaux B.3 et B.4 rassemblent les valeurs de l'intensité de force Gamow-Teller  $B(GT)$  déduite de l'étude du spectre total  $EC+\beta^+$  lié à la décroissance du noyau  $^{76}\text{Sr}$ .

E (keV)	B(GT) ( $g_A^2/4\pi$ )	E (keV)	B(GT) ( $g_A^2/4\pi$ )	E (keV)	B(GT) ( $g_A^2/4\pi$ )
20.	$0. \pm 0.$	820.	$0. \pm 0.$	1620.	$0. \pm 0.$
60.	$0. \pm 0.$	860.	$0. \pm 0.$	1660.	$0.0334 \pm 0.014$
100.	$0.0046 \pm 0.0017$	900.	$0. \pm 0.$	1700.	$0. \pm 0.$
140.	$0. \pm 0.$	940.	$0. \pm 0.$	1740.	$0. \pm 0.$
180.	$0. \pm 0.$	980.	$0.0761 \pm 0.0213$	1780.	$0. \pm 0.$
220.	$0. \pm 0.$	1020.	$0. \pm 0.$	1820.	$0. \pm 0.$
260.	$0.0012 \pm 0.001$	1060.	$0. \pm 0.$	1860.	$0. \pm 0.$
300.	$0. \pm 0.$	1100.	$0. \pm 0.$	1900.	$0. \pm 0.$
340.	$0. \pm 0.$	1140.	$0. \pm 0.$	1940.	$0.0551 \pm 0.0233$
380.	$0. \pm 0.$	1180.	$0. \pm 0.$	1980.	$0. \pm 0.$
420.	$0. \pm 0.$	1220.	$0. \pm 0.$	2020.	$0. \pm 0.$
460.	$0.0251 \pm 0.0172$	1260.	$0. \pm 0.$	2060.	$0.0934 \pm 0.0391$
500.	$0.0696 \pm 0.0257$	1300.	$0.0312 \pm 0.0109$	2100.	$0.0466 \pm 0.0219$
540.	$0. \pm 0.$	1340.	$0. \pm 0.$	2140.	$0.0488 \pm 0.0210$
580.	$0. \pm 0.$	1380.	$0. \pm 0.$	2180.	$0.0849 \pm 0.0362$
620.	$0. \pm 0.$	1420.	$0.0130 \pm 0.0058$	2220.	$0. \pm 0.$
660.	$0. \pm 0.$	1460.	$0. \pm 0.$	2260.	$0. \pm 0.$
700.	$0. \pm 0.$	1500.	$0. \pm 0.$	2300.	$0.0349 \pm 0.0183$
740.	$0. \pm 0.$	1540.	$0.0185 \pm 0.0066$	2340.	$0.0169 \pm 0.0089$
780.	$0. \pm 0.$	1580.	$0. \pm 0.$	2380.	$0.0141 \pm 0.0070$

TAB. B.3 – Valeurs des intensités de force Gamow-Teller  $B(GT)$  déduites de l'étude du spectre  $EC+\beta^+$  lié à la décroissance du noyau  $^{76}\text{Sr}$  (I).

