

THÈSE
PRÉSENTÉE À
L'UNIVERSITÉ DE BORDEAUX I
ÉCOLE DOCTORALE DE
SCIENCES PHYSIQUES ET DE L'INGÉNIEUR

Par
Anissa BEY

POUR OBTENIR LE GRADE DE
DOCTEUR

SPÉCIALITÉ : Astrophysique, Plasmas et Corpuscules

Test du Modèle Standard à basse énergie :
- Mesure précise des rapports d'embranchement de ^{62}Ga
- Mesure précise de la durée de vie de ^{38}Ca

Soutenue le 14 novembre 2008

Après avis de MM :

O. Naviliat-Cunic
C. Volpe

Rapporteurs

Devant la commission d'examen formée de :

M. P. Quentin	Professeur, Université de Bordeaux I
M. B. Blank	Directeur de Recherche, CENBG
M. O. Naviliat-Cunic	Professeur, Université de Caen
MME. C. Volpe	Chargé de Recherche, IPN Orsay
M. G. de France	Chargé de Recherche, GANIL

Président du Jury
Directeur de thèse
Rapporteur
Rapporteur

Remerciements

Au travers de ces quelques lignes, je souhaite adresser mes sincères remerciements à toutes les personnes ayant contribué directement ou de loin à l'aboutissement de ce travail scientifique.

Je remercie d'abord M. B. Haas directeur du Centre d'Études Nucléaires de Bordeaux-Gradignan pour m'avoir accueilli au sein du laboratoire pendant la durée de la thèse.

Je tiens à témoigner ma reconnaissance aux membres du Jury pour avoir accepté d'évaluer ce travail. Je remercie M. P. Quentin d'avoir présider la soutenance. Je remercie Mme C. Volpe, M. O. Naviliat-Cunic et M. G. de France pour leur lecture minutieuse du rapport de thèse, leurs corrections et pour les discussions constructives et riches en enseignements que l'on a pu avoir.

Je voudrai ensuite exprimer ma profonde gratitude envers mon directeur de thèse. M. B. Blank m'a offert l'importante opportunité de mener un travail de thèse et dirigé avec beaucoup de patience et compréhension pendant quatre ans. J'ai apprécié sa modestie et je me suis employée à m'inspirer de sa rigueur scientifique. Je lui suis reconnaissante pour sa confiance, pour l'attention qu'il a consacré aux moindres détails (programmes, corrections, questions simplistes...), et surtout pour tout le savoir qu'il m'a transmis dans le cadre du travail doctoral qui nous a réuni.

Je remercie M. J. Giovinazzo pour l'aide précieuse qu'il m'a apporté à plusieurs étapes de la thèse et pour la grande disponibilité dont il a fait preuve. Je remercie Jérôme pour avoir partagé son bureau avec moi et pour m'avoir permis de travailler sur les données ^{38}Ca . J'ai particulièrement apprécié son sens critique juste des corrections et résultats, phase indispensable de tout travail scientifique. À ce même titre, je remercie M. G. Cachel ainsi que les autres membres du groupe « Noyaux Exotiques » et l'ensemble des services techniques du CENBG auxquels cette thèse doit beaucoup. Je remercie également le professeur J. Donhue pour avoir accepté de corriger la partie théorique de ce manuscrit et pour m'avoir éclairé sur de nombreux aspects liés au SM électrofaible.

J'ai passé la dernière année de ma thèse au LPC Caen où j'ai eu le privilège de collaborer avec le corps enseignement-chercheurs dans le cadre d'un contrat ATER. Je remercie d'abord le personnel de ce laboratoire où il m'était toujours agréable de travailler pour leur accueil et sympathie. Je tiens à remercier (M. B. Tamain, M. O. Juillet, Mme F. Gulminelli, M. J.P. Signolle, Mme N. Marie-Nourry, M. E. Liénard...) pour leur confiance, pour la grande disponibilité et écoute dont ils ont fait preuve.

En particulier, j'exprime ma sincère reconnaissance envers Mme. F. Gulminelli pour sa disponibilité, l'accueil chaleureux qu'elle m'a toujours réservé, pour avoir répondu à toutes mes questions avec une patience et clarté inégales et pour m'avoir soutenu dans ma mission. À ce même titre, je remercie également mon directeur de recherche (LPC) M. N. Orr pour m'avoir accueilli au sein de son groupe « *neutron-rich* Noyaux Exotiques », pour sa grande compréhension, gentillesse et ses conseils qui ont été un élan porteur d'espoir. Je dois tant à M. J-C. Steckmeyer directeur du LPC Caen et A. Gontier qui ont veillé à la finalisation de ce travail dans de bonnes conditions.

Mes dernières pensées, n'ont pas les moins importantes, vont à Lynda Achouri pour ces qualités humaines exceptionnelles. Je tiens à remercier Lynda pour son aide et pour m'avoir soutenu pendant les moments difficiles. Je la remercie pour avoir corrigé, dans des délais record, toutes sortes de documents que je lui présentais, pour les discussions « physiques », pour les nombreuses invitations sociales, pour l'écoute et le temps qu'elle a toujours su me consacrer.

Table des matières

Introduction	11
1 Théorie des interactions faibles	19
1.1 Interaction universelle de Fermi	19
1.1.1 Modèle de Fermi	19
1.1.1.1 Couplage à quatre fermions	20
1.1.1.2 Transitions β permises	21
1.1.1.3 Règles de sélection de Fermi	22
1.1.1.4 Durée de vie comparée	22
1.1.1.5 Limites du modèle	23
1.1.1.6 Couplages de l'interaction faible	25
1.1.2 Théorie $V-A$	28
1.1.2.1 Violation de la parité	28
1.1.2.2 Hélicité d'une particule	29
1.1.2.3 Concept de chiralité	30
1.1.2.4 Hamiltonien $V-A$	32
1.1.2.5 Désintégration du muon	34
1.1.2.6 Hypothèse CVC	35
1.1.2.7 Hypothèse PCAC	41
1.1.2.8 Courants induits	43
1.1.2.9 Limites de la théorie	44
1.2 Modèle GSW (de Glashow, Salam et Weinberg)	48
1.2.1 Théorie de jauge et groupe de symétrie $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$	49
1.2.2 Classification des champs fermioniques	50
1.2.3 Mélange de Cabibbo	52
1.2.4 Matrice CKM	55
1.3 Test du Modèle Standard dans la désintégration β nucléaire	57
1.3.1 Transitions super-permises de Fermi	57
1.3.2 Corrections théoriques	58
1.3.2.1 Corrections radiatives	59
1.3.2.2 Brisure de la symétrie d'isospin	62
1.3.3 Statut actuel	65
1.3.3.1 Hypothèse CVC	65
1.3.3.2 Unitarité de la matrice CKM	69
2 Étude de la décroissance $\beta-\gamma$ de ^{62}Ga ($N=Z=31$)	75
2.1 Motivations physiques	75
2.2 Principe de détection des rayonnements γ	79
2.2.1 Interaction des rayonnements γ dans la matière	79
2.2.2 Détecteurs Ge composites	81

2.2.3	Technique <i>add-back</i>	81
2.2.4	Résolution en énergie	82
2.3	Expérience JYFL05	83
2.3.1	Production et séparation	84
2.3.1.1	Guide d'ions à IGISOL	84
2.3.1.2	Purification isotopique	86
2.3.2	Dispositif expérimental de détection	88
2.3.2.1	Détection β	88
2.3.2.2	Détection γ	90
2.3.3	Electronique et acquisition des données	91
2.3.4	Cycles de mesure de décroissance	93
2.4	Analyse des données expérimentales	95
2.4.1	Etalonnage en énergie	96
2.4.2	Résolution en énergie des segments $CiEj$	108
2.4.3	Efficacité de détection γ	109
2.4.4	Probabilité d'interaction β	120
2.5	Nombre de noyaux ^{62}Ga	123
2.6	Analyse des spectres en énergie	128
2.6.1	Spectres de coïncidences β - γ	128
2.6.2	Spectres de coïncidences β - γ - γ	133
2.6.3	Aires des photopics γ	140
2.7	Rapports d'embranchement	142
2.7.1	Intensités I_γ	142
2.7.1.1	Intensités absolues	142
2.7.1.2	Valeurs adoptées	145
2.7.1.3	Intensités relatives	153
2.7.2	Intensité de la transition β analogue	155
2.8	Résultats et interprétation	158
2.8.1	Schéma de décroissance	158
2.8.2	Valeur $ft(^{62}\text{Ga})$ expérimentale	159
2.8.3	Valeur $Ft(^{62}\text{Ga})$	161
2.8.4	Statuts CVC et unitarité de la matrice CKM	163
2.8.5	Correction δ_M	164

3 Mesure de la durée de vie de ^{38}Ca ($N \approx Z = 20$) 167

3.1	État des connaissances	167
3.2	Protocole expérimental	168
3.2.1	Production et séparation des noyaux étudiés	169
3.2.2	Dispositif de détection	170
3.2.3	Cycles de mesure	172
3.2.4	Electronique et acquisition des données	173
3.3	Analyse des données	175
3.3.1	Sélection des cycles	176
3.3.2	Construction et ajustement des spectres de décroissance β	179
3.3.3	Résultats	181
3.3.4	Effets systématiques	186
3.3.4.1	Effets liés au temps mort	186

3.3.4.2	Effets liés aux conditions de détection	189
3.3.4.3	Effets en rapport avec la fluctuation de l'activité.....	193
3.3.4.4	Effets liés aux paramètres d'analyse	194
3.4	Interprétation des résultats	198
3.5	Conclusion et perspectives	200

Conclusion générale	199
----------------------------	------------

Liste des tableaux

Tab. 1.1 : Règles de sélection pour les transitions β permises.....	24
Tab. 1.2 : Classification des transitions β en fonction de la valeur $\log(ft)$	25
Tab. 1.3 : Types d'interactions faibles, constantes de couplage et opérateurs de transition associés.....	26
Tab. 1.4 : Couplages de l'interaction faible, l'opérateur de transition associé et sa projection chirale gauche.....	33
Tab. 1.5 : Courants vectoriels des interactions faible et électromagnétique pour le triplet d'isospin ($T = 1$).....	41
Tab. 1.6 : Classification des courants hadroniques faibles selon la symétrie de la G-Parité..	44
Tab. 1.7 : Classification des champs fermioniques	52
Tab. 2.1 : Rapports d'embranchement associés à la décroissance β^+ de ^{62}Ga	70
Tab. 2.2 : Caractéristiques des cycles de mesures de la décroissance $\beta-\gamma$ de ^{62}Ga	95
Tab. 2.3 : Transitions γ utilisées pour l'étalonnage en énergie des détecteurs Ge issues des sources	97
Tab. 2.4 : Transitions γ caractéristique du fond et incluses dans l'étalonnage en énergie des détecteurs Ge.	97
Tab. 2.5 : Coefficients d'étalonnage en énergie pour les 10 segments Ge.	100
Tab. 2.6 : Raies γ identifiées et attribuées à la décroissance β des contaminants $A = 62,63$.	103
Tab. 2.7 : Résolution en énergie des cristaux Ge et déplacement en canaux du centroïde du pic γ à 511 keV	108
Tab. 2.8 : Efficacité de détection photopic totale en mode <i>add-back</i>	118
Tab. 2.9 : Distances source β – détecteurs Ge	120
Tab. 2.10 : Efficacité géométrique de détection β pour les cristaux et <i>Clovers</i> Ge évaluée par simulation Monte Carlo.....	122
Tab. 2.11 : Nombre de noyaux ^{62}Ga produits.....	126
Tab. 2.12 : Energies et intensités absolues des raies γ identifiées et assignées à la décroissance β de ^{62}Ga	145
Tab. 2.13 : Récapitulatif des énergies et intensités des raies γ consécutives à l'émission β de ^{62}Ga	153
Tab. 3.1 : Caractéristiques des systèmes d'acquisition de l'expérience IS437b.	174
Tab. 3.2 : Résultats obtenus pour la durée de vie de ^{38}Ca	181
Tab. 3.3 : Paramètres utilisés dans l'analyse des données de décroissance β de ^{38}Ca	195
Tab. 3.4 : Valeurs connues sur la période β de l'isotope ^{38}Ca	201

Table des figures

Fig. 1.1 : Violation de l'invariance par réflexion dans la désintégration β nucléaire..	29
Fig. 1.2 : Diagramme de Feynman de la désintégration β nucléaire sans mésons virtuels.....	36
Fig. 1.3 : Diagramme de Feynman de la désintégration β nucléaire avec échange de pions...	36
Fig. 1.4 : Couplage électromagnétique d'un photon γ à un proton.....	38
Fig. 1.5 : Couplage faible d'une paire de leptons (e^+, ν_e) à un nucléon.....	38
Fig. 1.6 : Contribution des processus d'ordre supérieur à la diffusion ($e-\nu_e$).....	46
Fig. 1.7 : Couplage des courants neutres dans la diffusion ($e-\nu_\mu$).....	47
Fig. 1.8 : Corrections radiatives d'ordre α	60
Fig. 1.9 : Corrections radiatives d'ordre $Z\alpha^2$	61
Fig. 1.10 : Corrections dépendant de la structure nucléaire.....	64
Fig. 1.11 : Valeurs ft expérimentales mesurées avec la plus grande précision.....	67
Fig. 1.12 : Valeurs Ft ($0^+ \rightarrow 0^+$, $T = 1$) pour les 12 transitions super-permises de Fermi les plus précises.....	67
Fig. 1.13 : Ensemble des valeurs Ft connues pour les transitions super-permises ($0^+ \rightarrow 0^+$, $T = 1$) avec ($10 \leq A \leq 98$).....	68
Fig. 1.14 : Valeurs des éléments V_{ud} et V_{us} de la matrice CKM.....	73
Fig. 2.1 : Durée de vie moyenne du noyau ^{62}Ga	76
Fig. 2.2 : Schéma de décroissance β - γ de ^{62}Ga	77
Fig. 2.3 : Guide d'ions à IGISOL.....	85
Fig. 2.4 : Région $27 \leq Z \leq 31$ de la carte des noyaux.....	86
Fig. 2.5 : L'ensemble IGISOL-JYFLTRAP à l'Université de Jyväskylä en Finlande.....	87
Fig. 2.6 : Dispositif de détection de l'expérience JYFL05.....	89
Fig. 2.7 : Photographie du dispositif de détection.....	90
Fig. 2.8 : Représentation chronologique du cycle IGISOL.....	94
Fig. 2.9 : Précision de l'étalonnage en énergie des segments Ge.....	99
Fig. 2.10 : Déplacement en canaux de la position du pic γ à 511 keV	101
Fig. 2.11 : Nature du phénomène de dérive pour le cristal C2E2.....	102
Fig. 2.12 : Spectre somme en énergie γ dans la désintégration β de ^{62}Ga en mode <i>direct</i>	104
Fig. 2.13 : Précision en énergie des raies γ pour les spectres <i>add-back</i>	105
Fig. 2.14 : Spectres en énergie <i>add-back</i> au voisinage de la raie γ à 2615 keV	106
Fig. 2.15 : Spectre somme en énergie γ non-conditionné en mode <i>add-back</i>	107
Fig. 2.16 : Résolution des raies γ après étalonnage en énergie des détecteurs Ge pour les modes <i>direct</i> et <i>add-back</i>	109
Fig. 2.17 : Contribution du fond aux comptages enregistrés pour les raies γ caractéristiques de la source ^{228}Th	111
Fig. 2.18 : Effet de la soustraction du fond sur les efficacités individuelles des raies γ à 583 et 2615 keV	112
Fig. 2.19 : Ajustement des efficacités de détection photopic pour les cristaux Ge.....	113
Fig. 2.20 : Valeurs du paramètre de la pente pour les cristaux et <i>Clovers</i> Ge.....	114
Fig. 2.21 : Ajustement des efficacités de détection des <i>Clovers</i> 1 et 2 pour la série <i>Trap1</i>	114
Fig. 2.22 : Ajustement des efficacités de détection du <i>Clover</i> 3 pour les séries <i>Trap1</i> et 2.....	115
Fig. 2.23 : Efficacité de détection photopic totale.....	119

Fig. 2.24 : Illustration du pile-up β - γ pour les cristaux Ge du <i>Clover 1</i>	121
Fig. 2.25 : Détermination du nombre de noyaux ^{62}Ga par ajustement du spectre H_{rad}	121
Fig. 2.26 : Détermination du nombre de noyaux ^{62}Ga par ajustement du spectre $H_{col-rad}$	127
Fig. 2.27 : Détermination du nombre de noyaux ^{62}Ga par ajustement du spectre H_{col}	127
Fig. 2.28 : Spectre en temps du cristal <i>C1E1</i> et effet de la coïncidence prompte β - γ	129
Fig. 2.29 : Spectre de décroissance β - γ de ^{62}Ga pour la série <i>Trap</i> en mode <i>add-back</i>	131
Fig. 2.30 : Spectre de décroissance β - γ de ^{62}Ga pour la statistique totale en mode <i>add-back</i>	132
Fig. 2.31 : Spectre de décroissance β - γ de ^{62}Ga conditionné par la raie γ à 954 keV en mode <i>add-back</i>	134
Fig. 2.32 : Spectre de décroissance β - γ de ^{62}Ga conditionné par la raie γ à 954 keV en mode <i>direct</i>	136
Fig. 2.33 : Spectres de décroissance β - γ de ^{62}Ga conditionnés par les raies γ à 1388, 2227, 851, 1852 et 1420 keV en mode <i>add-back</i>	138
Fig. 2.34 : Spectres de décroissance β - γ de ^{62}Ga conditionnés par les raies γ à 1388, 2227, 851 et 1852 keV en mode <i>direct</i>	139
Fig. 2.35 : Ajustement gaussien opéré sur le pic γ à l'énergie 954 keV.....	141
Fig. 2.36 : Intensité absolue de la transition γ à 954 keV.....	147
Fig. 2.37 : Intensité absolue de la transition γ à 1388 keV.....	149
Fig. 2.38 : Intensités absolues des transitions γ à 851 et 2227 keV.....	152
Fig. 2.39 : Intensité de la transition γ à 1852 keV.....	153
Fig. 2.40 : Intensités relatives des transitions γ à 851, 1388, 1852 et 2227 keV.....	154
Fig. 2.41 : Schéma de décroissance β - γ établi pour ^{62}Ga	159
Fig. 2.42 : Validité de l'hypothèse CVC.....	162
Fig. 2.43 : Comparaison des valeurs connues sur la correction théorique δ_{IM}^1 pour ^{62}Ga	165
Fig. 3.1 : L'installation ISOLDE au CERN.....	170
Fig. 3.2 : Dispositif de détection utilisé durant l'expérience IS437b.....	171
Fig. 3.3 : Chronogramme d'un cycle de mesure de la décroissance β de ^{38}Ca	172
Fig. 3.4 : Ajustement du spectre en temps d'un <i>run</i> mesurant la décroissance de ^{38}Ca	180
Fig. 3.5 : Durées de vie de ^{38}Ca obtenues pour le lot 1 (temps mort fixé à 2 μs).....	182
Fig. 3.6 : Paramètres χ^2 normalisés associés aux <i>runs</i> mesurant la durée de vie de ^{38}Ca pour le lot 1.....	182
Fig. 3.7 : Durées de vie de ^{38}Ca obtenues pour les lots 2 et 3 (temps morts fixés à 8 et 100 μs) et paramètres χ^2 normalisés associés.....	184
Fig. 3.8 : Evolution de l'activité initiale moyenne en fonction du numéro de <i>run</i>	185
Fig. 3.9 : Effet du temps mort sur la période β mesurée pour ^{38}Ca	187
Fig. 3.10 : Echec de l'ajustement des spectres en temps pour les <i>runs</i> 26 et 54.....	188
Fig. 3.11 : Vérification des effets systématiques dans la mesure de la période β de ^{38}Ca	190
Fig. 3.12 : Effets des conditions de détection sur la période β mesurée pour ^{38}Ca	191
Fig. 3.13 : Effet de l'activité de l'échantillon $^{38}\text{CaF}^+$ sur la période β mesurée pour ^{38}Ca	193
Fig. 3.14 : Influence des critères de sélection sur la période β mesurée pour ^{38}Ca	195
Fig. 3.15 : Effets des coupures en temps sur la période β mesurée pour ^{38}Ca	197
Fig. 3.16 : Schéma de décroissance de ^{38}Ca	201
Fig. 3.17 : Comparaison des valeurs connues sur la durée de vie de ^{38}Ca	202

Introduction

Depuis sa formulation définitive vers le début des années 70, le Modèle Standard (SM) a étonné par la précision de ses prédictions quantitatives, confirmées à maintes reprises. Avec la mise en évidence expérimentale du dernier et plus lourd des quarks (top) en 1995, le SM s'est distingué comme la plus crédible des théories de jauge modernes qui englobe aujourd'hui au mieux l'ensemble de nos connaissances sur les trois interactions fondamentales opérant à l'échelle des particules élémentaires. Le fait que le SM puisse effectivement accommoder de nombreux phénomènes et processus physiques doit être considéré comme un succès mais bons nombres des hypothèses sur lesquelles reposent ces fondements suscitent également des interrogations. Devant celles-ci, il reste incapable de fournir des explications satisfaisantes. Les failles invoquées sont nombreuses dont on peut citer : l'appel à un grand nombre de paramètres libres, l'absence d'explication du nombre de générations de fermions et le problème d'hierarchie (de masse) entre les familles. La liste s'étend à l'absence d'indication sur l'origine de la violation de la parité par l'interaction faible ou encore à la supposition d'une masse nulle pour les neutrinos. L'une des objections les plus controversées faites au SM est certainement l'introduction à la main du mécanisme de Higgs pour la génération de masse. Notons que le boson de Higgs physique, dont la masse n'est pas prédite, n'a toujours pas été observé. Ensuite, le SM n'est pas et contrairement à ce que l'on peut penser une théorie unificatrice. Il résulte en réalité d'une juxtaposition de la QCD* et de la théorie électrofaible de GSW†. Les insuffisances évoquées et bien d'autres suggèrent que le SM est une bonne approximation ou limite effective (de basse énergie) d'une théorie plus complète qui reste à construire.

L'effort massif que stimule ce sujet de recherche au niveau de la communauté des physiciens théoriciens comme expérimentateurs montre son importance pour la compréhension du Modèle Standard et éventuellement la mise en évidence d'une nouvelle physique. Dans ce contexte, on ne peut s'empêcher de mentionner que les premiers effets au-delà du SM minimal sont déjà là. Les résultats d'expériences récentes [Fuk98] montrent des transitions de saveurs de neutrinos, interprétées en termes d'oscillations entre ces derniers, impliquent la non-nullité de masse pour ces leptons neutres. Du point de vue théorique, une extension du SM original s'impose. Les théories au-delà du SM constituent un champ d'investigation important. Elles proposent des réponses techniques aussi ambitieuses les unes que les autres. La grande unification ou encore la super-symétrie en sont des exemples.

Par le test du Modèle Standard à basse énergie, on sous-entend le test des symétries fondamentales du modèle plutôt que la vérification de sa consistance théorique [Nav03]. L'objectif principal auquel aspirent les expériences de précision dans ce domaine énergétique est de trouver des déviations par rapport aux prédictions du SM. Ces déviations peuvent être alors l'indicateur d'une nouvelle physique.

La richesse de la structure du Modèle Standard est sans doute sa capacité à prédire un large éventail de phénomènes physiques effectivement observés. On s'intéressera particulièrement au secteur électrofaible du SM où la matrice de mélange de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) pour les quarks permet des transitions de saveurs via les interactions de courants chargés. Les valeurs des éléments de cette matrice ne sont pas

* QCD : Quantum ChromoDynamics. Théorie de jauge de l'interaction forte.

† GSW : Théorie de jauge unificatrice des interactions faible et électromagnétique élaborée par Glashow, Salam et Weinberg.

prédites dans le cadre théorique du SM ; c'est à l'expérience qu'incombe la tâche de les déterminer. En revanche, la matrice CKM se doit de satisfaire à la contrainte d'unitarité. Les plus précisément déterminés parmi ses éléments sont ceux de la première ligne, dont le plus important est l'élément (V_{ud}) faisant intervenir les quarks les plus légers (u et d). Depuis quelques temps, un certain doute subsiste sur l'unitarité de cette matrice, à un niveau de certitude suffisant pour mettre le SM en danger.

L'apparente déviation quant à l'unité constatée (~ 2 déviations standards), si confirmée, pourrait être interprétée comme un signe annonciateur d'une nouvelle physique. Du point de vue théorique, la remise en question de certains fondements du SM est reliée à des concepts au-delà du SM. Les spéculations les plus exotiques telles la participation des courants droits à l'interaction faible ou encore l'existence d'un boson Z additionnel sont alors invoquées. Ces alternatives séduisantes ont mobilisé un effort expérimental et théorique considérable afin d'améliorer la précision sur la somme de l'unitarité.

Sur le plan expérimental, les tests du SM à basse énergie ont ravivé l'intérêt pour l'étude d'une classe de désintégrations β nucléaires appelées transitions super-permises de Fermi. La raison est que, à l'état actuel des connaissances, la mesure des forces (ft) de ces transitions constitue l'outil le plus précis pour déterminer la valeur de l'élément V_{ud} . Les transitions super-permises de Fermi analogues ($0^+ \rightarrow 0^+$) présentent l'avantage de dépendre uniquement de l'interaction faible de type vectoriel, du fait des règles de sélection. L'étude systématique de ces transitions offre avant tout la possibilité de vérifier les prescriptions de la formulation ($V-A$) pour l'interaction faible selon lesquelles le courant vectoriel hadronique serait conservé (hypothèse CVC). En conséquence directe de cette hypothèse, la constante de couplage vectoriel (G_V) ne serait pas renormalisée par les interactions fortes. Cela implique en particulier l'indépendance de la force d'une transition super-permise vis-à-vis de l'émetteur considéré. Par ailleurs, l'association de G_V à la constante de décroissance du muon donnerait directement une valeur à l'élément V_{ud} .

Cependant, comme les processus considérés font intervenir le milieu nucléaire, des corrections radiatives et nucléaires doivent être apportées à la force de transition mesurée. Parmi les moins maîtrisées de ces corrections sont celles qui dépendent de la structure nucléaire. Elles relèvent principalement de l'œuvre des interactions nucléaires ne conservant pas la symétrie de l'isospin. L'évaluation de ces corrections repose sur des approches phénoménologiques type modèle en couches ou encore champ moyen (HF, HFB...), inhérentes à la description des processus se produisant à basses énergies (domaine de la physique nucléaire). Ces corrections ne sont pas complètement comprises ni d'ailleurs maîtrisées à défaut de connaître la forme exacte de la force nucléaire. Néanmoins, elles s'accordent sur la prédiction de valeurs relativement importantes pour les émetteurs β^+ de Fermi de masse moyenne ($18 \leq A \leq 42$, $T_Z = -1$) et les émetteurs lourds ($A \geq 62$, $T_Z = 0$). La comparaison des forces de transition corrigées pour de tels noyaux à la prédiction de l'hypothèse CVC constitue donc un moyen incontournable pour mettre à l'épreuve la fiabilité de ces modélisations théoriques.

Les isotopes déficitaires en neutrons ^{62}Ga et ^{38}Ca constituent deux candidats clés pour ces tests. Afin de situer les transitions super-permises dans ces noyaux sur la carte des valeurs ft ($0^+ \rightarrow 0^+$, $T = 1$), nous avons mené une campagne expérimentale dans le but de mesurer les observables nécessaires à l'établissement de leurs forces de transition. Ce travail de thèse porte sur deux études de haute précision concernant ces émetteurs β^+ : la détermination du rapport d'embranchement de la transition analogue pour le premier et la durée de vie pour le deuxième.

Le présent manuscrit est structuré autour de trois chapitres principaux. Dans le premier, opposé à une description opératoire, nous avons choisi de retracer les grandes lignes ayant permis le développement de la théorie des interactions faibles. C'est l'approche historique qui est privilégiée. Le lecteur remarquera un va et vient incessant entre théorie et expérience qui caractérise l'histoire de cette physique. Tout au long de cet exposé, les propriétés de l'interaction faible sont dégagées et les outils nécessaires pour accomplir les tests de précision y sont explicités. On aura également l'occasion de présenter une compilation des données disponibles au début de notre travail qui permettra d'une part de localiser les candidats étudiés et d'autre part le problème de l'unitarité.

Le deuxième chapitre décrit l'expérience JYFL05 réalisée auprès du séparateur en ligne IGISOL en Finlande qui a rendu possible l'étude de la radioactivité β - γ du noyau ^{62}Ga . La technique adoptée pour analyser les données recueillies est y développée. Les résultats auxquels aboutit cette analyse sont alors comparés à ceux connus de la littérature.

Le troisième chapitre est consacré à l'expérience IS437b qui a eu pour but d'améliorer la précision sur la durée de vie de ^{38}Ca . Cette expérience a été menée auprès du site ISOLDE au CERN. Une approche similaire de présentation est adoptée et conduira au final au résultat préliminaire obtenu pour l'observable mesurée.

Chapitre 1

Théorie des interactions faibles

Ce chapitre se veut introductif au cadre théorique qui sous-tend le travail expérimental exposé dans ce rapport. Le lecteur est prié de se reporter aux références [Bec84, Sho66, Gre93, Wu96] pour une description plus complète.

Nous commençons par rappeler le modèle de Fermi où on s'essaiera à exposer les grands traits liés à la description théorique du phénomène de la radioactivité β ainsi que les succès et l'insuffisance de ce modèle. Nous présentons par la suite la *théorie V-A*, largement construite à partir des données expérimentales. Elle a été proposée par Marshak et Sudarshan puis développée par Gell-Mann et Feynman en incorporant le concept de chiralité. L'une des hypothèses importantes de la formulation V-A pour l'interaction faible est la conservation du courant vectoriel (CVC). On verra que ces théories effectives (Fermi, V-A) ne sont valables pour la description des processus faibles qu'à basse énergie ou à faible moment transféré (domaine de la physique nucléaire). Ceci nous mènera à introduire la théorie de jauge unificatrice des interactions faible et électromagnétique de Glashow, Salam et Weinberg, communément appelée Modèle Standard électrofaible. Le mélange des quarks par leur saveur et par l'interaction faible est pris en compte dans le Modèle Standard par le biais de la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM). Cette dernière doit satisfaire à la contrainte d'unitarité.

1.1 Interaction universelle de Fermi

On s'attachera, dans un premier temps, à décrire la désintégration β^+ comme un exemple de l'œuvre de l'interaction faible dans les noyaux et cela dans le cadre théorique du modèle de Fermi. On s'essaiera ensuite à dégager les propriétés essentielles de l'interaction faible telles que révélées par les travaux expérimentaux, tout en présentant les opérateurs susceptibles de décrire le phénomène de l'émission β . On justifiera, par la suite, la restriction de la description théorique de l'interaction faible à l'action de deux opérateurs uniquement. Ceci conduira à une nouvelle formulation simplifiée de la théorie de la désintégration β appelée *théorie V-A*. Cette théorie permet aujourd'hui de rendre compte de beaucoup de processus régis par l'interaction faible et se produisant à basse énergie. La convention ($\hbar = c = 1$) sera de rigueur sauf lors de la présentation des valeurs numériques des constantes de couplage.

1.1.1 Modèle de Fermi

Le point de départ pour construire une théorie quantique de l'interaction faible dont la seule manifestation connue au début du siècle dernier était l'émission β nucléaire est l'analogie entre les interactions faible et électromagnétique. E. Fermi s'inspire du succès de l'électrodynamique quantique (QED) et suppose que les interactions faibles ont un caractère vectoriel (cf. paragraphe 1.1.1.6) et sont aussi de type courant-courant. En s'appuyant sur l'hypothèse de l'existence du neutrino suggérée par W. Pauli, Fermi propose de construire le

terme d'interaction dans l'Hamiltonien de la désintégration β à partir des fonctions d'ondes des quatre particules (2 nucléons, 2 leptons) participant au processus de décroissance.

1.1.1.1 Couplage à quatre fermions

La très courte portée de l'interaction faible ($\sim 10^{-18} m$) suggère une interaction de contact entre les quatre fermions partenaires dans une désintégration β . Par ailleurs, la théorie doit être relativiste étant donné que les énergies cinétiques emportées par les leptons (e, ν_e) excèdent largement leurs masses (m) au repos. Ceci impose que la fonction d'onde de chaque fermion (proton p , neutron n , électron e et neutrino ν_e) soit un spineur ψ (à 4 composantes) qui obéit à l'équation de Dirac :

$$\left(i\gamma^\mu \frac{\partial}{\partial x^\mu} - m_k \right) \psi_k(x) = 0, \quad k = p, n, e, \nu_e \quad (1.1)$$

où x représente les coordonnées de l'espace-temps.

Le terme d'interaction dans l'Hamiltonien de la désintégration β^+ ($p \rightarrow n e^+ \nu_e$)*, tel que proposé par Fermi, a pour expression [Fer34] :

$$H_{\beta^+}^{int} = G_F (\bar{\psi}_n(x) \gamma^\mu \psi_p(x)) \cdot (\bar{\psi}_{\nu_e}(x) \gamma_\mu \psi_e(x)) + hc = G_F J_h^{\mu,+}(x) \cdot J_\mu^l(x) \quad (1.2)$$

où $\bar{\psi}_n$ et $\bar{\psi}_{\nu_e}$ sont les spineurs adjoints (de Dirac) du neutron et du neutrino créés, le terme hc renvoie à l'hermitique conjugué de H^{int} et γ^μ est l'opérateur (matrice de Dirac) engendrant la transition. La constante de couplage de Fermi G_F caractérise la "force" de l'interaction. Elle est déterminée expérimentalement et vaut [Sev06] :

$$G_F / (\hbar c)^3 = 1.16639 (1) \times 10^{-5} GeV^{-2} \quad (1.3)$$

Dans la deuxième partie de la relation 1.2, nous avons exprimé l'Hamiltonien d'interaction (H^{int}) en fonction des quadrivecteurs de courant faible hadronique $J_h^{\mu,+}$ et leptonique J_μ^l ($\mu = 0, 1, 2, 3$). Les courants faibles qui interviennent au cours du processus de décroissance β^+ (β^-) sont chargés étant donné que les charges qu'ils véhiculent changent d'une unité (de charge électrique élémentaire e). Pour le courant hadronique $J_h^{\mu,+} = \bar{\psi}_n \gamma^\mu \psi_p$, par exemple, la charge augment d'une unité e :

$$\Delta Q_h = Q(p) - Q(n) = +1 \quad (1.4)$$

On notera que les quatre champs fermioniques (ψ) sont évalués au même point de l'espace-temps : il s'agit donc d'une interaction de contact. Par ailleurs, l'Hamiltonien d'interaction (H^{int}) de la relation 1.2 est invariant sous les transformations de Lorentz.

* En mécanique quantique, du point de vue opérationnel (création et annihilation de particules), la désintégration β^+ ($p \rightarrow n e^+ \nu_e$) est un processus équivalent à la capture d'un électron orbital par le noyau CE ($p + e^- \rightarrow n + \nu_e$). La densité d'Hamiltonien exprimée dans la plupart des ouvrages est celle de la CE.

1.1.1.2 Transitions β permises

Toutes les grandeurs observables de la désintégration β s'obtiennent à partir de la densité d'Hamiltonien H_β (relation 1.2). En utilisant la théorie des perturbations (l'interaction mise en jeu est faible $\cong 10^{-5} GeV^{-2}$ ce qui justifie le recours à un traitement perturbatif), l'amplitude de la probabilité de transition ($P_{i \rightarrow f}$) entre deux états nucléaires initial $|i\rangle$ et final $|f\rangle$ est donnée par l'expression suivante [Sho66] :

$$P_{i \rightarrow f} = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle f | H_\beta^{\text{int}} | i \rangle|^2 \rho(E_f) \quad (1.5)$$

avec $\rho(E_f)$ la densité d'états accessibles dans le noyau fils. Cette densité est calculée à partir du bilan cinématique de la désintégration. En supposant le neutrino de masse nulle [Fer34], elle s'écrit :

$$\rho(E_f) = p_e E_e (W_0 - E_e)^2 F(Z, E_e) dE_e \quad (1.6)$$

où W_0 est la différence de masse entre les noyaux initial et final en négligeant le recul du noyau. Les termes E_e et p_e désignent respectivement l'énergie et l'impulsion du positon (électron). La fonction $F(Z, E_e)$ tient compte de l'interaction électromagnétique du positon (électron) avec le noyau final. Elle est appelée fonction de Fermi. Son calcul analytique est seulement possible pour un potentiel coulombien pur (en $1/r$) et en supposant un noyau ponctuel. Dans la réalité, les électrons du cortège atomique produisent un "effet d'écran" et la distribution de la charge nucléaire est non ponctuelle. La fonction de Fermi est alors calculée numériquement et ses valeurs sont généralement tabulées [Dis52].

L'élément de la matrice de transition de la relation 1.5 comporte deux parties :

- **La partie leptonique** : les spineurs du positon et du neutrino émis. En négligeant l'interaction du neutrino avec le noyau final, une onde plane (relation 1.7.a) peut être substituée à la dépendance spatiale de la fonction d'onde du neutrino. Cette approximation serait grossière pour le positon étant donné que celui-ci est soumis à l'action du champ coulombien du noyau : des corrections radiatives doivent être apportées. Ces corrections seront abordées plus amplement dans le paragraphe 1.3.2. Le volume d'intégration est le noyau puisque les quatre fermions subissent une interaction de contact. L'impulsion emportée par les leptons (p) est de l'ordre de quelques MeV/c ; l'onde de de Broglie associée est alors beaucoup plus grande que le rayon nucléaire. De ce fait, les termes d'ordre élevé dans le développement de l'exponentielle (relation 1.7.b) pour la partie leptonique décroissent rapidement et leur contribution devient négligeable.

$$\psi_e \approx u_e \exp(-i \vec{p}_e \cdot \vec{r}) \quad , \quad \psi_{\nu_e} \approx u_{\nu_e} \exp(i \vec{p}_{\nu_e} \cdot \vec{r}) \quad (1.7.a)$$

et :

$$\psi_{\nu_e}^+ \psi_e \approx \exp(-i \vec{p}_l \cdot \vec{r}) = 1 - i \vec{p}_l \cdot \vec{r} + \dots \quad (1.7.b)$$

- **La partie hadronique** : les nucléons (n, p) étant non-relativistes dans la désintégration β nucléaire, les termes hadroniques prépondérants dans l'élément de matrice de transition de la relation 1.5 sont ceux qui proviennent des opérateurs non-relativistes. L'interaction proposée par Fermi utilise l'opérateur γ^0 dont la limite non-relativiste est l'opérateur identité I (cf. paragraphe 1.1.1.6).

En tenant compte des considérations ci-dessus, il est possible de définir les transitions β qui se produisent avec la plus grande probabilité, appelées transitions permises. L'élément de matrice nucléaire (cf. relation 1.5) se simplifie à :

$$\langle f | H_{\beta^+}^{\text{int}} | i \rangle = \langle f | (\psi_n^+ \psi_p) \cdot (\psi_{\nu_e}^+ \psi_e) | i \rangle \cong \langle f | \psi_n^+ \psi_p | i \rangle \quad (1.8)$$

1.1.1.3 Règles de sélection de Fermi

Dans le formalisme de l'isospin, la destruction d'un proton dans l'état initial et la création d'un neutron dans l'état final, dans la relation 1.8, est équivalente à l'action de l'opérateur d'annihilation τ_- défini à l'aide des relations suivantes :

$$\tau_- | p \rangle = | n \rangle \quad \text{et} \quad \tau_- | n \rangle = | 0 \rangle \quad (1.9)$$

Par généralisation, l'élément de matrice de transition M_{if} de la relation 1.8 peut alors se réécrire comme :

$$M_{if} = \langle f | H_{\beta^+}^{\text{int}} | i \rangle \equiv \langle f | \sum_{k=1}^A \tau_-(k) | i \rangle \quad (1.10)$$

où la somme sur k est étendue à tous les nucléons A du noyau (Z protons et N neutrons).