E (keV)	B(GT) ( $g_A^2/4\pi$ )	E (keV)	B(GT) ( $g_A^2/4\pi$ )	E (keV)	B(GT) ( $g_A^2/4\pi$ )
2420.	$0.0169 \pm 0.0082$	3380.	$0.0116 \pm 0.0082$	4340.	$0.132 \pm 0.0872$
2460.	$0.0221 \pm 0.0108$	3420.	$0.0122 \pm 0.0087$	4380.	$0.1129 \pm 0.0735$
2500.	$0.0225 \pm 0.0112$	3460.	$0.0147 \pm 0.0112$	4420.	$0.1105 \pm 0.0705$
2540.	$0.0183 \pm 0.0092$	3500.	$0.0222 \pm 0.0197$	4460.	$0.132 \pm 0.0829$
2580.	$0.0146 \pm 0.0074$	3540.	$0.0291 \pm 0.0269$	4500.	$0.1716 \pm 0.0946$
2620.	$0.0131 \pm 0.0066$	3580.	$0.0285 \pm 0.0275$	4540.	$0.2369 \pm 0.1297$
2660.	$0.0136 \pm 0.0069$	3620.	$0.0239 \pm 0.0218$	4580.	$0.2764 \pm 0.1524$
2700.	$0.0153 \pm 0.0087$	3660.	$0.0220 \pm 0.0199$	4620.	$0.2508 \pm 0.1397$
2740.	$0.0191 \pm 0.0108$	3700.	$0.0261 \pm 0.0245$	4660.	$0.1946 \pm 0.1095$
2780.	$0.0242 \pm 0.0135$	3740.	$0.0316 \pm 0.0301$	4700.	$0.1471 \pm 0.0821$
2820.	$0.0288 \pm 0.0160$	3780.	$0.0366 \pm 0.0349$	4740.	$0.1315 \pm 0.0718$
2860.	$0.0318 \pm 0.0177$	3820.	$0.0397 \pm 0.0309$	4780.	$0.1307 \pm 0.0689$
2900.	$0.0310 \pm 0.0172$	3860.	$0.0409 \pm 0.0285$	4820.	$0.1402 \pm 0.0810$
2940.	$0.0272 \pm 0.0152$	3900.	$0.0435 \pm 0.0336$	4860.	$0.1473 \pm 0.0835$
2980.	$0.0228 \pm 0.0128$	3940.	$0.0484 \pm 0.0382$	4900.	$0.1441 \pm 0.0747$
3020.	$0.0185 \pm 0.0105$	3980.	$0.0498 \pm 0.0414$	4940.	$0.1267 \pm 0.0762$
3060.	$0.0165 \pm 0.0094$	4020.	$0.0477 \pm 0.0397$	4980.	$0.0863 \pm 0.0647$
3100.	$0.0171 \pm 0.0109$	4060.	$0.0471 \pm 0.0405$	5020.	$0.0445 \pm 0.0460$
3140.	$0.0205 \pm 0.0132$	4100.	$0.0463 \pm 0.0407$	5060.	$0.0199 \pm 0.0252$
3180.	$0.0221 \pm 0.0144$	4140.	$0.0560 \pm 0.0455$	5100.	$0.0106 \pm 0.0141$
3220.	$0.0224 \pm 0.0148$	4180.	$0.0791 \pm 0.0596$	5140.	$0.0062 \pm 0.0128$
3260.	$0.0198 \pm 0.0133$	4220.	$0.1087 \pm 0.0821$	5180.	$0.0083 \pm 0.0175$
3300.	$0.0168 \pm 0.0113$	4260.	$0.1369 \pm 0.1006$	5220.	$0. \pm 0.$
3340.	$0.0137 \pm 0.0095$	4300.	$0.1463 \pm 0.0974$	5260.	$0. \pm 0.$

TAB. B.4 – Valeurs des intensités de force Gamow-Teller  $B(GT)$  déduites de l'étude du spectre  $EC+\beta^+$  lié à la décroissance du noyau  $^{76}\text{Sr}$  (II).

Les tableaux B.5 et B.6 rassemblent les valeurs de l'intensité de force Gamow-Teller  $B(GT)$  déduite de l'étude du processus  $\beta^+$  de la décroissance du noyau  $^{76}\text{Sr}$ .

E (keV)	B(GT) ( $g_A^2/4\pi$ )	E (keV)	B(GT) ( $g_A^2/4\pi$ )	E (keV)	B(GT) ( $g_A^2/4\pi$ )
20.	$0. \pm 0.$	220.	$0. \pm 0.$	420.	$0. \pm 0.$
60.	$0. \pm 0.$	260.	$0. \pm 0.$	460.	$0.0225 \pm 0.0180$
100.	$0. \pm 0.$	300.	$0. \pm 0.$	500.	$0.0662 \pm 0.0260$
140.	$0. \pm 0.$	340.	$0. \pm 0.$	540.	$0. \pm 0.$
180.	$0. \pm 0.$	380.	$0. \pm 0.$	580.	$0. \pm 0.$

TAB. B.5 – Valeurs des intensités de force Gamow-Teller  $B(GT)$  déduites de l'étude du processus  $\beta^+$  de la décroissance du noyau  $^{76}\text{Sr}$  (I).