Les états nucléaires initial $|i\rangle$ et final $|f\rangle$ sont caractérisés par les bons nombres quantiques associés aux symétries de l'Hamiltonien décrivant le système, à savoir le moment cinétique total J et sa projection J_z sur l'axe de quantification (Oz), l'isospin total T et sa troisième composante T_z et la parité π . L'élément de matrice de transition M_{if} n'est pas nul uniquement si ces nombres quantiques satisfont à des conditions spécifiques appelées règles de sélection. Celles-ci sont déduites par application du théorème de Wigner-Eckart à l'opérateur de transition. Les règles de sélection correspondant aux transitions β de type Fermi permises se résument de la façon suivante :

$$\begin{aligned} \Delta J &= |J_i - J_f| = 0 \\ \Delta T &= 0 \quad \text{et} \quad T_{z_f} = T_{z_i} \pm 1 \quad \text{sauf} \quad (T_i = 0 \rightarrow T_f = 0) \quad \text{interdite} \\ \Delta \pi &= \pi_i \pi_f = + \end{aligned} \quad (1.11)$$

1.1.1.4 Durée de vie comparée

La probabilité de transition par unité de temps différentielle $\lambda_{i \rightarrow f}(E_e) dE_e$ est donnée par la relation 1.5, elle s'écrit :

$$\lambda_{i \rightarrow f}(E_e) dE_e = \frac{G_F^2}{2\pi^3} |M_{if}|^2 F(Z, E_e) p_e E_e (W_0 - E_e)^2 dE_e \quad (1.12)$$

L'intégration de cette expression – souvent appelée “règle d'or” de Fermi – sur le spectre β permet de définir l'intégrale de Fermi, qui est une quantité indépendante de l'état nucléaire, comme :

$$f(Z, W_0) = \int_{m_e}^{W_0} F(Z, E_e) p_e E_e (W_0 - E_e)^2 dE_e \quad (1.13)$$

L'intégrale de Fermi est aussi appelée facteur d'espace de phase. Son calcul montre qu'elle dépend fortement ($f \propto W_0^5$) de l'énergie maximale emportée par le lepton chargé.

Une observable caractéristique de la désintégration β nucléaire est la durée de vie partielle t d'un état. Elle est déduite à partir de la probabilité de transition par unité de temps $\lambda_{i \rightarrow f}$ (ou taux de désintégration) comme :

$$t = \frac{\ln 2}{\lambda_{i \rightarrow f}} \quad (1.14)$$

Lors d'une décroissance β , un ou plusieurs états peuvent être peuplés dans le noyau fils. On parle alors de durée de vie moyenne (ou totale) du noyau précurseur, et cela au regard du processus d'émission β [Vol03]. La durée de vie totale $T_{1/2}$ est reliée au taux de désintégration total $\sum_f \lambda_{i \rightarrow f}$ d'une façon analogue à l'expression 1.14. Avec le rapport d'embranchement de la transition considérée $B.R._{i \rightarrow f}$, la durée de vie moyenne $T_{1/2}$ est mesurée expérimentalement. Ces deux observables permettent par ailleurs de déterminer la durée de vie partielle t grâce à la formule suivante :

$$t = \frac{T_{1/2}}{B.R._{i \rightarrow f}} \quad (1.15)$$

Les valeurs des durées de vie moyennes $T_{1/2}$ expérimentales s'étendent sur une large plage de variations [$10^{-3} s - 10^{14}$ années]. Les transitions β sont généralement caractérisées par leur durée de vie comparée ft , définie à partir des relations 1.12 et 1.14, plutôt que par leur durée de vie moyenne :

$$f(Z, W_0) \cdot t = \frac{2\pi^3 \ln 2}{G_F^2 |M_{if}|^2} \quad (1.16)$$

Cette caractérisation (ft) présente l'avantage de distinguer explicitement entre [Wu96] :

- d'une part, la dépendance de la probabilité de transition $\lambda_{i \rightarrow f}$ en les caractéristiques des états nucléaires considérés. La durée de vie comparée ft permet entre autre de fournir une valeur à l'élément de matrice nucléaire M_{if} .
- et d'autre part, l'influence de l'énergie maximale W_0 (ou l'espace de phase disponible) sur la durée de vie de la transition t est séparée de l'effet coulombien qui varie avec le nombre atomique Z du noyau fils.

1.1.1.5 Limites du modèle

L'observation d'une transition β^- permise (${}^6\text{He} \rightarrow {}^6\text{Li} e^- \bar{\nu}_e$) dont les caractéristiques ($\Delta J = 1$ et $\Delta \pi = +$) violaient les règles de sélection de Fermi marqua l'insuffisance de la théorie proposée par Fermi. G. Gamow et E. Teller [Gam36] suggérèrent alors la dépendance en spin nucléaire de certaines transitions β . Pour générer cette classe de transitions, ils proposèrent d'introduire un autre opérateur non-relativiste $\vec{\sigma}$ (matrices de Pauli). Les transitions

correspondantes sont dites de type Gamow-Teller et leur est associée la constante de couplage G_{G-T} . Le tableau 1.1 résume les règles de sélection pour les transitions β permises. On notera que les interactions de Gamow-Teller sont l'analogie de l'interaction magnétique dans l'électromagnétisme : comme celle-ci, elles dépendent du spin des particules.

De manière générale, l'élément de matrice nucléaire d'une désintégration β peut comporter deux termes : un terme de Fermi M_F et un terme de Gamow-Teller M_{GT} . Pour une désintégration β^+ par exemple, ces deux termes s'écrivent :

$$M_F = \langle f | \sum_k \tau_-(k) | i \rangle \quad \text{et} \quad M_{GT} = \langle f | \sum_k \vec{\sigma}(k) \tau_-(k) | i \rangle \quad (1.17)$$

Pour la plupart des désintégrations β , ces deux types de transitions sont présents mais avec des intensités ou forces différentes. De ce fait, l'expression généralisée du carré de l'élément de matrice nucléaire (cf. relation 1.10) est la suivante :

$$|M_{if}|^2 = G_F^2 |M_F|^2 + G_{G-T}^2 |M_{G-T}|^2 \quad (1.18)$$

$\Delta J = J_i - J_f $	$\Delta \pi = \pi_i \pi_f$	$\Delta T = T_i - T_f $	$\Delta T_z = T_{z_f} - T_{z_i}$	Type de transition
0	+	0 (sauf $0 \rightarrow 0$)	± 1	Fermi pure
$0, \pm 1$ (sauf $0 \rightarrow 0$)	+	0, 1 (sauf $0 \rightarrow 0$)	± 1	Gamow-Teller pure

Tab. 1.1 : Règles de sélection sur le moment angulaire total J , la parité π et l'isospin total T pour les transitions β permises.

Nous avons vu (cf. paragraphe 1.1.1.2) que la longueur d'onde associée aux leptons, émis lors d'une décroissance β , est généralement très grande comparée au rayon nucléaire. La fonction d'onde de ces leptons (e, ν_e) peut être alors considérée comme indépendante de la distance r qui les sépare du centre du noyau. Dans la limite ($r \rightarrow 0$), le terme leptonique de la relation 1.7.b se comporte comme suit :

$$\psi_{\nu_e}^+ \psi_e \approx \exp(-i \vec{p}_l \cdot \vec{r}) \propto (k.r)^l \quad (1.19)$$

où k désigne le nombre d'onde et l le moment angulaire orbital emporté par les leptons. L'indépendance en r de la fonction d'onde leptonique requiert que l soit nul : les transitions correspondantes sont qualifiées de permises. En revanche, pour tout $l = n$ et $n \neq 0$ on parle de transitions $n^{\text{ème}}$ interdites. Ces transitions ne sont pas interdites au strict sens du terme mais elles se produisent avec des probabilités beaucoup plus faibles que celles associées aux transitions permises. On notera qu'à cause des règles de sélection strictes (mêmes nombres quantiques pour les états initial et final, à l'exception de T_z qui change d'une unité), les transitions permises de Fermi relient uniquement les états isobariques analogues (I.A.S). Ces transitions sont qualifiées de super-permises. Le tableau 1.2 ci-dessous, tiré des références [Sho66, Wu96], résume les types de transitions β en fonction du logarithme de leurs forces de transition ft .

log(ft)	Type de transitions	Règles de sélection	
		ΔI	$\Delta \pi$
2.9 – 3.7	Super-permises	0, ± 1	+
4.4 – 6.0	Permises	0, ± 1	+
6.0 – 10	1 ^{ère} Interdites	0, ± 1 , ± 2	–
10 – 13	2 ^{ème} Interdites	± 2 , ± 3	+
> 15	3 ^{ème} Interdites	± 3 , ± 4	–

Tab. 1.2 : Classification des transitions β par leur probabilité d'occurrence en fonction de l'ordre de grandeur de la valeur $\log(ft)$. Les règles de sélection sur le spin I total des leptons et la parité π sont également données [Sho66, Wu96].

La théorie proposée par Fermi a permis d'expliquer de façon simple la radioactivité β , première manifestation de l'interaction faible. Si le processus d'émission β^+ n'était pas encore connu à l'époque, ce modèle contenait déjà les ingrédients nécessaires pour le décrire de manière satisfaisante avant qu'il ne soit découvert par F. Joliot et I. Curie en étudiant la réaction (${}^4\text{He} + {}^{27}\text{Al} \rightarrow {}^{30}\text{P} + n$, ${}^{30}\text{P} \rightarrow {}^{30}\text{Si} + e^+$). Le modèle de Fermi prévoit également l'existence de processus de décroissance faible équivalents à β^- et β^+ : la réaction induite par un neutrino sur un neutron appartenant à un noyau ($n\nu_e \rightarrow pe^-$) et la capture électronique ($pe^- \rightarrow n\nu_e$). Cette dernière a été prédite par H. Yukawa et S. Sakata en 1935 [Yuk35] et précéda de deux ans son observation expérimentale par L.W. Alvarez [Alv37]. Reste que le succès de ce modèle réside probablement dans le fait qu'il prédit de manière remarquablement précise d'une part, la relation entre le taux de désintégration et l'énergie disponible lors d'une décroissance β (cf. relation 1.12) et d'autre part la forme des spectres β .

Ainsi la première vérification quantitative de la théorie de Fermi fut la forme des spectres des particules β pour les transitions permises. En effet, en incluant la distorsion de la fonction d'onde de l'électron (positon) – due à l'interaction coulombienne de celui-ci avec le noyau résiduel –, la distribution statistique théorique calculée est comparée à celle mesurée expérimentalement. Ce sont les nombreuses investigations menées à la fin des années quarante et le développement des techniques de détection qui confirmeront l'accord parfait (comportement à basses et hautes énergies) [Wu49, Wu96]. Pour une classe de transitions interdites ($\Delta I = \pm 2$, $\Delta \pi = -$), appelées transitions *uniques premières interdites* [Wu96], la théorie de Fermi prédisait des spectres radicalement différents de ceux associés aux transitions permises (existence d'un point d'inversion à $E_e = 1/2 W_0$). Plusieurs recherches lancées dans les années 1949 et 1950 s'étaient soldées par l'observation de ces spectres, par exemple pour ${}^{91}\text{Y}$ [Lan49, Wu50], tels que prévus théoriquement fournissant encore une fois la preuve du succès de la théorie proposée par Fermi pour décrire la désintégration β nucléaire.

1.1.1.6 Couplages de l'interaction faible

L'opérateur γ^μ utilisé par Fermi pour générer une interaction de type vectoriel – par analogie avec l'interaction électromagnétique – dans la désintégration β est une combinaison des matrices (4×4) de Dirac β et $\vec{\alpha}$. Celles-ci sont construites à partir des matrices de Pauli σ^j et de l'opérateur identité I comme suit [Gre93] :

$$\alpha_i = \begin{pmatrix} 0 & \sigma_i \\ \sigma_i & 0 \end{pmatrix}, (i = 1, 2, 3) \quad \text{et} \quad \beta = \begin{pmatrix} I & 0 \\ 0 & -I \end{pmatrix} \quad (1.20)$$

Les matrices (4×4) γ^μ s'expriment en fonction des matrices de Dirac $\vec{\alpha}$ et β à l'aide des relations suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} \gamma_k = -i\alpha_k\beta, \quad k = x, y, z \\ \gamma^0 = \beta \\ \gamma_5 = -i\gamma_0\gamma_1\gamma_2\gamma_3 = -i\alpha_x\alpha_y\alpha_z \end{array} \right. \quad (1.21)$$

Les lois physiques qui régissent la désintégration β n'ont à priori aucune raison de dépendre du référentiel dans lequel elles sont exprimées. En d'autres termes, l'Hamiltonien décrivant le processus de décroissance doit être un scalaire de Lorentz. W. Pauli [Pau36] montra que les seules combinaisons possibles des opérateurs γ_i (de Dirac)*, engendrant la transition, qui garantissent l'invariance de Lorentz de l'Hamiltonien de la désintégration β sont au nombre de cinq : I , γ^μ , $\sigma^{\mu\nu} = \frac{i}{2}[\gamma^\mu, \gamma^\nu]$, $\gamma^\mu\gamma^5$ et γ^5 . Chacune de ces combinaisons correspond à un type d'interaction précis dénoté : S , V , T , A et P dans l'ordre (cf. tableau 1.3). Par ailleurs, chaque interaction possède une ou plusieurs propriétés de symétrie spécifiques. À titre d'exemple, l'interaction de type vecteur axial A implique l'invariance par réflexion des axes du référentiel mais pas dans la rotation de ceux-ci.

Interaction	g_i	Opérateur O_i	Opérateur O_i non rel.	Représentation matrices γ
Scalaire (S)	g_S	0	β	I
Vectorielle (V)	g_V	$i\vec{\alpha}$	I	γ^μ
Tensorielle (T)	g_T	$i\beta\vec{\alpha}$	$\beta\vec{\sigma}$	$\sigma^{\mu\nu}$
Axiale (A)	g_A	$i\gamma^5$	$\vec{\sigma}$	$\gamma^\mu\gamma_5$
Pseudo-scalaire (P)	g_P	$\beta\gamma^5$	0	γ_5

Tab. 1.3 : Différents types d'interactions faibles, leurs constantes de couplage g_i et les opérateurs de transition associés O_i . La limite non-relativiste des opérateurs O_i est également indiquée. Une représentation de ces opérateurs en fonction des matrices γ^μ est donnée dans la dernière colonne. Les opérateurs β et $\vec{\alpha}$ sont les matrices (4×4) de Dirac (cf. relations 1.20 et 1.21).

En examinant la limite non-relativiste (cf. tableau 1.3), on peut constater que l'opérateur $\vec{\sigma}$ caractérisant les transitions β de type Gamow-Teller est présent dans les interactions axiale A et tensorielle T . De la même manière, l'opérateur identité I utilisé par Fermi pour générer une interaction vectorielle V peut aussi correspondre à la limite non-relativiste de l'opérateur β présent dans les interactions de type scalaire S . Nous rappelons que $\gamma^0 = \beta$.

* L'opérateur de transition O_i correspond aussi aux combinaisons linéaires possibles des fonctions d'ondes fermioniques ψ . Ainsi pour des couplages de la forme $\bar{\psi} O_i \psi$, on peut montrer [Wu96] qu'il existe 4^2 termes indépendants linéairement pour ces 2 spineurs à 4 composantes.

À ce stade de la théorie, rien n'exclut donc formellement la présence des cinq types d'interactions (S , V , A , T et P) faibles. En conséquence, la forme de l'Hamiltonien d'interaction H^{int} de la relation 1.2 doit être généralisée de façon à tenir compte de chacune de ces interactions :

$$H_{\beta^+}^{int} = G_F \cdot \sum_{i=S,V,A,T,P} g_i (\bar{\psi}_n(x) O^i \psi_p(x)) (\bar{\psi}_{\nu_e}(x) O_i \psi_e(x)) + hc \quad (1.22)$$

où les constantes de couplage g_i sont déterminées expérimentalement.

Etant donné que les nucléons sont non-relativistes dans une décroissance β^+ (ou β^-), on peut démontrer en toute rigueur [Gre93] que l'élément de matrice hadronique de la relation 1.22 se simplifie de la façon suivante * :

$$\left\{ \begin{array}{l} S, V \rightarrow \psi_n^\dagger \psi_p \\ T, A \rightarrow \psi_n^\dagger \vec{\sigma} \psi_p \\ P \rightarrow 0 \end{array} \right. \quad (1.23)$$

Les interactions scalaires S et vectorielles V sont donc présentes dans les transitions de Fermi. Quant aux interactions axiale A et tensorielle T , elles génèrent les transitions de type Gamow-Teller. Dans la limite non-relativiste, la contribution due à l'interaction pseudo-scalaire P est nulle. Il s'ensuit que l'Hamiltonien généralisé de la relation 1.22 ne doit contenir que des combinaisons de couplages du type SV ou TA .

L'expérience fournit un argument qui permet, en principe, de déterminer le type de couplage pour l'interaction faible. Il s'agit de la mesure de la corrélation ($e-\nu_e$) dans la désintégration β . Cette observable est caractéristique du type d'interaction. Elle prend en particulier une forme simple dans le cas des transitions permises [Wu96] et la valeur mesurée pour le coefficient de corrélation renseigne directement sur le type de couplage.

En exploitant les résultats obtenues dans des expériences relativement difficiles réalisées[†] à la fin des années cinquante dont l'étude de la décroissance β^- de ${}^6\text{He}$, on était arrivé faussement à la conclusion que l'interaction faible était une combinaison des couplages S et T et que les constantes de couplage g_s et g_T étaient à peu près égales.

Par ailleurs, la non observation d'oscillations dans le spectre des électrons émis lors de la décroissance β nucléaire, interprétée comme due à l'absence des termes d'interférence de Fierz [Fie37], a exclu la présence simultanée des interactions S et V ou encore A et T . Il en ressort que seuls les couplages de type ST , SA , VA , VT sont réalisés pour l'interaction faible. Nous allons justifier la restriction au couplage VA uniquement pour la description théorique de l'interaction faible dans le prochain paragraphe.

* Ce résultat est aussi valable pour la décroissance β^- à condition de remplacer $(\psi_n^\dagger \psi_p)$ par $(\psi_p^\dagger \psi_n)$ et $(\psi_n^\dagger \vec{\sigma} \psi_p)$ par $(\psi_p^\dagger \vec{\sigma} \psi_n)$ dans la relation 1.23.

[†] Il est impossible de détecter les neutrinos de très basse énergie (issus de la désintégration β nucléaire). Le but de ces expériences était donc de mesurer les énergies de recul des noyaux résiduels dans des milieux gazeux avec des techniques rudimentaires.

1.1.2 Théorie $V-A$

La mesure de durées de vie de plusieurs noyaux émetteurs β montra que les constantes de couplage de Fermi G_F et de Gamow-Teller G_{GT} étaient pratiquement égales. Avec la découverte des rayons cosmiques et le développement des chambres à brouillard, de nombreuses particules décroissant par interaction faible ont été observées à la fin des années trente. Les constantes de couplage effectives de plusieurs processus de désintégration régis par l'interaction faible découverts et étudiés étaient aussi pratiquement égales [Gre93]. Ces arguments suggéraient que la même interaction (faible) était responsable de la décroissance de nombreuses particules instables vis-à-vis de ce mode de radioactivité. Celle-ci fut baptisée *Interaction Universelle de Fermi*.

Néanmoins, il restait à connaître la forme et le type de couplage inhérents à la description de l'*Interaction Universelle de Fermi* et cela dans le cadre d'une théorie quantique qui doit rendre compte de l'observation expérimentale. Cependant, et jusqu'ici l'expérience ne semblait pas capable de trancher entre les quatre combinaisons de couplages possibles ST , SA , VA , VT pour l'interaction faible. Cette situation de blocage connaîtra une issue avec la découverte accidentelle d'une propriété fondamentale de l'interaction faible : la violation de la symétrie de parité. Ceci donnera naissance au concept d'hélicité où les particules sont dorénavant distinguées par deux états (gauche et droit). Il apparaîtra alors que l'interaction faible ne semble agir que sur les composantes gauches des particules. Vient finalement l'élaboration de la *théorie $V-A$* à partir de la compilation des données expérimentales de plus en plus abondantes et à l'aide de la propriété d'invariance chirale.

1.1.2.1 Violation de la parité

La violation de la parité par l'interaction faible se manifesta en premier dans l'étude de la désintégration du méson K^+ . En effet, mis à part l'état final $\pi^0 \mu^+ \nu_\mu$, ce méson peut également décroître en deux $\pi^0 \pi^+$ ou trois pions $\pi^+ \pi^+ \pi^-$. Les pions issus de ce processus de décroissance sont émis avec un moment orbital nul $l=0$, la partie spatiale de leur fonction d'onde possède donc une parité positive $P = (-1)^l = +$. Sachant que le pion a une parité intrinsèque négative $P_{int} = -$, la parité totale de l'état final P_f est alors déterminée par le nombre de pions émis [Gre93] :

$$\begin{aligned} 2\pi(\theta^+) : P_f &= (P_{int})^2 \times (-1)^0 = + \\ 3\pi(\tau^+) : P_f &= (P_{int})^3 \times (-1)^0 = - \end{aligned} \quad (1.24)$$

La question qui s'est posée alors est comment le K^+ pouvait-il avoir deux parités différentes dans l'état final. On supposa dans un premier temps qu'il s'agissait de deux particules distinctes θ^+ et τ^+ dans l'état initial, ayant les mêmes propriétés (masse, durée de vie moyenne et charge) que le kaon K^+ mais avec deux parités internes différentes. C'était le puzzle $\theta-\tau$.

La solution à cette énigme fut apportée par T.D. Lee et C.N. Yang [Lee57], qui dans leur investigation des données expérimentales disponibles à l'époque remarquèrent que le calcul de la parité de l'état final du K^+ était basé sur une hypothèse jamais vérifiée auparavant : la conservation de la symétrie de parité par l'interaction faible. Ils décrivent alors une série d'expériences susceptibles d'apporter la preuve que l'interaction faible pouvait bien violer la symétrie de parité.

L'expérience réalisée par C.S. Wu [Wu57] la même année (1957), en vue de tester la conservation de la parité par l'interaction faible, consistait à observer l'alignement des électrons émis lors de la désintégration β^- de noyaux ^{60}Co polarisés par un champ magnétique externe. Le noyau ^{60}Co est caractérisé par un moment cinétique total $J^\pi = 5^+$ et l'état peuplé dans le noyau fils ^{60}Ni par $J^\pi = 4^+$. Par conservation du moment cinétique total, le moment angulaire emporté par les leptons émis est : $J(e^-\bar{\nu}_e) = 1$. Cette désintégration procède donc via une transition de type Gamow-Teller permise (cf. paragraphe 1.1.1.5). Pour conserver ce moment angulaire total, il est nécessaire que les spins intrinsèques \vec{s} de l'électron et de l'antineutrino créés pointent dans la même direction que celle du spin nucléaire \vec{I} des noyaux ^{60}Co orientés. Cette direction est donnée par le champ magnétique externe. Cependant, les électrons détectés lors de l'expérience présentaient une distribution angulaire largement asymétrique qui disparaissait progressivement avec la dépolarisation nucléaire. Le signe du coefficient d'asymétrie était négatif : l'émission des particules β semblait s'effectuer préférentiellement dans la direction opposée à celle du spin nucléaire. Par ailleurs, ce coefficient d'asymétrie prenait la valeur maximale compatible avec la théorie [Wu57].

1.1.2.2 Hélicité d'une particule

La corrélation constatée entre le spin nucléaire \vec{I} qui est un vecteur axial et l'impulsion \vec{p} des électrons émis dans l'expérience de M^{me} Wu [Wu57], qui est un vecteur polaire, peut être comprise en terme de violation de l'invariance par réflexion (symétrie de parité) dans la désintégration β [Lee57, Gre93]. Tandis que la direction définie par le spin nucléaire et donnée par le champ magnétique externe reste inchangée (cf. figure 1.1), l'impulsion de l'électron inverse sa direction dans une opération de réflexion.

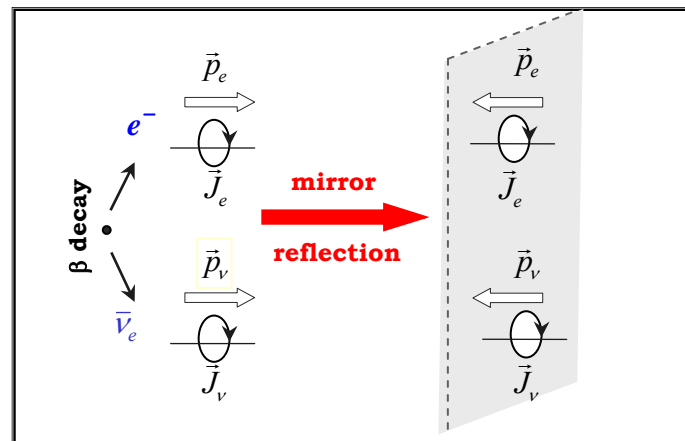


Fig. 1.1 : Violation de l'invariance par réflexion dans la désintégration β nucléaire. Tandis que les directions définies par le moment angulaire \vec{J} ou le champ magnétique externe (de polarisation) restent inchangées par réflexion, la direction de l'émission des leptons (e^- , $\bar{\nu}_e$) est inversée.

En effet, le renversement des coordonnées de l'espace $(ct, \vec{r}) \rightarrow (ct, -\vec{r})$ est appelé opération de parité. Celle-ci revient à effectuer une symétrie de réflexion par rapport à un plan suivie d'une rotation d'un angle de 180° autour d'une normale à ce plan. Comme l'invariance par rotation est toujours respectée pour un système isolé, la symétrie de parité est alors souvent identifiée à la symétrie de réflexion. L'opérateur parité Θ possède deux valeurs propres ± 1 .

Les grandeurs scalaires et vectorielles sont classifiées d'après leur transformation suivant Θ . Lors d'une opération de parité, tandis que l'impulsion d'une particule est inversée, la direction définie par le spin de celle-ci – et plus généralement le moment cinétique $\vec{J} = \vec{r} \wedge \vec{p}$ – reste inchangée. Il s'ensuit que ces quantités vectorielles, l'impulsion \vec{p} et le spin intrinsèque \vec{s} , possèdent des parités négative et positive respectivement.

Le fait que la direction d'émission des électrons produits lors d'une désintégration β est opposée à celle du spin nucléaire peut aussi s'exprimer de la façon suivante. Les électrons émis sont “*polarisés*” de manière opposée à la direction de leur déplacement. Cette propriété s'illustre mieux en introduisant le concept d'hélicité. Pour une particule donnée, l'hélicité h est définie par la projection du spin \vec{s} de celle-ci sur la direction définie par son impulsion \vec{p} :

$$h = \frac{\vec{s} \cdot \vec{p}}{|\vec{p}|} \quad (1.25)$$

Cette quantité étant pseudo-scalaire, elle doit être nulle si la parité est conservée. Le spin et l'impulsion ayant des parités opposées : $\Theta(\vec{s}) = \vec{s}$ et $\Theta(\vec{p}) = -\vec{p}$, l'hélicité change de signe après une opération de parité $\Theta(h) = -h$. Les électrons issus de la désintégration β sont donc majoritairement (le coefficient d'asymétrie étant maximal) créés avec une hélicité négative $h_e = -1/2$. En revanche, leurs antiparticules (positons) doivent avoir une hélicité positive.

Après la découverte de la violation de la parité par l'interaction faible, Lee et Yang [Lee57] présentèrent une théorie simplifiée pour le neutrino basée sur l'exigence que le spin de celui-ci soit toujours antiparallèle à la direction définie par son impulsion (hélicité négative). À l'inverse, le spin de son antiparticule (antineutrino) doit lui être parallèle à son impulsion (hélicité positive). Son équation de Dirac peut être alors exprimée avec une fonction d'onde à deux composantes seulement au lieu de quatre d'où l'appellation “*théorie à deux composantes*”. En revanche, cette formulation requiert nécessairement la nullité de la masse du neutrino.

1.1.2.3 Concept de chiralité

La violation de la parité par l'interaction faible n'est pas une propriété exclusive de la décroissance β nucléaire ; elle a été confirmée plus tard dans l'étude des désintégrations faibles des muons et pions [Gar57, Fri57].

Ajouté au fait d'être riche en découvertes, l'année 1957 fut aussi caractérisée par une activité expérimentale et théorique intense afin de lever le voile sur les couplages et la nature de l'interaction faible. Suite au rebondissement spectaculaire provoqué par la découverte de la violation de la parité et les suggestions de Lee et Yang quant à une formulation à deux composantes pour le neutrino, beaucoup de théoriciens se lancèrent dans le développement d'une théorie qui explique ces propriétés et incorpore ces concepts.

C'est dans cet esprit que R.E. Marshak et E.C.G. Sudarshan [Mar57, Sud58] compilèrent les données expérimentales disponibles sur les processus régis par l'interaction faible. Ils étudièrent les résultats d'expériences mesurant des observables pertinentes pouvant renseigner sur la forme et les couplages de l'interaction faible : la mesure de quantités pseudo-scalaires pour des noyaux émetteurs β polarisés en l'occurrence l'asymétrie d'émission, la polarisation

longitudinale (hélicité) des électrons, la corrélation ($e^- - \gamma$) dans les transitions mixtes ainsi que la corrélation angulaire ($e^- - \nu_e$)*. Ils résumèrent alors la situation sur le statut de la forme des couplages de l'interaction faible de la façon suivante :

- Pour la décroissance β nucléaire : les résultats provenant des mesures effectuées pour les transitions β (${}^6\text{He}$, ${}^{10}\text{Ne}$, ${}^{35}\text{Ar}$, ${}^{58}\text{Co}$, ${}^{60}\text{Co}$, ${}^{46}\text{Sc}$, ${}^{66}\text{Ga}$, ${}^{198}\text{Au}$ et neutron) semblaient contradictoires du point de vue expérimental. Néanmoins, le fait que l'asymétrie mesurée soit large et consistante avec la valeur maximale prédite par la théorie à deux composantes de Lee suggère des interférences VA ou ST pour la décroissance β selon que le neutrino possède une hélicité négative ou positive respectivement.
- La désintégration du muon (μ^+) est compatible avec des couplages de type VT , AT ou VA .
- Les modes de désintégration faible du kaon K^+ ($K_{e2} : e^+ \nu_e$ et $K_{\mu 2} : \mu^+ \nu_\mu$) et du pion π^+ procèdent à travers une interaction axiale A dominante.

En s'appuyant sur le principe de l'universalité, qui stipule que l'interaction faible responsable des désintégrations : semi-leptonique (décroissance β nucléaire, K^+ , π^+ et Λ^0) et purement leptonique (μ^+) soit la même, ils ont retenu le couplage VA présent dans les trois cas décrits. On notera que le couplage VA postule une violation maximale de la parité (comme on le verra plus tard) déjà revendiqué par Lee [Lee57]. Par ailleurs, Sudarshan rejeta les résultats de certaines expériences (${}^6\text{He}$, ${}^{35}\text{Ar}$...) en contradiction les unes avec les autres et non consistantes avec une interaction de la forme VA .

La mesure de l'hélicité du neutrino a été réalisée par M. Goldhaber et ses collaborateurs l'année d'après [Gol58]. En étudiant la polarisation du rayonnement γ consécutif à la décroissance (${}^{152}\text{Eu} (0^-) + e^- \rightarrow {}^{152}\text{Sm} (0^+) + \nu_e + \gamma$), ils constatent que le neutrino émis suite à l'absorption d'un électron de la couche atomique K est créé avec une hélicité négative. C'était la preuve expérimentale irréfutable qui confirmait un couplage VA unique pour l'interaction faible.

Pour accommoder au sein du modèle théorique de Fermi une contribution axiale-vectorielle (VA) jusqu'ici absente, Marshak et Sudarshan [Mar58, Mar84] feront appel à la propriété d'invariance chirale. La chiralité est une symétrie discrète définie par l'opérateur γ^5 . Mathématiquement, elle permet de décomposer un spineur ψ en deux composantes chirales :

$$\psi = \psi_L + \psi_R = (P_L + P_R)\psi \quad (1.26.a)$$

et cela par application des opérateurs P_L et P_R qui projettent ψ sur les états de chiralité gauche ψ_L et droite ψ_R respectivement. Ces projecteurs chiraux sont définis de la façon suivante :

$$P_L = \frac{(1 - \gamma_5)}{2} \quad \text{et} \quad P_R = \frac{(1 + \gamma_5)}{2} \quad (1.26.b)$$

* La corrélation angulaire et la polarisation longitudinale mesurées dans les désintégrations β^+ sont celles du positon et du neutrino émis. Nous avons généralisé l'appellation électron-neutrino pour toutes les désintégrations β par abus de langage.

Pour les particules relativistes et de masse pratiquement nulle, tel le neutrino ($m_\nu < 10 \text{ eV}$), l'hélicité est identifiée à la chiralité* [Gre93] : une hélicité négative correspond à une chiralité gauche L et une hélicité positive à une chiralité droite R . L'opération de parité transforme les particules d'hélicité positive (chiralité droite) en particules d'hélicité négative (chiralité gauche). Comme aucun (anti) neutrino de chiralité droite (gauche) n'a été observé, l'interaction faible ne produit alors que les (anti) particules de chiralité gauche (droite) et ne conserve donc pas la symétrie de parité.

Par ailleurs, le fait que les neutrinos émis (dans l'expérience de Goldhaber *et al.* [Gol58] par exemple) soient systématiquement créés avec une chiralité gauche indique que la violation de la parité dans les processus faibles est maximale. S'il ne s'agissait que d'une violation de l'invariance par symétrie de parité, on aurait mesuré un excès préférentiel d'une hélicité par rapport à l'autre. Ceci n'est pas le cas. L'expérience, comme on vient de le voir, révèle que les neutrinos sont toujours gauches, à l'inverse de leurs antiparticules qui sont créés droites.

1.1.2.4 Hamiltonien $V-A$

La violation de la parité par l'interaction faible s'explique donc par le fait que les courants faibles chargés ne se couplent qu'aux spineurs (particules) de chiralité gauche et aux spineurs adjoints (antiparticules) de chiralité droite. Pour rendre compte de ces considérations, il est à présent nécessaire de remplacer les spineurs dans l'Hamiltonien d'interaction (désintégration β^+) de la relation 1.22 par leurs composantes chirales gauches. Pour la partie leptonique et par application du projecteur P_L (relation 1.26.b) nous avons :

$$\bar{\psi}_{\nu_e} O_i \psi_e \xrightarrow{P_L} (\overline{P_L \psi_{\nu_e}}) O_i (P_L \psi_e) \quad (1.27.a)$$

Nous allons tout d'abord calculer la composante chirale gauche du spineur adjoint $\bar{\psi}$. En utilisant les propriétés des matrices γ de Dirac soit : $(\gamma_5)^\dagger = \gamma_5$ et sachant que γ_μ et γ_5 anti-commutent $\gamma_5 \gamma^0 = -\gamma^0 \gamma_5$, nous arrivons au résultat suivant :

$$(\overline{P_L \psi}) = \psi^\dagger \gamma^0 \frac{(1 + \gamma_5)}{2} = \bar{\psi} P_R \quad (1.27.b)$$

La composante chirale gauche pour le terme leptonique de la relation 1.27.a s'écrit alors :

$$\bar{\psi}_{\nu_e} O_i \psi_e \rightarrow \bar{\psi}_{\nu_e} O'_i \psi_e \quad \text{avec} \quad O'_i = P_R O_i P_L \quad (1.27.c)$$

Il ne reste plus qu'à calculer les composantes chirales gauches O'_i des opérateurs de transition fermioniques O_i ($i = S, V, A, T, P$) de l'interaction faible. Le tableau 1.4 résume les résultats obtenus pour ces cinq couplages [Gre93]. En examinant les projections chirales obtenues pour les opérateurs de transitions, on conclut que la restriction aux seules hélicités gauches (droites) observées expérimentalement pour les (anti) fermions participant à une désintégration β conduit à un couplage unique de la forme $V-A$ approprié à la description

* Les projecteurs chiraux pour les particules de masse finie m tels les électrons s'écrivent : $P_{R,L} = \frac{1}{2} (1 \pm \gamma_5)$ [Gre93] ; ils ne sont pas invariants de Lorentz. Cependant, vu que les électrons issus de la décroissance β nucléaire sont très relativistes ($E \approx p \gg m_e$), les projecteurs chiraux présentés ici s'identifient à ceux de la relation (1.26.b).

théorique de l'interaction faible. Elle exclut par ailleurs toute autres contributions (S , T , et P) comme le montrent les résultats du tableau 1.4.

Interaction	Opérateur O_i	Projection chirale O'_i
S	I	0
V	γ^μ	$\frac{1}{2}\gamma^\mu(1-\gamma_5) = \gamma^\mu P_L$
T	$\sigma^{\mu\nu}$	0
A	$\gamma^\mu \gamma_5$	$-\frac{1}{2}\gamma^\mu(1-\gamma_5) = -\gamma^\mu P_L$
P	γ_5	0

Tab. 1.4 : Couplages de l'interaction faible, l'opérateur de transition O_i associé ainsi que sa projection chirale gauche O'_i [Gre93].

Le signe “-” apparaît naturellement pour le couplage axial A et peut être interprété comme dû à la violation maximale de la parité [Her98]. En effet, toute combinaison des courants axial A_μ et vectoriel V_μ de la forme $J_\mu \approx \alpha V_\mu + \beta A_\mu$ générerait une violation de la parité dans le lagrangien de la désintégration $L = J_\mu J^{\mu+}$. Cependant, la violation maximale de la parité est réalisée uniquement pour un couplage de la forme $J_\mu \approx V_\mu - A_\mu$ étant donné que celui-ci se transforme sous l'opération de parité Θ de la façon suivante :

$$J_\mu J^{\mu+} \approx (V_\mu - A_\mu)(V^\mu - A^\mu) \xrightarrow{\Theta} (V_\mu + A_\mu)(V^\mu + A^\mu) \quad (1.28)$$

En réécrivant le courant faible J_μ en fonction des composantes des champs fermioniques pour la partie leptonique, nous obtenons :

$$J_\mu \approx V_\mu - A_\mu = \bar{\psi}_{\nu_e} \gamma_\mu (1-\gamma_5) \psi_e = 2 \overline{(\psi_{\nu_e})_L} \gamma_\mu (\psi_e)_L \quad (1.29.a)$$

Cette relation traduit la propriété des courants faibles leptoniques chargés (indice C) qui ne se couplent qu'aux fermions gauches (indice L). Le courant leptonique pour la désintégration β^+ s'écrit alors :

$$J_{\mu,l}^C = \bar{\psi}_{\nu_e} \gamma_\mu (1-\gamma_5) \psi_e \quad (1.29.b)$$

L'invariance de Lorentz de l'Hamiltonien d'interaction (cf. relation 1.22) requiert que le terme hadronique soit aussi une combinaison des couplages vectoriel et axial. C'est l'étude des durées de vie des transitions de Fermi (mesurant la contribution vectorielle V) et celles des transitions de Gamow-Teller (contribution axiale A) ainsi que la distribution angulaire des particules β qui permet en principe de déterminer la forme exacte du couplage [Gre93]. Les investigations expérimentales basées sur la mesure de plusieurs désintégrations β sont arrivées à la conclusion que la description expérimentale restait correcte si le couplage hadronique prenait la forme [Har75, Gre93] :

$$J_h^{\mu,C} = \bar{\psi}_n \gamma^\mu (g_V + g_A \gamma_5) \psi_p \quad (1.30)$$

L'expression complète de l'Hamiltonien d'interaction de la théorie ($V-A$) pour une désintégration β^+ est finalement la suivante :

$$H_{\beta^+}^{\text{int}} = \frac{G}{\sqrt{2}} \cdot [\bar{\psi}_n(x) \gamma^\mu (g_V + g_A \gamma_5) \psi_p(x)] \cdot [\bar{\psi}_{\nu_e}(x) \gamma_\mu (1 - \gamma_5) \psi_e(x)] + hc \quad (1.31)$$

Le facteur $\sqrt{2}$ apparaît pour des raisons historiques. Il peut être absorbé dans la constante G qui est souvent combinée avec g_V afin de retrouver la constante de couplage de Fermi pour la désintégration β nucléaire $G_F^\beta = G g_V$. Par ailleurs, les constantes de couplage axial g_A et vectoriel g_V sont reliées entre elles par [Eid04] :

$$g_A = -(1.2695 \pm 0.0029) \cdot g_V \quad (1.32)$$

Cette relation entre g_A et g_V est déduite de l'étude de la désintégration β du neutron libre. Elle traduit un écart de l'ordre de 26.9% par rapport à une forme d'interaction $V-A$ pour le courant hadronique faible. En effet, la désintégration β nucléaire est un processus de décroissance faible semi-leptonique auquel participent les hadrons. Ces derniers sont dotés d'une structure complexe* et obéissent à l'interaction forte. On s'attend alors à ce que celle-ci soit à l'origine de la modification de la forme du couplage $V-A$ pour le courant nucléonique faible en contraste avec le résultat expérimental de la relation 1.32.

Pour rechercher une éventuelle modification de la constante de couplage vectoriel g_V , on fait appel aux transitions β super-permises ($0^+ \rightarrow 0^+$) de Fermi. Celles-ci ne font intervenir que l'interaction vectorielle V à cause des règles de sélection (paragraphe 1.1.1.5). On étudiera ces transitions plus amplement dans le paragraphe 1.3 de ce manuscrit. On se contente, pour l'instant, de faire remarquer que la constante de couplage vectoriel g_V est directement reliée à la durée de vie comparée ft (cf. relation 1.16) d'une transition β :

$$(G \cdot g_V)^2 = \frac{2\pi^3 \ln 2}{ft |M_{if}|^2} \quad (1.33)$$

et que l'élément de matrice nucléaire M_{if} se calcule de façon exacte pour ce type de transitions ce qui permet donc d'accéder facilement à g_V .