E (keV)	B(GT) ( $g_A^2/4\pi$ )	E (keV)	B(GT) ( $g_A^2/4\pi$ )	E (keV)	B(GT) ( $g_A^2/4\pi$ )
620.	0. $\pm$ 0.	1820.	0. $\pm$ 0.	3020.	0.0103 $\pm$ 0.0058
660.	0. $\pm$ 0.	1860.	0. $\pm$ 0.	3060.	0.0068 $\pm$ 0.0040
700.	0. $\pm$ 0.	1900.	0. $\pm$ 0.	3100.	0.0053 $\pm$ 0.0034
740.	0. $\pm$ 0.	1940.	0.0274 $\pm$ 0.0121	3140.	0.0050 $\pm$ 0.0032
780.	0. $\pm$ 0.	1980.	0. $\pm$ 0.	3180.	0.0046 $\pm$ 0.0029
820.	0. $\pm$ 0.	2020.	0. $\pm$ 0.	3220.	0.0039 $\pm$ 0.0025
860.	0. $\pm$ 0.	2060.	0.0744 $\pm$ 0.0323	3260.	0.0033 $\pm$ 0.0021
900.	0. $\pm$ 0.	2100.	0.0434 $\pm$ 0.0192	3300.	0.0036 $\pm$ 0.0023
940.	0. $\pm$ 0.	2140.	0.0338 $\pm$ 0.0147	3340.	0.0046 $\pm$ 0.0030
980.	0.0596 $\pm$ 0.0185	2180.	0.0361 $\pm$ 0.0156	3380.	0.0078 $\pm$ 0.0051
1020.	0. $\pm$ 0.	2220.	0. $\pm$ 0.	3420.	0.0149 $\pm$ 0.0097
1060.	0. $\pm$ 0.	2260.	0. $\pm$ 0.	3460.	0.0241 $\pm$ 0.0156
1100.	0. $\pm$ 0.	2300.	0.0390 $\pm$ 0.0204	3500.	0.0313 $\pm$ 0.0224
1140.	0. $\pm$ 0.	2340.	0.0023 $\pm$ 0.0013	3540.	0.0321 $\pm$ 0.0232
1180.	0. $\pm$ 0.	2380.	0.0026 $\pm$ 0.0014	3580.	0.0280 $\pm$ 0.0206
1220.	0. $\pm$ 0.	2420.	0.0038 $\pm$ 0.0019	3620.	0.0289 $\pm$ 0.0215
1260.	0. $\pm$ 0.	2460.	0.0051 $\pm$ 0.0026	3660.	0.0300 $\pm$ 0.0224
1300.	0.0136 $\pm$ 0.0051	2500.	0.0046 $\pm$ 0.0023	3700.	0.0346 $\pm$ 0.0260
1340.	0. $\pm$ 0.	2540.	0.0039 $\pm$ 0.0020	3740.	0.0371 $\pm$ 0.0281
1380.	0. $\pm$ 0.	2580.	0.0038 $\pm$ 0.0019	3780.	0.0372 $\pm$ 0.0289
1420.	0.0036 $\pm$ 0.0016	2620.	0.0045 $\pm$ 0.0022	3820.	0.0428 $\pm$ 0.0310
1460.	0. $\pm$ 0.	2660.	0.0056 $\pm$ 0.0027	3860.	0.0477 $\pm$ 0.0349
1500.	0. $\pm$ 0.	2700.	0.0087 $\pm$ 0.0049	3900.	0.0589 $\pm$ 0.0495
1540.	0.0174 $\pm$ 0.0067	2740.	0.0086 $\pm$ 0.0048	3940.	0.0690 $\pm$ 0.0592
1580.	0. $\pm$ 0.	2780.	0.0084 $\pm$ 0.0047	3980.	0.0696 $\pm$ 0.0612
1620.	0. $\pm$ 0.	2820.	0.0062 $\pm$ 0.0034	4020.	0.0599 $\pm$ 0.0509
1660.	0.0026 $\pm$ 0.0011	2860.	0.0074 $\pm$ 0.0041	4060.	0.0421 $\pm$ 0.0369
1700.	0. $\pm$ 0.	2900.	0.0097 $\pm$ 0.0054	4100.	0.0220 $\pm$ 0.0212
1740.	0. $\pm$ 0.	2940.	0.0116 $\pm$ 0.0065	4140.	0.0178 $\pm$ 0.0177
1780.	0. $\pm$ 0.	2980.	0.0115 $\pm$ 0.0064	4180.	0.0181 $\pm$ 0.0185

TAB. B.6 – Valeurs des intensités de force Gamow-Teller  $B(GT)$  déduites de l'étude du processus  $\beta^+$  de la décroissance du noyau  $^{76}\text{Sr}$  (II).