1.1.2.5 Désintégration du muon

La désintégration du muon μ est un processus faible purement leptonique dont l'étude offre un moyen de mettre la *théorie* $V-A$ à l'épreuve. Du fait de l'absence de l'interaction forte, qui n'agit que sur les hadrons, l'interaction faible agit à l'état pur. L'Hamiltonien de la désintégration du muon μ^- est en très bon accord avec une interaction de la forme $V-A$ et s'écrit [Gre93] :

$$H_{\mu^-}^{\text{int}} = \frac{G_F^\mu}{\sqrt{2}} \cdot [\bar{\psi}_{\nu_\mu}(x) \gamma_\mu (1 - \gamma_5) \psi_{\mu^-}(x)] \cdot [\bar{\psi}_e(x) \gamma^\mu (1 - \gamma_5) \psi_{\nu_e}(x)] + hc \quad (1.34)$$

* Les hadrons sont un assemblage de quarks. Les baryons, tels les nucléons, sont constitués de trois quarks (*uud* pour le proton et *udd* pour le neutron) dits "de valence". Quant aux mésons, ils comportent un quark et un antiquark de valence (*u \bar{u}* pour π^0 et *u \bar{s}* pour K^+). L'interaction forte entre quarks fait apparaître des gluons qui, par fluctuations quantiques, peuvent se matérialiser en paires quark et antiquark. L'ensemble quarks virtuels et gluons constitue ce qui est appelé "la mer" qui s'ajoute aux quarks de valence.

où $G_F^\mu = G \cdot g_V^\mu$ est la constante de couplage de Fermi pour la désintégration du muon. La relation entre les constantes de couplage vectoriel g_V^μ et axial g_A^μ du muon est la suivante :

$$g_V^\mu = -g_A^\mu = 1 \quad (1.35)$$

En incluant les corrections radiatives ($C.R$) induites par l'interaction électromagnétique, qui agit sur les particules chargées (μ et e^-) émises, il est possible d'extraire la constante de couplage vectoriel du muon g_V^μ à partir de la mesure de sa durée de vie moyenne τ_μ [Gre93] :

$$\Gamma_\mu = \frac{1}{\tau_\mu} = \frac{(G_F^\mu)^2 \cdot m_\mu^5}{192 \pi^3} (1 + C.R) = \frac{(G \cdot g_V^\mu)^2 \cdot m_\mu^5}{192 \pi^3} \left(1 - \frac{\alpha}{2\pi} \cdot \left(\pi^2 - \frac{25}{4} \right) - 8 \frac{m_e^2}{m_\mu^2} \dots \right) \quad (1.36)$$

avec Γ_μ désignant le taux de désintégration du muon et α la constante de structure fine (de QED). Les corrections radiatives ($C.R$) sont relativement petites et renormalisent le taux de décroissance du muon avec un facteur ~ 0.9958 (au premier ordre perturbatif en $\alpha = 1/137 \approx 10^{-2}$) [Ros50, Gre93].

Il est à présent intéressant de comparer les constantes de couplage vectoriel g_V^μ et g_V pour les désintégrations faibles du muon et β nucléaire respectivement. On notera que cette dernière (g_V) est prise comme la moyenne de plusieurs valeurs extraites à partir des mesures de transitions super-permises ($0^+ \rightarrow 0^+$). On trouve le lien suivant :

$$g_V = 0.974 \cdot g_V^\mu \quad (1.37)$$

Il est d'ores et déjà possible de conclure que cette égalité est en faveur de *l'Interaction Universelle de Fermi*. On remarque ensuite qu'il ne semble pas y avoir de renormalisation pour la constante de couplage vectoriel nucléaire g_V . Celle-ci est en effet très proche de la constante de couplage vectoriel muonique. Néanmoins, il reste à expliquer la différence d'environ $\sim 3\%$ entre g_V^μ et g_V . Ceci fera l'objet des prochains paragraphes où l'on tentera d'apporter les explications plausibles à ces observations.

1.1.2.6 Hypothèse CVC

Ainsi, la *théorie V-A* incorpore le succès du modèle de Fermi et résout la question de la violation de la parité en postulant une forme vectorielle moins axiale pour les courants chargés faibles. Dans un article publié par M. Gell-Mann et R.P. Feynman en 1958 [Fey58], hormis l'adoption d'une formulation *V-A* pour la description théorique des processus faibles (en utilisant des spineurs fermioniques à deux composantes de Lee), les auteurs s'intéressent à l'absence de renormalisation de la constante de couplage vectoriel g_V dans la désintégration β nucléaire et la capture muonique ($\mu^- p \rightarrow n \nu_\mu$).

Il est communément admis que les nucléons soient entourés d'un nuage de mésons π virtuels avec lesquels ils interagissent par interactions fortes. Les nucléons n, p peuvent alors absorber et émettre des pions (π) virtuels selon : $n \leftrightarrow n + \pi^0 \leftrightarrow p + \pi^- \leftrightarrow n + \pi^+ + \pi^- \dots$. Ainsi, un neutron n existe durant une fraction substantielle de sa vie comme un neutron avec un pion neutre π^0 ou encore comme un proton p entouré d'un nuage de pion chargé négativement π^- [Wu96]. De ce fait, on s'attend à ce que la force de la désintégration β pour un nucléon "*nu*"

doit sensiblement différer de celle d'un nucléon "habillé" (mélange du nucléon physique et d'un pion virtuel). Intéressons nous en particulier à la désintégration β du neutron. Ce processus est illustré sur la figure 1.2 à l'aide d'un digramme de Feynman (interaction de contact entre les courants hadronique et leptonique) et cela pour un neutron nu , soit en absence d'échanges mésoniques. La figure 1.3 illustre la même décroissance faible mais en faisant intervenir cette fois-ci des échanges de pions.

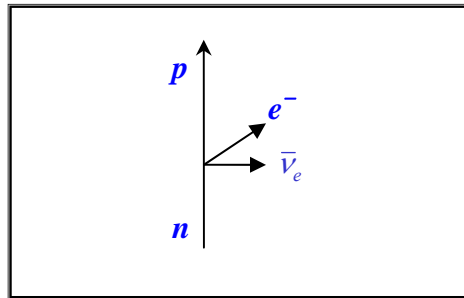


Fig. 1.2 : Diagramme de Feynman de la désintégration β nucléaire pour un nucléon n "nu" sans échange de mésons virtuels [Wu96].

Si l'on attribue la force (ou le couplage) de la désintégration β au neutron nu seul sans contribution des pions virtuels, on s'attend alors à ce que l'électron produit lors de la désintégration ne soit pas émis pendant l'intervalle de temps durant lequel le neutron existe comme un proton entouré d'un nuage de pion négatif comme le schématise le diagramme (a) de la figure 1.3.

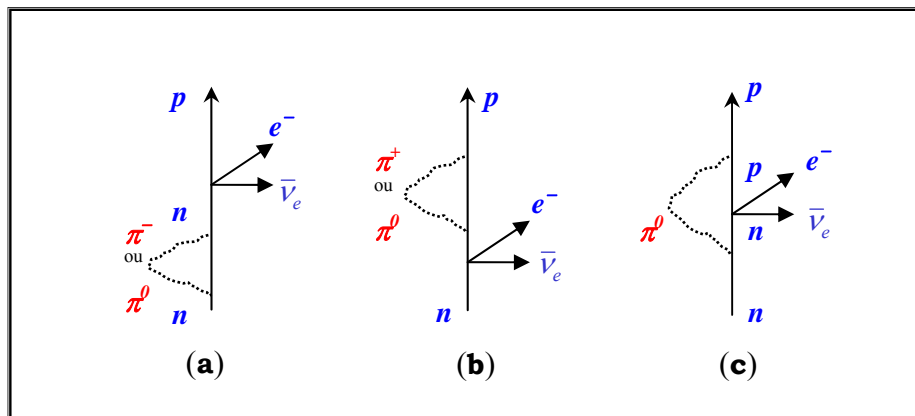


Fig. 1.3 : Diagramme de Feynman de la désintégration β nucléaire du neutron faisant intervenir les pions (π) virtuels échangés [Wu96].

Les points ici discutés expriment l'importance des échanges de pions lors de la décroissance β nucléaire. Ces effets doivent être pris en compte sous forme de corrections apportées à la force de transition. R.J. Finkelstein et S.A. Moszkowski [Fin54], qui étaient les premiers à tenter de calculer ces corrections pour la désintégration β nucléaire, ont montré que leur effet immédiat est d'accroître la contribution de la force de Gamow-Teller à la désintégration β au dépend de la composante de Fermi (cf. relation 1.18). On interprète

mieux, à présent, le sens de la relation 1.32 où nous avons souligné un rapport : $\lambda \cong 1.27$ entre les constantes de couplage axial g_A et vectoriel g_V mesurées. Nous avons alors attribué cette anomalie à l'influence de l'interaction forte (paragraphe 1.1.2.5). Cette dernière, par le moyen d'échange de pions, semble amplifier le couplage axial apparent ou mesuré.

Si les arguments avancés ici doivent convaincre de la nécessité de renormaliser le couplage axial dans les processus faibles semi-leptoniques, on constate que le couplage vectoriel échappe à cette règle. Le muon n'étant pas sensible à l'interaction forte, sa constante de couplage vectoriel mesurée ne requiert aucune renormalisation mésonique. Pour le processus de désintégration, on parle de constante de couplage de Fermi *nue** :

$$G_F^\mu = G \cdot g_V^\mu \equiv G_F \quad (1.38)$$

Il est donc surprenant de mesurer une constante de couplage vectoriel effective g_V pour la désintégration β , en présence des interactions pioniques imposant des effets de renormalisation, qui diffère à peine de 3% de sa contrepartie g_V^μ (cf. relation 1.37).

Pour expliquer cet accord inattendu, M. Gell-Mann et R.P. Feynman [Fey58] et indépendamment S.S. Gershtein et Y.B. Zeldovich [Ger55] remarquèrent l'analogie frappante avec la situation en électromagnétisme où la charge électrique e , constante de couplage vectoriel de l'interaction électromagnétique, n'est pas affectée par les échanges de pions. Ils postulèrent alors l'indépendance des courants vectoriels chargés dans les processus faibles vis-à-vis de l'interaction forte. Cette propriété caractéristique de l'interaction faible porte le nom d'hypothèse CVC (pour *Conserved Vector Current*). Il résulte de la conservation du courant vectoriel que le couplage du courant leptonique au courant hadronique doit être égal en magnitude indépendamment des particules considérées (nucléon, pion).

Afin d'illustrer cette analogie, on se propose de revisiter l'électromagnétisme. On tentera tout de comparer, d'abord de manière qualitative, le couplage électromagnétique d'un photon à un nucléon au couplage de ce dernier à une paire de leptons. On verra que la présence des pions virtuels n'induit aucun effet de renormalisation dans les deux cas. Puis de façon quantitative, en faisant intervenir les facteurs de forme nucléaires, on essaiera d'identifier certains facteurs de forme faibles ayant des analogues électromagnétiques. On verra finalement que la conservation de la charge vectorielle g_V découle naturellement comme une conséquence directe de l'hypothèse CVC.

Analogie avec l'électromagnétisme : conservation du courant électrique

L'électron possède une charge sans distribution spatiale à des corrections radiatives près (de l'ordre $\alpha/2\pi \sim 10^{-3}$). Il peut être donc considéré comme une particule ponctuelle, dite de Dirac. A l'inverse, le proton est un objet composite comme l'ont révélés les premières mesures de sections efficaces de diffusion électron-proton réalisées au début des années cinquante [Hof55]. Par ailleurs, le rapport gyromagnétique mesuré pour le proton diffère de la valeur de Dirac (2). Ces faits impliquent que le proton ne peut être assimilé à une particule de Dirac.

* On appellera constante de couplage "nue", pour *bare* en anglais, la constante de couplage mesurée ou associée à un processus en l'absence des effets de renormalisation. En présence de ces effets (échange de mésons virtuels par exemple), la constante de couplage physique mesurée sera dite "effective".

La constante de couplage nue du courant électromagnétique n'est rien d'autre que la charge élémentaire de l'électron e communément appelée charge électrique. La figure 1.4 ci-dessous représente le couplage électromagnétique d'un photon à un proton en absence puis en la présence de mésons virtuels. À priori, compte tenu de la présence des pions (cf. figure 1.4, diagramme b), on s'attend à ce que la constante de couplage effective du proton soit différente de e . Ceci n'est vraisemblablement pas le cas. La charge "électrique" totale du proton (qui est mesurée par le biais de la section efficace de diffusion électron-proton à basses énergies) est égale à la charge élémentaire e et à la charge du pion. Tout se passe comme si toutes les interactions entrant en jeu étaient arrangées de façon à assurer que la charge électrique physique du proton, en présence des effets mésoniques, soit identique à la charge nue e . La raison est que l'interaction forte conserve le courant électrique.

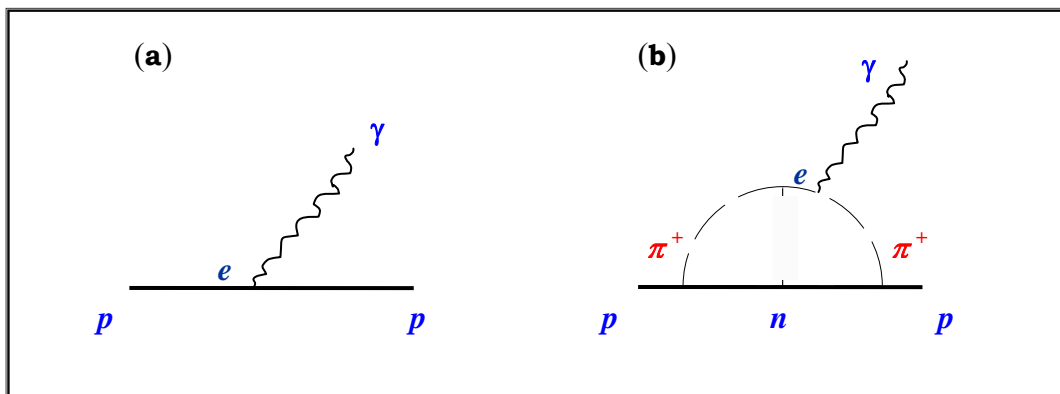


Fig. 1.4 : Couplage électromagnétique d'un photon γ à un proton (p) nu (a) et un proton avec un nuage de pions virtuels (b). La conservation de la charge électrique impose la même constante de couplage e pour les deux couplages (a) et (b) [Sho66].

Par analogie, il est possible de trouver une explication à l'égalité entre les constantes de couplage vectoriel faible nue g_V^μ et celle associée à la désintégration β nucléaire g_V . Pour cela il suffit de supposer que le pion peut se coupler directement au champ leptonique (de l'électron et du neutrino) avec la même constante de couplage g_V par laquelle il se couplerait à un nucléon nu (sans nuage de pions) comme schématisé sur la figure 1.5.

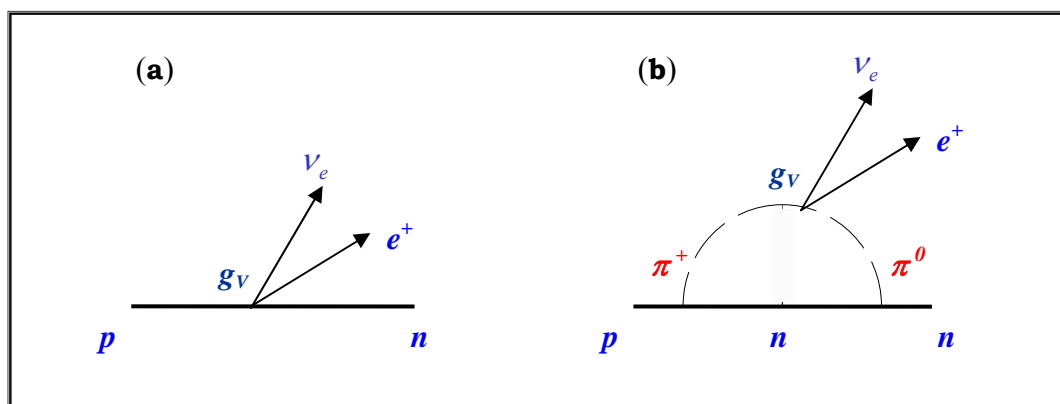


Fig. 1.5 : Couplage faible d'une paire de leptons (e^+ , ν_e) à un nucléon nu (a) et un nucléon avec un nuage de pions virtuels (b). La même constante de couplage (g_V) est associée aux deux couplages leptoniques (a) et (b). C'est la signature de la conservation du courant vectoriel faible par l'interaction forte [Sho66].

Le prix à payer est de postuler que l'interaction forte conserve également la partie vectorielle du courant faible. Cette conservation expliquerait alors l'absence de renormalisation mésonique pour la constante de couplage associée à ce courant, en l'occurrence g_V [Fey58].

Les facteurs de formes

En électrodynamique quantique (QED), l'élément de matrice de la partie iso-vectorielle (électrique) du courant intervenant lors de l'interaction électromagnétique entre deux nucléons s'écrit sous la forme suivante [Wu64] :

$$M_{\mu}^{V,EM} = e \cdot \bar{\psi}_N(p') \left[f_Q^{EM,N}(q^2) \gamma_{\mu} + \frac{\mu_p - \mu_n}{2 \cdot m_N} f_M^{EM,N}(q^2) \sigma_{\mu\nu} q^{\nu} \right] \psi_N(p) \quad (1.39)$$

où $\bar{\psi}_N$ et ψ_N sont les spineurs de Dirac des nucléons N . Si le processus étudié est la diffusion d'un électron par un proton, par exemple, ces spineurs décrivent alors le proton initial et final (après diffusion). Ces spineurs sont caractérisés par les quadrivecteurs énergie-impulsion (p , p') et le moment transféré est définie par : $q = p - p'$. μ_p et μ_n sont les moments magnétiques anomaux du proton ($\mu_p \cong 1.79\kappa$) et du neutron ($\mu_n = -1.91\kappa$) exprimés en unité de magnéton nucléaire de Bohr κ . Il faut noter que la relation 1.39 prend en compte la taille finie du nucléon et n'est valable que si la structure interne (en quarks) de celui-ci est ignorée.

Les termes $f_Q^{EM,N}(q^2)$, $f_M^{EM,N}(q^2)$ désignent les facteurs de forme électromagnétique nucléonique de Dirac et de Pauli respectivement. Ces facteurs de forme sont des scalaires invariants relativistes et ne dépendent que du carré de l'impulsion transférée : $q^2 = q^{\mu} q_{\mu}$. Lorsque le moment transféré tend vers zéro, ils doivent correspondre aux propriétés statiques du nucléon. Ceci impose les normalisations suivantes :

- le facteur de forme $f_Q^{EM,N}(q^2)$ dit "de charge" tend vers la charge électrique e pour le proton : $f_Q^{EM,p}(0) = 1$. Il doit être, en revanche, nul pour le neutron : $f_Q^{EM,n}(0) = 0$.
- le facteur de forme de Pauli dit "magnétique", introduit pour expliquer le moment magnétique anomal du nucléon, est normalisé comme suit : $f_M^{EM,p}(0) = \mu_p$ pour le proton et $f_M^{EM,n}(0) = \mu_n$ pour le neutron.

Il est possible d'utiliser une paramétrisation semblable pour les courants hadroniques faibles W . Il convient toutefois de séparer l'élément de matrice du courant vectoriel $J_{\mu}^{V,W}$ de celui associé au courant axial $J_{\mu}^{A,W}$. La forme la plus générale de ces deux éléments de matrice, entre les deux états du proton (p et n) dans la désintégration β^+ à titre d'exemple, est la suivante [God58, Wei58, Wu64] :

$$M_{\mu}^{V,W} = \left(\frac{g_V}{\sqrt{2}} \right) \cdot \bar{\psi}_p(p') \left[f_V(q^2) \gamma_{\mu} + f_M(q^2) \sigma_{\mu\nu} q^{\nu} + i f_S(q^2) q_{\mu} \right] \psi_n(p) \quad (1.40)$$

et

$$M_{\mu}^{A,W} = \frac{-g_A}{\sqrt{2}} \cdot \bar{\psi}_p(p') \left[f_A(q^2) \gamma_{\mu} \gamma_5 + f_T(q^2) \sigma_{\mu\nu} \gamma_5 q^{\nu} + i f_P(q^2) \gamma_5 q_{\mu} \right] \psi_n(p) \quad (1.41)$$

où les termes f_V, f_M, f_S, f_A, f_T et f_P désignent les facteurs de forme faibles. Ces quantités dépendent du carré de l'impulsion transférée q^2 entre les nucléons (n, p) et les leptons au cours de la désintégration.

Il convient de faire remarquer que l'hypothèse de localité de la désintégration β (Fermi, $V-A$) stipule un moment cinétique transféré nul entre les nucléons (au repos) et les leptons. Néanmoins, la prise en compte d'un volume d'interaction de dimension finie rend possible le transfert même faible d'un moment cinétique. Ainsi, dans les expressions 1.40 et 1.41, apparaissent des courants faibles mineurs (termes associés aux facteurs de forme f_M, f_S, f_T et f_P) appelés "*courants induits*" (cf. paragraphe 1.1.2.8) du fait qu'ils sont dus à l'interaction forte entre nucléons dans le noyau.

Il ressort de la comparaison entre les courants hadroniques faibles (relations 1.40 et 1.41) et le courant électromagnétique (relation 1.39) que le courant axial ne possède pas d'analogue en électromagnétisme. Le courant vectoriel faible est donc l'analogue du courant électrique ; reste que le terme en $f_S(q^2)$ est absent pour celui-ci. Le fait que la charge électrique du proton (e) ne soit pas renormalisée par les interactions fortes est une conséquence de la conservation du courant électromagnétique $\partial^\mu J_\mu^{V,EM} = 0$: c'est justement cela qui entraîne la nullité du facteur de forme $f_S(q^2)$ pour ce dernier. Procédons maintenant à l'identification, par analogie, des deux autres facteurs de formes faibles à savoir $f_V(q^2)$ et $f_M(q^2)$:

- A moment transféré nul, le terme $f_V(q^2)$ doit avoir le même comportement que le facteur de forme électromagnétique dit de charge $f_O^{EM,p}(q^2)$. Nous avons alors : $f_O^{EM,p}(q^2 \rightarrow 0) = 1$, qui n'est rien d'autre que la limite statique de la charge électrique (e). Par analogie, il s'ensuit que $f_V(q^2 \rightarrow 0) = 1$, ce qui correspond à la constante de couplage vectoriel g_V . Ainsi, on en déduit que cette dernière ne requière aucune renormalisation compte tenu de l'hypothèse CVC.
- Le terme $f_M(q^2)$ est l'analogue du facteur de forme électromagnétique de Pauli $f_M^{EM,N}(q^2)$. Cette analogie implique l'apparition, dans la désintégration β et plus généralement pour les processus faible, du terme lié au moment magnétique anomal et qui est à l'origine due à la présence des pions. Dans la limite d'un transfert d'impulsion nul entre les nucléons, le facteur de forme faible f_M tend donc vers le moment magnétique anomal des nucléons : $f_M(q^2 \rightarrow 0) = (\mu_p - \mu_n)/2 m_N$ où m_N est la masse moyenne des nucléons. Le courant induit associé à ce facteur de forme est dit de "*magnétisme faible*".

L'hypothèse avancée par Gell-Mann et Feynman pour expliquer la conservation de la charge vectorielle faible (g_V) consiste donc à postuler que le courant vectoriel de l'interaction faible est aussi conservé par les interactions fortes :

$$\partial^\mu J_\mu^{V,W(\pm)} = 0 \quad (1.42)$$

de la même façon que pour le courant électromagnétique. Il s'agit, en effet, de deux courants faibles (W) chargés : les signes \pm désignent les courants de la désintégration β^+ et β^- . Cette hypothèse marqua une étape importante vers l'unification des interactions faible et électromagnétique. Elle permet de postuler que les deux courants faibles chargés et le courant électromagnétique iso-vectoriel sont les trois membres du même courant d'isospin comme le

résume le tableau 1.5. En conséquence, les facteurs de forme vectoriels faibles f_V et f_M peuvent être déduits des facteurs de forme électromagnétiques par rotation dans l'iso-espace.

Courant	Constante de couplage	T	T_Z
$J_\mu^{V,\beta^+} \equiv J_\mu^{V,+}$	$(\sqrt{2})g_V$	1	+1
$J_\mu^{V,EM} \equiv J_\mu^{V,0}$	e	1	0
$J_\mu^{V,\beta^-} \equiv J_\mu^{V,-}$	$(\sqrt{2})g_V$	1	-1

Tab. 1.5 : Triplet d'isospin ($T = 1$) des courants vectoriels de l'interaction faible $J_\mu^{V,+}, J_\mu^{V,-}$ et électromagnétique $J_\mu^{V,0}$, les constantes de couplage qui leurs sont associées ainsi que la projection T_Z de l'isospin total.

L'hypothèse CVC a plusieurs conséquences expérimentales. Cependant, celle qui nous intéresse ici concerne directement l'absence de renormalisation pour la constante de couplage vectoriel. En effet d'après la relation :

$$g_V = \lim_{q^2 \rightarrow 0} f_V(q^2) \equiv 1 \quad (1.43)$$

il s'ensuit que les processus faibles mettant en jeu un faible transfert d'impulsion ($q \ll \Lambda$) :

- les transitions nucléaires β^+ ($0^+ \rightarrow 0^+$) de type Fermi super-permises,
- la désintégration β^- du neutron libre ($n \rightarrow p e^- \bar{\nu}_e$),
- et la transition β^+ ($0^- \rightarrow 0^-$) du pion ($\pi^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e$)

doivent avoir la même valeur caractéristique ft (durée de vie comparée). Cette dernière est donc indépendante de la transition considérée (cf. relation 1.33). L'étude systématique de ces transitions constitue donc un banc d'essai direct qui permet de vérifier l'hypothèse CVC et fait l'objet de plusieurs expériences de précision comme on le verra dans la section 1.3.

1.1.2.7 Hypothèse PCAC

L'hypothèse CVC est une conséquence directe du théorème de Noether qui atteste de l'existence d'une quantité (courant) conservée pour toute invariance sous une symétrie continue. La conservation de la charge vectorielle faible g_V peut être alors interprétée comme résultant de l'invariance de l'Hamiltonien de l'interaction par symétrie de rotation dans l'espace de l'isospin. Cette transformation (rotation R_V) est une bonne* symétrie de l'interaction forte. Le courant hadronique vectoriel conservé associé est souvent identifié au courant de l'isospin. Les générateurs de la rotation R_V sont les trois matrices de Pauli ($\vec{\sigma}$). Un spineur de Dirac φ se transforme sous cette symétrie de la façon suivante :

* Il convient de faire remarquer que l'isospin n'est pas une symétrie exacte du lagrangien de l'interaction forte. Si tel était le cas, les quarks u et d devraient avoir strictement la même masse. Ceci n'est pas vérifié car expérimentalement on mesure une différence de masse : $m_u/m_d \sim 0.35-0.60$ [Ams08]. L'amplitude de cette brisure n'étant pas importante, l'isospin reste une bonne symétrie de l'interaction forte.

$$R_V : \varphi \xrightarrow{R_V} \exp\left(-i \frac{\vec{\sigma}}{2} \vec{\theta}\right) \varphi \quad (1.44)$$

où θ est l'angle de rotation dans l'iso-espace.

Par ailleurs, la relation 1.32 suggère que la constante de couplage axial hadronique (g_A) n'est pas renormalisée de façon très significative par rapport à sa contrepartie leptonique g_A^μ (ou encore g_V). Cela peut signifier que le courant axial associé est partiellement conservé : c'est l'hypothèse PCAC (pour *Partially Conserved Axial Current*), comme le suggéra Y. Nambu [Nam60]. La raison est que la symétrie axiale R_A , définie par la relation 1.45 et souvent appelée symétrie chirale, n'est qu'approximativement exacte :

$$R_A : \varphi \xrightarrow{R_A} \exp\left(-i \gamma_5 \frac{\vec{\sigma}}{2} \vec{\theta}\right) \varphi \quad (1.45)$$

La symétrie chirale est une symétrie exacte de l'interaction forte dans la limite où les quarks (fermions) seraient sans masse. Physiquement, les quarks ont bien entendu une masse finie (5–10 MeV pour les plus légers). Cependant, celle-ci reste très petite comparée à l'échelle hadronique appropriée à la théorie qui est de l'ordre de 200 MeV . C'est justement cette masse finie mais négligeable qui entraîne spontanément la brisure de la symétrie chirale [Koc02]. On parle de brisure spontanée d'une symétrie lorsque l'Hamiltonien décrivant un système possède la symétrie mais pas son état fondamental. D'après le théorème de Goldstone [Gos62], une conséquence importante de la brisure spontanée d'une symétrie est l'existence de modes ou de particules sans masse : le pion. Si la symétrie chirale était une symétrie exacte de l'interaction forte, le pion serait une particule de masse nulle. La symétrie chirale étant approchée, on s'attend à ce que le pion ait une masse finie mais petite. Ce qui est le cas conformément à la mesure expérimentale : $m_\pi = 139.57 MeV$.

Une façon de constater le lien entre la conservation partielle du courant axial et la masse du pion est de considérer la décroissance faible du pion. Cette dernière ne fait intervenir que l'élément de matrice du courant axial entre l'état de pion π et le vide. La divergence du courant axial $\partial^\mu A_\mu$ est directement liée à la masse du pion m_π [Koc02] :

$$\langle 0 | \partial^\mu A_\mu^a(x) | \pi^b(q) \rangle = -f_\pi m_\pi^2 \delta^{ab} e^{-iq \cdot x} \quad (1.46)$$

où f_π est appelée constante de décroissance du pion, elle est déterminée expérimentalement et vaut 93 MeV . Les indices a, b renvoient à l'isospin et δ^{ab} est le symbole de Kronecker. Cette relation suggère que la faible masse du pion contraint la divergence du courant axial. Ainsi, la transformation chirale reste une symétrie approchée de l'interaction forte. Il est également possible d'extraire le courant axial $A_{\mu,\pi}$ emporté par le pion à partir de la relation 1.46 :

$$\partial^\mu A_{\mu,\pi}^a = f_\pi m_\pi^2 (\varphi_\pi^a)^2 \quad (1.47)$$

Les relations 1.46 et 1.47 permettent d'identifier la divergence du courant axial avec le champ du pion φ_π à une constante près ; elles portent souvent le nom de “*relations PCAC*” dans la littérature. Le couplage des nucléons aux pions fait intervenir l'interaction forte. La constante de couplage nucléon–pion $g_{\pi NN}$ est directement reliée à la constante de couplage axial g_A et à la constante du pion f_π par le biais de la relation de Goldberger–Treiman [God58] :

$$g_{\pi NN} = g_A \frac{m_N}{f_\pi} \cong 12.6 \quad (1.48)$$

Cette valeur est proche de celle mesurée expérimentalement (~ 13.4) par étude de la diffusion nucléon-pion et reflète le couplage très fort entre nucléons et pions. En comparant cette valeur à 10^{-2} , qui représente l'ordre de grandeur des corrections radiatives induites par le couplage électromagnétique des leptons dans la désintégration du muon (cf. paragraphe 1.1.2.5), on perçoit mieux la raison pour laquelle le couplage axial est considérablement altéré ($\sim 27\%$) dans les processus faibles hadroniques. Cette modification se traduit par la renormalisation de la charge associée au courant axial g_A .

1.1.2.8 Courants induits

Dans le paragraphe précédent, on est arrivé à la conclusion que le courant vectoriel chargé (relation 1.41) des interactions faibles semi-leptoniques était plus au moins bien connu. Nous allons à présent introduire une classification des courants proposée par S. Weinberg [Wei58]. Pour cela, on fait appel à une opération de symétrie dite la G -parité. Cette transformation est définie comme le produit de l'opérateur de conjugaison de charge C par l'opérateur de rotation d'un angle π dans l'iso-espace autour du second axe T_2 , dit opérateur de symétrie de charge P_{cs} :

$$G = C \cdot \exp(i\pi I_2) = C \cdot P_{cs} \quad (1.49)$$

La G -parité est une bonne symétrie de l'interaction forte. Il est alors intéressant d'étudier les propriétés des courants faibles sous cette transformation pour savoir, au moins à une échelle phénoménologique, si ces invariants de Lorentz sont dynamiquement possibles. Les courants faibles J_μ se transforment de façon différente sous l'action de l'opérateur G :

$$G J_\mu^{(i)} G^{-1} = \pm J_\mu^{(i)} \quad (1.50)$$

Par définition, les courants de type vectoriel avec une valeur propre G -parité $+1$ et les courants de type vecteur axial avec une valeur propre -1 sont appelés "*courants de première classe*". En revanche, les courants ayant des parités opposées sous la même transformation sont dit "*courants de seconde classe*". Ainsi, les courants induits et introduits dans le paragraphe 1.1.2.6 sont classés en deux catégories selon qu'ils se transforment ou non de la même manière que les deux courants principaux (vectoriel et axial) sous la G -parité. Comme résumé dans le tableau 1.6, les courants induits dit de *magnétisme faible* J_M et pseudo-scalaire J_P font partie des courants de première classe avec les courants dominants vectoriel modifié J_V et axial modifié J_A . Quant aux courants induits tensoriel J_T et scalaire J_S , ils sont qualifiés de courants de seconde classe SCC (pour *Second Class Current*). Ces derniers n'ayant pas la même parité que les courants principaux auxquels ils sont rattachés vis-à-vis de l'opérateur G , ils conduisent à une violation de la G -parité des courants vectoriel et axial dans leur ensemble alors que le modèle de la désintégration β suppose au contraire une conservation de cette parité [Huf63].

La contrainte imposée aux courants hadroniques faibles vectoriel $J_\mu^{V,W}$ et axial $J_\mu^{A,W}$, exigeant que ceux-ci aient une G -parité définie, implique systématiquement l'inexistence des courants de seconde classe. Il s'ensuit que les facteurs de formes associés doivent être nuls :

$$f_S(q^2) = 0 \quad \text{et} \quad f_T(q^2) = 0 \quad (1.51)$$

L'hypothèse forte de conservation du courant vectoriel faible (CVC) requiert que la G -parité soit conservée ce qui entraîne la nullité du facteur de forme scalaire f_S dans la relation 1.40. En revanche, le courant axial faible n'est conservé que partiellement (hypothèse PCAC). Rien n'interdit donc formellement la non-conservation de la parité sous l'action de l'opérateur G de manière à imposer que le facteur de forme tensoriel f_T soit nul.

Courant	Appellation	Transformation	Classe
$f_V(q^2)\bar{\psi}_n(p')\gamma_\mu\psi_p(p)$	Vectoriel modifié	$GJ_VG^{-1} = J_V$	Première
$f_M(q^2)\bar{\psi}_n(p')\sigma_{\mu\nu}q^\nu\psi_p(p)$	Magnétisme faible induit	$GJ_MG^{-1} = J_M$	Première
$if_S(q^2)\bar{\psi}_n(p')q^\nu\psi_p(p)$	Scalaire induit	$GJ_SG^{-1} = -J_S$	Seconde
$f_A(q^2)\bar{\psi}_n(p')\gamma_\mu\gamma_5\psi_p(p)$	Axial modifié	$GJ_AG^{-1} = -J_A$	Première
$f_T(q^2)\bar{\psi}_n(p')\sigma_{\mu\nu}\gamma_5\psi_p(p)$	Tensoriel induit	$GJ_TG^{-1} = J_T$	Seconde
$if_P(q^2)\bar{\psi}_n(p')\gamma_5q^\nu\psi_p(p)$	Pseudo-scalaire induit	$GJ_PG^{-1} = -J_P$	Première

Tab. 1.6 : Classification des courants hadroniques faibles (interactions semi-leptonique) selon leur transformation sous la symétrie de la G -Parité [Wei58].

L'une des conséquences de l'hypothèse de conservation partielle du courant axial (PCAC) est l'établissement d'un lien entre les facteurs de forme axial modifié f_A et pseudo-scalaire f_P . Pour les processus de décroissance faible semi-leptonique, le couplage pseudo-scalaire est multiplié par la masse du lepton chargé. Ceci conduit à une contribution négligeable $f_P(q^2 \rightarrow 0) = 0$ du terme pseudo-scalaire dans la désintégration β nucléaire, à cause de la faible masse de l'électron [Tow95]. Ce résultat nous rappelle celui de la relation 1.23 dans le paragraphe 1.1.1.6 où nous avons déduit que l'interaction pseudo-scalaire n'intervenait pas dans la désintégration β du fait que les nucléons soient non-relativistes.

Pour conclure, l'étude des courants faibles induits dans les noyaux par le biais de la désintégration β contribue à relier les symétries des courants de l'interaction faible à ceux de l'électromagnétisme et ainsi d'identifier et tester la structure de la symétrie de la théorie électrofaible (unification des interactions électromagnétique et faible) qui fera l'objet du prochain sous-chapitre 1.2.

1.1.2.9 Limites de la théorie

Ainsi, la *théorie $V-A$* se trouve élargie pour rendre même compte de la violation de la G -parité – signe de la présence des courants de seconde classe (SCC) – ou encore pour valider l'hypothèse de conservation du courant vectoriel (CVC) pour l'interaction faible. Cependant, il existe un certain nombre de zones d'ombre qui font d'elle une théorie effective ou phénoménologique valable uniquement pour la description des processus faibles tant que la matière reste sondée à des distances bien inférieures à la longueur d'interaction. Cela sous entend en d'autres termes que lorsque l'énergie mise en jeu est suffisamment grande ($q \gg \Lambda$), la *théorie $V-A$* perd son pouvoir prédictif. Ceci se traduit du point de vue théorique par l'apparition de divergences irréconciliables, de sections efficaces par exemple. En particulier, la *théorie $V-A$* est dite non-renormalisable et viole la contrainte d'unitarité.

La propriété de violation de l'unitarité peut être comprise en considérant, à titre d'exemple, la section efficace σ_{V-A} de la diffusion élastique électron-neutrino ($e^- \nu_e \rightarrow e^- \nu_e$) prédite par la *théorie V-A* [Gre93, Her98] :

$$\sigma_{V-A}(e^- \nu_e \rightarrow e^- \nu_e) = \frac{G_F^2}{\pi} \cdot s \cdot \left(1 - \frac{m_e^2}{s}\right)^2 \quad (1.52)$$

avec \sqrt{s} l'énergie disponible dans le centre de masse. La borne dite *unitaire* de la section efficace totale σ_{tot} est obtenue à partir de la condition d'unitarité imposée à l'opérateur de diffusion S qui s'exprime comme suit [Her98] :

$$S S^\dagger = S^\dagger S = I \quad \Rightarrow \quad |a_J(s)|^2 \leq 1 \quad \forall J \quad (1.53)$$

où $a_J(s)$ est l'amplitude de diffusion pour l'onde partielle J . Cette condition exprime le fait que la probabilité de diffusion pour chaque onde partielle caractérisée par un moment cinétique total J ne peut excéder à 1. Seule l'onde partielle s ($l = 0$) contribue à ce processus étant donné que l'interaction de type courant-courant (Fermi, $V-A$) n'autorise la diffusion des deux particules (e^-, ν_e) que si celles-ci se trouvent au même point : la collision doit être donc centrale. Ceci impose un moment orbital relatif nul pour les partenaires. En vertu de la contrainte d'unitarité, la contribution de l'onde s à la section efficace totale σ_{tot} doit être limitée (ou bornée) [Gre93, Her98] :

$$\sigma_{tot}(s) = \int_{\Omega} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{J=0} d\Omega = \frac{4\pi}{s} |a_{J=0}(s)|^2 \leq \frac{4\pi}{s} \quad (1.54)$$

Etant donné que la section efficace calculée σ_{V-A} (cf. relation 1.52) est isotrope, l'unique contribution au processus de diffusion provient alors de l'onde s . On parvient finalement à la contrainte physique suivante (dans la limite $s \gg m_e$) [Gre93, Her98] :

$$\sigma_{tot} = \frac{G_F^2 \cdot s}{\pi} \leq \frac{4\pi}{s} \quad (1.55)$$

Il est clair que pour les hautes énergies, la section efficace prédite par la *théorie V-A* surpasse la borne supérieure imposée par la contrainte d'unitarité. La violation de l'unitarité se produit à une échelle d'environ $\sqrt{s} \sim 300 \text{ GeV}$.

Le caractère non-renormalisable de la *théorie V-A* se manifeste aussi à haute énergie. Le comportement à haute énergie d'une théorie est lui déterminé par les processus d'ordres supérieurs. En particulier, lors de la tentative d'inclure dans le développement perturbatif les contributions dues aux termes d'ordre supérieur, apparaissent alors des divergences qui ne peuvent être éliminées en appliquant les procédures standards de renormalisation. À titre illustratif, considérons le même processus de diffusion (électron-neutrino) évoqué plus haut. Lorsqu'on évalue la contribution du deuxième ordre de perturbation, représenté par le diagramme (b) de la figure 1.6, à l'élément de matrice de diffusion on s'aperçoit que cette contribution $S^{(2)}$ est proportionnelle à l'intégrale divergente [Gre93] :

$$S^{(2)} \approx G_F^2 \cdot \int_0^\infty q dq \quad (1.56)$$

où q est l'impulsion échangée par les partenaires durant la première diffusion. La raison de l'apparition de cette divergence réside dans la nature de l'interaction de Fermi elle-même :

interaction de contact au niveau du vertex entre les deux particules. Celles-ci ne peuvent interagir que si elles occupent la même position. L'unique dépendance en q dans $S^{(2)}$ provient alors du propagateur des deux particules (e, ν_e) dans l'état intermédiaire. Cependant, le couplage courant-courant ne fournit aucune contribution qui peut compenser le terme q et contraindre ainsi la divergence de l'intégrale de la relation 1.56.

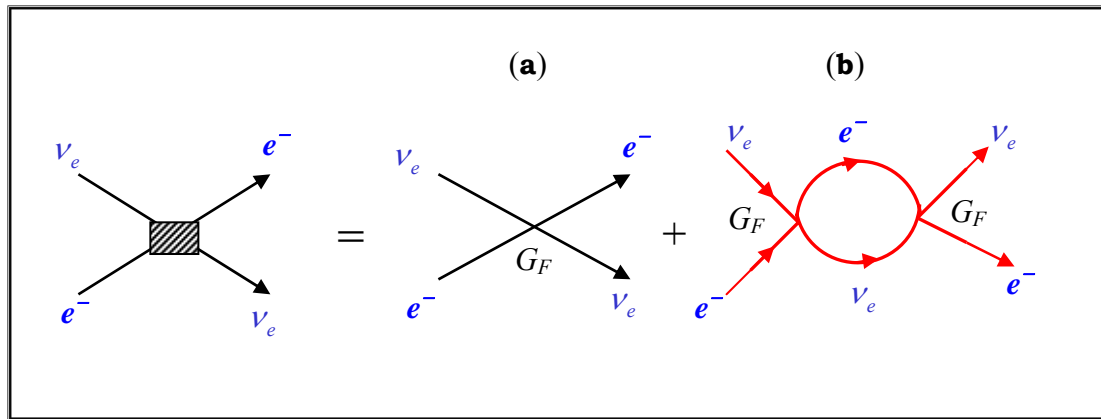


Fig. 1.6 : Contribution des processus d'ordre supérieur à la diffusion électron-neutrino. En particulier, le diagramme (b) schématise la contribution du second ordre perturbatif [Gre93].

Toutefois, cette difficulté peut être résolue à condition de supposer que l'interaction faible est propagée par un boson vecteur W intermédiaire, comme c'est le cas en QED où la diffusion électron-électron est portée par le photon. Sauf que la courte portée de l'interaction faible exige à ce boson (W) d'être massif M_W . Cette astuce a l'avantage d'introduire un propagateur de la forme : $D_w(q^2) \approx g^2 / (M_w^2 - q^2)$ dans l'amplitude de diffusion, avec q^2 l'impulsion du boson W transférée entre les deux vertex et g la constante de couplage (sans dimension) W -leptons ($e^- - \nu_e$). La divergence due à la borne supérieure ∞ dans l'élément de matrice de diffusion $S^{(2)}$ est alors éliminée [Gre93].

Enfin, pour clore la discussion entreprise dans ce paragraphe, il faut noter qu'un processus de diffusion tel ($e^- \nu_\mu \rightarrow e^- \nu_\mu$) n'est pas prévu dans le cadre théorique de l'interaction de Fermi avec un couplage ($V-A$). Examinons les courants leptoniques qui interviennent lors de ce processus. Le neutrino muonique ν_μ étant une particule démunie de charge, le courant qui lui est associé $\bar{\psi}_{\nu_\mu} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) \psi_{\nu_\mu}$ est donc neutre au sens usuel du terme. Pour l'électron $\bar{\psi}_e \gamma_\mu (g_V - g_A \gamma_5) \psi_e$, le moins que l'on puisse constater est que la charge (électrique) est conservée. Ainsi, on serait naturellement tenté par appeler ce courant 'neutre', dans le sens où le courant électromagnétique $\bar{\psi} \gamma_\mu \psi$ serait neutre pour toutes les particules. Les courants intervenant lors du processus de diffusion ($e^- - \nu_\mu$) sont donc neutres. Ceci n'était pas le cas pour les courants chargés de la désintégration β où la particule entrante voyait sa charge changer (diminuer ou augmenter). Pour décrire le processus ($e^- \nu_\mu \rightarrow e^- \nu_\mu$), le boson intermédiaire échangé doit être neutre et de spin 1. La figure 1.7 représente le couplage des deux courants leptoniques avec échange du boson neutre Z^0 qui répond à ces critères.

L'existence des courants faibles neutres a été prédite par S. Glashow en 1961 [Gla61] mais ne fut corroborée par leur mise en évidence expérimentale que 12 années plus tard dans les diffusions hadrons-neutrinos au CERN par la collaboration Gargamelle [Has73]. Les

partisans de l'unification des interactions faible et électromagnétique, S. Weinberg et A. Salam ont été les premiers à réaliser les propriétés similaires du boson Z^0 et du photon γ . L'interaction faible (pour les courants chargés) quant à elle, elle fait apparaître deux bosons chargés massifs : W^+ et W^- pour les désintégrations β^+ et β^- respectivement. La première proposition d'un groupe de symétrie permettant de traiter les interactions faible et électromagnétique par la même théorie de jauge : la théorie électrofaible, vint de Glashow [Gla61]. Les prédictions théoriques incluait l'existence des quatre bosons vecteurs physiques W^+ , W^- , Z^0 et γ .

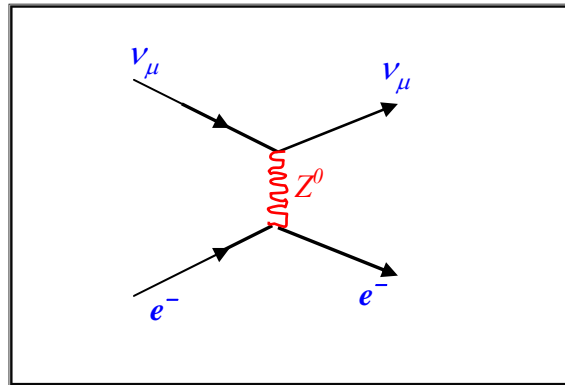


Fig. 1.7 : Couplage des courants neutres dans la diffusion ($e-\nu_\mu$) par l'intermédiaire du boson neutre Z^0 .

La première partie de ce chapitre 1.1 nous a permis de situer l'hypothèse CVC, que notre travail expérimental se propose de vérifier directement au travers de deux candidats idéals (^{62}Ga et ^{38}Ca), dans le vaste champ de la *théorie* $V-A$. Les considérations discutées dans ce dernier paragraphe doivent en principe convaincre de la nécessité de disposer d'une théorie au-delà de $V-A$ dès lors qu'il s'agit de décrire les processus physiques mettant en jeu un grand transfert d'impulsion ($q \gg \lambda$). Ces processus se produisent généralement lorsque la matière est sondée à grande longueur d'interaction, soit en ses constituants les plus élémentaires. Ceci relève du domaine de la physique des hautes énergies et ne concerne, à priori, ni la physique nucléaire en général ni d'ailleurs les transitions super-permises de Fermi en particulier. Par ailleurs, le lecteur réalise intuitivement que la *théorie* $V-A$ permet de rendre compte de l'observation expérimentale et décrit de façon très satisfaisante les processus faibles se produisant à basse énergie dont la désintégration β nucléaire est un exemple. La *théorie* $V-A$ fournit surtout les outils nécessaires pour effectuer les mesures de vérification, à l'instar de la relation 1.16 qui explique comment déduire la valeur de la durée de vie comparée (ft).

Toutefois, il existe un trait d'union assez intéressant et d'ailleurs rare entre les deux disciplines (physiques des hautes et basses énergies) qui est implicitement exprimé par la relation 1.37 reliant les constantes de couplage vectoriel du muon et de la décroissance β nucléaire. Pour interpréter la différence constatée entre ces deux constantes, il nous est à présent nécessaire d'emprunter la notion de mélange de saveurs des quarks par l'interaction faible au Modèle Standard (SM). Il se trouve que le mélange en question est pris en compte par la matrice dite de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa CKM. Cette dernière doit satisfaire à une contrainte, sans quoi certains fondements théoriques sur lesquels est construit le SM sont remis en question. On se propose donc de faire "un saut" et d'introduire ou plutôt de localiser la matrice CKM dans le paradigme du SM.

Avant cela, il convient de faire remarquer que la prochaine partie de ce chapitre n'est pas destinée à réécrire les "choses" en se servant du formalisme du SM. En effet, cela ne relève pas de notre étude et s'avère même illusoire pour la raison suivante. Il est impératif de noter que le Modèle GSW, où plus généralement le SM, sont des théories qui s'appliquent strictement et uniquement aux particules élémentaires : quarks et leptons. Les hadrons, états liés de quarks, sont traités dans le cadre de la physique hadronique (ou QCD non-perturbative).

Notre intérêt concerne en premier la compréhension de la particularité qui différencie une théorie de jauge tel le Modèle GSW d'une théorie quantique relativiste et invariante sous une symétrie globale telle $V-A$. Ensuite, comme on s'interroge sur la notion de mélange et la contrainte imposée à la matrice CKM, il paraît naturel qu'on puise les explications adéquates. Cependant, notre but final reste surtout d'établir explicitement le lien entre l'étude des transitions super-permises de Fermi et la vérification de l'hypothèse CVC, qui conduisent à l'évaluation d'un élément de la matrice de mélange CKM et qui contribuent donc à tester la contrainte à laquelle elle doit satisfaire : l'unitarité.

Le prochain chapitre où l'on se propose de visiter de façon succincte le Modèle Standard électrofaible est structuré de la façon suivante. L'objectif du paragraphe introductif est de retracer les grandes lignes du développement de la théorie électrofaible, il fournit entre autres les références pour une description plus complète. On s'essayera par la suite à définir de façon générale et brève le concept de théorie de jauge. On s'intéressera en particulier au secteur électrofaible du SM ou le Modèle GSW, c'est-à-dire la partie qui traite de l'unification des interactions faible et électromagnétique. Après avoir présenté la structure du groupe de symétrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$ unificateur, nous verrons que cette nouvelle formulation conduit à la classification des fermions selon leur chiralité. De là découlera le constat de la présence de mélange des états propres de la masse dans les processus faibles. Le concept de couplage entre les quarks $s-d$ par l'interaction faible peut être compris dans le cadre de la théorie de Cabibbo. Celle-ci fera l'objet du deuxième paragraphe et permettra d'interpréter la différence constatée entre les constantes de couplage vectoriel du muon et de la désintégration β nucléaire. Enfin, la généralisation par Kobayashi et Maskawa du couplage faible pour les courants hadroniques chargés aux trois générations de fermions présumées dans le SM, conduit à la formulation de la matrice CKM. On introduira celle-ci dans le dernier paragraphe où l'on tentera de comprendre à quoi est rattachée la contrainte d'unitarité qui lui est imposée.

1.2 Modèle GSW (de Glashow, Salam et Weinberg)

La théorie électrofaible (unification des interactions faible et électromagnétique) a été formulée par S. Weinberg en 1967 [Wei67] et indépendamment par A. Salam (1968) [Sal68] en incorporant l'idée d'unification de S. Glashow (1961) [Gla61]. Cette théorie, appelée communément le Modèle GSW (pour *Glashow, Salam et Weinberg*), a été construite à l'aide du principe de jauge et des connaissances reliées aux fondements d'une théorie de jauge. Elle inclut tous les bons comportements phénoménologiques des premières théories de jauge en particulier ceux de la théorie IVB (pour *Intermediate Vector Boson*) [Her98]. Une caractéristique importante du Modèle GSW est d'être une théorie de jauge non-abélienne : les champs de jauge interagissent avec eux même. L'unification électrofaible résulte du fait que les interactions faible et électromagnétique sont structurellement similaires.

En effet, la première tentative théorique visant à décrire l'interaction faible par échange de bosons intermédiaires fut la théorie IVB. Dans celle-ci, l'interaction faible est médiatée par les bosons massifs chargés (W^\pm) et neutre (Z^0) de spin 1. Cette interprétation permettait de s'affranchir des difficultés causées par l'hypothèse de localité de départ (Fermi, $V-A$). Cependant, la théorie IVB partage certains inconvénients de la *théorie* ($V-A$) : de nouveaux problèmes théoriques apparaissent lorsque l'énergie augmente ($q \gg M_W$). La violation de l'unitarité se produit de nouveau mais à une échelle légèrement supérieure $\sim 500 \text{ GeV}$ à celle de la *théorie* ($V-A$). Ceci motivera particulièrement le développement d'une théorie unifiée où l'interprétation de l'interaction électrofaible en terme d'invariance de jauge est fondée sur le groupe de symétrie locale $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Cette nouvelle formulation permet d'éliminer les divergences mentionnées. Reste que le caractère massif des bosons médiateurs interdit d'envisager cette interaction dans le cadre d'une théorie de jauge sous peine de détruire la renormalisabilité de celle-ci. La solution apportée fut l'introduction d'une brisure spontanée de la symétrie de jauge $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Cet artifice permet de conférer un terme de masse aux bosons de jauge, par le biais du mécanisme de Higgs [Eng64, Hig66, Kib67], sans toutefois altérer la renormalisabilité de la théorie. La démonstration théorique de la possibilité de cette alternative est fournie par 'tHooft et Veltman qui montreront en 1971 que toute théorie de jauge est renormalisable et que la brisure spontanée de symétrie n'altère aucunement ce caractère propre aux théories de jauge non-abéliennes* [tHo71].

L'addition du groupe de symétrie $SU(3)_C$ responsable de l'interaction forte donna naissance au Modèle Standard (SM). La première indication qui confirma le Modèle Standard comme théorie décrivant correctement l'interaction électrofaible fut sans doute la mise en évidence expérimentale des courants neutres en 1973 [Has73]. Une dizaine d'années plus tard, vint la découverte des bosons W^\pm (1983) et Z^0 (1989) auprès du collisionneur SPS au CERN aux énergies prédites par le SM [Am83, Ban83].

1.2.1 Théorie de jauge et groupe de symétrie $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$

Les théories de champs quantiques qui sont basées sur l'existence de symétries de jauge sont dites théories de jauge. Dans une théorie de jauge, les interactions fondamentales sont représentées mathématiquement comme des champs quantifiés invariants sous certaines transformations locales appelées symétries de jauge. Les symétries locales[†] sont des symétries dont les paramètres sont continus et dépendent des coordonnées de l'espace-temps. Les équations auxquelles obéissent ces champs sont déduites en exigeant l'invariance du lagrangien décrivant l'interaction sous les symétries locales en question.

Un aspect fondamental de la physique des particules est l'existence d'un principe qui s'applique aux théories de jauge et qui a joué un rôle particulièrement important dans l'élaboration de la théorie électrofaible (Modèle GSW) et du Modèle Standard (SM). C'est le principe de jauge. Soit un système Ψ dont la dynamique est décrite par le lagrangien \mathbf{L} qui est invariant sous une transformation globale \mathbf{G}_g (symétrie dont les paramètres ne sont pas

* Théorie de jauge fondée sur un groupe de symétrie dont les générateurs ne commutent pas entre eux.

† Les symétries locales font partie des symétries dites internes. Les transformations qu'engendrent ces dernières ne concernent pas les coordonnées de l'espace temps mais s'appliquent plutôt aux coordonnées internes. À titre illustratif, une symétrie interne transforme une particule en une autre avec des nombres quantiques internes différents mais sa masse reste inchangée. La rotation dans l'espace de l'isospin (R_Y), introduite par la relation (1.44), est un exemple de symétrie interne. Le nombre quantique interne est l'isospin de la particule.

dépendants des coordonnées de l'espace-temps). Le principe de jauge permet de promouvoir la symétrie \mathbf{G}_g de globale à locale \mathbf{G}_l . La procédure à suivre consiste à remplacer la dérivée partielle $\partial_\mu = \partial/\partial x^\mu$ d'un champ générique Φ donné par la dérivée covariante D_μ qui lui correspond (cf. relation 1.57). En jaugeant la symétrie, la théorie libre du départ est transformée en une théorie décrivant les interactions.

L'artifice employé pour préserver l'invariance de la théorie décrivant les interactions sous la transformation locale \mathbf{G}_l réside dans l'introduction de champs vectoriels de bosons appelés bosons de jauge (cf. relation 1.57). Le nombre de bosons de jauge associés est égal au nombre de générateurs du groupe de symétrie \mathbf{G}_l . Les bosons de jauge sont les médiateurs de l'interaction, leurs champs se couplent aux champs de matière. Ils interagissent avec le champ Φ d'une manière invariante de jauge.

Cependant, le lagrangien \mathbf{L}' résultant n'est invariant sous la transformation locale \mathbf{G}_l associée à l'interaction que si les bosons introduits sont sans masse. C'est là qu'intervient le mécanisme de Higgs. Ce dernier consiste en l'introduction d'un doublet complexe de champs scalaires (champ de Higgs). La génération de masse se fait au travers du couplage de celui-ci (de manière invariante de jauge) aux bosons intermédiaires tout en préservant la renormalisabilité et le bon comportement à haute énergie de la théorie.

Le *Modèle Standard* englobe deux théories de jauge :

- La théorie de l'interaction forte QCD : elle est fondée sur le groupe de symétrie $\text{SU}(3)_C$ basé sur la conservation de la charge de couleur (c). Les quarks possèdent trois degrés de liberté de couleur, génériquement : bleu, rouge et vert. Les bosons de jauge associés sont les gluons au nombre de $3^2 - 1 = 8$, ils assurent l'échange de couleur entre deux quarks en interaction. La charge de couleur n'est pas une observable comme c'est le cas pour la charge électrique ; seuls les états hadroniques incolores (singlets) sont observables. Ce sont les baryons formés de 3 quarks et les mésons constitués d'une paire quark-antiquark.
- La théorie unifiée électrofaible (Modèle *GSW*) dont le groupe de symétrie $\text{SU}(2)_L \times \text{U}(1)_Y$ est basé sur la conservation de l'isospin faible T et de l'hypercharge faible Y .

1.2.2 Classification des champs fermioniques

Le groupe de symétrie associé à la théorie électrofaible est $\text{SU}(2)_L \times \text{U}(1)_Y$. Ce groupe est engendré par l'invariance de jauge du lagrangien électrofaible dans un groupe de transformations locales $\text{SU}(2)_L$ et $\text{U}(1)_Y$ agissant sur le champ des fermions (quarks et leptons). Si f désigne un champ fermionique donné, la dérivée covariante D_μ qui lui correspond selon la symétrie de jauge locale $\text{SU}(2)_L \times \text{U}(1)_Y$ est :

$$D_\mu f = \left(\partial_\mu - i g \vec{T} \vec{W}_\mu - i g' \frac{Y}{2} B_\mu \right) f \quad (1.57)$$

où g et g' sont les constantes de couplage associées à $\text{SU}(2)_L$ et $\text{U}(1)_Y$ respectivement. Les autres termes sont explicités dans ce qui suit.

Le groupe de symétrie $SU(2)_L$ est un groupe de rotation dont les générateurs sont les matrices (2×2) unitaires $T_i = \sigma_i/2$, ($i = 1, 2, 3$) avec σ_i les matrices de Pauli et les bosons de jauge associés sont au nombre de trois W_μ^i ($i = 1, 2, 3$). La charge conservée par invariance sous la transformation $SU(2)_L$ est l'isospin faible* T . L'isospin faible est un nombre quantique attribué à chaque fermion, il doit être conservé lors de l'interaction mettant en jeux les bosons W_μ^i . Ces derniers ne se couplent qu'aux spineurs fermioniques ψ de chiralité gauche (couplage $V-A$) ce qui est rappelé par l'indice L (pour *left*). Chaque génération de fermions, (e, μ, τ) pour les leptons par exemple, comprend deux fermions gauches. Ceux-ci forment un doublet d'isospin L_i de fermions gauches. Pour les leptons, ces doublets s'écrivent :

$$L_e = \frac{1-\gamma_5}{2} \begin{pmatrix} \psi_{\nu_e} \\ \psi_e \end{pmatrix}, \quad L_\mu = \frac{1-\gamma_5}{2} \begin{pmatrix} \psi_{\nu_\mu} \\ \psi_\mu \end{pmatrix}, \quad L_\tau = \frac{1-\gamma_5}{2} \begin{pmatrix} \psi_{\nu_\tau} \\ \psi_\tau \end{pmatrix} \quad (1.58)$$

Les fermions gauches (f_L) se transforment comme des doublets (relation 1.59.a) sous la symétrie $SU(2)_L$. De ce fait, ils sont regroupés en doublets d'isospin faible $T = 1/2$, $T_3 = \pm 1/2$. Les spineurs décrivant les fermions droits f_R possèdent un isospin total nul $T = 0$; ils constituent des singlets de chiralité.

$$f_L \rightarrow \exp(i\vec{T} \cdot \vec{\theta}) f_L \quad ; \quad f_L = \begin{pmatrix} \nu_L \\ e_L \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix} \dots \quad (1.59.a)$$

$$f_R \rightarrow f_R \quad ; \quad f_R = e_R, u_R \dots \quad (1.59.b)$$

avec les notations $f_L = (1-\gamma_5/2)f$, $f_R = (1+\gamma_5/2)f$ et $e_L = (\psi_e)_L \dots$

La dissymétrie entre les composantes droite et gauche des fermions (doublets et singlets respectivement) est destinée à reproduire la violation maximale de la parité dans les processus faisant intervenir les courants faibles chargés.

Le groupe de symétrie $U(1)_Y$ est introduit afin d'unifier les interactions faible et électromagnétique. Le générateur qui lui est associé est $Y/2$, la charge conservée qui est associée est l'hypercharge faible Y et le boson de jauge est B_μ . Bien que la théorie de jauge de l'interaction électromagnétique (QED) soit basée sur le groupe $U(1)_{em}$ dont la charge conservée est la charge électrique Q , ce n'est pas ce dernier qui est inclut dans l'unification électrofaible. La raison est que les générateurs du groupe d'unification $SU(2)_L \times U(1)_Y$ doivent vérifier les relations de commutations : $[T_i, T_j] = \varepsilon_{ijk} T_k$ (ε_{ijk} est le tenseur antisymétrique de Levi-Cevita) et $[Y/2, T_i] = 0$, cependant $[Q, T_i] \neq 0$. C'est le groupe $U(1)_Y$ qui est retenu. Ce choix n'altère en aucun cas l'unification puisque $U(1)_{em}$ est un sous-groupe du groupe unificateur $U(1)_{em} \subset SU(2)_L \times U(1)_Y$. Par ailleurs, le nombre quantique d'hypercharge Y faible est reliée à la troisième composante de l'isospin faible T_3 et à la charge électrique Q par la relation : $Q = T_3 + Y/2$. Les nombres quantiques T_3 et Q caractérisant chaque fermion figurent dans le tableau 1.7.

D'après la classification proposée dans le tableau 1.7, on note qu'en particulier les quarks (d, s, b) sont représentés avec une notation primée (d', s', b') . En effet, cela est nécessaire afin de les différencier des quarks usuels états propres de la masse connus de l'interaction forte.

* Il est important de ne pas confondre l'isospin faible avec l'isospin fort qui découle de l'indépendance de l'interaction forte vis-à-vis de la charge électrique. L'isospin faible est associé à une symétrie de jauge locale (interaction de jauge) tandis que l'isospin fort est une symétrie de jauge globale où il y a uniquement conservation d'un nombre quantique. La même distinction s'applique à l'hypercharge faible et forte.

L'objet ou la raison de cette modification est la suivante. Contrairement aux leptons, où le couplage faible survient uniquement entre les membres du même doublet gauche ou encore dans la même génération [Gre93], l'interaction faible mélange ou permet le couplage entre les quarks de différentes générations. Etant donné que les fermions appartenant aux doublets gauches sont définis comme les états propres de l'Hamiltonien de l'interaction faible, il devient impératif de distinguer les quarks concernés par le mélange et cela en les représentant autrement (primes). Ces états de mélange correspondent à une combinaison linéaire des quarks usuels (états de masse) auxquels ils se couplent faiblement comme on le verra par la suite. Il faut noter que c'est par pure convention que ce sont les trois quarks de charge $-1/3$ qui font l'objet du mélange à l'inverse des trois autres quarks (u, c, t).

Fermions			Q	T_3
Leptons	doublets	$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e_L \end{pmatrix}$	0	1/2
		$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu_L \end{pmatrix}$	-1	-1/2
	singlets	$e_R \quad \mu_R \quad \tau_R$	-1	0
Quarks	doublets	$\begin{pmatrix} u_L \\ d'_L \end{pmatrix}$	2/3	1/2
		$\begin{pmatrix} c_L \\ s'_L \end{pmatrix}$	-1/3	-1/2
	singlets	$u_R \quad c_R \quad t_R$	2/3	0
		$s'_R \quad d'_R \quad b'_R$	-1/3	0

Tab. 1.7 : Classification des champs fermioniques (leptons et quarks) en doublets de chiralité gauche et singlets de chiralité droite, les nombres quantiques d'isospin faible T_3 et charge électrique Q qui leur sont associés. L'indice L n'est pas indiqué pour les neutrinos du fait que leurs composantes droites n'existent pas (paragraphe 1.1.2.3).

Ainsi, l'interaction faible conserve le nombre leptonique ; elle viole en revanche la conservation de la saveur des quarks. Cela a pu être observé dans certains processus de décroissances faibles. L'expérience montre par exemple que le quark d ne se couple pas faiblement uniquement au quark u mais également au quark s . On se propose dans ce qui suit de nous intéresser d'abord au mélange entre les quarks de la première génération (u, d) à ceux de la deuxième génération (c, s) et cela au travers de la théorie dite "de particules étranges" de Cabibbo. La généralisation du concept de mélange à toutes les générations conduit à l'introduction de la matrice CKM, celle-ci est traitée dans le paragraphe 1.2.4.

1.2.3 Mélange de Cabibbo

La découverte des particules étranges dans les rayons cosmiques fut une surprise ; aucune théorie n'avait prévu leur existence. Ces particules possèdent des propriétés particulières qui leur avaient valu le mot "étrange". C'est le développement des accélérateurs de particules d'énergie suffisamment grande qui a permis de les étudier.

Considérons la réaction induite par les protons lors de leur passage dans l'atmosphère terrestre (gerbe hadronique : $p\pi^- \rightarrow \Lambda^0 K^0$). La section efficace de cette réaction est grande ce qui est le signe d'une interaction forte. Cependant, les durées de vie très longues de Λ^0 et K^0 suggèrent

une interaction faible. Les phénomènes observés durant la production et la décroissance de ces particules étranges peuvent être compris par l'attribution d'un nouveau nombre quantique aux particules : l'étrangeté S . Celle-ci est conservée par les interactions forte et électromagnétique :

$$\pi^-(S=0) + p(S=0) \rightarrow \Lambda^0(S=-1) + K^0(S=+1) \quad (1.60)$$

En revanche, l'étrangeté est violée par l'interaction faible :

$$\Lambda^0(S=-1) \rightarrow p(S=0) + \pi^-(S=0) \quad (1.61)$$

On constate par ailleurs que la désintégration du π^- est un processus qui se produit sans changement d'étrangeté $\Delta S = 0$. Quant à la décroissance du kaon K^+ , elle s'accompagne d'une variation d'unité d'étrangeté $\Delta S = 1$ et elle est beaucoup plus lente que les processus avec $\Delta S = 0$.

À ce stade, la question qui se pose est de savoir si les particules étranges obéissent ou non à l'universalité de l'interaction de Fermi comme cela est le cas pour les leptons et les particules non-étranges. Pour le savoir, il est nécessaire d'étudier les désintégrations faibles : d'une particule étrange ($K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$) et d'une particule non-étrange ($\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$) qui mènent au même produit en voie de sortie, en extraire les constantes de couplage G_K et G_π puis les comparer. L'expérience mesure le rapport suivant : $|G_K|/|G_\pi| = 0.216$ qui est différent de 1. Ceci n'est évidemment pas en faveur de l'*Interaction Universelle de Fermi* qui stipule la même constante de couplage faible indépendamment de la désintégration étudiée.

Pour expliquer cette différence sans introduire des constantes de couplage quark-quark et afin de préserver l'universalité de l'interaction de Fermi (qui doit aussi s'appliquer aux particules étranges), N. Cabibbo postule la brisure de la symétrie SU(3) par l'interaction faible [Cab63]. Cette dernière ne semble pas conserver la saveur des quarks. Pour ce faire, Cabibbo propose un nouvel état propre, noté d' , du quark d . Celui-ci (d') est état propre de l'Hamiltonien de l'interaction faible et est déterminé par rotation des états de quarks (s et d) de l'interaction forte (conservant la saveur) [Gre93] :

$$d' = \cos \theta_C d + \sin \theta_C s \quad (1.62)$$

avec θ_C l'angle de mélange appelé angle de Cabibbo par la suite.

Ainsi, selon la théorie de Cabibbo [Cab63], lors d'une désintégration β^+ , le proton serait couplé à un mélange du neutron et d'hypéron Λ^0 . Le courant hadronique associé s'écrit alors :

$$J_\mu^h = \bar{\psi}_p \gamma_\mu (1 - \gamma_5) (\psi_n \cos \theta_C + \psi_{\Lambda^0} \sin \theta_C) \quad (1.63.a)$$

En termes de champs (spineurs) de quarks cela équivaut :

$$J_\mu^h = \bar{u} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) (d \cos \theta_C + s \sin \theta_C) \quad (1.63.b)$$

Si l'on réécrit les désintégrations du pion π^+ et du kaon K^+ en terme de quarks on obtiendrait dans l'ordre ($u \rightarrow s \mu^+ \nu_\mu$) et ($u \rightarrow d \mu^+ \nu_\mu$). Le nouveau rapport entre les constantes de couplage G_π et G_K associées à ces deux processus faibles est directement donné par le rapport entre les taux relatifs Γ des transitions ($u \rightarrow s$) et ($u \rightarrow d$) [Cab63, Wu96] :

$$\frac{\Gamma(u \rightarrow s)}{\Gamma(u \rightarrow d)} \propto \frac{\sin \theta_C}{\cos \theta_C} \quad \text{et} \quad \left| \frac{G_K}{G_\pi} \right| \propto \tan \theta_C \quad (1.64)$$

Cette relation permet également d'accéder* à l'angle de Cabibbo θ_C qui vaut $\cong 12^\circ$.

Il est intéressant de noter que d'après la relation 1.64, le terme $\sin \theta_C$ vaut seulement 0.2655(5) [Gre93]. Cette valeur peut être interprétée d'abord comme due au faible couplage ($u-s$) et montre plus loin que même si le couplage inter-génération existe, il reste cependant faible. Pour se rendre compte, il suffit de remarquer que le quark u appartient à la première génération (u, d) où il se désintègre en d (décroissance de π^+) avec un couplage proportionnel à $\cos \theta_C$ (~ 0.97) tandis que son mélange (décroissance de K^+) au quark s de la deuxième génération se fait avec $\sin \theta_C$ (~ 0.26). Par ailleurs, le fait que $\sin \theta_C \ll 1$ reflète la faiblesse (lenteur) des processus violant la conservation de l'étrangeté ($\Delta S = 1$), tel la décroissance du kaon (K^+), comme mentionné précédemment.

La répercussion du concept de mélange sur la compréhension du mécanisme de désintégration faible et l'universalité dont il se veut garant peut se voir immédiatement. Dans le paragraphe 1.1.1.5, nous avons souligné une différence d'environ 3% (cf. relation 1.37) entre la constante de couplage vectoriel g_V de la désintégration β (processus semi-leptonique) et sa contrepartie g_V^μ dans la désintégration du muon (processus purement leptonique). Il est d'ores et déjà possible d'interpréter cette différence dans le cadre de la théorie de mélange de Cabibbo. Le muon étant un lepton, il ne comporte aucune étrangeté S : la constante de couplage vectoriel qui lui est associée est donc celle g_0 d'un courant faible conservant l'étrangeté :

$$\Delta S = 0, \quad g_V^\mu = g_0 \quad (1.65)$$

En revanche, dans la décroissance β nucléaire, le courant hadronique faible est partagé entre toutes les particules instables vis-à-vis du même processus faible considéré et appartenant au même octet[†]. La décroissance de certaines particules peut bien se produire avec un changement de l'étrangeté ($\Delta S = 1$) comme c'est le cas de Λ^0 (cf. relation 1.61). Tenant cela en considération, si g_V désigne la constante de couplage vectoriel de la désintégration β , elle n'est plus égale à g_0 : la charge faible d'un courant conservant l'étrangeté $\Delta S = 0$ selon l'écriture de la relation 1.65. Du fait du mélange, elle est désormais répartie sur les courants avec $\Delta S = 0$ et $\Delta S = 1$ comme suit [Cab63, Wu96] :

$$\begin{aligned} g_V^{\Delta S=0} &= g_0 \cos \theta_C \\ g_V^{\Delta S=1} &= g_0 \sin \theta_C \end{aligned} \quad (1.66)$$

En combinant les relations 1.65 et 1.66, on déduit la relation suivante entre les constantes de couplage vectoriel du muon et de la désintégration β nucléaire :

* En réalité, ce sont les taux de décroissance Γ_K et Γ_π de K^+ et π^+ qui permettent de déduire l'angle de mélange θ_C . Le taux de décroissance Γ est donné par la mesure de deux observables expérimentales : la durée de vie τ et le rapport d'embranchement B.R. du processus de désintégration comme $\Gamma = \tau / \text{B.R.}$

† Selon la symétrie SU(3) de saveur, les hadrons sont regroupés en multiplets d'isospin. Les baryons : $p, n, \Sigma^0, \Sigma^+, \Sigma^-, \Lambda^0, \Xi^0$ et Ξ^- sont caractérisés par un nombre baryonique $B=1$ et un spin 1/2. Ils forment un octet dans la représentation 8 du groupe SU(3) [Gre93]. Cela revient à représenter ces baryons dans un référentiel plan d'axes (T_3, Y) où $Y = B + S$ et $T_3 = Q - Y/2$, avec S l'étrangeté, T_3 et Y l'hypercharge et l'isospin forts.

$$g_V \equiv g_V^{\Delta S=0} = \cos \theta_C g_V^\mu \Rightarrow g_V = 0.978 \cdot g_V^\mu \quad (1.67)$$

Ce résultat est en très bon accord avec la divergence constatée précédemment : $g_V = 0.974 \cdot g_V^\mu$ dans le paragraphe 1.1.2.5. On peut donc conclure que l'universalité de l'interaction de Fermi s'applique aussi bien aux particules étranges. Le prix à payer est l'introduction d'un paramètre déterminé expérimentalement qui est l'angle de Cabibbo.

1.2.4 Matrice CKM

Le concept de mélange introduit par N. Cabibbo fut généralisé dans un premier temps par S. Glashow, J. Iliopoulos et L. Maiani en 1970 [Gla70] qui postulèrent l'existence d'un quatrième quark (c) partenaire du quark s . Ce postulat était motivé par le souci de maintenir la symétrie entre le nombre de leptons et de quarks ainsi que le principe de l'universalité de l'interaction faible. Il faudrait dire que ce postulat permettait surtout, par la même occasion et d'une façon élégante, de supprimer les courants neutres changeant la saveur $\Delta S = 1$: FCNC (pour *Flavour Changing Neutral Currents*). Ce qui fut connu plus tard par le mécanisme GIM. Ainsi, la seule autre transformation permettant le couplage entre les quarks (s, d) avec celle présentée par la relation 1.62 est la suivante :

$$s' = -\sin \theta_C d + \cos \theta_C s \quad (1.68)$$

Le mélange entre les deux premières familles peut s'exprimer à l'aide de la matrice de Cabibbo V_C donnée par :

$$(\bar{u} \quad \bar{c}) \xrightarrow{Weak} \begin{pmatrix} d' \\ s' \end{pmatrix} = V_C \cdot \begin{pmatrix} d \\ s \end{pmatrix}, \quad V_C = \begin{pmatrix} \cos \theta_C & \sin \theta_C \\ -\sin \theta_C & \cos \theta_C \end{pmatrix} \quad (1.69)$$

Nous avons adopté une représentation matricielle pour les quarks u et c , de façon à ce que la première partie de la relation 1.69 corresponde aux transitions faibles de ces quarks ($u \rightarrow d$) et ($c \rightarrow s$). La première transition ($\bar{u} \rightarrow d'$), par exemple, exprime la désintégration β du proton d'après la relation 1.63.b.

Suite à la découverte de la violation de la symétrie CP en 1964 [Chr64], il fallait désormais disposer d'une matrice de mélange complexe. Cette dernière permettrait de fournir au moins un facteur de phase qui pourrait ainsi expliquer la violation du produit CP par l'interaction faible. Sachant que la matrice de Cabibbo ne remplit pas cette condition*, M. Kobayashi et K. Maskawa [Kob73] furent les premiers à indiquer que pour avoir une matrice complexe, il fallait au moins trois générations de quarks (6 quarks). Ils proposèrent en conséquence l'existence d'une troisième génération de quarks lourds (b, t). Ceci a conduit à la généralisation de la matrice (2×2) de Cabibbo. La paramétrisation proposée par Kobayashi et Maskawa [Kob73] est appropriée à décrire directement le mélange entre les trois générations

* Les champs de quarks sont définis à une phase près ; il y a donc 4 phases arbitraires. Une phase globale n'a pas de signification physique et les phases relatives peuvent être éliminées de sorte que la matrice de Cabibbo soit réelle et ne contient qu'un seul paramètre : l'angle de Cabibbo θ_C . Avec N_q le nombre de quarks de chiralité gauche, la matrice ($N_q/2 \times N_q/2$) de mélange dépend de ($N_q \times N_q/4$) paramètres réels dont ($N_q - 1$) peuvent être standardisés en fixant ou changeant la phase de la fonction d'onde de chacun des 6 quarks. Il reste alors ($N_q/2$) \times ($N_q/2 - 1$)/2 angles de rotation θ_i et ($N_q/2 - 1$) \times ($N_q/2 - 2$)/2 phases δ . En particulier, si les paramètres sont choisis comme ($\theta_2 = \theta_3 = \delta = 0$), la matrice de mélange se simplifie à la matrice de Cabibbo V_C qui est approprié à la description du mélange entre les deux premiers doublets. L'angle θ_1 est identifié avec l'angle θ_C [Fré03].

de quarks (u, d) , (s, c) et (b, t) . Ce mélange est alors résumé par la matrice dite de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM).

Ainsi, les quarks états propres de l'Hamiltonien de l'interaction faible et concernés par le mélange sont reliés aux états propres de la masse par le biais de la matrice (3×3) de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa V_{CKM} définie comme suit :

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = V_{CKM} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} ; \quad V_{CKM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \quad (1.70)$$

Le module de l'élément V_{ij} de la matrice V_{CKM} représente l'amplitude de la probabilité de transition d'un quark $i = (u, c, t)$ en quark $j = (d', s', b')$. Compte tenu du fait que les états propres de la masse des quarks u, c et t sont orthonormés – normalisés et orthogonaux entre eux –, il en ressort que leurs partenaires dans $SU(2)_L$ à savoir d', s', b' doivent l'être aussi. Considérons le quark u dont l'état propre de la masse, selon la symétrie $SU(3)$, est désigné par $|u\rangle$. D'après la définition (1.70), son partenaire $|d'\rangle$ est donné par :

$$|u\rangle \xrightarrow{Weak} |d'\rangle = V_{ud} |d\rangle + V_{us} |s\rangle + V_{ub} |b\rangle \quad (1.71)$$

Il est normalisé seulement si les éléments de la première ligne de la matrice V_{CKM} réalisent la condition suivante (en vertu de la conservation de la probabilité totale : la somme des probabilités doit être égale à 1) :

$$|V_{ud}|^2 + |V_{us}|^2 + |V_{ub}|^2 = 1 \quad (1.72)$$

La généralisation de cette condition à tous les éléments V_{ij} de la matrice V_{CKM} , exprimant le mélange entre les trois générations de quarks, conduit à la contrainte suivante :

$$\sum_k V_{ki}^* V_{kj} = \delta_{ij} \quad (1.73)$$

Cette dernière écriture implique systématiquement que la matrice V_{CKM} doit être unitaire :

$$V_{CKM}^* \cdot V_{CKM} = 1 \quad (1.74)$$

La contrainte d'unitarité que doit remplir la matrice V_{CKM} exprime l'universalité de l'interaction faible. Elle garantit la conservation de l'intensité totale des courants hadroniques chargés [Gre93]. Pour les leptons, les neutrinos étant supposés de masse nulle, il est possible de démontrer qu'il n'existe pas de mélange : les états propres de masse leptonique sont identiques aux états propres d'interaction. L'absence de mélange dans le secteur leptonique exprime entre autre la conservation du nombre leptonique. Cependant, la mise en évidence expérimentale récente du phénomène d'oscillation de neutrinos [Fuk98] remet en cause l'hypothèse de départ et introduit une matrice de mélange (analogue à la matrice V_{CKM} dans le secteur des quarks) pour ces leptons neutres.