# Références

- [1] L. Valentin, Noyaux et Particules, Modèles et Symétries, Herman, éditeurs des sciences et des arts (1989) 337.
- [2] J. C. Hardy *et al.*, Phys. Lett. **15** 3 (1965) 276.
- [3] J. C. Hardy *et al.*, Nucl. Phys. **A509** (1990) 429.
- [4] D. H. Wilkinson, Nucl. Inst. Meth. Phys. Res. **A335** (1993) 172.
- [5] I. S. Towner *et al.*, Proc. on "International Conference on Exotic Nuclei and Atomic Masses" , ed. M. de Saint Simon and O. Sorlin, (Editions Frontières, Arles, France, 1995) 711.
- [6] G. Savard, Proc. on "Workshop on the  $\beta$  decay, from weak interaction to nuclear structure", ed Ph. Dessagne, A. Michalon and C. Miehé (Strasbourg, France, 1999) 119.
- [7] W. E. Ormand *et al.*, Phys. Rev. **C52** 5 (1995) 2455.
- [8] C. Volpe, Contribution à l'école Joliot-Curie de physique nucléaire 2000 (Spa, Belgique, 2000) 159.
- [9] K. Ikeda *et al.*, Phys. Lett. **B3** (1963) 271.
- [10] M. Rho *et al.*, Nucl. Phys. **A231** (1974) 493.
- [11] W. Knüpfer *et al.*, Phys. Rev. Lett. **95** (1980) 349.
- [12] G. F. Bertsch *et al.*, Phys. Rev. **C26** (1982) 1323.
- [13] T. Wasaka *et al.*, Phys. Rev. **C55** (1997) 2909.
- [14] F. Becker *et al.*, Eur. Phys. J. **A4** (1999) 103.
- [15] D. Rudolph *et al.*, Phys. Rev. **C56** (1997) 98.
- [16] M. Girod, J. P. Delaroche, D. Gogny *Shape coexistence and shape isomerism in light even-even Se, Kr, Sr and Zr isotopes*, Nuclear structure in the nineties, Oak Ridge, 1990.

- 
- [17] A. Petrovici *et al.*, Nucl. Phys. **A605** (1996) 290.
- [18] C. Longour, Apport de la décroissance radioactive à l'étude de la structure des noyaux  $N = Z$  de masse  $A > 70$ , Thèse de Doctorat, Université Louis Pasteur, Strasbourg (1999).
- [19] P. Möller *et al.*, Nucl. Data Tables **59** (1995) 185.
- [20] Y. Aboussir *et al.*, Atomic Data and Nuclear Data Tables **61** (1995) 127.
- [21] W. Nazarewicz *et al.*, Nucl. Phys. **A435** (1985) 397.
- [22] P. Bonche *et al.*, Nucl. Phys. **A443** (1985) 39.
- [23] A. Petrovici *et al.*, Nucl. Phys. **A665** (2000) 333.
- [24] C. J. Lister *et al.*, Phys. Rev. **C42** (1990) R1191.
- [25] B. J. Varley *et al.*, Phys. Lett. **B194** (1987) 463.
- [26] W. Gelletly *et al.*, Phys. Lett. **B253** (1991) 287.
- [27] L. Grodzins *et al.*, Phys. Lett. **2** (1962) 88.
- [28] M. Keim *et al.*, Nucl. Phys. **A586** (1995) 219.
- [29] H. Dejbakhsh *et al.*, Phys. Lett. **B249** (1990) 195.
- [30] M. Yamagami *et al.*, Nucl. Phys. **A693** (2001) 579.
- [31] I. Hamamoto *et al.*, Phys. Rev. **C48** (1993) R960.
- [32] F. Frisk *et al.*, Phys. Rev. **C52** (1995) 2468.
- [33] I. Hamamoto et X. Z. Zhang, Z. Phys. **A353** (1995) 145.
- [34] G. Audi et A. H. Wapstra, Nucl. Phys. **A595** (1995) 409.
- [35] P. Sarriguren *et al.*, Nucl. Phys. **A658** (1999) 13.
- [36] T. H. R. Skyrme *et al.*, Nucl. Phys. **9** (1959) 615.
- [37] N. Van Giai *et al.*, Phys. Lett. **B106** (1981) 379.
- [38] M. Beiner *et al.*, Nucl. Phys. **A238** (1975) 29.
- [39] P. Sarriguren *et al.*, Nucl. Phys. **A595** (1998) 409.
- [40] P. Sarriguren *et al.*, Nucl. Phys. **A691** (2001) 631.
- [41] P. Sarriguren et E. Moya de Guerra, Communication privée.