Enfin, compte tenu de l'absence de mélange dans le secteur leptonique et de l'universalité de l'interaction faible, l'élément V_{ud} de la matrice V_{CKM} , traduisant le mélange entre les quarks u et d , peut être obtenu à l'aide de la relation suivante [Nav03] :

$$g_V = V_{ud} \cdot g_V^\mu \quad (1.75)$$

On reconnaît une écriture semblable reliant, par le biais de l'angle de Cabibbo θ_C , entre la constante de couplage vectoriel hadronique g_V et la constante de décroissance du muon g_V^μ (cf. relation 1.67). Cette écriture n'est rien d'autre que la forme simplifiée de $d' = V_{ud} d + V_{us} s + V_{ub} b$ déduite à partir de la relation 1.71. En effet, dans la limite où seuls les quarks u et d contribuent à la désintégration β nucléaire (ce qui est valable au premier ordre où le couplage aux quarks plus lourds reste négligeable) et à l'aide de la formule 1.62, on arrive aisément à $d' \cong V_{ud} d = \cos\theta_C d$.

En combinant la dernière relation 1.75 à l'expression de la constante de couplage vectoriel pour les transitions β de Fermi donnée par la relation 1.33, on trouve le lien suivant :

$$|V_{ud}|^2 = \frac{2\pi^3 \ln 2}{(G g_V^\mu)^2 \cdot ft \cdot |M_{if}|^2} \quad (1.76)$$

Cette équation montre que la mesure expérimentale de la durée de vie comparée ft caractérisant une transition de Fermi ($0^+ \rightarrow 0^+$) donne directement une valeur à l'élément V_{ud} une fois qu'elle (ft) est associée à la constante de couplage du muon g_V^μ . Cependant, des corrections doivent être apportées à la formule 1.76 avant qu'elle ne sert à extraire V_{ud} . Ces corrections, comme on le verra dans le prochain paragraphe, sont dues à l'influence du milieu nucléaire sur les partenaires dans la décroissance β .

1.3 Test du Modèle Standard dans la désintégration β nucléaire

L'étude de la décroissance β nucléaire fournit un outil puissant pour tester les propriétés de l'interaction faible. Ce chapitre montre, tout d'abord, comment l'étude systématique des transitions super-permises de Fermi ($0^+ \rightarrow 0^+$) permet de vérifier l'hypothèse de conservation du courant vectoriel (CVC) pour l'interaction faible. Cette approche permet en particulier d'extraire la constante de couplage faible vectoriel et fournit donc, avec la constante de couplage du muon, une valeur à l'élément V_{ud} de la matrice CKM. La matrice CKM constitue un ingrédient essentiel dans le Modèle Standard, et tester son unitarité interroge la validité de ce modèle. Enfin, un état des lieux sur le statut actuel de l'unitarité de la matrice CKM et sur l'hypothèse CVC est dressé et cela en examinant les données expérimentales disponibles.

1.3.1 Transitions super-permises de Fermi

Nous avons vu (paragraphe 1.1.1.3) que les règles de sélection pour les transitions permises de Fermi imposent strictement les mêmes nombres quantiques pour les états nucléaires partenaires dans une désintégration β , à l'exception de la troisième composante de l'isospin T_Z qui varie d'une unité. Les fonctions d'ondes (de spin et spatiale) nucléoniques sont alors parfaitement identiques si bien que la probabilité de désintégration associée est plus importante que pour les autres types de transitions β d'où l'appellation : transitions super-permises. Du fait de la règle de sélection sur l'isospin $\Delta T = 0$, les transitions super-permises de Fermi connectent uniquement les états nucléaires membres d'un même multiplet d'isospin, appelés états isobariques analogues (I.A.S). L'élément de matrice de transition M_{if} associé se simplifie considérablement et il s'écrit :

$$M_{if}^F = \langle f | \sum_j \tau_{\pm}^{(j)} | i \rangle = \langle \alpha T T_{Z_f} | \tau_{\pm} | \alpha T T_{Z_i} \rangle \quad (1.77)$$

En particulier, pour le multiplet d'isospin ($T = 1, T_Z = 0$), le produit $T_{Z_i} T_{Z_f}$ est toujours nul de sorte que la durée de vie comparée ft donnée par la relation 1.33 se réécrit simplement :

$$ft = \frac{2\pi^3 \ln 2}{(G g_V)^2 |M_{if}^F|^2} = \frac{2\pi^3 \ln 2}{(G g_V)^2 [T(T+1) - T_{Z_i} T_{Z_f}]} = \frac{K}{2(G g_V)^2} \quad (1.78)$$

avec K une constante numérique qui vaut [Tow02] :

$$\frac{K}{(\hbar c)^6} = \frac{2\pi^3 \ln 2 \hbar}{(m_e c^2)^5} = 8120.271(12) \times 10^{-10} \text{ GeV}^{-4} \text{ s}$$

Les transitions super-permises de Fermi ($0^+ \rightarrow 0^+$) dépendent uniquement de la partie vectorielle de l'interaction faible comme le dicte les règles de sélection. Comme traité dans le paragraphe 1.1.2.6, une conséquence directe de l'hypothèse de conservation du courant faible vectoriel (CVC) est l'absence de renormalisation pour la charge associée g_V . Il en ressort que la quantité ft est complètement indépendante de la transition considérée et par conséquent elle doit être constante. En revanche, la relation 1.78 doit être modifiée de façon à inclure des corrections apportées à ft avant d'en extraire g_V . Ces corrections sont principalement l'œuvre des interactions opérant dans les milieux nucléaires et qui dépendent de la charge (électrique). On se propose d'étudier celles-ci dans ce qui suit.

1.3.2 Corrections théoriques

Le modèle de la désintégration β tel que élaboré repose sur l'hypothèse d'indépendance de charge de l'interaction faible. Aucun des opérateurs intervenant dans les termes d'interaction vectoriel ou axial ne dépend explicitement de la charge du nucléon. On a donc omis l'influence des forces nucléaires ne conservant pas l'isospin. Celles-ci induisent deux effets :

- Une modification de l'espace de phase disponible pour l'électron (positon) participant à la désintégration β due à la présence de l'interaction électrofaible. Les corrections associées sont apportées au facteur de l'espace de phase f et à la constante de couplage $g_V (g_A)$: ceux sont les corrections radiatives δ_R et Δ_R^V .
- Des impuretés d'isospin ou un mélange des états nucléaires d'isospin T différents. Ce mélange résulte du fait que l'isospin n'est pas une symétrie exacte dans les noyaux. La correction dite de brisure de symétrie d'isospin δ_C s'applique à l'élément de matrice nucléaire de Fermi.

En tenant compte de ces deux types de corrections, la force de transition corrigée notée Ft est définie comme suit [Tow02] :

$$Ft \equiv ft(1 + \delta_R) \cdot (1 - \delta_C) = \frac{K}{2(G g_V^\mu)^2 (1 + \Delta_R^V)} = cte \quad (1.79)$$

1.3.2.1 Corrections radiatives

Les corrections radiatives sont essentiellement dues à l'interaction électrofaible du nucléon – qui se désintègre – avec l'électron (positon) émis et le champ électromagnétique externe. Cette interaction se manifeste par la création de bosons W , Z^0 et γ qui peuvent être absorbés à leur tour par les fermions. Ces effets prennent la forme de corrections imposées à la valeur ft expérimentale ainsi qu'à la constante de couplage vectoriel (axial). Les corrections radiatives sont déterminées par traitement perturbatif. Elles peuvent être exprimées par des séries perturbatives en $Z\alpha$ où les termes d'ordre $Z^m\alpha^n$ ($m \leq n$) sont présents (α est la constante de couplage de QED et Z est le numéro atomique du noyau fils).

On distingue deux types de corrections radiatives : les corrections indépendantes de la transition Δ_R^V et celles qui en dépendent δ_R . Les corrections radiatives dépendantes de la transition (δ_R) sont également séparées en deux termes distincts [Tow02] :

$$\delta_R = (\delta'_R + \delta_{NS}) \quad (1.80)$$

où le premier terme δ'_R dépend du détail de la transition. En revanche, son évaluation ne dépend pas de la structure nucléaire comme c'est le cas pour le second terme δ_{NS} .

Afin de souligner l'influence et l'origine des différents termes correctifs, l'expression de ft est souvent réécrite de la façon suivante [Tow02] :

$$ft \equiv ft(1 + \delta'_R) \cdot (1 + \delta_{NS} - \delta_C) \quad (1.81)$$

Examinons à présent chacune des corrections radiatives.

Les corrections indépendantes de la transition dites “internes” : Δ_R^V

Les corrections radiatives dites “internes” Δ_R^V résultent du couplage faible entre les fermions partenaires dans la désintégration [Sir74]. Elles sont exprimées à l'ordre α et considèrent principalement le couplage de l'électron (positon) produit dans la désintégration avec l'hadron (proton, neutron) par échange de photon γ et de boson intermédiaire Z^0 comme l'illustre le diagramme de Feynman de la figure 1.8. L'interaction faible (désintégrations β^\pm) étant propagée par échange d'un boson intermédiaire W^\pm , celui-ci peut également interagir avec le champ coulombien statique local et générer des corrections d'ordre supérieur (en $Z\alpha$) qui sont généralement négligeables [Har75]. Certaines approches tiennent même compte de l'influence due à l'interaction forte en introduisant les facteurs de forme nucléaires afin d'évaluer la contribution de ces effets [Bli73].

Les corrections radiatives internes Δ_R^V sont indépendantes des caractéristiques du noyau et de l'énergie emportée dans la désintégration. L'effet de ces corrections est habituellement, comme suggéré par R.J. Blin-Stoyle et J.M. Freeman [Bli70], tenu en compte sous forme de renormalisation appliquée à la charge vectorielle g_V (ou axiale g_A). La constante de couplage vectoriel effective g'_V est définie comme suit :

$$(g'_V)^2 = (g_V)^2 \cdot (1 + \Delta_R^V) \quad (1.82)$$

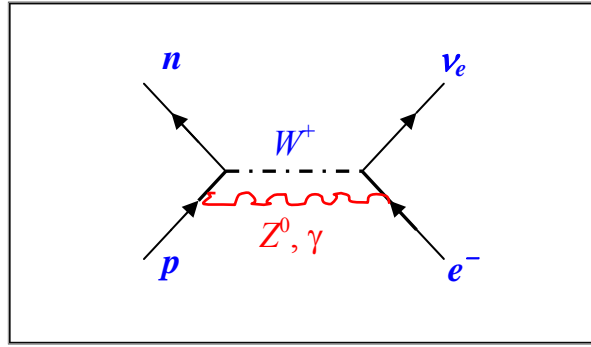


Fig. 1.8 : Corrections radiatives d'ordre α résultant du couplage entre le proton et l'électron par échange de photon γ et du boson Z^0 [Har75].

Les corrections Δ_R^V prennent la forme suivante [Mac86, Sir94] :

$$\Delta_R^V = \frac{\alpha}{2\pi} \left[4 \ln(M_Z/m_p) + \ln(m_p/m_A) + 2C_{Born} + \dots \right] \quad (1.83)$$

où M_Z et m_p sont les masses du boson Z^0 et du proton respectivement. Le terme m_A désigne un paramètre de coupure (*cut-off*) délimitant la partie courte distance de l'interaction γ - W^\pm . Il est pris comme la masse de la résonance A_1 . C_{Born} représente la correction due à la partie restante de l'interaction (longue distance) et est engendrée par l'interaction faible de type axial. Bien que cette dernière ne contribue pas aux transitions β de Fermi pures, elle est cependant présente à chaque fois qu'une ligne photonique est introduite. Elle peut par exemple inverser le spin du nucléon. Le terme $\ln(m_p/m_A) + 2C_{Born}$ est aussi induit par l'interaction axiale et comporte une partie dépendant de la structure nucléaire : la correction δ_{NS} . Ce dernier terme est regroupé avec les corrections radiatives externes δ_R . La contribution dominante à Δ_R^V provient du premier terme $4\ln(M_Z/m_p)$. La détermination du terme C_{Born} dépend du détail de l'interaction forte à basse énergie. Il constitue de ce fait la source principale d'incertitude sur la correction radiative Δ_R^V d'après la référence [Mac86].

Pour les transitions super-permises ($0^+ \rightarrow 0^+$, $T = 1$) de Fermi, la valeur adoptée pour les corrections radiatives internes est tirée de la référence [Sir94]. Elle vaut : $\Delta_R^V = 2.40(8)\%$, indépendamment du noyau considéré.

Les corrections dépendantes de la transition dites "externes" : δ_R

Ces corrections sont induites par le couplage entre les particules émises dans la désintégration β et le champ électromagnétique externe ainsi que le noyau résiduel. Ce couplage prend essentiellement la forme d'un échange de photons virtuels avec le milieu environnant. La figure 1.9 illustre ce procédé d'interaction dans le cas de la désintégration β^+ . À la différence de Δ_R^V , ces corrections dépendent des caractéristiques du noyau final. Le couplage électromagnétique adressé ici est pris en considération en remplaçant le facteur d'espace de phase f habituel par un facteur d'espace de phase effectif : $f_R = f(1+\delta_R)$. La correction radiative globale δ_R se décompose en plusieurs termes d'ordre croissant en $Z^{n-1}\alpha^n$. Ces termes correspondent à des couplages avec le champ électromagnétique faisant intervenir l'échange d'un nombre croissant de photons virtuels. Ces corrections sont généralement évaluées jusqu'à l'ordre $Z^2\alpha^3$ du développement perturbatif et elles s'écrivent :

$$\delta_R = \delta_1(\propto \alpha) + \delta_2(\propto \alpha^2 Z) + \delta_3(\propto \alpha^3 Z^2) \quad (1.84)$$

où les parenthèses expriment la proportionnalité de chaque terme δ_i en le produit $Z^{i-1}\alpha^i$.

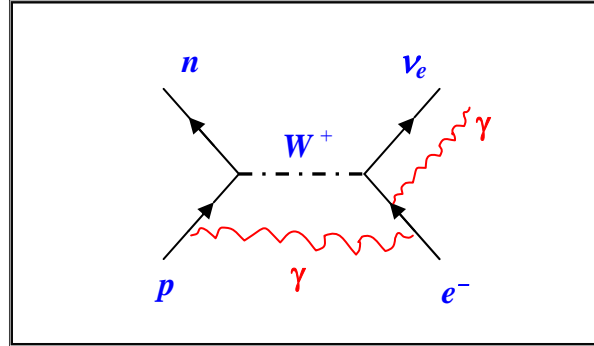


Fig. 1.9 : Corrections radiatives d'ordre $Z\alpha^2$ résultant du couplage de l'électron émis avec le champ coulombien ambiant sous forme d'échanges photoniques [Har75].

Les corrections radiatives dépendant de la transition (δ_R) sont dites “externes” ; elles sont de l'ordre de 1.5% pour les noyaux légers. Elles se décomposent en deux termes : δ_{NS} et δ'_R .

Le premier terme δ'_R désigne la partie indépendante de la structure nucléaire de la correction radiative externe. Celle-ci est calculée à partir de QED et estimée à l'ordre $Z^2\alpha^3$. Son évaluation est considérée fiable et s'écrit [Sir86, Sir87, Jau87] :

$$\delta'_R = \frac{\alpha}{2\pi} [\bar{g}(W_0) + \delta_2 + \delta_3] \quad (1.85)$$

avec $g(E_e, W_0)$ une fonction universelle dépendant de l'énergie emportée par l'électron. Elle a été introduite par A. Sirlin [Sir67] et elle définit la contribution photonique induite par le courant faible vectoriel. Cette fonction est ici moyennée sur le spectre en énergie de l'électron et ne dépend que de l'énergie maximale libérée W_0 dans la désintégration. Le premier terme : $\bar{g}(W_0)$ est en ordre α et constitue à lui seul la contribution principale à la correction radiative δ'_R , il vaut par exemple $\sim 1.3\%$ pour ^{14}O . Les autres termes d'ordres supérieurs δ_2 et δ_3 ont été estimés par deux calculs indépendants [Sir86, Jau87] qui donnent des résultats consistants lorsque les effets dus à la distribution de charge nucléaire finie sont pris en compte.

La deuxième correction radiative externe, notée δ_{NS} , est dépendante de la structure nucléaire. Elle est induite par l'interaction nucléon-nucléon de type axial. Contrairement au terme C_{Born} (présent dans les corrections radiatives internes Δ_R^V) où les interactions axiale et électromagnétique se produisent dans le même nucléon, δ_{NS} représente la correction induite lorsque ces interactions agissent séparément sur des nucléons différents. La correction δ_{NS} est évaluée dans le cadre du modèle en couches employant des interactions nucléon-nucléon effectives dont les détails peuvent être consultés dans la référence [Tow02]. Ces calculs montrent que les corrections radiatives δ_{NS} sont plus importantes pour les noyaux émetteurs β caractérisés par $T_Z = -1$ comparé à ceux de la série $T_Z = 0$.

1.3.2.2 Brisure de la symétrie d'isospin

Les corrections dites de brisure de symétrie de l'isospin δ_C résultent de l'interaction coulombienne qui agit sur les particules chargées (protons) et des forces nucléaires ne conservant pas la symétrie de l'isospin. Elles sont généralement divisées en deux termes correctifs δ_{RO} (pour *Radial Overlap*) et δ_{IM} (pour *Isospin Mixing*). Le terme δ_{RO} traduit le défaut de recouvrement des parties radiales des fonctions d'onde initiale et finale des nucléons. Le second facteur δ_{IM} traduit le mélange de configurations d'isospin des états initiaux et finaux dans la désintégration. Lorsque ces corrections sont prises en compte, elles modifient le carré de l'élément de matrice de Fermi $|M_{if}|^2$ de la quantité $(1 - \delta_C)$ avec :

$$\delta_C = \delta_{IM} + \delta_{RO} \quad (1.86)$$

Le signe “-” traduit la réduction de l'amplitude d'une transition de type Fermi du fait du mélange de configurations et du défaut de recouvrement [Tho02]. La référence [Tow02] montre que δ_C vaut en moyenne 0.7% pour les transitions super-permises $0^+ \rightarrow 0^+$ mesurées avec le plus de précision. Néanmoins, une remarque générale s'impose : la correction dite de brisure de symétrie de l'isospin δ_C devient de plus en plus importante lorsque le nombre atomique Z du noyau émetteur augmente (cf. figure 1.10). Ainsi, elle vaut seulement 0.32% pour ^{14}O ($Z = 7$) contre 1.38 % pour ^{62}Ga ($Z = 31$). On notera que la correction δ_C dépend fortement du détail de la structure des noyaux partenaires dans une transition super-permise.

La correction de défaut de recouvrement des fonctions d'ondes radiales : δ_{RO}

Cette première composante δ_{RO} des corrections de brisure de symétrie d'isospin résulte de la différence entre les fonctions d'ondes radiales associées aux états initial et final des nucléons impliqués dans la désintégration β . Cette différence se traduit par un défaut ou une réduction dans l'intégrale de recouvrement entre les noyaux précurseur et fils qui est alors inférieure à l'unité. La raison est que le proton étant chargé électriquement, il se trouve sujet à la répulsion coulombienne opérée par les autres protons du noyau père. Ceci n'est évidemment pas le cas pour le neutron qui est démuné de charge. De ce fait, proton et neutron ne ressentent pas de la même manière la barrière de potentiel coulombien responsable de leur maintien à l'intérieur du noyau. L'étalement de la partie radiale de la fonction d'onde du proton est plus grand que celui du neutron. La différence de l'état de charge – entre proton et neutron – a une signature expérimentale bien connue : l'énergie de séparation du dernier proton dans le noyau parent est plus faible que celle du dernier neutron dans le noyau fils. Pour cette raison, la correction δ_{RO} est souvent qualifiée d'effet dû à l'énergie de liaison. La plus récente des évaluations théoriques du terme δ_{RO} exprimant le défaut de recouvrement des fonctions d'ondes radiales peut être consultée dans la référence [Tow02].

Dans tous les modèles considérés et indépendants qui s'attachent à la détermination de la correction dite de brisure de la symétrie de l'isospin [Orm85, Tow77, Orm95, Tow02], δ_{RO} apparaît comme la composante prépondérante du terme correctif δ_C . Elle varie entre 0.17% pour le ^{10}C et 1.30% pour le plus lourd des noyaux émetteurs de Fermi étudié avec précision : ^{74}Rb . Les valeurs adoptées* pour δ_{RO} et δ_{IM} sont représentées sur la figure 1.10 en fonction du nombre atomique Z de l'émetteur β^+ de type Fermi.

* Actuellement, les calculs de la correction dite de brisure de symétrie de l'isospin δ_C sont réalisés essentiellement par deux approches indépendantes, menées par I.S. Towner et J.C. Hardy [Tow77, Har98,

La correction de mélange de configurations d'isospin : δ_{IM}

Le deuxième terme correctif δ_{IM} résulte des forces coulombiennes et plus généralement des forces nucléaires dépendant de la charge : on parle de forces ne conservant pas l'isospin. Celles-ci induisent un effet de mélange de configurations d'isospin qui caractérise les états nucléaires partenaires dans la transition. Ce sont les fonctions d'ondes des états 0^+ dans les noyaux père et fils qui sont concernés par le mélange. Ces forces brisent la symétrie de l'isospin entre les états analogues (dans les noyaux initial et final) dans la transition super-permise. Elles perturbent la répartition en couches des états nucléaires et favorisent le couplage d'états d'isospin identiques ou différents.

Si l'on omet la participation de forces ne conservant pas l'isospin dans l'interaction forte entre nucléons, pour les désintégrations β^+ de type Fermi ($0^+ \rightarrow 0^+$), l'opérateur τ_- responsable de la transition conserve le nombre quantique de l'isospin T de sorte que l'élément de matrice de Fermi ne tient compte que du couplage entre un état initial et un état final de même isospin T (états analogues). L'interaction effective conserve l'isospin : les fonctions d'ondes des états analogues dans le noyau père et fils sont alors parfaitement identiques et le carré de l'élément de matrice de Fermi est calculable exactement (il vaut 2 pour $T = 1$). De plus, les transitions β vers tous les autres états 0^+ excités dans le noyau fils sont strictement interdites. Cependant, la présence des forces nucléaires dépendant de la charge rend possible les transitions vers les états excités 0^+ dits non-analogues dans le noyau fils et l'élément de matrice de Fermi associé n'est plus exactement nul. Cela implique en particulier l'existence de branches β (généralement faibles $< 0.1\%$) alimentant les états excités 0^+ accessibles dans la fenêtre d'énergie de la désintégration.

Lorsque le mélange de configurations d'isospin concerne seulement deux états 0^+ : l'état fondamental et le premier état excité, l'élément de matrice de Fermi corrigé reliant les deux états analogues 0^+ (dans les noyaux initial et final) s'écrit [Har98] :

$$|M_{if}^0|^2 = 2(1 - \delta_{IM}^0) \quad (1.87.a)$$

et l'élément de matrice nucléaire reliant l'état fondamental dans le noyau précurseur et le premier état 0^+ excité dans le noyau fils est donné par :

$$|M_{if}^1|^2 = 2\delta_{IM}^1 \quad (1.87.b)$$

Seule l'évaluation de la correction δ_{IM}^0 est nécessaire pour traiter les transitions super-permises de type Fermi. Cependant, le terme δ_{IM}^1 peut être déterminé expérimentalement, il peut donc servir à tester la validité des calculs théoriques étant donné qu'il est calculé de la même manière que δ_{IM}^0 . En effet, δ_{IM}^1 est directement relié au taux d'alimentation non-analogue $B.R._{NA}$ du premier état excité 0^+ dans le noyau fils par décroissance β comme suit [Har98] :

$$B.R._{NA} \cong \frac{f_1}{f_0} \cdot \delta_{IM}^1 \quad (1.88)$$

Tow02] d'une part et de W.E. Ormand et B.A. Brown [Orm95] d'autre. Les auteurs de la première référence utilisent le modèle en couches avec des interactions effectives et un potentiel de type Wood-Saxon pour évaluer δ_C . Tandis que c'est l'approche microscopique, basée sur l'approximation de champ moyen (méthode de Hartree-Fock), qui est employée par la deuxième référence. Les résultats obtenus sont alors comparés entre eux pour vérifier l'indépendance des corrections évaluées vis-à-vis du modèle considéré. En général, les valeurs adoptées pour cette correction sont déduites comme la moyenne des estimations fournies par ces deux modélisations.

où f_0 et f_1 désignent les facteurs d'espace de phase de l'état fondamental et de l'état excité 0^+ respectivement.

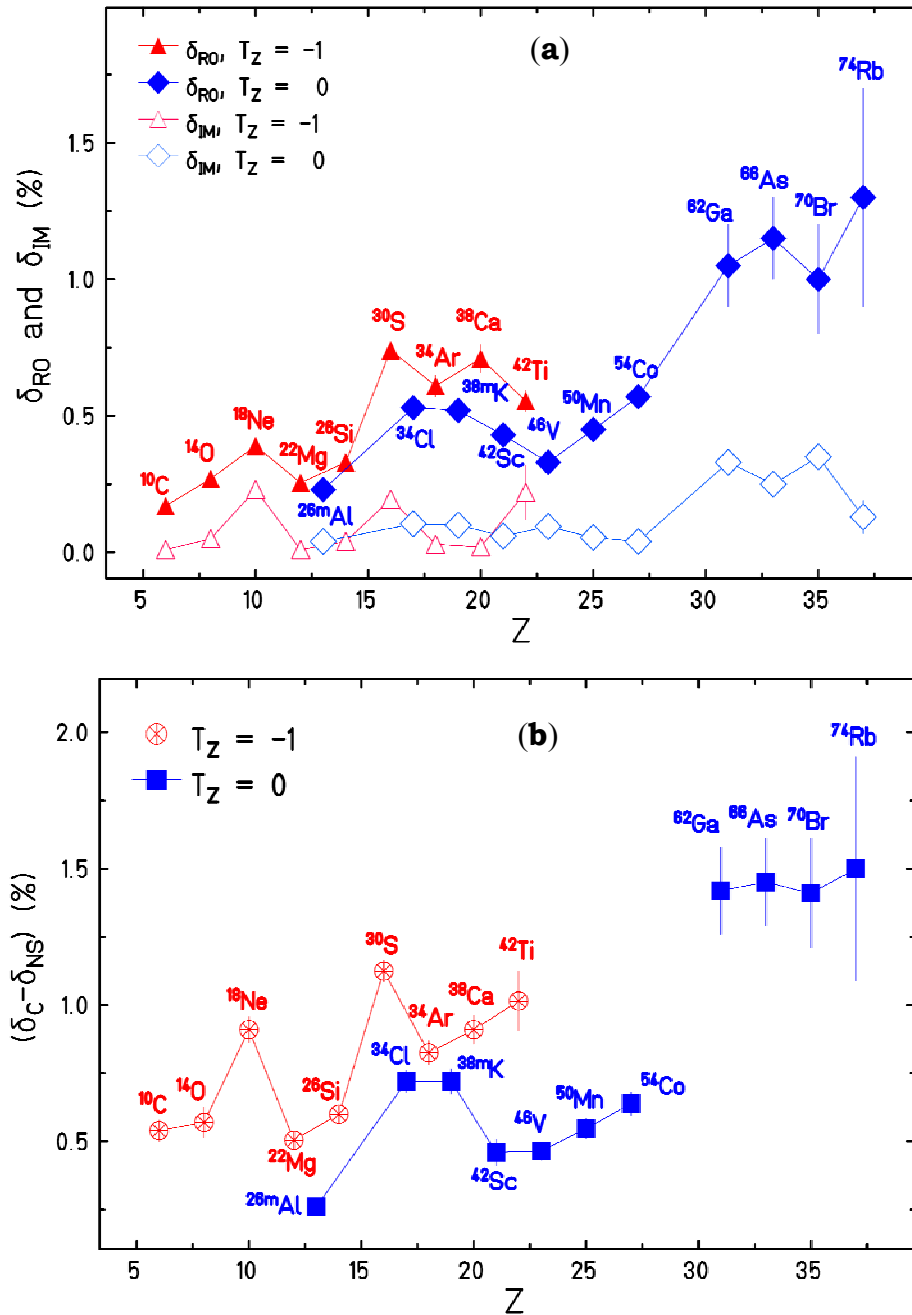


Fig. 1.10 : Corrections dépendant de la structure nucléaire appliquées aux durées de vie comparées des transitions β super-permises ($0^+ \rightarrow 0^+$, $T = 1$). La figure (a) donne les corrections de défaut de recouvrement radial δ_{RO} et de mélange de configurations d'isospin δ_{IM} et cela pour les deux séries de transitions : $T_Z = 0$ et $T_Z = -1$ (où T_Z est la 3^{ème} composante de l'isospin caractérisant le noyau émetteur) en fonction du numéro atomique Z . La somme de ces deux termes résulte en la correction de brisure de symétrie d'isospin δ_C . Cette dernière est dominée par le terme δ_{RO} et elle paraît plus importante pour les transitions de la série $T_Z = -1$ ainsi que pour les noyaux caractérisés par un numéro atomique élevé ($Z \geq 31$). La figure (b) reproduit les termes correctifs $\delta_C - \delta_{NS}$, où δ_{NS} est la correction radiative externe, traduisant les effets de structure nucléaire. Ces informations sont tirées de la référence [Tow02].

La comparaison entre les corrections δ_{IM}^1 calculées théoriquement et celles obtenues à partir des données expérimentales disponibles pour les noyaux super-émetteurs β^+ ($A \leq 54$) montre un bon accord global [Har98]. Cet accord laisse penser que la correction théorique δ_{IM}^0 qui corrige l'élément de matrice de Fermi d'une transition super-permise est à son tour fiable. Il convient toutefois de signaler l'absence de données expérimentales pour les noyaux lourds ($A \geq 62$). La raison est que les rapports d'embranchement non-analogues $B.R._{NA}$ associés et rentrant dans l'évaluation de δ_{IM}^1 sont généralement très petits (de l'ordre du %) ce qui nécessite un effort considérable pour les mesurer. À cela s'ajoute le fait que les noyaux émetteurs β^+ $N = Z$ avec une masse au delà de 62 (^{62}Ga , ^{66}As , ^{70}Br , ^{74}Rb ...) sont riches en protons et donc très instables. De ce fait, la difficulté de les produire constitue un facteur très limitant dans les expériences et les études de précision.

1.3.3 Statut actuel

Le paragraphe précédent a traité les corrections théoriques appliquées aux valeurs expérimentales ft caractérisant les transitions de Fermi super-permises β^+ ($0^+ \rightarrow 0^+$). Dans cette section, on tentera de dresser un état des lieux actuel concernant l'étude des propriétés de l'interaction faible à basse énergie par le biais de la désintégration β nucléaire. On discutera naturellement le statut de l'unitarité de la matrice V_{CKM} , qui constitue désormais l'un des piliers principaux sur lequel repose les fondements théoriques du Modèle Standard. Pour ce faire, nous procédons d'abord à la vérification de l'hypothèse CVC par comparaison des durées de vie comparées ft obtenues expérimentalement. En effet, si l'hypothèse CVC s'avère valide, la valeur moyenne Ft corrigée et déduite à partir de l'ensemble des transitions étudiées permet d'accéder à la constante de couplage vectoriel faible g_V . Avec la constante de Fermi G_F , obtenue à partir de l'étude de la décroissance β du muon ($G_F = G g_V^\mu$), g_V permet de connaître la valeur de l'élément V_{ud} et donc de tester l'unitarité de la première ligne de la matrice V_{CKM} .

1.3.3.1 Hypothèse CVC

Comme discuté précédemment (paragraphe 1.1.2.6), l'hypothèse de conservation du courant vectoriel (CVC) postule l'universalité de la constante de couplage vectoriel g_V . En principe, cette supposition qui stipule l'indépendance de la valeur ft (relation 1.79) de la transition considérée, doit pouvoir être vérifiée à travers l'étude systématique des transitions de type Fermi super-permises ($0^+ \rightarrow 0^+$) dans les désintégrations β nucléaires. Pour cela, il est d'abord nécessaire d'étudier la spectroscopie des émetteurs β^+ concernés afin d'en extraire les trois observables expérimentales qui rentrent dans la détermination de la durée de vie comparée ft caractérisant la transition.

La première d'entre elles est la durée de vie du noyau précurseur $T_{1/2}$. Avec le rapport d'embranchement $B.R._A$ de la transition β analogue (reliant les états isobariques analogues dans le noyau précurseur et son noyau fils par décroissance), elle sert à définir la durée de vie réduite t . Etant donné que le processus de capture électronique EC rentre souvent en compétition avec la désintégration β^+ , il convient de corriger la durée de vie réduite de la fraction d'électrons capturés P_{EC} . Cette dernière est calculée théoriquement et les détails de son évaluation peuvent être consultés dans la référence [Bam77]. La dernière quantité nécessaire à mesurer est la différence de masse des deux noyaux partenaires dans la désintégration. Elle permet d'accéder au bilan énergétique Q_{EC} qui sert à son tour à calculer le

facteur de l'espace de phase f . La valeur ft expérimentale s'exprime en fonction des trois entrées ($T_{1/2}$, $B.R.A$ et Q_{EC}) comme suit [Har05] :

$$(ft)_{exp} = f(\infty Q_{EC}^5) \cdot \frac{T_{1/2}}{B.R.A} \cdot (1 + P_{EC}) \quad (1.89)$$

Une vaste campagne expérimentale visant à déterminer les durées de vie comparées ft de plusieurs émetteurs β^+ de type Fermi a été lancée en vu de tester les propriétés de l'interaction faible notamment au travers de la vérification de l'hypothèse CVC. Ces tests permettent aussi de dresser des limites quant à la présence des courants scalaires ou encore l'existence des fermions droits. De nombreuses expériences de spectroscopie nucléaire de précision ont été menées depuis les années 70, elles ont fait l'objet d'attention et effort considérables. Elles débutèrent avec l'étude de 8 transitions super-permises (^{14}O , ^{26m}Al , ^{34}Cl , ^{38m}K , ^{43}Sc , ^{46}V , ^{50}Mn et ^{54}Co) qui avaient la particularité d'être relativement conciliantes. Les valeurs ft expérimentales pour chacune de ces transitions ont été mesurées avec une précision meilleure que 0.10%. A cette série s'ajoutera l'émetteur ^{10}C en 1990, sa valeur caractéristique ft est connue avec une précision de l'ordre de 0.15% [Har05].

Avec le développement des lignes de production de faisceaux radioactifs, des séparateurs isotopiques et des pièges magnétiques permettant d'accomplir les mesures de masse des isotopes avec les précisions requises mais aussi l'amélioration des techniques de détections, l'étude des noyaux de plus en plus exotiques a été rendu faisable dernièrement. Ainsi, aux 9 transitions super-permises connues avec grande précision vient de s'ajouter récemment trois nouveaux cas. Il s'agit des transitions de type Fermi dans les noyaux ^{22}Mg et ^{34}Ar caractérisés par $T_z = -1$ et de la transition avec $T_z = 0$ dans le ^{74}Rb . Les précisions obtenues sur les valeurs ft expérimentales correspondantes varient entre 0.24 et 0.40% [Har05] ce qui permet de les inclure dans la systématique visant à vérifier l'hypothèse CVC.

L'ensemble des durées de vie comparées ft obtenues pour les 12 transitions ($0^+ \rightarrow 0^+$) super-permises est reporté sur la figure 1.11a en fonction du nombre atomique du noyau précurseur. Dans un premier temps, nous avons appliqué à ces valeurs expérimentales (ft) la correction radiative dépendant de la transition δ'_R soit : $f_{Rt} = f(1 + \delta'_R)t$. La correction δ'_R est petite et de ce fait elle induit très peu d'effet sur les valeurs ft comme en témoigne la partie (b) de la figure 1.11. Les valeurs Ft corrigées (cf. figure 1.12) sont obtenues en appliquant les corrections de brisure de symétrie d'isospin δ_C ainsi que la correction radiative dépendant de la structure nucléaire δ_{NS} comme : $Ft = f_{Rt} (1 + \delta_{NS} - \delta_C)$, révisées par la référence [Tow02]. Les corrections théoriques ($\delta_{NS} - \delta_C$) calculées semblent reproduire de façon appréciable la réalité physique puisqu'elles ramènent les valeurs ft expérimentales vers une même valeur moyenne corrigée Ft commune à toutes les transitions. Cela permet de conclure que ces corrections arrivent à reproduire raisonnablement la modification opérée par les forces nucléaires ne conservant pas l'isospin sur la structure de l'interaction entre nucléons.

En conséquence directe de l'hypothèse CVC, la valeur Ft doit être la même pour toutes les transitions β^+ super-permises. L'ajustement à une constante des valeurs Ft corrigées pour les 12 transitions connues avec la plus grande précision (cf. figure 1.12) conduit à la valeur moyenne [Har05] :

$$\overline{Ft} = 3073.5 \pm 0.8 \pm 0.9 s \quad (1.90)$$

La première erreur assignée à la valeur moyenne \overline{Ft} est statistique, s'ajoute à elle une incertitude systématique de 0.9 s. Cette dernière tient en compte la divergence entre les corrections de brisure de symétrie d'isospin δ_C calculées par I.S. Towner et J.C. Hardy

[Tow02] et celles évaluées par une approche différente réalisée par W.E. Ormand et B.A. Brown [Orm95].

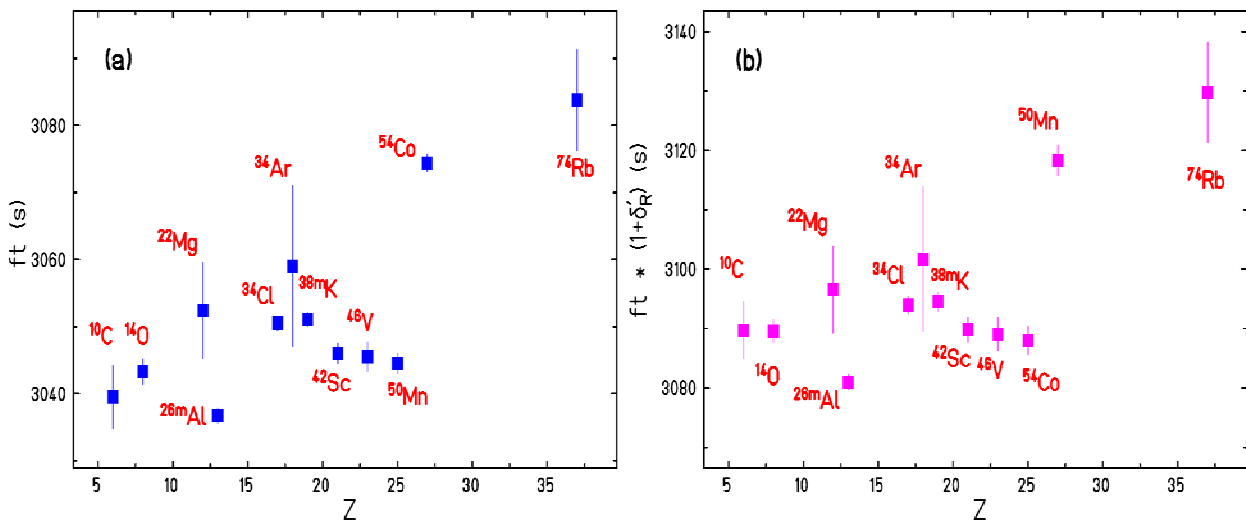


Fig. 1.11 : (a) Ensemble des valeurs ft expérimentales mesurées avec la plus grande précision pour les transitions super-permises de type Fermi ($10 \leq A \leq 74$). Ces transitions sont incluses dans la systématique Ft ($0^+ \rightarrow 0^+$, $T = 1$) visant à vérifier l'hypothèse CVC. A ces valeurs expérimentales (ft) sont appliquées les corrections radiatives dépendant de la transition δ_R . Les valeurs f_{RT} ainsi corrigées sont présentées sur la figure (b). Ces informations sont tirées de la référence [Har05].

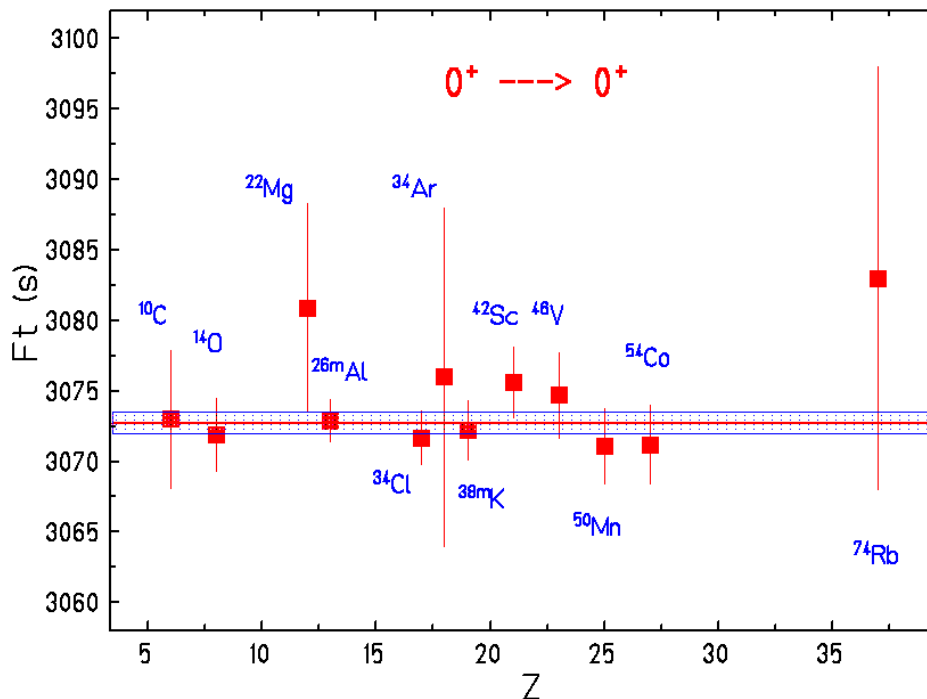


Fig. 1.12 : Systématique des valeurs Ft ($0^+ \rightarrow 0^+$, $T = 1$), pour les 12 transitions super-permises de Fermi connues avec le plus de précision, représentées en fonction du nombre atomique Z du noyau émetteur β^+ . La ligne horizontale (en rouge) donne la valeur moyenne \overline{Ft} associée à l'ensemble des valeurs considérées. L'incertitude (1 déviation standard) sur cette valeur moyenne est représentée avec la bande rectangulaire (en bleu) [Har05].

La valeur moyenne \overline{Ft} est compatible avec les valeurs individuelles obtenues pour chaque noyau considéré (le χ^2 normalisé par le nombre de degrés de liberté mesurant la constance des données expérimentales entre elles vaut 0.42). Cette constance permet de confirmer l'hypothèse de conservation du courant vectoriel faible (CVC) à un niveau de précision de 3×10^{-4} . Néanmoins, quelques remarques s'imposent par rapport à cette étude systématique des transitions super-permises ($0^+ \rightarrow 0^+$).

Notons tout d'abord, que même si la correction dépendant de la structure nucléaire ($\delta_{NS} - \delta_C$) est petite, elle constitue en revanche à elle seule la première source d'incertitude sur la valeur \overline{Ft} moyennée sur l'ensemble des 12 transitions super-permises considérées [Tow02, Har05]. On constate par ailleurs que les valeurs Ft obtenues pour d'autres émetteurs β^+ de Fermi avec un nombre atomique Z élevé (^{62}Ga , ^{66}As , ^{70}Br , ^{78}Y , ^{82}Nb , ^{86}Tc , ^{90}Rh , ^{94}Ag et ^{98}In) ne sont pour l'instant pas incluses dans la détermination de la valeur moyenne \overline{Ft} et donc dans le test de l'hypothèse CVC (cf. figure 1.13). La raison de l'absence des données relatives à ces candidats réside dans les incertitudes pesant sur la détermination expérimentale des observables dont dépend ft . Cette situation concerne également les transitions super-permises avec $T_Z = -1$ (^{18}Ne , ^{26}Si , ^{30}S , ^{38}Ca et ^{42}Ti).

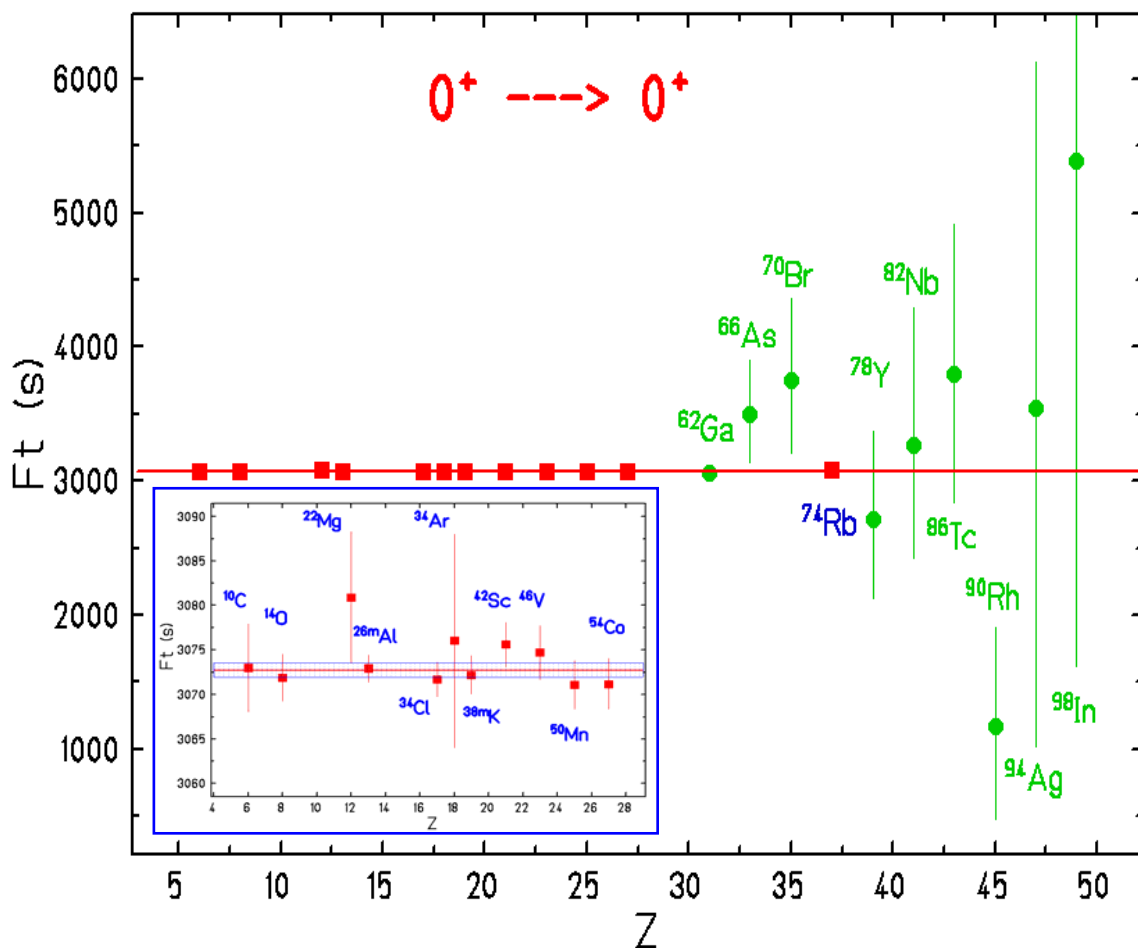


Fig. 1.13 : Ensemble des valeurs Ft ($0^+ \rightarrow 0^+$, $T = 1$) disponibles pour les transitions super-permises de Fermi ($10 \leq A \leq 98$). Seules les 12 transitions représentées par les symboles carrés (voir l'insert également) atteignent les précisions requises et sont actuellement incluses dans le test de l'hypothèse CVC [Bla06].

La difficulté rencontrée dans l'étude expérimentale de ces transitions β^+ ($0^+ \rightarrow 0^+$) relève essentiellement de l'exotocité des noyaux d'intérêt. En effet, même si les émetteurs β de la série ($T_z = 0$) sont caractérisés par $N = Z$, ils restent cependant relativement riches en protons et par conséquent très instables. Avec l'accroissement du nombre de protons dans un système nucléaire, il faut un nombre plus important de neutrons pour stabiliser ce dernier et maintenir sa cohésion en contraignant la répulsion coulombienne qui règne entre protons. D'où le constat que la ligne de stabilité a tendance à se courber vers les isotopes riches en neutrons pour les Z élevés. Les noyaux lourds concernés par la systématique des valeurs Ft ont donc naturellement des durées de vie de plus en plus courtes (116 ms pour ^{62}Ga jusqu'à 26 ms pour ^{94}Ag). Ceci rend difficile leur production avec les taux statistiques requis aussi bien que leur séparation des autres isotopes créés en même temps, opération nécessaire afin d'effectuer les mesures avec les précisions recherchées.

Un autre obstacle significatif rencontré avec les émetteurs de Fermi $A \geq 62$ situés dans la couche fp relève de l'existence de branches β de type Gamow-Teller de faible intensité [Har02]. Ces branches étant très faibles individuellement ($\ll 0.1\%$) ; elles peuvent par conséquent échapper à l'observation. Cependant, comme elles jouent un rôle non négligeable quand il s'agit de déduire l'intensité manquante à la transition analogue, cette restriction se traduit par une incertitude dans la détermination du rapport d'embranchement analogue ($B.R.A$) recherché. La situation est un peu différente pour les transitions β^+ de Fermi dans les noyaux avec $T_z = -1$ où l'intensité totale de la décroissance β est partagée entre les forces de type Gamow-Teller et de Fermi. La précision sur le rapport d'embranchement de la transition analogue déterminé est complètement gouvernée par la précision avec laquelle est connue l'efficacité de détection du dispositif expérimental.

1.3.3.2 Unitarité de la matrice CKM

La matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa V_{CKM} permet de relier les états propres de la masse des quarks tels que définis par l'interaction forte à leurs états propres dits de mélange qui apparaissent dans les processus mettant en jeu l'interaction faible (paragraphe 1.2.4). Cette matrice doit être unitaire sans quoi un nombre d'hypothèses sur lesquelles repose la modélisation théorique de l'interaction faible à savoir le nombre de générations de quarks, la non-existence des courants leptoniques droits ou encore l'absence des interactions de type scalaire et/ou tensoriel seraient remises en question [Sev02]. La condition d'unitarité pour la première ligne de la matrice V_{CKM} s'exprime comme suit :

$$|V_{ud}|^2 + |V_{us}|^2 + |V_{ub}|^2 = 1 \quad (1.91)$$

Le Modèle Standard ne prédit pas les valeurs individuelles des éléments V_{ij} de la matrice V_{CKM} ; c'est à l'expérience qu'incombe leur détermination par l'étude des processus de décroissance appropriés qui font intervenir les quarks concernés. L'élément V_{ud} qui rend compte du mélange entre les quarks les plus légers (u et d) constitue la contribution principale à la somme de la relation 1.91. Il peut être déterminé à partir de trois processus de décroissances faibles : la désintégration β nucléaire par étude des transitions super-permises ($0^+ \rightarrow 0^+$) de Fermi, la désintégration β^+ ($0^- \rightarrow 0^-$) du pion et la désintégration β^- du neutron libre.

Aujourd'hui, la valeur la plus précise de l'élément V_{ud} est celle déduite de l'étude de la désintégration β nucléaire [Har05]. En combinant les relations 1.75 et 1.79, il est possible

d'établir le lien suivant entre le carré de l'élément V_{ud} et la valeur moyenne \overline{ft} obtenue pour les transitions super-permises de Fermi [Har05] :

$$|V_{ud}|^2 = \frac{K}{2 G_F^2 (1 + \Delta_R^V) \overline{ft}} \quad (1.92)$$

La constante de couplage de l'interaction faible dite de Fermi G_F est déterminée à partir de l'étude de la désintégration purement leptonique du muon (relation 1.36). En utilisant la valeur de G_F adoptée par la référence [Eid04] : $G_F/(\hbar c)^2 = 1.16639(1) \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$ et la valeur \overline{ft} déduite des 12 transitions super-permises ($0^+ \rightarrow 0^+$) de Fermi (relation 1.90) la valeur obtenue pour l'élément V_{ud} est [Har05] :

$$|V_{ud}|_{0^+ \rightarrow 0^+} = 0.9738 \quad (4) \quad (1.93)$$

L'incertitude sur la valeur de V_{ud} déduite à partir des désintégrations β^+ nucléaires de Fermi n'est pas tout à fait d'origine expérimentale ; elle provient essentiellement des erreurs attribuées aux corrections théoriques calculées. La contribution principale à l'imprécision sur V_{ud} est due à la correction radiative externe Δ_R^V avec 79% suivie de l'incertitude qui pèse sur les corrections dépendant de la structure nucléaire ($\delta_C - \delta_{NS}$) avec environ 14%. Enfin, seulement 3.7% de l'erreur sur V_{ud} est associée aux valeurs ft mesurées [Har05].

L'élément V_{ud} de la matrice V_{CKM} est également déterminé à partir de l'étude de la désintégration du neutron libre. Ce processus est particulièrement intéressant puisqu'il ne concerne qu'un seul nucléon. Par conséquent, les effets de structure nucléaire représentés par les corrections (δ_C et δ_{NS}) sont absents. La valeur de V_{ud} est accessible à partir de la mesure de deux observables expérimentales : la durée de vie du neutron τ_N et le paramètre d'asymétrie β . Ce dernier est une fonction simple de λ , le rapport entre les constantes de couplage axial g_A et vectoriel g_V : $\lambda = |g_A|/|g_V|$. Ce rapport rentre dans l'expression de la valeur caractéristique $f_N t$ pour le neutron [Abe02] :

$$f_N \tau_N (1 + \delta'_R) = \frac{K}{G_F^2 V_{ud}^2 (1 + \Delta_R^V) \cdot (1 + 3\lambda^2)} \quad (1.94)$$

Avec la valeur moyenne $\overline{\lambda} = -1.2695(29)$ recommandée par la référence [Eid04], qui est extraite à partir de 8 mesures indépendantes du paramètre d'asymétrie β , et la durée de vie du neutron $\overline{\tau}_N = 885.7(8) \text{ s}$ moyennée sur l'ensemble des 7 valeurs expérimentales disponibles dans la littérature, la valeur correspondante de V_{ud} est [Sev06] :

$$|V_{ud}|_N = 0.9741 \quad (20) \quad (1.95)$$

On note tout d'abord, que cette valeur $|V_{ud}|_N$ est en accord avec celle obtenue à partir des transitions super-permises de Fermi (cf. relation 1.93) même si elle est désormais cinq fois moins précise. La source principale d'incertitude sur $|V_{ud}|_N$ provient de l'erreur expérimentale sur la mesure du paramètre d'asymétrie β [Abe02]. Ensuite, la référence [Sev06] rejette une mesure récente de la durée de vie du neutron τ_N [Ser05] qui diffère de 6.5σ de la valeur moyenne adoptée $\overline{\tau}_N = 885.7(8) \text{ s}$. À l'état actuel des connaissances, la moyenne des durées de vie du neutron semble être dominée par deux mesures précises [Arz00, Ser05] obtenues avec des méthodes similaires mais qui sont en conflit l'une avec l'autre (χ^2 normalisé = 1.90).

L'étude de la désintégration β^+ ($0^- \rightarrow 0^-$) du pion offre un autre moyen pour accéder à l'élément V_{ud} . Ce processus de décroissance β^+ est complètement régi par l'interaction vectorielle et partage avec la désintégration du neutron l'avantage de l'absence des corrections dépendant de la structure nucléaire imposées à la valeur expérimentale ft . Cependant, le très faible rapport d'embranchement $B.R._\pi \approx 10^{-8}$ caractérisant la transition β d'intérêt ($\pi^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e$) induit des difficultés expérimentales sévères [Tow03]. La référence [Sev06] – qui propose une révision de l'état des lieux sur les propriétés de l'interaction faible et les modèles théoriques qui lui sont associés – rapporte une nouvelle mesure du rapport d'embranchement $B.R._\pi$ réalisée à l'institut Paul Scherrer [Poc04]. La nouvelle mesure améliore la précision sur l'observable $B.R._\pi$ comparée à la valeur anciennement connue. Avec la durée de vie du pion adoptée par [Eid04], la valeur de V_{ud} déduite est :

$$|V_{ud}|_\pi = 0.9728 \quad (30) \quad (1.96)$$

Même si cette valeur est consistante avec $|V_{ud}|_N$ et $|V_{ud}|_{0^+ \rightarrow 0^+}$, elle est cependant la moins précise.

La contribution due aux deux autres éléments V_{us} et V_{ub} de la matrice CKM à la somme de la relation 1.91 est de 5 et $\approx 0\%$ respectivement. Le terme V_{ub} , traduisant le mélange entre les quarks u et b , est déduit de l'étude de la désintégration faible des mésons B . Etant donné sa très petite valeur $|V_{ub}| = 0.00367(47)$ [Eid04], V_{ub} contribue de façon très négligeable au test de l'unitarité au niveau actuel de précision. L'élément V_{us} est déterminé à partir de l'étude des désintégrations faibles étranges du kaon chargé positivement : K_{e3}^+ ($K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e$) et du kaon neutre : K_{e3}^0 ($K^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e$).

Pendant longtemps, la valeur de V_{us} recommandée par la référence PDG (pour *Particle Data Group*) [Eid04] était de 0.2200(26). Pour les transitions super-permises de Fermi, il est alors apparu que la condition d'unitarité de la matrice CKM était violée à 2.4σ . La somme des carrés des trois éléments de la première ligne de la matrice V_{CKM} étant égale à [Har05] :

$$\sum_{i=d,s,b} V_{ui}^2 = 0.9966 \quad (14) \quad (1.97)$$

Cette somme n'est évidemment pas compatible avec 1. Cet écart par rapport à l'unité pourrait être interprété comme un signe de l'existence d'une physique au delà du Modèle Standard. Notons que 2/3 de l'erreur assignée à la somme d'unitarité ci-dessus provient de l'incertitude sur V_{us} .

Une raison invoquée pour expliquer le défaut d'unitarité apparent pour la première ligne de la matrice V_{CKM} est la mauvaise détermination expérimentale des différents éléments V_{ij} et plus particulièrement du premier d'entre eux : V_{ud} , dont le carré représente à lui seul 95% de la somme (relation 1.92). Nombreuses expériences ont été menées dans le but d'améliorer la précision sur les valeurs ft disponibles mais visant aussi à élargir le champ d'étude à d'autres transitions super-permises qui ne sont pour l'instant pas connues avec précision (cf. figure 1.12). Du côté des théoriciens, un effort considérable a été déployé depuis quelques années visant à comprendre et réduire les incertitudes sur les corrections théoriques. La référence [Tow03] suggère que si le défaut d'unitarité concerne seulement les transitions super-permises nucléaires, il serait vraisemblablement dû à la mauvaise compréhension et modélisation des corrections dépendant de la structure nucléaire δ_C et δ_{NS} . Ces corrections ne concernent pas la désintégration du neutron, l'unitarité de la matrice V_{CKM} étant vérifiée pour

$|V_{ud}|_N : 0.9973 \pm 0.040$. Cependant, le problème avec les valeurs V_{ud} obtenues à partir des désintégrations β du neutron et du pion c'est qu'elles soient limitées statistiquement. De ce fait, elles ne permettent pas, du moins à l'état actuel des connaissances, de tester l'unitarité de la matrice V_{CKM} avec la précision significative qu'atteint la valeur V_{ud} disponible à partir de la systématique $Ft(0^+ \rightarrow 0^+, T=1)$.

La source principale de l'incertitude qui pèse sur l'élément V_{ud} déterminé à partir de l'étude de la désintégration β nucléaire provient de la correction radiative externe Δ_R^V . Une réévaluation de cette correction a été proposée récemment par W.J. Marciano et A. Sirlin [Mac06]. L'incertitude sur la nouvelle valeur calculée est réduite d'un facteur deux ce qui conduit à [Sev06] :

$$|V_{ud}|_{0^+ \rightarrow 0^+} = 0.97377 \quad (27) \quad (1.98)$$

Une autre hypothèse avancée pour expliquer la déviation par rapport à l'unitarité de la première ligne de la matrice V_{CKM} est la sous-estimation expérimentale du terme V_{us} . Notons d'abord que la valeur moyenne de V_{us} établie par la référence [Eid04] tient en compte une mesure récente de V_{us} , obtenue de la désintégration K_{e3}^+ , par l'expérience E865 à Brookhaven [She03] : $V_{us} = 0.2272$ (30). Cette dernière est significativement plus grande que les valeurs V_{us} précédentes avec lesquelles elle est par ailleurs inconsistante. La prise en compte de cette nouvelle valeur de V_{us} à elle seule permet de restaurer l'unitarité de la première ligne de la matrice V_{CKM} : $0.9999(16)$ [Har05]. Depuis, trois nouvelles valeurs expérimentales de V_{us} , déterminées dans l'étude de la décroissance du kaon neutre K_{e3}^0 , ont été recensées par la référence [Sev06]. L'ensemble de ces expériences [She03, Ale04, Lai04, Amb06] ont mesurées la quantité $V_{us}f_+(0)$, où $f_+(0)$ désigne un facteur de forme de l'interaction forte tenant en compte la brisure des symétries d'isospin et d' $SU(3)$.

Ce facteur correctif a fait l'objet d'évaluation théorique par M. Roos et T. Leutwyler [Leu84] qui estimèrent : $f_+(0) = 0.961(8)$, valeur confirmée récemment par des calculs QCD sur réseaux. Cependant, les calculs théoriques faisant appel à la technique de perturbation chirale prédisent des valeurs légèrement plus importantes pour ce facteur, soit entre $0.974(11)$ et $0.981(10)$ [Cir04]. Il s'ensuit que l'erreur sur la valeur moyenne V_{us} extraite à partir des quatre mesures les plus récentes est essentiellement dominée par l'incertitude théorique sur le facteur $f_+(0)$. Néanmoins, ces valeurs V_{us} sont consistantes les unes avec les autres comme le montre la figure 1.14a. Elles conduisent à la valeur moyenne suivante [Sev06] :

$$|V_{us}|_K = 0.2254 \quad (21) \quad (1.99)$$

Cette dernière est remarquablement en accord avec la valeur V_{us} déterminée dans l'étude de la désintégration β de l'hypéron Λ : $|V_{us}|_\Lambda = 0.2250(70)$ [Cab03]. Elle est par ailleurs dans les barres d'erreurs avec la valeur V_{us} mesurée dans la décroissance faible en particules étranges du lepton τ : $|V_{us}|_\tau = 0.2208(27)$ [Gám05].

Avec la valeur de $V_{ud} = 0.9738(4)$, obtenue comme la moyenne des trois mesures de désintégrations β (super-permises, neutron et pion), et la nouvelle valeur moyenne de l'élément V_{us} établie à partir de la désintégration du kaon (cf. relation 1.99), la somme exprimant la condition de l'unitarité pour la première ligne de la matrice V_{CKM} se réécrit de la façon suivante [Sev06] :

$$\sum_{i=d,s,b} V_{ui}^2 = 0.9991 \quad (12) \quad (1.100)$$

Ce résultat atteste que la contrainte d'unitarité imposée à la première ligne de la matrice de mélange V_{CKM} des quarks est satisfaite et n'invoque de ce fait aucune anomalie proclamant une physique au-delà du Modèle Standard. En revanche, il convient de rester prudent quant à l'interprétation de ce résultat comme étant définitif. La validité de celui-ci repose sur l'exclusion de certaines mesures expérimentales. Celles-ci apparaissent pour l'instant comme étant incompatibles avec des résultats obtenus précédemment (durée de vie du neutron τ_N de la référence [Ser05]...). Par ailleurs, si le facteur de forme correctif $f_+(0)$ calculé par la référence [Cir04] est pris en compte à lui seul, il conduirait à une valeur V_{us} moyenne nettement inférieure à celle donnée par la relation 1.99. L'unitarité de la matrice V_{CKM} serait de nouveau violée entre 1.9 et 2.5 σ [Sev06].

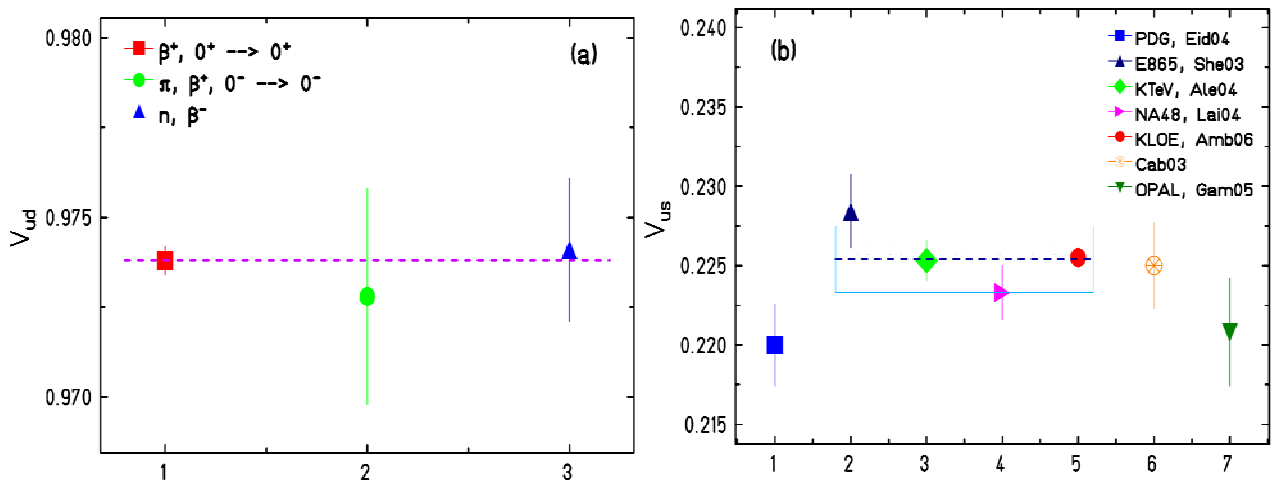


Fig. 1.14 : (a) Valeurs mesurées pour l'élément V_{ud} de la matrice V_{CKM} dans les trois processus de décroissance β (nucléaire, neutron et π). La valeur moyenne de ces mesures est indiquée par le trait discontinu. Elle est dominée par la plus précise des valeurs V_{ud} qui est obtenue à partir des transitions super-permises de Fermi ($\beta^+, 0^+ \rightarrow 0^+$). (b) Ensemble des valeurs de l'élément V_{us} extraites à partir de l'étude des désintégrations faibles (K, Λ et τ). La valeur V_{us} longtemps utilisée pour vérifier l'unitarité de la matrice V_{CKM} (cf. relation 1.97) est celle recommandée par la référence [Eid04]. La plus récente valeur V_{us} adoptée (cf. relation 1.99) correspond à la moyenne des mesures réalisées par les collaborations (E865, NA48, KLOE et KTeV). Cette dernière est représentée par la ligne discontinue sur le graphique ainsi que l'erreur (1σ) qui lui est associée (bande rectangulaire) [Sev06].

Chapitre 2

Étude de la décroissance β - γ de ^{62}Ga ($N=Z=31$)

Ce chapitre expose la première partie du travail expérimental dont a fait l'objet cette thèse, à savoir la détermination des rapports d'embranchement associés à la désintégration β^+ de l'isotope ^{62}Ga . Un état des lieux concernant les données disponibles sur cette décroissance est dressé dans un premier temps ainsi qu'une revue des motivations liées à l'étude de la transition super-permise $^{62}\text{Ga} \rightarrow ^{62}\text{Zn}$, $T = 1$.

L'objectif étant la reconstruction du schéma de décroissance β - γ de ^{62}Ga , la technique employée est la spectroscopie γ . Le deuxième paragraphe expose les grands traits liés à la détection des rayonnements γ ; les processus physiques impliqués ainsi que les détecteurs et les techniques de mesure qui sont abordés. Le troisième paragraphe est consacré à la description de l'expérience JYFL05 réalisée en Février 2005 auprès du site IGISOL à l'Université de Jyväskylä. Il situe les conditions dans lesquelles s'est déroulée l'expérience, de la production et la séparation des isotopes d'intérêts à l'électronique et l'acquisition des données. L'analyse des données expérimentales récoltées lors de cette expérience est présentée dans les paragraphes 4 à 6. Elle est résumée suivant trois volets principaux. Le premier concerne la caractérisation des détecteurs de rayonnements γ : leur étalonnage en énergie et la détermination de l'efficacité de détection. Dans le deuxième volet, c'est la détermination du nombre de décroissances β attribuées au noyau ^{62}Ga , quantité indispensable pour déduire les intensités absolues, qui est détaillée. Quant au dernier volet, il décrit l'exploitation des spectres en énergie qui vise à identifier les transitions γ recherchées et à extraire les aires des pics γ observés.

Ce chapitre s'achève par la présentation des résultats obtenus pour les intensités absolues des raies γ assignées à la décroissance β de ^{62}Ga . La nouvelle valeur Ft caractéristique de ^{62}Ga établie est finalement comparée aux 12 autres valeurs précises recensées dans la littérature.

2.1 Motivations physiques

L'étude de la désintégration β^+ de Fermi du noyau ^{62}Ga ($N = Z = 31$, $T_Z = 0$) s'inscrit dans le cadre de la mesure systématique des valeurs Ft ($0^+ \rightarrow 0^+$, $T = 1$). Comme déjà discuté (cf. paragraphe 1.3), cette dernière vise à tester les propriétés de l'interaction faible au travers de la vérification de l'hypothèse CVC et de l'unitarité de la matrice CKM. Pour le moment, la valeur Ft (^{62}Ga) n'est pas incluse dans cette systématique. Nous allons dans ce qui suit examiner l'état des connaissances concernant les trois observables expérimentales nécessaires à la détermination de la valeur ft caractérisant la transition super-permise $^{62}\text{Ga} \rightarrow ^{62}\text{Zn}$.

La durée de vie $T_{1/2}$ de l'émetteur ^{62}Ga est aujourd'hui bien connue. Sa mesure a fait l'objet de plusieurs expériences de précision [Alb78, Chi78, Dav79, Hym03, Bla04, Can05, Hyl05]. La valeur moyenne obtenue sur l'ensemble de ces mesures (cf. figure 2.1) est 116.173(38) ms. La précision atteinte sur cette dernière est de 0.03%.

La situation est un peu différente pour le bilan énergétique de la désintégration. Jusqu'à Février 2005, date vers laquelle débuta le travail expérimental dont a fait l'objet ce travail de

thèse, il existait une seule mesure de la différence de masse entre les deux noyaux partenaires dans la décroissance β^+ : $^{62}\text{Ga} \rightarrow ^{62}\text{Zn}$ dans la littérature [Dav79].

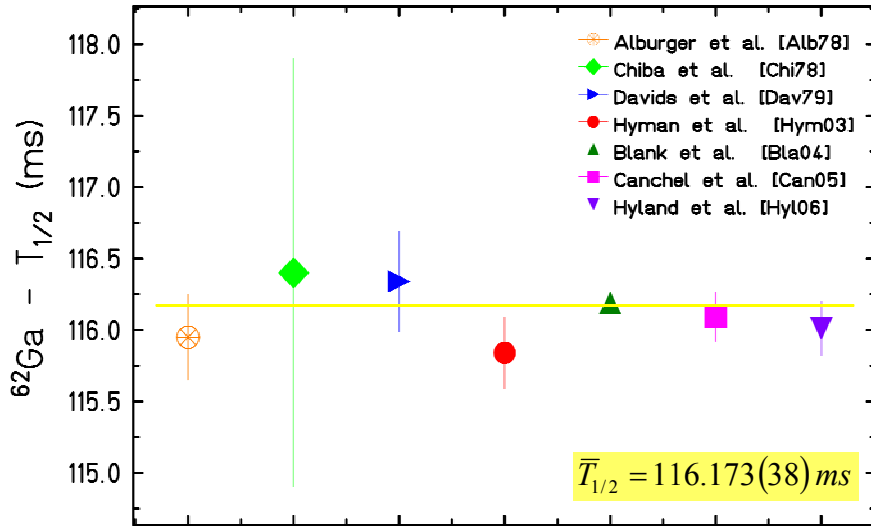


Fig. 2.1 : Valeurs de la durée de vie du noyau ^{62}Ga mesurées dans 6 expériences indépendantes. Ces mesures sont consistantes les unes avec les autres et conduisent à une valeur moyenne de 116.173 ± 0.038 ms.

L'incertitude sur l'énergie totale libérée au cours de la désintégration était de 0.28%. Sachant que le facteur d'espace de phase f dépend fortement de Q_{EC} ($f \propto Q_{EC}^5$), il s'ensuit que l'erreur relative sur f est cinq fois plus importante que celle sur Q_{EC} soit :

$$\frac{\Delta f}{f} \approx 5 \cdot \frac{\Delta Q_{EC}}{Q_{EC}} \quad (2.1)$$

Dans le cas de ^{62}Ga , $\Delta f/f$ est d'environ 1.41% ; cette erreur est la principale source d'incertitude sur la valeur ft (^{62}Ga) et empêche de l'inclure dans la systématique Ft ($0^+ \rightarrow 0^+$). Rappelons que les précisions atteintes sur les valeurs ft expérimentales des 12 transitions jusqu'ici considérées dans cette systématique varient entre 0.10 et 0.40%. Pour que la valeur $ft(^{62}\text{Ga})$ soit prise en compte, il faudrait que chacune des trois observables entrant dans sa détermination soient connues avec des précisions au moins comparables à 0.40%. Une nouvelle mesure du bilan énergétique Q_{EC} s'impose.

Le rapport d'embranchement analogue $B.R._A(0^+ \rightarrow 0^+)$ de la transition super-permise : $^{62}\text{Ga} \rightarrow ^{62}\text{Zn}$ est le troisième ingrédient entrant dans la définition de la valeur $ft(^{62}\text{Ga})$ expérimentale. Comme discuté dans le chapitre précédent (cf. paragraphe 1.3.1), la désintégration β^+ de ^{62}Ga procède préférentiellement via une transition de type Fermi super-permise entre les états isobariques analogues ($T = 1$) dans les noyaux partenaires (^{62}Ga et ^{62}Zn). Cette branche est dominante ($> 99\%$) ; en revanche, son intensité $B.R._A$ n'est pas directement accessible à la mesure. Elle est déduite en soustrayant à 100 % l'intensité totale de toutes les branches β non-analogues. Notons que l'état des lieux dressé ici, concernant les rapports d'embranchement dans la désintégration β de ^{62}Ga , puise uniquement les informations disponibles dans la littérature au début de notre travail expérimental. Nous ferons abstraction, du moins pour le moment, des mesures réalisées lors d'une expérience

récente [Hyl06] à TRIUMF. Celle-ci est présentée dans le paragraphe 2.7 où nos résultats respectifs sont comparés.

L'ensemble des expériences [Bla02, Dör02, Hym03, Sav03, Can05] s'accordent sur l'observation d'un peuplement du premier état excité 2^+ dans le ^{62}Zn (cf. figure 2.2). Ce niveau 2^+ se désexcite ensuite vers l'état fondamental 0^+ en émettant une raie γ à l'énergie 954 keV. Si cet état 2^+ était alimenté directement par une décroissance β^+ , la transition correspondante ($\beta^+, 0^+ \rightarrow 2^+$) serait une seconde interdite ($\Delta J = 2$), selon les règles de sélection. L'intensité moyenne mesurée pour la raie γ à 954 keV: $0.112 \pm 0.011\%$ [Can05] donnerait une valeur $\log(ft)$ d'environ 6.2. Cette valeur est largement inférieure au $\log(ft)$ caractérisant une transition seconde interdite (entre 10 et 13, cf. tableau 1.2) et n'explique donc pas l'observation. On est alors arrivé à la conclusion que l'état 2^+ agit comme un niveau collecteur. Celui-ci collecterait les intensités des raies γ émises lors de la désexcitation des états accessibles dans la fenêtre d'énergie de la désintégration β ($\sim 9 \text{ MeV}$). Ce sont principalement les états excités 0^+ et 1^+ qui sont concernés. Pour expliquer le peuplement de l'état 2^+ dans le noyau final ^{62}Zn , deux scénarios sont envisagés.

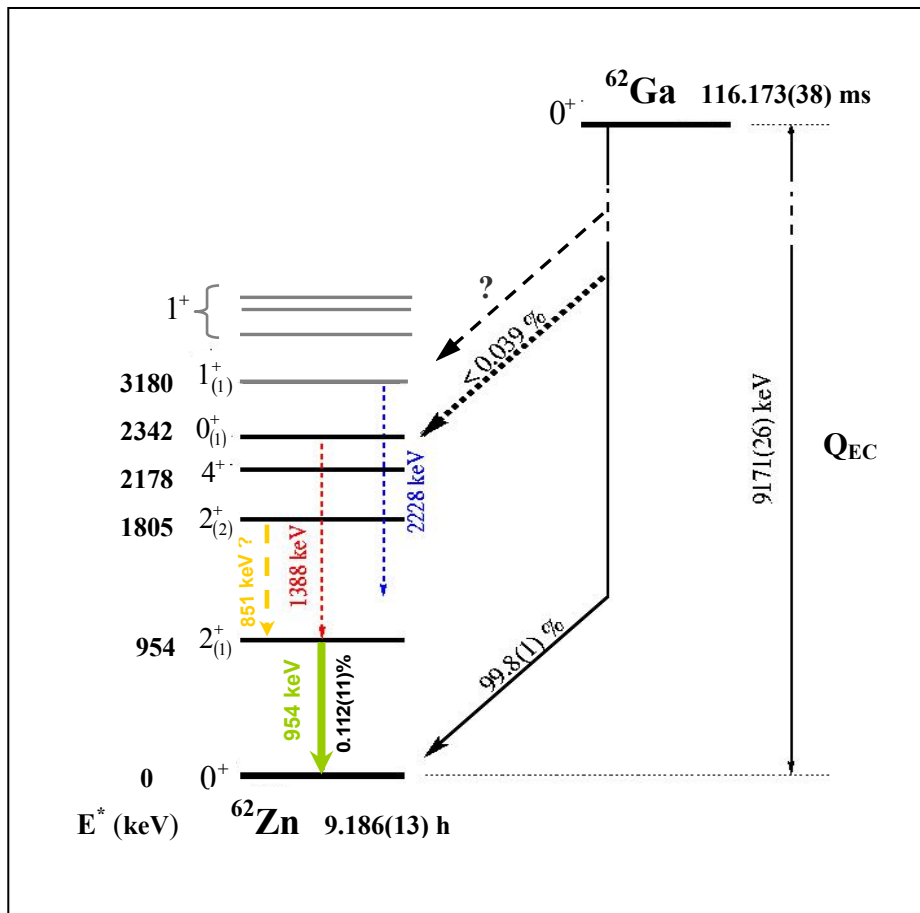


Fig. 2.2 : Schéma de décroissance β - γ de ^{62}Ga établi à partir des données expérimentales disponibles dans les références [Bla02, Sav03, Can05]. Seule la transition γ à l'énergie 954 keV est observée avec évidence. Les autres transitions γ représentées avec des flèches pointillées sont susceptibles de caractériser la désexcitation électromagnétique des états liés dans ^{62}Zn et alimentés lors de la décroissance β du noyau précurseur ^{62}Ga . En revanche, ces transitions ne sont pas mises clairement en évidence expérimentalement.

Le premier scenario fait appel aux branches β de type Gamow-Teller générées par la présence de l'interaction faible de type axial. Celles-ci auraient lieu entre l'état fondamental (0^+) dans le ^{62}Ga et les états excités 1^+ situés dans le descendant ^{62}Zn . En effet, les calculs théoriques de la référence [Har02] prédisent l'existence d'au moins une centaine d'états excités 1^+ localisés à haute énergie. Ces états se partageraient 0.3 % de l'intensité d'alimentation totale β^+ . Les branches β associées sont donc faibles individuellement, elles peuvent par conséquent échapper à l'observation et leur détection s'avère particulièrement difficile. Une signature des transitions Gamow-Teller (β , $0^+ \rightarrow 1^+$) révélée par l'expérience [Bla02, Dör02, Hym03, Sav03] est l'observation d'une raie γ vers 2225–2228 keV alimentant le premier état 2^+ dans le ^{62}Zn . Elle correspondrait vraisemblablement à la désexcitation du premier de ces niveaux 1^+ (cf. figure 2.2). En revanche, même si cette raie γ est détectée en coïncidence avec la raie γ à 954 keV, la faible statistique avec laquelle elle a été mesurée a rendu son identification par analyse de durée de vie impossible [Bla02, Dör02, Hym03]. On notera que la référence [Sav03] dans un résultat préliminaire, vu la grande statistique récoltée, rapporte l'observation d'une raie γ à cette énergie et attribue une intensité provisoire de 0.06(2)% à la désexcitation $\gamma, 1^+_{(1)} \rightarrow 2^+_{(1)}$.

Référence	Intensité (%)			
	$\gamma_{954} : 2^+_{(1)} \rightarrow 0^+$	$\gamma_{1388} : 0^+_{(1)} \rightarrow 2^+_{(1)}$	$\gamma_{2228} : 1^+_{(1)} \rightarrow 2^+_{(1)}$	$\beta^+ : 0^+ \rightarrow 0^+$
[Bla02]	0.12 (3)	< 0.017	----	99.88 (3)
[Hym03]	0.120 (21)	< 0.043	----	99.85 ^{+0.05} _{-0.15}
[Dör02]	0.106 (17)	----	----	----
[Can05]	0.11 (4)	< 0.039	----	99.8 (1)
[Sav03]	0.148 (15)	0.05 (1)	0.06 (2)	----

Tab. 2.1 : Rapports d'embranchement associés à la décroissance β^+ de ^{62}Ga répertoriés dans la littérature. Les intensités γ présentées dans les colonnes 2 à 4 caractérisent la désexcitation des états alimentés dans la désintégration. Le rapport d'embranchement analogue total $B.R._A$ estimé pour la transition super-permise ($0^+ \rightarrow 0^+$) est indiqué dans la dernière colonne.