- [42] P. Sarriguren *et al.*, Phys. Rev. **C64** (2001) 064306.
- [43] F. Osterfeld *et al.*, Phys. Rev. **C26** (1982) 762.
- [44] Ch. Miehé *et al.*, à paraître.
- [45] I. Piqueras *et al.*, soumis à Eur. Phys. J..
- [46] Ch. Miehé *et al.*, Eur. Phys. J. **A5** (1999) 143.
- [47] H. Schmeing *et al.*, Nucl. Phys. **A242** (1975) 232.
- [48] B. Singh, D. A. Viggars, Nucl. Data Sheets **51** (1987) 225.
- [49] A. Algora *et al.*, Nucl. Phys. **A654** (1999) 727c.
- [50] Ph. Dessagne et B. Rubio, Proposition d'expérience IS370, CERN/ISOLDE 1998.
- [51] R. W. Peelle *et al.*, Rev. Sci. Instr. and Meth. **13** (1961) 205.
- [52] H. G. Devare *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **22** (1963) 253.
- [53] D. Cano-Ott *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **A430** (1999) 333.
- [54] C. D. Zerby *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **12** (1961) 115.
- [55] B. D. Rooney *et al.*, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-43 (1996) 1271.
- [56] P. Dorenbos *et al.*, IEEE Trans. Nucl. Sci. **42**(6) (1995) 2190.
- [57] J. D. Valentine *et al.*, IEEE Trans. Nucl. Sci. **45**(3) (1998) 1750.
- [58] G. F. Knoll, Radiation Detection and Measurement, Third Edition, John Wiley and Sons, Inc. (2000) 329.
- [59] C. L. Duke *et al.*, Nucl. Phys. **A151** (1970) 609.
- [60] M. Karny *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **B126** (1997) 411.
- [61] M. Karny *et al.*, Nucl. Phys. **A640** (1998) 3.
- [62] Z. Hu *et al.*, Phys. Rev. **C62** (2000) 064315.
- [63] <http://wwwinfo.cern.ch/asd/geant4/geant4.html>.
- [64] H.G. Hughes, R.E. Prael and R.C. Little, MCNPX - The LAHET/MCNP Code Merger, X-Division Research Note XTM-Rn(U)97-012, LA-UR-97-4891, Los Alamos National Laboratory (April 1997).
- [65] D. Cano-Ott, communication privée.



- [66] J. P. Stoquert, cours "Interaction Rayonnement-Matière", DEA Physique Subatomique, Instrumentation et Modélisation, Strasbourg, 1998.
- [67] J. M. Clement *et al.*, Nucl. Phys. **A183** (1971) 51.
- [68] D. Cano-Ott *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **A430** (1999) 488.
- [69] R. D. Evans, The Atomic Nucleus, McGraw-Hill, New York, 1955.
- [70] P. C. Johns et M. J. Yaffe, Nucl. Instr. Meth. **A255** (1987) 559.
- [71] D. Cano-Ott, Estudio de la Resonancia Gamow-Teller en la Región del  $^{146}\text{Gd}$  mediante Espectroscopía Gamma de Absorción Total, PhD Thesis, Universidad de Valencia (2000).
- [72] Ch. Miehé et Ph. Dessagne, rapport interne CRN, PN 87-08 (1987).
- [73] J. Kantele, Handbook of Nuclear Spectrometry, Academic Press (1995) 137.
- [74] G. D'Agostini, Nucl. Instr. Meth. **A362** (1995) 487.
- [75] B. Jonson *et al.*, Nucl. Phys. News **3** (1993).
- [76] V. I. Mishin *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **B73** (1993) 550.
- [77] Richard B. Firestone, Table of Isotopes, Eighth Edition, John Wiley and Sons, Inc..
- [78] R. S. Hager et E.C. Seltzer, Nucl. Data Tables **A1** (1968) 1; O. Dragoun *et al.*, Nucl. Data Tables **A6** (1969) 235; O. Dragoun *et al.*, Nucl. Data Tables **A9** (1971) 119; V.F. Trusov, Nucl. Data Tables **A10** (1972) 477.
- [79] N. B. Gove et M. J. Martin, At. Data and Nucl. Data Tables **10** (1971) 205.
- [80] E. Nàcher et A. Algora, communication privée.
- [81] Ch. Miehé *et al.*, Proc. on "International Conference on Exotic Nuclei and Atomic Masses", ed. B. M. Sherrill, D. J. Morrissey and C. N. Davids, (The American Institute of Physics, Bellaire, Michigan, 1998) 789.
- [82] P. R. Adžić *et al.*, Phys. Rev. **C48** (1993) 2598.
- [83] E. Moya de Guerra et P. Sarriguren, communication privée.
- [84] S. K. Patra *et al.*, Phys. Rev. **C65** (2002) 2658.
- [85] A. Petrovici *et al.*, Nucl. Phys. **A708** (2002) 054323.
- [86] J. Engel *et al.*, Phys. Lett. **B389** (1996) 211.
- [87] A. L. Goodman, Adv. Nucl. Phys. **11** (1979) 263.