Le second mécanisme évoqué, par lequel l'état excité 2^+ dans le ^{62}Zn serait alimenté, fait appel à l'existence d'une transition de type Fermi non-analogue. En l'occurrence, l'état le plus favorisé énergétiquement est le premier état excité 0^+ dans le ^{62}Zn . Reste que ce type de transition ne peut avoir lieu que si des impuretés d'isospin sont présentes dans les états fondamentaux du noyau précurseur ^{62}Ga et du noyau fils. Comme traité précédemment dans le paragraphe 1.3.2.2, la brisure de la symétrie d'isospin dans les milieux nucléaires occasionne l'existence d'un mélange de configurations d'isospin dans les noyaux partenaires de la désintégration. L'état fondamental de ^{62}Ga par exemple n'est plus un état pur d'isospin $T = 1$ mais il serait également caractérisé par une faible composante avec $T \neq 1$ qui rendrait possible justement la transition non-analogue β^+ , $0^+ \rightarrow 0^+_{(1)}$. Cette branche se manifesterait alors par l'émission d'une raie γ suite à la désexcitation du niveau $0^+_{(1)}$ à 2.34 MeV et contribuerait à son tour au peuplement de l'état $2^+_{(1)}$ situé à 954 keV (cf. figure 2.2).

Néanmoins, les références [Bla02, Hym03, Can05] n'ont observé aucune raie γ à l'énergie attendue (~ 1388 keV). Les auteurs ont cependant placé une limite supérieure quant à

l'existence de cette transition (cf. tableau 2.1). Reste que les expériences [Dör02, Sav03] rapportent une observation qui s'apparente avec la transition de Fermi non-analogue recherchée. La première [Dör02] identifie une raie γ à 1388 keV de faible intensité en coïncidence avec la raie γ à 954 keV qu'elle attribue au dépeuplement de l'état excité 0^+ dans le ^{62}Zn , situé à 2342 keV. La seconde référence fait état d'un photopic γ à 1388 keV pour lequel elle a mesuré une intensité absolue provisoire de 0.05(1)% [Sav03].

En conclusion, la reconstruction du schéma de décroissance de ^{62}Ga par mesures des énergies et intensités γ s'avère nécessaire. Les points suivants résument les objectifs fixés pour l'expérience JYFL05 :

- Etablir plus précisément le rapport d'embranchement analogue $B.R._A$ afin d'améliorer la précision sur la valeur ft expérimentale de ^{62}Ga . Pour cela, il est impératif de mesurer les intensités de toutes les autres branches observées qui alimentent l'état fondamental de ^{62}Zn .
- Déterminer l'intensité ($B.R._{NA}$) de la transition β^+ de Fermi non-analogue vers le premier état excité 0^+ de ^{62}Zn . Celle-ci est particulièrement importante étant donné qu'elle permet d'évaluer la correction de mélange de configuration d'isospin δ_{IM}^1 [Har98] :

$$\delta_{IM}^1 \cong \frac{f_0}{f_1} \cdot B.R._{NA} \quad (2.2)$$

avec f_0 et f_1 les facteurs d'espace de phase de l'état fondamental et de l'état excité 0^+ respectivement. Le résultat expérimental sera comparé aux valeurs théoriques [Orm95, Tow02] et servira à tester la fiabilité de la correction δ_{IM}^0 . Rappelons que cette dernière intervient dans la correction de la valeur ft expérimentale caractérisant la transition super-permise et devient vraisemblablement importante dans les noyaux avec Z élevé (cf. paragraphe 1.3.2.2). Il est alors intéressant de vérifier si les valeurs δ_{IM} dépendent des modèles théoriques employés pour les calculer.

2.2 Principe de détection des rayonnements γ

L'objectif de ce paragraphe est de développer de manière non-exhaustive les processus physiques (interactions) et les techniques de détection employées dans le domaine de la spectroscopie γ . La description reste générale au début et vise à dégager les principes sur lesquels repose la détection des rayonnements γ . Les caractéristiques des multi-détecteurs en germanium, fréquemment utilisés aujourd'hui, sont ensuite présentées. C'est surtout la technique de sommation ou *add-back* qui est exposée ici et détaillée. La raison est que celle-ci s'avère particulièrement adaptée à la mesure des raies γ de faible intensité.

2.2.1 Interaction des rayonnements γ dans la matière

L'interaction des photons γ ayant une énergie comprise entre quelques keV et une dizaine de MeV avec la matière est régie par les trois mécanismes suivants :

1. L'effet photoélectrique : c'est le procédé d'interaction dominant à basse énergie (en dessous de 150 keV). Le photon incident cède la totalité de son énergie E_γ à un électron du matériau qui est alors libéré avec une énergie cinétique :

$$T_{e^-} = E_\gamma - P_i \quad (2.3)$$

où P_i est le potentiel de première ionisation de l'atome composant le matériau ou encore l'énergie de liaison de l'électron en question. Ce processus d'interaction se traduit par la détection d'un pic dit d'"absorption totale" (ou photopic) dans le spectre en énergie.

2. L'effet Compton : processus prédominant pour les énergies de l'ordre d'une centaine de keV à quelques MeV . Le rayonnement γ incident entre en collision élastique avec un électron du cortège atomique. Suite à cette collision, le photon γ ne cèdera qu'une partie de son énergie E_γ à l'électron. Après interaction, le photon est dévié d'un angle θ par rapport à sa direction incidente. L'équation suivante donne l'énergie résiduelle E'_γ du photon après sa diffusion :

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{m_0 c^2} \cdot (1 - \cos \theta)} \quad (2.4)$$

où $m_0 c^2$ est l'énergie de l'électron au repos.

3. La création de paires : lorsque l'énergie de la radiation γ est supérieure à 2 fois l'énergie de masse de l'électron $m_0 c^2$, soit 1022 keV , l'intégralité de l'énergie du photon γ incident peut être absorbée et une paire électron-positon ($e^+ e^-$) est alors créée. C'est le processus d'interaction prédominant dans le Ge au-delà de 5 MeV . Le positon produit voyage dans la matière où il cédera progressivement son énergie avant de s'annihiler au repos avec un électron. Suite à l'annihilation ($e^+ e^-$), deux photons γ de 511 keV sont créés et émis à un angle relatif de 180° . Selon que l'un ou les deux rayonnements γ à 511 keV s'échappent du volume actif du détecteur, l'énergie cédée au milieu résultera en l'observation d'un pic de premier et/ou de deuxième échappement dans le spectre.

En conclusion, pour la spectroscopie γ , c'est l'effet photoélectrique qui est l'interaction la plus intéressante étant donné que l'énergie du photon incident est totalement cédée au milieu et donc convertie en un pic d'absorption totale. Ce qui permet de retrouver l'énergie totale d'une transition γ . Rappelons néanmoins que dans un spectre en énergie γ , un pic d'absorption totale (photopic) est également composé d'événements de diffusion Compton multiples (dans le même détecteur).

Reste que les transitions γ recherchées et consécutives à l'émission β de ^{62}Ga se situent vraisemblablement dans le domaine énergétique : $0.8\text{--}2.3\text{ MeV}$. Dans cette région, l'effet photoélectrique et la diffusion Compton sont du même ordre de grandeur. On verra dans ce qui suit comment l'utilisation des détecteurs composites (*Clovers*) conjuguée à la technique *add-back* – décrite dans le paragraphe 2.2.3 – permet de récupérer une partie des événements Compton et améliorer sensiblement la détection des raies γ de faibles intensités.

2.2.2 Détecteurs Ge composites

Depuis quelques années, les détecteurs germanium composites ont fait leur apparition dans le domaine de la spectrométrie γ . De nos jours, la plupart des montages expérimentaux utilisent des assemblages de détecteurs individuels regroupés de façon à former des multi-détecteurs. Grâce à cet agencement spatial de cristaux Ge dans une géométrie définie, l'angle solide total de détection est plus important. Ainsi, les multi-détecteurs présentent le grand avantage d'augmenter l'efficacité de détection des transitions γ . Les premiers détecteurs Ge composites employés sont les *Clovers*. Ils ont été développés à l'IRES Strasbourg et sont constitués d'un assemblage de quatre diodes de germanium hyper pur (HPGe) de haute résolution.

Le choix du germanium comme matériau de détection pour les mesures de spectroscopie γ repose sur les critères que requiert celle-ci, à savoir bonne résolution en énergie et grande efficacité de détection photopic. En effet, la section efficace de détection d'un rayonnement est proportionnelle au nombre atomique Z du matériau détecteur. Quant à la résolution en énergie d'un détecteur, elle varie avec la racine carrée du nombre de porteurs de charges créés après passage d'une radiation. L'enjeu est donc de trouver un élément qui allie bonne résolution en énergie et grande efficacité de détection. Le germanium ($Z = 32$) apparaît comme un bon compromis puisque c'est le semi-conducteur avec le nombre atomique le plus élevé qui peut être produit en gros volume. En outre, il a une meilleure efficacité que le silicium ($Z = 14$) et possède un potentiel d'ionisation plus faible. A énergie incidente égale, le Ge produit donc un plus grand nombre de porteurs de charges que le Si, ce qui contribue à améliorer sa résolution en énergie. Reste que le Ge est caractérisé par une bande interdite étroite, ce qui le rend extrêmement sensible au bruit de fond thermique. De ce fait, les détecteurs Ge sont refroidis avec de l'azote liquide.

L'efficacité de détection γ relative d'un détecteur Ge est généralement évaluée à l'énergie 1.33 MeV et donnée en % par rapport à un standard. En effet, elle est définie par rapport à l'efficacité d'un détecteur NaI(Tl), de dimensions $7,6 \times 7,6 \text{ cm}$, positionné à une distance typique de 25 cm de la source ^{60}Co (raie γ à 1.33 MeV). Pour les cristaux Ge (de diamètre 50 mm et de longueur 70 mm), l'efficacité photopic relative avoisine les 20 % par cristal.

2.2.3 Technique *add-back*

Il est fréquent qu'un γ diffusé, par effet Compton, s'échappe du volume actif d'un cristal Ge. Dans ce cas, l'énergie collectée n'est pas égale à l'énergie de la radiation incidente. Par ailleurs, la taille finie des *Clovers* Ge permet à un rayonnement γ d'interagir par effet Compton une ou plusieurs fois dans un même cristal et d'interagir ensuite dans un autre cristal. Dans ce cas aussi, l'énergie recueillie ne présente qu'une fraction de l'énergie totale. De tels événements génèrent dans le spectre en énergie γ des cristaux individuels un fond continu qui peut compromettre l'observation des photopics de faible intensité et détériorent le rapport pic/total.

Toutefois, avec les détecteurs composites, il est possible de récupérer une partie des événements Compton et cela en sommant l'énergie des cristaux adjacents d'un même *Clover* s'ils ont été touchés au cours d'un même événement. C'est la correction *add-back*. À celle-ci est associé le facteur *add-back* noté F^{AB} . Celui-ci traduit la probabilité de détecter totalement une radiation γ par effet photoélectrique dans un seul cristal, ou après diffusion dans un ou

plusieurs cristaux du même *Clover*. Le facteur *add-back* permet entre autres d'évaluer le gain apporté par la sommation en terme de nombre d'événements. Si N_γ désigne le nombre de coups détectés dans un pic photoélectrique et $^{AB}N_\gamma$ le nombre d'événements reconstruits par *add-back*, le facteur *add-back* ou de sommation F^{AB} est défini par le rapport suivant :

$$F^{AB} = \frac{N_\gamma + ^{AB}N_\gamma}{N_\gamma} \quad (2.5)$$

L'avantage du mode *add-back* réside dans l'amélioration sensible de l'efficacité photopic de détection. En effet, l'efficacité photopic totale $^{AB}\varepsilon_\gamma$ d'un détecteur composite (*Clover*) est F^{AB} fois supérieure à la somme des efficacités individuelles ε_i de chacun des cristaux qui le compose :

$$^{AB}\varepsilon_\gamma = F^{AB} * \sum_i \varepsilon_{\gamma i}, \quad i = 1,4 \quad (2.6)$$

La sommation événement par événement des énergies des cristaux d'un même *Clover* fait que le photopic contient aussi les fractions d'énergies cédées par la radiation dans les cristaux adjacents touchés. Ainsi, le facteur de gain F^{AB} en efficacité peut valoir jusqu'à 1.5 pour un *Clover Ge* à des énergies γ de 1.33 MeV. Quant à l'efficacité de détection photopic relative d'un détecteur type *Clover* en mode *add-back*, elle est de l'ordre de 120% (à comparer avec 80% pour un *Clover* en mode *direct*).

Le mode *add-back* contribue également à l'amélioration du rapport pic/total. Ce dernier exprime le rapport entre le nombre d'événements enregistrés dans le pic d'absorption totale et le nombre total de radiations détectées. Etant donné que la probabilité d'interaction d'un rayonnement dépend du volume du détecteur, il s'ensuit que plus ce dernier est grand moins il y a de chance qu'un photon γ interagissant par effet Compton s'en échappe.

Cependant, avec la sommation des signaux (*add-back*), c'est la résolution en énergie du détecteur (cf. paragraphe 2.2.4) qui se trouve dégradée. Les causes en sont la sommation des bruits électroniques de chaque segment individuel ainsi que l'incertitude liée à l'étalonnage en énergie des différents détecteurs. Une autre mise en garde concerne la multiplicité M_γ de la désintégration étudiée. Lorsque M_γ est élevée, l'effet d'empilement ou *pile-up* devient inévitable. L'empilement survient lorsque deux radiations, au moins, interagissent simultanément dans le même détecteur. En effet, il est impossible de différencier entre deux rayonnements γ diffusant simultanément dans plusieurs cristaux. La sommation des signaux donne alors une information erronée de l'énergie. Deux cas de figure peuvent se présenter. Le premier cas correspond à la détection d'un photopic somme des deux énergies, c'est l'empilement de coïncidence. Dans le deuxième cas, l'événement est perdu étant donné qu'il contribue au fond Compton et non pas au pic d'absorption totale. La conséquence directe est de nouveau la diminution de l'efficacité de détection photopic. La multiplicité des raies γ émises suite à la désintégration β de ^{62}Ga n'étant pas grande, la probabilité d'empilement d'événements est donc faible.

2.2.4 Résolution en énergie

La résolution en énergie intrinsèque est une propriété du détecteur. À une énergie E_γ donnée, elle est définie par la largeur à mi-hauteur FWHM (pour *Full Width at Half Maximum*) du pic d'absorption totale associé à la transition γ . Elle est généralement déduite à partir du paramètre σ donné lors de l'ajustement par une gaussienne de la forme d'un pic γ .

On suppose que la fluctuation statistique du nombre de paires électrons-trous N_{e-t} créés par la radiation dans le cristal suit une loi de Poisson avec σ pour écart type (largeur de la distribution à mi-hauteur) :

$$\sigma(N_{e-t}) = \frac{1}{\sqrt{N_{e-t}}} \quad (2.7)$$

sachant que l'énergie d'une radiation E_γ est reliée à N_{e-t} par la relation suivante :

$$E_\gamma = N_{e-t} \cdot P_i \quad (2.8)$$

où P_i désigne le potentiel de première ionisation de l'atome ou encore l'énergie nécessaire à la création d'une paire e^- -trou dans le cristal. En faisant l'hypothèse supplémentaire que l'énergie E_γ est distribuée selon une gaussienne, en première approximation, on peut aisément déterminer l'expression de la résolution "statistique" ΔE_{stat} d'un détecteur en fonction du paramètre σ . Ce dernier étant déduit à partir des expressions 2.7 et 2.8 soit [Kno00] :

$$\Delta E_{stat} = 2\sigma * \sqrt{2 \ln(2)} \equiv FWHM \quad (2.9)$$

La résolution en énergie totale ΔE_{tot} s'obtient en additionnant quadratiquement la résolution statistique ΔE_{stat} et celles liées aux différents sources de fluctuations (bruit de fond électronique, dérives...). Associée au rapport pic sur total P/T , elle permet de définir le pouvoir de résolution R qui est une grandeur caractéristique d'un détecteur :

$$R \propto \frac{P/T}{\Delta E_{tot}} \quad (2.10)$$

Le pouvoir de résolution traduit la capacité du détecteur à séparer deux raies γ d'énergies voisines ainsi que la capacité de celui-ci à discriminer un rayonnement γ du fond.

2.3 Expérience JYFL05

L'expérience JYFL05 a eu lieu en Février 2005 auprès de l'accélérateur de l'Université de Jyväskylä en Finlande. L'objectif était de produire l'isotope exotique ^{62}Ga et de rechercher les transitions γ de faible intensité consécutives à sa désintégration β^+ .

Les noyaux ^{62}Ga sont produits via la réaction de fusion-évaporation $^{64}\text{Zn}(p,3n)$. Un faisceau primaire de protons accélérés à 48 MeV et d'une intensité proche de $45 \mu\text{A}$ est délivré par le cyclotron $k = 130$ à Jyväskylä. Ce faisceau est ensuite envoyé sur une cible mince 3 mg/cm^2 de ^{64}Zn placée à l'entrée du guide d'ions. Le noyau composé formé par fusion est le ^{65}Ga , selon le nombre et la nature des nucléons évaporés plusieurs isotopes sont créés. La production et la sélection des noyaux d'intérêt sont opérées en ligne et font appel à la technique IGISOL. La description de celle-ci fait l'objet d'un premier paragraphe (2.3.1.1). À la sortie du guide d'ions, les noyaux sélectionnés en masse ($A = 62$) ont une énergie voisine de 40 keV ; ils forment un faisceau radioactif dit secondaire de faible intensité. L'emploi du dispositif de purification isotopique JYFLTRAP à Jyväskylä permet de sélectionner uniquement les isotopes désirés (^{62}Ga). Une présentation succincte de celui-ci est également proposée dans le deuxième paragraphe (2.3.1.2). Le faisceau secondaire séparé en masse est finalement envoyé vers le dispositif expérimental, détaillé dans le troisième paragraphe (2.3.2). La radioactivité β - γ des noyaux ^{62}Ga est étudiée avec des cycles de mesures alternant

deux phases : l'accumulation de l'activité sur une bande de mylar et l'observation de la décroissance. Les durées allouées à chaque phase variaient selon le mode utilisé : TRAP pour le faisceau ^{62}Ga pur et IGISOL pour le faisceau $A = 62$.

En effet, au cours de l'expérience JYFL05, près de 50% de la statistique totale a été recueillie en utilisant le système JYFLTRAP. Le facteur de transmission de celui-ci avoisinait les 60%. Le faisceau secondaire purifié et envoyé vers le dispositif de détection était alors composé uniquement d'ions ^{62}Ga . La série de mesures ainsi réalisée est appelée série *Trap*. Quant à la série de prise de données enregistrée avec le faisceau séparé en masse $A = 62$, délivré par le séparateur IGISOL, elle est désignée par l'appellation : série *Central*. Cette section s'achève naturellement par une description du système d'acquisition (paragraphe 2.3.3) ainsi que des cycles de mesures (paragraphe 2.3.4).

2.3.1 Production et séparation

La technique (cible mince – guide d'ions – séparateur isotopique), plus connue sous l'acronyme IGISOL (pour *Ion Guide Isotope Separator On-Line*), est basée sur la méthode ISOL [Den97, Pen97, Åys01]. Développée au début des années 80 [Årj81] à l'Université de Jyväskylä, cette technique présente l'avantage d'être simple et très rapide. En effet, la durée en temps entre la production d'un noyau dans la cible et la séparation isotopique pour ce même noyau (temps de transfert) est de l'ordre de la *milliseconde*. Elle est donc parfaitement adaptée à la production de faisceaux d'éléments radioactifs de courtes durées de vie. En outre, elle permet de s'affranchir de certains problèmes que présente la méthode ISOL tel l'emploi d'une source d'ions pour ioniser les éléments radioactifs produits. Cette étape n'est pas nécessaire puisque les ions produits restent chargés. Le chauffage de la cible n'est également pas requis dans IGISOL et les pertes engendrées par collage sur les parois sont évitées. L'efficacité globale de cette technique varie selon le radionucléide entre environ 0.01% et 1%.

2.3.1.1 Guide d'ions à IGISOL

La figure 2.3 schématise le guide d'ions à IGISOL. Celui-ci est essentiellement employé pour les réactions de fusion-évaporation induites par les ions légers (protons). L'impact du faisceau primaire de protons sur la cible de ^{64}Zn engendre la création de plusieurs isotopes radioactifs via la réaction nucléaire de fusion-évaporation. L'utilisation d'une cible mince dans la technique IGISOL garantit que les éléments radioactifs produits ne soient pas arrêtés afin d'éviter leur neutralisation. Ainsi, avec des énergies de recul suffisantes, les produits de réaction quittent majoritairement la cible avec une distribution en état de charge. Ils entrent ensuite dans une chambre remplie d'hélium gazeux où ils sont ralentis puis thermalisés. Pour plus de 90% des produits de réaction, initialement fortement chargés, la thermalisation provoque la diminution très rapide de leur charge jusqu'à ce qu'ils atteignent l'état de charge 1^+ .

C'est le potentiel d'ionisation très élevé de l'He qui permet de maintenir les atomes dans l'état ionique tout en les transportant à l'extérieur de la chambre. Le transport est réalisé par un flux gazeux et par un champ électrique et permet d'acheminer les ions jusqu'à la sortie du guide d'ions via un trou d'extraction. Les éléments qui sont restés ionisés à l'état de charge 2^+ seront ramenés à l'état 1^+ grâce à la présence de traces d'impuretés dans le gaz d'He. Ce gaz qui joue le rôle de milieu stoppeur, assure donc à la fois l'arrêt des produits de réaction et leur transport à l'étage d'accélération.

L'évacuation de l'He est réalisée par un système de pompage différentiel. Elle présente la particularité d'être très rapide et permet ainsi à une grande majorité d'ions de rester à l'état de charge 1^+ . Une fois hors de la chambre de recul, les ions sont accélérés par une électrode écumeuse appelée *skimmer* (cf. figure 2.3), portée à un potentiel négatif ~ 10 kV. Elle permet à la fois de guider (grâce à un champ électrique) les ions jusqu'à l'électrode d'extraction et de retenir l'hélium entre le trou d'extraction et la partie accélératrice du séparateur de masse. La recombinaison des ions est évitée ou limitée, à ce stade, par le pompage différentiel dont le rôle est de réduire les pressions dans les deux étages. Les ions sont finalement accélérés par l'électrode d'extraction et transportés jusqu'au séparateur isotopique.

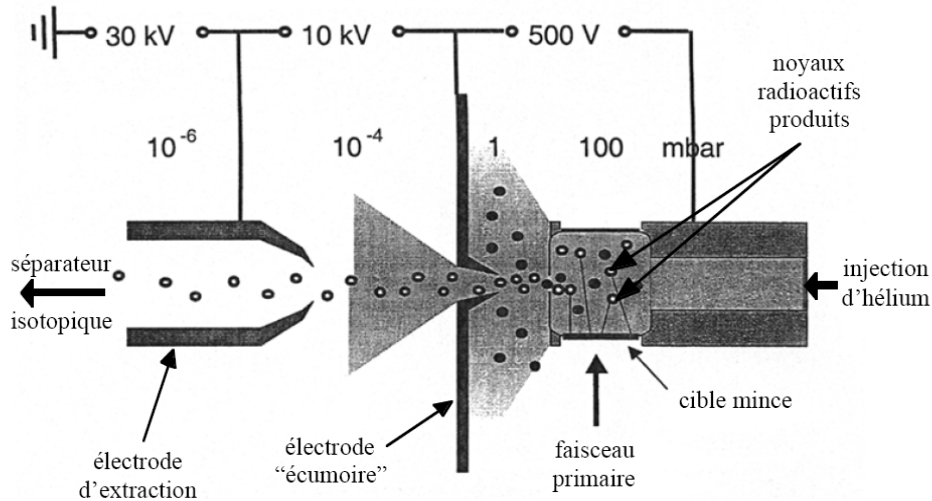


Fig. 2.3 : Schéma simplifié du guide d'ions employé dans la technique IGISOL [Åys01]. L'impact du faisceau primaire sur la cible produit une multitude d'isotopes. Ceux-ci sont thermalisés dans le gaz d'hélium et transportés par un flux gazeux jusqu'à l'électrode écumeuse. Cette dernière sert à guider les ions jusqu'au niveau de l'électrode d'extraction tout en retenant l'He. Les ions extraits sont finalement dirigés vers le séparateur isotopique.

Après extraction, le faisceau d'ions radioactifs d'intérêt ^{62}Ga est sélectionné par le séparateur isotopique. Celui-ci est constitué d'un dipôle où règne un champ magnétique B . Les différents isotopes sont séparés en masse selon leur rapport A/q :

$$B \propto \sqrt{A/q} \quad (2.11)$$

Ainsi pour des ions $q = 1$, la sélection des noyaux du faisceau secondaire se fait selon leur nombre de masse A :

$$B \propto \sqrt{A} \quad (2.12)$$

Les ions sélectionnés sont finalement guidés jusqu'au dispositif de détection où leur désintégration peut être étudiée.

Pendant l'expérience JYFL05, le faisceau radioactif délivré par la ligne IGISOL contenait, hormis les noyaux étudiés (^{62}Ga), les isotopes produits dans la réaction de production initiale et transmis par le séparateur de masse. D'après la relation 2.12, on comprend que les principaux contaminants présents dans le faisceau secondaire sont les isobares de ^{62}Ga , à savoir ^{62}Zn et ^{62}Cu . La figure 2.4, tirée de la carte des nucléides, représente la région $A = 62$ ainsi que les filiations de décroissance β^+ .

31	^{60}Ga 70 MS ϵ : 98.40% $\epsilon\beta$: 1.60%	^{61}Ga 168 MS ϵ : 100.00%	^{62}Ga 116.18 MS ϵ : 100.00%	^{63}Ga 32.4 S ϵ : 100.00%	^{64}Ga 2.627 M ϵ : 100.00%	^{65}Ga 15.2 M ϵ : 100.00%	^{66}Ga 9.49 H ϵ : 100.00%	^{67}Ga 3.2617 D ϵ : 100.00%	^{68}Ga 67.71 M ϵ : 100.00%
	^{59}Zn 182.0 MS ϵ : 100.00% $\epsilon\beta$: 0.10%	^{60}Zn 2.38 M ϵ : 100.00%	^{61}Zn 89.1 S ϵ : 100.00%	^{62}Zn 9.186 H ϵ : 100.00%	^{63}Zn 38.47 M ϵ : 100.00%	^{64}Zn >2.8E+16 Y 48.63% 2 ϵ	^{65}Zn 243.66 D ϵ : 100.00%	^{66}Zn STABLE 27.90%	^{67}Zn STABLE 4.10%
29	^{58}Cu 3.204 S ϵ : 100.00%	^{59}Cu 81.5 S ϵ : 100.00%	^{60}Cu 23.7 M ϵ : 100.00%	^{61}Cu 3.333 H ϵ : 100.00%	^{62}Cu 9.67 M ϵ : 100.00%	^{63}Cu STABLE 69.17%	^{64}Cu 12.700 H ϵ : 61.00% β^- : 39.00%	^{65}Cu STABLE 30.83%	^{66}Cu 5.120 M β^- : 100.00%
	^{57}Ni 35.60 H ϵ : 100.00%	^{58}Ni STABLE 68.077%	^{59}Ni 7.6E+4 Y ϵ : 100.00%	^{60}Ni STABLE 26.223%	^{61}Ni STABLE 1.140%	^{62}Ni STABLE 3.634%	^{63}Ni 100.1 Y β^- : 100.00%	^{64}Ni STABLE 0.926%	^{65}Ni 2.5172 H β^- : 100.00%
27	^{56}Co 77.283 D ϵ : 100.00%	^{57}Co 271.74 D ϵ : 100.00%	^{58}Co 70.86 D ϵ : 100.00%	^{59}Co STABLE 100%	^{60}Co 1925.28 D β^- : 100.00%	^{61}Co 1.650 H β^- : 100.00%	^{62}Co 1.50 M β^- : 100.00%	^{63}Co 27.4 S β^- : 100.00%	^{64}Co 0.30 S β^- : 100.00%
	29	31	33	35	37				

Fig. 2.4 : Région $27 \leq Z \leq 31$ de la carte des nucléides où apparaissent les principaux isobares $A = 62$ produits en même temps que le ^{62}Ga dans la réaction de fusion-évaporation initiale : $p+^{64}\text{Zn}$ à IGISOL. Ces isotopes appartiennent également à la filiation β dans la décroissance du noyau père ^{62}Ga . Les flèches schématisent la chaîne de désintégrations β^+ de celui-ci qui conduit au noyau stable ^{62}Ni .

2.3.1.2 Purification isotopique

L'un des inconvénients du guide d'ions à IGISOL est l'élargissement en énergie (*Straggling*) du faisceau radioactif secondaire, qui peut atteindre les 150 eV, mais c'est surtout le pouvoir de séparation en masse modeste $m/\Delta m \leq 500$ du dipôle magnétique.

Avec le développement des lignes de faisceaux radioactifs et les séparateurs de masse, l'exploration de la carte des nucléides a considérablement progressé jusqu'à atteindre les limites de l'existence de la matière nucléaire liée (*drip-line*). Les expériences modernes en physique nucléaire sont de plus en plus des mesures de précision. Elles requièrent donc de disposer de faisceaux de noyaux exotiques suffisamment intenses et surtout de haute pureté. Dans cette optique, l'Université de Jyväskylä s'est lancée dans le développement de pièges magnétiques permettant de stocker les noyaux isobares séparés en masse, de les thermaliser avant de sélectionner par radiofréquence uniquement les éléments d'intérêt. C'est le principe des pièges magnétiques de type *Penning*. C'est ainsi que le système JYFLTRAP a vu le jour.

JYFLTRAP est principalement composé d'un quadripôle radiofréquence RFQ (pour *Radio Frequency Quadripole*) et deux pièges magnétiques de type *Penning* : de purification isotopique (*Purification Trap*) et de mesure de masse (*Precision Trap*) comme le schématise la figure 2.5.

Le premier rôle de l'élément RFQ – qui est un piège de Paul – est de réduire l'élargissement en énergie et l'émittance du faisceau radioactif secondaire délivré par IGISOL afin qu'il soit injecté dans les pièges *Penning*. Les noyaux sélectionnés par le séparateur de masse (déjà accélérés à environ 40 keV) sont ralentis jusqu'à 100 eV avant qu'ils ne soient envoyés dans l'élément RFQ. Ce dernier est composé de 4 tiges cylindriques entre lesquelles les ions sont thermalisés par collisions avec les atomes d'un gaz d'He, ce qui permet de les

piéger. Ces ions sont ensuite guidés électrostatiquement jusqu'à une région de confinement où ils sont stockés par paquets. Ils sont finalement ré-accélérés et injectés par paquet dans le premier piège *Penning*.

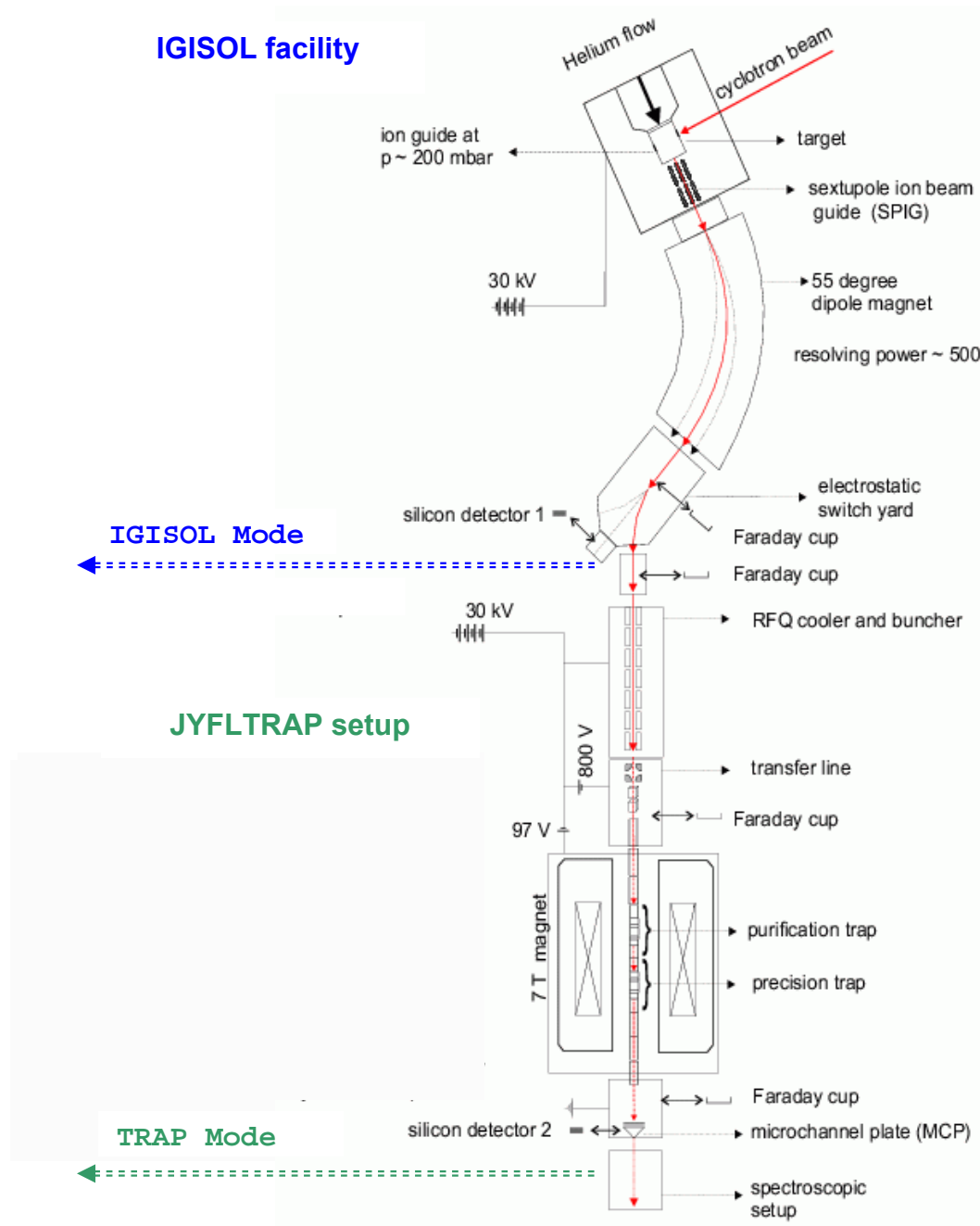


Fig. 2.5 : Vue schématique de l'ensemble IGISOL–JYFLTRAP à l'Université de Jyväskylä en Finlande. Le premier bloc (IGISOL) du dispositif assure la production et la séparation en ligne des radio-isotopes de courte durée de vie. Le piège magnétique de type Penning (JYFLTRAP) affine la sélection des noyaux d'intérêt par purification isotopique du faisceau secondaire. Il permet également de réaliser des mesures de masse par l'emploi du piège de précision. Les sorties à partir desquelles est récupéré le faisceau secondaire afin de mesurer la décroissance de ^{62}Ga sont également indiquées. Le mode de mesure IGISOL emploie le faisceau séparé en masse $A = 62$, tandis que le mode TRAP utilise un échantillon d'activité ^{62}Ga pure.

Globalement, un piège de type *Penning* est un module où règne un champ magnétique intense et homogène couplé à un champ électrique quadripolaire de faible intensité. Cette superposition de champs permet un confinement tridimensionnel d'un ion. Le premier piège magnétique (*Purification Trap*) assure la purification isotopique du faisceau récupéré à la sortie de l'élément RFQ. Il est caractérisé par un pouvoir de résolution en masse suffisamment élevé (10^4 à 10^5) pour rejeter les contaminants isobariques d'un élément : seuls les noyaux d'intérêt sont transmis. Quant au deuxième piège (*Precision Trap*), il permet de réaliser des mesures de masse de haute précision. Le pouvoir de séparation en masse de ce dernier varie entre 10^7 et 10^8 .

Le piégeage de type *Penning* est aujourd'hui, et de loin, la technique la plus performante pour les mesures de masse des noyaux. Une description plus complète et détaillée du système JYFLTRAP à Jyväskylä est proposée dans la thèse de doctorat de V. Kolhinen [Kol03].

2.3.2 Dispositif expérimental de détection

Le faisceau secondaire de masse $A = 62$ récupéré à la sortie du séparateur de masse (ligne IGISOL) ou encore le faisceau ^{62}Ga pur délivré par le système JYFLTRAP est envoyé sur le dispositif de détection.

Ce faisceau radioactif collimaté arrive sur une bande de mylar aluminisé, de $100\ \mu\text{m}$ d'épaisseur et d'un $1/2$ pouce de largeur, qui sert à collecter les ions transmis. Cette bande d'implantation est pilotée par un dispositif de contrôle (dérouleur) qui la déplace, d'environ $10\ \text{cm}$, à la fin de chaque cycle de mesure pour la série *Central* de prise de données. Pour la série *Trap*, le taux de contamination étant extrêmement faible, la bande n'est déplacée que tous les 1000 (ou parfois 9000) cycles. Grâce à ces déplacements, l'activité résiduelle implantée et générée par la décroissance des noyaux de filiation β est évacuée. Ceci permet d'une part de réduire la contribution du bruit de fond γ et d'autre part de séparer clairement les différentes contributions (Ga, Cu,..) au spectre total de décroissance. Autour du point de collection est placé le scintillateur plastique employé pour la détection des particules β . Quant à la détection γ , elle est assurée par un ensemble de trois détecteurs germanium composites de type *Clovers* EUROBALL situés directement autour du scintillateur plastique. Les figures 2.6 et 2.7 représentent respectivement une vue schématique et une photographie du dispositif expérimental.

2.3.2.1 Détection β

La bande de mylar est localisée au centre d'un scintillateur plastique de géométrie cylindrique, de $2\ \text{mm}$ d'épaisseur, utilisé pour la détection des particules β . Le scintillateur couvre un angle solide total de détection proche de 4π et le diamètre de son trou d'entrée, par lequel arrive le faisceau, est de $12\ \text{mm}$.

Les scintillateurs plastiques sont des détecteurs organiques largement utilisés dans le domaine de la physique nucléaire notamment pour la détection des électrons et des neutrons. Ils sont caractérisés par une réponse particulièrement rapide comparée à celle de leurs homologues inorganiques tels NaI(Tl) ou CsI. En revanche leur résolution en énergie est moins bonne. C'est pour cette raison qu'ils sont plutôt employés pour des mesures de comptage et de temps de vol. La détection des particules β dans le scintillateur plastique repose sur le principe de scintillation. L'interaction d'une particule chargée, par transfert

d'énergie aux électrons du matériau scintillant, provoque la fluorescence de celui-ci. La fluorescence consiste en l'émission d'une lumière de scintillation (radiation située dans le domaine du visible ou proche du visible UV) suite à la désexcitation radiative des états énergétiques électroniques peuplés après passage de la particule chargée dans le matériau.

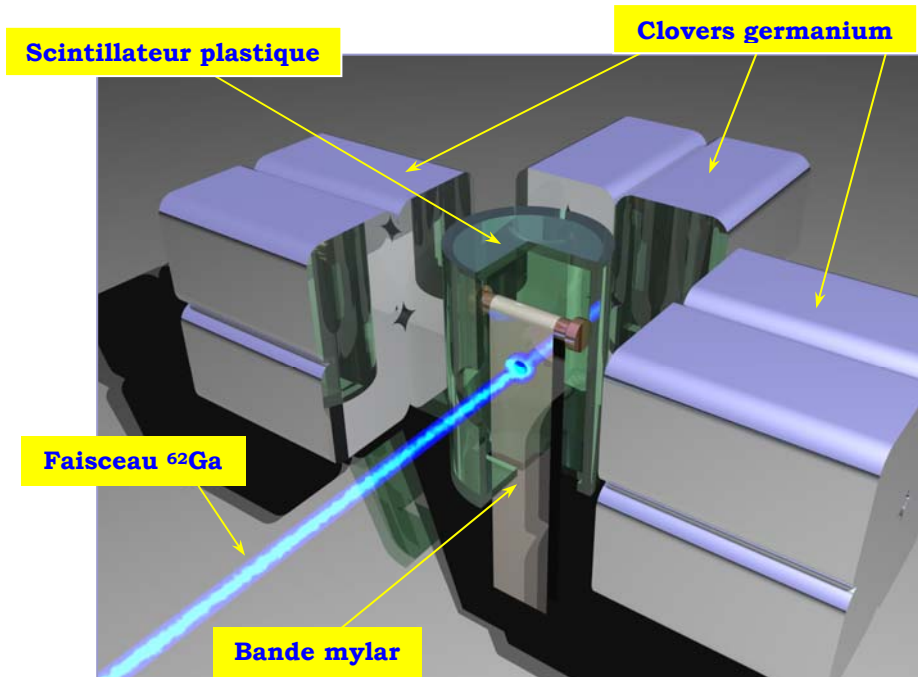


Fig. 2.6 : Schéma en 3D du dispositif expérimental de détection. Il se compose d'un scintillateur plastique employé pour la détection des particules β émises suite à la décroissance des noyaux implantés sur la bande de mylar. Autour du scintillateur sont installés les trois Clovers Ge de type EUROBALL. Ceux-ci permettent de détecter les rayonnements γ émis en coïncidence avec les particules β .

Le scintillateur plastique utilisé au cours de l'expérience était couplé, au travers d'un guide de lumière spécial, à deux tubes photomultiplicateurs (PM). Ceux-ci sont chargés de collecter la lumière émise suite à la détection d'un positon e^+ et de la transformer en signal électrique. Chacun des PM utilisés possède une surface de collection de 2 *pouces* de diamètre. En effet, c'est aux PM qu'incombe la tâche de convertir les photons de scintillation en signal électrique et cela à l'aide d'une photocathode. Cette dernière est construite à partir d'un matériau caractérisé par une énergie d'extraction suffisamment faible pour que les photons incidents puissent arracher les électrons après interaction photoélectrique. Les photoélectrons ainsi libérés sont collectés et multipliés le long d'une série d'une dizaine de dynodes. L'avant dernière d'entre elles sert de sortie pour l'analyse rapide des signaux (logique) tandis que la dernière appelée "*anode*" est utilisée pour les mesures d'énergie.

Durant l'expérience JYFL05, l'ensemble scintillateur–guide de lumière était placé à l'intérieur d'une enceinte en aluminium afin d'assurer la condition d'étanchéité à la lumière nécessaire pour éviter le bruit de fond de la salle provenant de la lumière environnante (cf. figure 2.7). Quant à la rejection du bruit de fond électronique, elle est réalisée en imposant le critère de coïncidence entre deux signaux (β_1 et β_2) : un événement de décroissance est retenu

seulement si la particule β est détectée par les deux photomultiplicateurs en même temps. Ceci justifie l'emploi de deux tubes PM.

L'efficacité de détection β totale pour le scintillateur utilisé avoisine les 90%. Elle a été mesurée durant la phase de tests (avant l'expérience) en utilisant une source émettrice β^- de ^{90}Sr placée au centre du détecteur. Les tests ont également permis de déterminer le régime de fonctionnement optimal (région du plateau) pour chacun des PM : 2000V pour PM1 et 1900V pour PM2. La tension de polarisation des PM était maintenue aux mêmes valeurs durant la quasi-totalité de la prise de données.

2.3.2.2 Détection γ

Dans le cadre de l'expérience JYFL05 dédiée à l'étude de l'émission γ dans la décroissance β^+ de ^{62}Ga , les rayonnements γ sont détectés par trois *Clovers* germanium de type EUROBALL de haute résolution. Chaque *Clover* est composé de quatre cristaux germanium hyper purs (HPGe). Les détecteurs individuels ont les dimensions de 50 mm de diamètre et de 70 mm de long. Les cristaux Ge sont assemblés de manière compacte et montés dans un même cryostat, fabriqué en aluminium d'une épaisseur de 1.5 mm, avec une alimentation haute-tension commune. En outre, ils sont reliés à un réservoir d'azote liquide qui permet de les refroidir à la température de 70K, température nécessaire pour limiter le bruit de fond thermique.

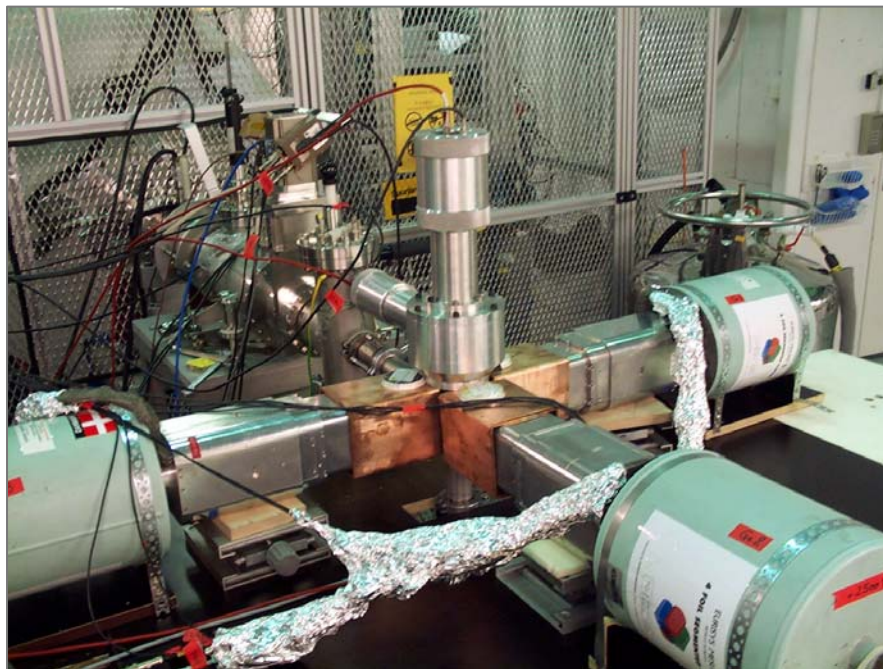


Fig. 2.7 : Photographie du dispositif de détection dans la configuration de l'expérience JYFL05. Les trois *Clovers* EUROBALL sont identifiables grâce aux enceintes cylindriques de refroidissement. Les deux tubes métalliques (vertical et horizontal) constituent les capots en aluminium contenant les photomultiplicateurs. Le scintillateur plastique occupe la position centrale et enferme la bande de mylar qui y est acheminée par le bas.

Les *Clovers* EUROBALL utilisés lors de l'expérience sont segmentés mécaniquement. La segmentation en cristaux des détecteurs permet de collecter l'énergie déposée par un rayonnement γ dans chaque cristal touché. La segmentation fournit donc quatre mesures individuelles et indépendantes $E_{\gamma i}$ ($i = 1$ à 4) de l'énergie cédée par la radiation γ : on parle de mode *direct* de mesure. Par ailleurs, l'utilisation d'un détecteur composite offre la possibilité de récupérer l'énergie totale cédée par un rayonnement γ ayant interagi dans plusieurs cristaux adjacents du même *Clover* en appliquant la correction *add-back* (cf. paragraphe 2.2.3). Celle-ci consiste en la sommation des énergies partielles dans deux ou plusieurs cristaux touchés, événement par événement.

Les trois *Clovers* Ge sont placés directement autour du détecteur β dans une géométrie fermée de façon à couvrir le maximum d'angle solide de détection d'événements γ . Dans le montage de l'expérience (cf. figure 2.7), les *Clovers* Ge se trouvaient typiquement à une distance de 40 mm de la source (point d'impact du faisceau sur la bande de mylar). Durant la prise de données, un blindage formé de lingots de plomb était disposé tout autour des détecteurs Ge afin d'assurer leur isolation. L'intérêt étant de réduire le plus possible la contribution du bruit de fond γ dans la salle d'expérience. Celui-ci provient essentiellement des éléments radioactifs entrant dans la composition du béton des murs ainsi que de l'interaction des rayons cosmiques dans l'atmosphère terrestre.

2.3.3 Electronique et acquisition des données

La combinaison de détecteurs : *Clovers* Ge–scintillateur plastique employée dans l'expérience a permis d'enregistrer les événements de coïncidences β – γ relatifs à la décroissance de ^{62}Ga . Pour réaliser de telles mesures de corrélations, nous avons utilisé un système d'acquisition de données développé au GANIL et une électronique dit "de coïncidence prompte". Les mesures de corrélations requises imposent que le signal β , délivré par les deux PM suite à la détection d'une particule β par le scintillateur plastique, soit le déclencheur principal de l'acquisition. Le système d'acquisition est principalement constitué de trois branches électroniques : déclenchement β , signaux γ conditionnés et temps mort, détaillées dans la suite.

Le déclenchement :

La condition de déclenchement de l'acquisition fixée au cours de l'expérience est la détection d'un signal β par le scintillateur plastique. Si cette condition est remplie, le signal correspondant est transmis au module de coïncidence rapide MCR (pour *Module de Coïncidence Rapide*) qui génère un signal d'acceptation TA (pour *Trigger Accepted*). L'acceptation d'un trigger permet d'ouvrir une fenêtre de coïncidence rapide. Au niveau individuel de chaque branche (ou pour un groupe de détecteurs), la réception d'un signal d'acceptation génère un ordre de codage aux modules ADC (pour *Analog to Digital Converter*). Ceux-ci convertissent les amplitudes des signaux analogiques en digits (numérisation) et les communiquent au serveur de l'acquisition via le bus VME. L'acceptation d'un trigger β implique également le passage du MCR en mode *Inhibit*. En d'autres termes, le déclenchement de celui-ci devient interdit. Le MCR génère un signal logique communément appelé *Véto Trigger*. L'acquisition passe alors en mode *Busy* ou *Temps Mort*. La durée de la phase *Temps Mort* est prédéfinie. Elle doit au moins correspondre

au temps nécessaire pour le traitement (numérisation et codage) des données de toutes les voies touchées au cours de l'événement. La phase *Temps Mort* est par ailleurs la même pour tous les événements. On parle de mode d'acquisition de données à temps mort fixe. Une fois les déclenchements traités et la lecture des données achevée (fin de la phase *Temps Mort*), l'acquisition est de nouveau autorisée à être déclenchée.

Signaux γ conditionnés :

Afin de réaliser les mesures de corrélations β - γ , les signaux γ délivrés par les *Clovers* EUROBALL ne sont codés qu'en la présence d'une fenêtre de validation (porte de codage), générée par le MCR suite à l'acceptation d'un trigger β . À chacun des 12 détecteurs Ge est intégré un préamplificateur (circuits intégrateurs et différentiateurs) qui permet une première amplification et une mise en forme des signaux électriques collectés suite à la détection d'un rayonnement γ . Les signaux de la voie énergie passent d'abord dans un amplificateur spectroscopique (à 16 voies) qui effectue leur mise en forme et leur amplification. Ils sont ensuite envoyés vers les codeurs ADC pour la conversion digitale de l'amplitude. Les signaux de la voie temps ne nécessitent qu'une amplification rapide étant donné qu'ils servent uniquement à générer les déclenchements.

Pour réduire la contribution du fond γ aux spectres en énergie, un module TDC (pour *Time to Digital Converter*) est employé. C'est le trigger β qui sert de déclencheur commun (signal *Start*) à chacune des 12 voies (12 détecteurs Ge) du module TDC. En revanche, le signal *Stop* est individuel. Il est donné par un signal logique de la voie temps généré par un amplificateur rapide (TFA pour *Time Filter Amplifier*) dès lors que la voie Ge correspondante est touchée (détection d'un événement γ). Le module TDC permet de convertir le temps ΔT qui sépare les deux signaux logiques successifs *Start* et *Stop* en une information digitale. Les événements de coïncidences β - γ réelles surviennent a priori au cours des mêmes laps de temps ΔT . Ils sont donc caractérisés par les mêmes amplitudes des pics prompts enregistrés dans les spectres en temps TDC. Cette information est utilisée pour améliorer la rejection des événements de coïncidences β - γ fortuites et cela en imposant une coupure en temps ΔT dans les spectres TDC.

Un deuxième signal logique de la voie temps est également envoyé vers un module logique : Diviseur qui comptabilise le nombre de déclenchements γ . Tous les 1000 (ou 100) déclenchements reçus, il délivre un trigger à destination du module chargé de gérer les déclenchements : le MCR. De cette façon, les signaux γ sont parfois autorisés à démarrer l'acquisition des données. La radioactivité ambiante est beaucoup trop élevée pour que les détecteurs EUROBALL soient autorisés à déclencher l'acquisition tout le temps. Les spectres en énergie γ conditionnés par un trigger γ servent à évaluer la contribution du fond.

Le temps mort :

Afin d'estimer le taux d'occupation de l'acquisition (ou *Dead Time*), un générateur délivrant des impulsions à une fréquence de 100 Hz est utilisé. Un premier signal logique (sortie *Trigger Out*) est envoyé vers une échelle de comptage qui comptabilise le nombre de coups émis directement par le générateur N_{gene} . Un deuxième signal est également émis à destination d'un module logique de coïncidences. Ce dernier effectue l'opération logique d'anti-coïncidence qui vérifie l'absence d'un niveau *Busy* en même temps qu'un signal du

générateur. Dans le cas où celle-ci s'avère vérifiée, l'acquisition n'est pas occupée par le traitement d'un événement. Un signal *Live Time LT* est alors généré et comptabilisé sur l'échelle. Le nombre d'occupation de l'acquisition N_{DT} se déduit comme la différence entre le nombre de signaux délivrés par le générateur N_{gene} et ceux conditionnés par l'absence d'un niveau *Busy* N_{LT} soit : $N_{DT} = N_{\text{gene}} - N_{LT}$. La fraction de temps mort η ou taux de perte d'événements est simplement donnée par le rapport entre les nombres de signaux N_{DT} et N_{gene} :

$$\eta = N_{DT} / N_{\text{gene}} \quad (2.13)$$

L'évaluation de cette information est nécessaire puisqu'elle rentre, comme on le verra dans le paragraphe 2.4.3, dans la détermination de l'efficacité de détection γ . Elle est par ailleurs utile en temps réel (pendant l'expérience) pour vérifier que l'acquisition n'est pas saturée.

Toute mesure physique étant cyclique et de durée prédéfinie, il fallait veiller à ce que les événements enregistrés soient corrélés dans le temps. C'est le module horloge HCMR qui se charge de l'étiquetage en temps des événements par le biais de l'horloge universelle intégrée. Cette horloge reçoit un signal *Start* au début de chaque mesure (*run*). La présence d'une fenêtre de coïncidence rapide générée par le MCR (*Véto Trigger*) donne également un ordre au module HCMR à la suite duquel il communique les informations : temps de collection t_{COL} ou temps de mesure de la radioactivité t_{RAD} . Ces informations sont indispensables pour le marquage en temps d'un événement de radioactivité.

2.3.4 Cycles de mesure de décroissance

Avec les spectres en énergie, les spectres en temps constituent le deuxième type d'information accessible à partir des données enregistrées dans une expérience typique de spectroscopie γ . Un spectre en temps donne le nombre de décroissances enregistrées (vues par l'acquisition) à chaque instant t tout le long d'une mesure. Chaque mesure est caractérisée par deux phases : l'accumulation de l'activité suivie de l'observation de la radioactivité des noyaux collectés. Les mesures sont donc cycliques et par conséquent d'une durée temporelle prédéfinie. Dans le cadre de l'expérience JYFL05, les cycles de mesures sont définis selon deux modes : TRAP et IGISOL. C'est la nature du faisceau radioactif envoyé sur le dispositif de détection qui permet d'établir la durée allouée à chaque phase caractérisant un cycle physique.

Mode IGISOL :

Le faisceau radioactif secondaire arrivant sur la bande est directement délivré par le séparateur de masse qui transmet les activités $A = 62$. Hormis les noyaux ^{62}Ga implantés sur la bande, les contaminants isobariques (^{62}Cu et ^{62}Zn) sont également présents. Un cycle IGISOL est caractérisé par deux phases :

- **La collection** (*Grow-in*) : accumulation de l'activité délivrée par le faisceau séparé en masse ($A = 62$) sur la bande d'implantation durant t_{COL} , le temps de collection.
- **La décroissance** (*Decay*) : observation ou mesure de la désintégration de l'activité collectée sans apport de faisceau (phase sans faisceau ou *Beam OFF*) pendant t_{RAD} , temps de mesure de la radioactivité.

Les temps caractéristiques d'une phase de mesure (t_{COL} et t_{RAD}) sont programmés sur l'horloge du module HCMR (cf. figure 2.8 où t_C correspond à t_{RAD} tandis que t_{MR} représente t_{COL}). Par ailleurs, l'horloge du module HCMR est toujours initialisée (remise à zéro) au début de chacune des deux phases de mesure : collection et décroissance. Le tableau 2.2 donne entre autres les temps alloués à chaque phase durant la série dite *Central* de prise de données.

On fera remarquer que durant cette série, plus de 80% de la statistique récoltée a été enregistrée suivant des cycles IGISOL caractérisés uniquement par une phase de collection de 390 ms. Le but de ce type de mesure étant d'observer le maximum de décroissances pour les noyaux étudiés. Un cycle de type IGISOL est également caractérisé par un temps d'attente t_A de 100 ms au cours duquel la bande en mylar est déplacée. Ceci permettait d'évacuer l'activité résiduelle accumulée au cours du cycle précédent.

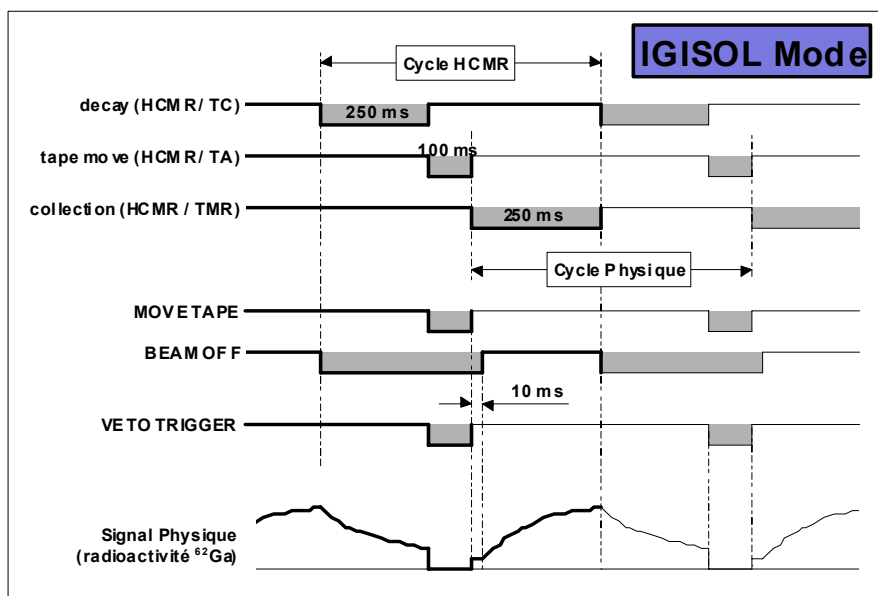


Fig. 2.8 : Représentation chronologique d'un mode (cycle) de mesure de la radioactivité β - γ de ^{62}Ga au cours de l'expérience JYFL05. La figure reproduit une schématisation du cycle IGISOL caractérisé par deux phases : collection et décroissance. Chaque cycle physique de mesure débute après un délai de 10 ms. La phase d'accumulation de l'activité ^{62}Ga sur la bande dure pendant 250 ms. Elle est suivie d'une phase de décroissance pure de 250 ms. Un cycle IGISOL s'achève par le déplacement de la bande en mylar afin d'évacuer l'activité résiduelle. Pour des raisons propres au fonctionnement de l'horloge HCMR un cycle HCMR commence, contrairement à un cycle physique, par la décroissance.

On distingue deux type de cycles : cycle HCMR et cycle physique (cf. figure 2.8). Les cycles physiques sont corrélés au fonctionnement de l'acquisition au mouvement du dérouleur de bande comme suit. Chaque cycle physique de mesure débutait par une phase de collection après un délai de 10 ms. Ce retard servait à mesurer le bruit de fond généré par l'activité déjà présente sur la bande. Avec l'achèvement de la collection t_{COL} , un signal *Beam Off* est généré par l'HCMR afin de couper le faisceau (fermeture de la *Beam Gate* ou interrupteur du faisceau) ; démarre alors la phase décroissance pure qui perdure pendant t_{RAD} . Un cycle de mesure type IGISOL est finalisé par le déplacement de la bande de collection durant t_A , ordonné par l'HCMR au dérouleur via le signal *Move Tape*. Ce dernier servait également de *Véto Trigger* qui imposait le passage de l'acquisition en mode *Busy*.

Mode TRAP :

Les cycles TRAP sont réalisés avec le faisceau radioactif délivré par le piège de type *Penning* de purification isotopique. Seuls les noyaux ^{62}Ga sont transmis et acheminés vers le dispositif de détection. Un cycle TRAP est caractérisé uniquement par une phase de décroissance pure. La réception d'un signal suite à l'extraction des isotopes ^{62}Ga du piège magnétique permet de commencer la mesure de la radioactivité β . Cette phase de mesure dure pendant $t_{RAD} = 71 \text{ ms}$, jusqu'à la réception d'un nouveau signal d'extraction. Vu le très faible taux de contamination caractérisant ce mode de mesure, la bande de collection n'est déplacée qu'au bout de 1000 cycles (voir 9000 cycles parfois).

Le tableau 2.2 ci-dessous donne les informations concernant les taux de production des noyaux ^{62}Ga . Les temps alloués à chaque phase de mesure (collection t_{COL} et décroissance t_{RAD}) pour les trois types de mesure réalisés au cours de l'expérience JYFL05 sont récapitulés. Le temps de faisceau pour chaque mesure figure également dans ce tableau.

Type mesure	Mode	Durée (h min')	Production (noyau/s)	t_{COL} (ms)	t_{RAD} (ms)
Décroissance	TRAP	96 58'	≈ 124	0	71
Collection + Décroissance	IGISOL	8 40'	≈ 81	250	250
Collection	IGISOL	56 4'	≈ 124	390	0

Tab. 2.2 : *Caractéristiques des mesures selon lesquelles ont été enregistrées les données expérimentales (runs ^{62}Ga) au cours de l'expérience JYFL05. Les deux dernières colonnes donnent le temps t_{COL} alloué à l'accumulation de l'activité sur la bande en mylar (phase collection) ainsi que t_{RAD} le temps durant lequel la décroissance radioactive est observée ou mesurée (phase décroissance) et cela pour chaque type de mesure réalisée.*

2.4 Analyse des données expérimentales

Ce paragraphe est consacré à la description de la première étape dans la procédure d'analyse des données expérimentales enregistrées lors de l'expérience JYFL05. Il traite particulièrement de la caractérisation des détecteurs de rayonnements γ ; de leur étalonnage en énergie à la détermination de l'efficacité de détection photopique totale. Les stratégies adoptées pour exploiter les données acquises avec sources sont tout d'abord spécifiées ainsi que quelques remarques générales concernant les conditions de déroulement de l'expérience.

Les mesures physiques de la décroissance β - γ de ^{62}Ga devaient être effectuées avec le faisceau radioactif pur délivré par le dispositif JYFLTRAP. Il était également prévu que l'ionisation des produits de fusion-évaporation soit réalisée par l'emploi d'une source laser qui avait été récemment testée à IGISOL. Cependant, les tentatives visant à améliorer le rendement de production d'ions ainsi que l'optimisation de la transmission du piège *Penning* de purification isotopique ont tardé à apporter leurs fruits. Ainsi, les premiers faisceaux purs de ^{62}Ga ne présentaient qu'un faible taux de comptage (~ 70 – 80 noyaux/s). Certes, la suppression des contaminants ^{62}Zn et ^{62}Cu produits en même temps que le ^{62}Ga conduit à une amélioration significative du rapport signal/bruit dans les spectres en énergie. Néanmoins, la

durée de temps allouée à l'expérience n'aurait pas suffi – en tout cas avec ce taux de comptage – à récolter la statistique requise pour l'observation des raies γ de très faible intensité recherchées. Par conséquent, près de 50% des *runs* ont été enregistrés sans l'emploi du piège magnétique, soit avec le faisceau $A = 62$ acheminé par la ligne "centrale" de séparation à IGISOL. Nous appellerons dans ce qui suit les séries de *runs* réalisées avec le faisceau de ^{62}Ga pur : série *Trap1* (début de l'expérience) et série *Trap2* (fin de l'expérience). La série *Central* désignera les *runs* accomplis avec le faisceau radioactif séparé en masse.

Au cours du dépouillement préliminaire des données recueillies, nous avons constaté que les spectres en énergie enregistrés par le cristal *C1E2* du *Clover 1* présentaient une anomalie. Nous n'avons pas réussi à en identifier la cause ni à exploiter la statistique récoltée par *C1E2*. Plus tard dans l'analyse, la mauvaise résolution en énergie caractérisant le segment *C3E3* du *Clover 3* pénalisait la prise en compte des données enregistrées par ce dernier vu la dégradation significative de la résolution des photopics dans le spectre somme en énergie γ . Au final, seuls 10 cristaux Ge sur l'ensemble de 12 seront pris en compte. Par ailleurs, la comparaison des spectres bruts (en canaux) en énergie γ a révélé un phénomène de dérive ou d'instabilité des détecteurs Ge et/ou de l'électronique associée. Afin de corriger au mieux cette dérive, il nous est apparu nécessaire d'utiliser tous les *runs* d'étalonnage réalisés au cours de l'expérience afin de calibrer le plus précisément possible les détecteurs de rayonnements γ comme on le verra dans le prochain paragraphe.

2.4.1 Etalonnage en énergie

Vu les très faibles intensités ($\sim \%$) caractérisant les transitions γ que l'on cherche à mesurer, l'effort principal et une attention particulière ont été consacrés à l'étalonnage précis des détecteurs de rayonnements γ et cela sur toute l'étendue utile en énergie. Les raies γ issues de la décroissance β^+ de ^{62}Ga sont observées uniquement après sommation des spectres en énergie fournis par l'ensemble des détecteurs Ge. Etant donné le phénomène de dérive constaté, nous avons procédé à l'étalonnage en énergie de ces détecteurs, pour les *runs* de ^{62}Ga , en trois étapes que nous détaillons dans la suite. On fera remarquer que compte tenu du fait que les transitions γ recherchées (cf. tableau 2.3) sont vraisemblablement situées à haute énergie ($> 800 \text{ keV}$), nous nous sommes exclusivement intéressés à l'étalonnage en énergie des 10 secteurs Ge dans la gamme en énergie 500–2615 *keV*. Les différentes transitions γ issues des sources utilisées dans la procédure d'étalonnage sont résumées dans le tableau 2.3. Les intensités des raies considérées pour chaque source γ sont également précisées.

Pour calibrer en énergie chacun des 10 cristaux Ge utilisés dans l'expérience, nous avons disposé de 6 sources radioactives ^{60}Co , ^{133}Ba , ^{134}Cs , ^{137}Cs , ^{207}Bi et ^{228}Th émettrices γ . Quatre séries indépendantes de *runs* source dédiés à l'étalonnage ont été réalisés : au début (série *Trap1*), au milieu (série *Central* et *run 68*) et à la fin (série *Trap2*) de la prise des données. Au cours de chaque *run* d'étalonnage, l'une de ces sources est déposée à l'emplacement du point d'impact faisceau–bande d'implantation, afin de s'affranchir des problèmes géométriques (variation de l'angle solide). En effet, ces *runs* (à l'exception du *run 68*) ont également servi à mesurer l'efficacité de détection photopic. L'étalonnage en énergie de chaque cristal *CiEj* ($i = 1$ à 3 : est l'indice sur le numéro de *Clover* et $j = 1$ à 4 s'apparente au segment) est réalisé par l'enregistrement des spectres γ caractérisant chaque source. On notera que l'on n'a pas pu exploiter les *runs* réalisés avec la source de ^{207}Bi dans la procédure d'étalonnage. Cette source est caractérisée par une activité beaucoup trop élevée (100 *kBq*) provoquant un empilement d'événements et une très mauvaise résolution due à l'élargissement des photopics γ .

Source / transition	Energie γ (keV)	Intensité (%)	Activité (kBq)
^{60}Co ($\beta^- - \gamma$)	1173.237 (4)	99.9736 (7)	$3.9260 (392) \times 10^2$ (01/01/1970)
	1332.501 (5)	99.9856 (4)	
^{133}Ba ($\beta^+/\text{CE} - \gamma$)	356.017 (2)	62.05(19)	3.4600 (1245) (01/10/1986)
	383.851 (3)	8.94 (3)	
^{134}Cs ($\beta^- - \gamma$)	563.227 (15)	8.38 (5)	$1.7760 (479) \times 10^2$ (01/10/1986)
	569.315 (15)	15.43 (11)	
	604.699 (15)	97.56 (32)	
	795.845 (22)	85.44 (38)	
^{137}Cs ($\beta^- - \gamma$)	661.675 (3)	85.1 (2)	4.5840 (1283) (01/10/1986)
^{228}Th (α)	583.191 (2)	30.6 (2)	$2.3680 (710) \times 10^2$ (30/11/1986)
	727.330 (9)	6.69 (9)	
	2614.533 (13)	35.86 (6)	

Tab. 2.3 : Transitions γ utilisées pour l'étalonnage en énergie des détecteurs Ge ainsi que pour la détermination de l'efficacité de détection photopics. Les énergies et les intensités de ces raies sont tirées de la référence [Bnl07]. La dernière colonne du tableau donne les activités (en kBq) des sources telles que fournies par le fabricant aux dates précisées entre parenthèses.

Nous avons également inclus dans l'étalonnage en énergie des cristaux Ge certaines raies γ caractérisant la radioactivité ambiante de la salle d'expérience dès que celles-ci étaient suffisamment intenses. Cela nous a surtout permis de compléter l'étalonnage ou encore de le couvrir à haute énergie (dans la gamme 1332–2615 keV) où aucune information n'est disponible à partir des sources étalonnées. Le tableau 2.4 récapitule l'ensemble de ces transitions γ utilisées et attribuées au bruit de fond.

Source	Energie γ (keV)	Intensité (%)
^{22}Na ($\beta^+/\text{CE} - \gamma$)	1274.537 (7)	99.941 (14)
^{54}Mn ($\beta^+/\text{CE} - \gamma$)	834.848 (3)	99.976 (—)
^{40}K ($\beta^+/\text{CE} - \gamma$)	1460.822 (6)	10.66 (18)
^{208}Tl ($\beta^- - \gamma$) ^{208}Pb	1592.527 (14)**	—
	2103.530 (14)*	—
^{214}Bi ($\beta^- - \gamma$)	609.312 (7)	46.1 (5)
	1120.287 (10)	15.10 (20)
	1764.494 (14)	15.4 (20)
	2204.210 (4)	5.08 (4)

Tab. 2.4 : Transitions γ caractérisant la radioactivité de la salle d'expérience et incluses dans l'étalonnage en énergie des cristaux Ge. Les énergies et les intensités associées à ces raies sont tirées de la référence [Bnl07]. Les énergies γ marquées par une étoile correspondent à des raies de simple (*) et double (**) échappements relatifs à la transition de 2614 keV dans le ^{208}Pb .

La première étape de l'étalonnage γ est la calibration en source. Elle vise à établir un lien entre le canal du spectre enregistré et l'énergie du rayonnement γ . Pour chaque segment $CiEj$, nous avons opéré un ajustement du numéro de canal X_k , occupé par un événement, en fonction de l'énergie de la radiation E_γ^k en loi polynomiale :

$$E_\gamma^k = a_{ij} + b_{ij} \cdot X_k + c_{ij} \cdot X_k^2 + d_{ij} \cdot X_k^3 + \dots \quad (2.14)$$

Vu le nombre (k) limité de raies γ disponibles (12 à 19), le degré polynomiale le plus élevé considéré est de 5. Afin de vérifier la précision de l'étalonnage γ pour chaque cristal $CiEj$, la déviation en énergie ΔE_γ , qui est la différence entre l'énergie tabulée de la raie γ et celle déduite par étalonnage $E_{\gamma,cal}$ est représentée en fonction de l'énergie E_γ de la transition :

$$\Delta E_\gamma^k = E_{\gamma,cal}^k - E_\gamma^k = f(E_\gamma^k) \quad (2.15)$$

Cette opération est effectuée pour chaque degré polynomial. La figure 2.9 représente les tracés de la déviation en énergie pour chacun des 10 cristaux Ge considérés et cela au cours de trois séries d'étalonnage γ (*Trap1*, *Trap2* et *Central*).

Après une comparaison qualitative, l'étalonnage γ retenu est celui dont les coefficients reproduisent le plus précisément possible et globalement (sur toute la gamme en énergie) les énergies des raies considérées. En d'autres mots, c'est l'étalonnage dont les déviations ΔE_γ sont minimales (tendent vers 0). L'ensemble des coefficients d'ajustement (a_{ij} , b_{ij} , c_{ij} , d_{ij} , e_{ij} et f_{ij}) retenus pour chaque cristal $CiEj$ est résumé dans le tableau 2.5 et cela au cours de chaque série de *runs* de calibration (*Trap1*, *Trap2*, *Central* et *Run 68*).

Selon le secteur Ge et la série de calibration, la précision de l'étalonnage en énergie ou l'écart entre la valeur tabulée et celle donnée par l'ajustement sur toute la gamme en énergie (511–2615 *keV*) est inférieure à 2 *keV*. En revanche, on constate la dégradation de la précision sur l'étalonnage à haute énergie. La principale raison est la faible statistique enregistrée pour les pics γ concernés (à 2103.53, 2204.21 et 2614.53 *keV*) du fait de la faible probabilité d'interaction photoélectrique à haute énergie. Notons par ailleurs, que dans la gamme en énergie 1332–2615 *keV*, il arrive selon le cristal et le *run* que seules deux raies γ soient observées et utilisées dans la procédure d'ajustement. Ceci explique entre autres les écarts (ΔE_γ) élevés à haute énergie et interroge la fiabilité de l'étalonnage dans ce domaine énergétique.

La deuxième étape d'étalonnage des détecteurs Ge consista en la comparaison du numéro de canal occupé par le photopic γ à 511 *keV* en fonction de la mesure physique (mesure de la décroissance de ^{62}Ga). En effet, seule la transition γ à 511 *keV* est clairement observée pour l'ensemble des *runs* avec faisceau de ^{62}Ga et pour chaque segment Ge. La raie γ à 511 *keV* caractérise l'annihilation du positon émis lors de la désintégration β^+ de ^{62}Ga dans la matière (e^+e^-). Cette comparaison a eu pour but de vérifier si les gains (amplification) des signaux γ et leur codage sont restés stables au cours de l'expérience. Si cela était le cas, une seule série de *runs* d'étalonnage aurait suffi à calibrer chacun des 10 cristaux Ge sur l'ensemble des *runs* physiques. Cependant, en traçant la position (en canaux bruts) du centroïde du pic γ à 511 *keV* en fonction du numéro de *run*, nous avons constaté qu'un déplacement avoisinant les 2 *keV* (cf. tableau 2.7) touchait pratiquement tous les cristaux $CiEj$ d'un ensemble de *runs* physiques à un autre. La figure 2.10 illustre ce phénomène pour deux segments : *C1E1* et *C2E2*.

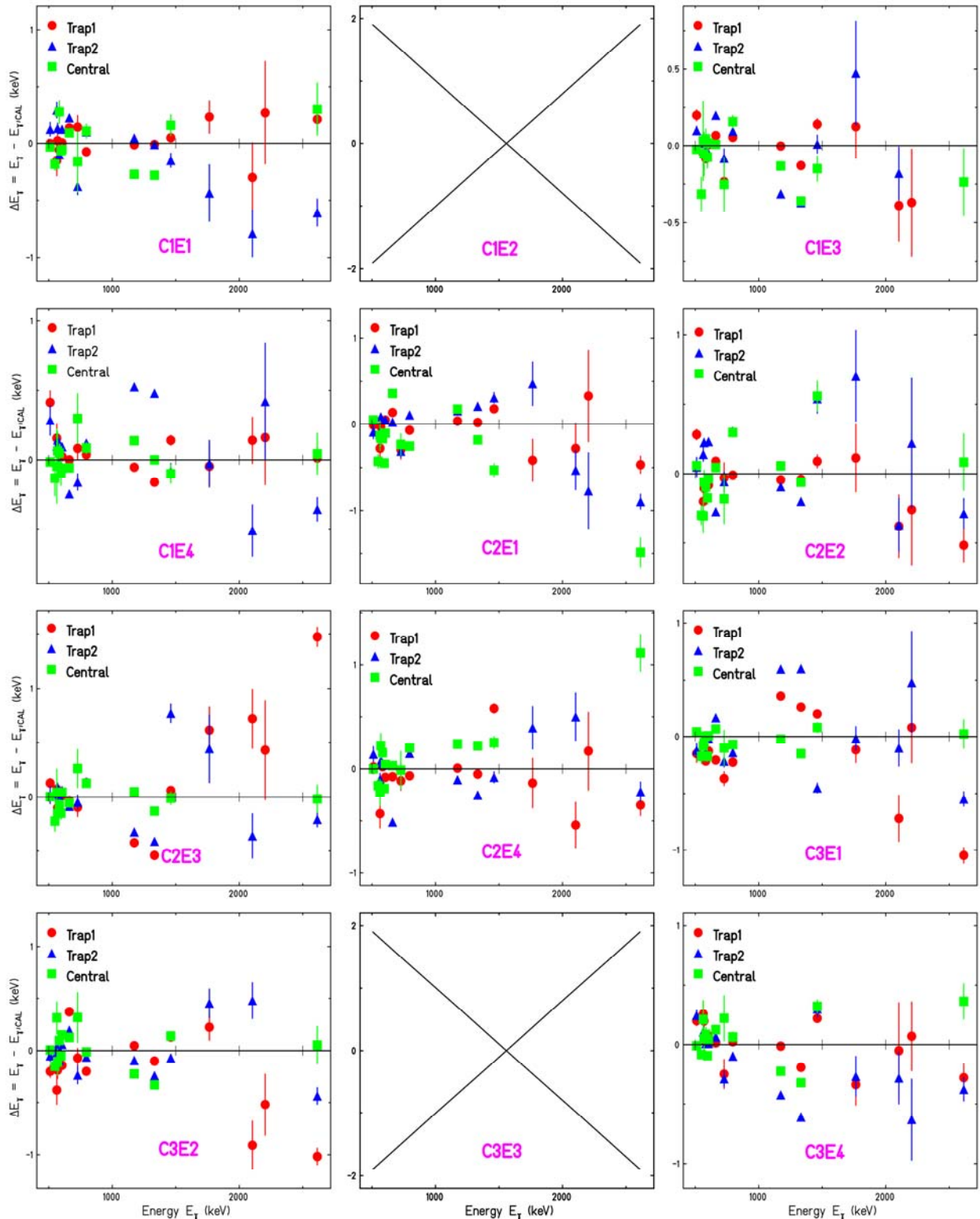


Fig. 2.9 : Précision de l'étalonnage en énergie des segments Ge. Pour chaque secteur sont représentées les déviations ΔE_γ : différences entre les énergies tabulées et celles déduites à partir de l'étalonnage en fonction des énergies de référence des raies γ utilisées. Ces raies sont issues soit des sources étalonnées ou encore du bruit de fond. Les énergies des pics γ sont déduites en utilisant le degré polynomial retenu pour le segment (cf. tableau 2.5). Ces déviations sont extraites à partir des séries d'étalonnage : Trap1, Trap2 et Central. Elles ne sont pas représentées pour les segments C1E2 et C3E3 étant donné que les données enregistrées par ceux-ci sont rejetées. L'incertitude sur les valeurs attendues pour l'énergie n'excède pas 2 keV.

Cristal	Série	Deg. Pol.	Coefficients d'Étalonnage					
			a_i	b_i	c_i	d_i	e_i	f_i
C1E1	Trap1	5	13.852	0.8677	6.762E-05	-4.87E-08	1.62E-11	2E-15
	Central	4	12.346	0.8810	3.903E-05	-1.93E-08	3.21E-12	0.
	run 68	4	16.901	0.8588	6.848E-05	-3.62E-08	6.27E-12	0.
	Trap2	3	3.785	0.9113	-2.70E-07	3.09E-11	0.	0.
C1E3	Trap1	2	35.731	0.9565	3.443E-07	0.	0.	0.
	Central	3	35.485	0.9546	3.577E-06	-8.23E-10	0.	0.
	run 68	4	41.399	0.9285	4.048E-05	-2.24E-08	-3.7E-11	0.
	Trap2	3	34.165	0.9562	3.964E-07	-3.76E-11	0.	0.
C1E4	Trap1	2	0.0011	0.9416	6.158E-08	0.	0.	0.
	Central	3	1.4101	0.9398	3.01E-06	-6.42E-10	0.	0.
	run 68	3	1.0874	0.9406	2.161E-06	-4.53E-10	0.	0.
	Trap2	3	0.171	0.9395	8.956E-07	-2.21E-10	0.	0.
C2E1	Trap1	1	3.618	1.1093	0.	0.	0.	0.
	Central	3	6.1239	1.1010	6.262E-06	-1.50E-09	0.	0.
	run 68	2	3.4706	1.1089	-2.47E-07	0.	0.	0.
	Trap2	5	7.660	1.0816	4.763E-05	-4.03E-08	1.58E-11	-2E-15
C2E2	Trap1	2	-2.878	0.9005	1.562E-07	0.	0.	0.
	Central	4	0.9018	0.8918	1.153E-05	-4.65E-09	6.56E-13	0.
	run 68	1	-3.129	0.9033	0.	0.	0.	0.
	Trap2	3	-2.855	0.9023	3.050E-07	-6.89E-11	0.	0.
C2E3	Trap1	4	-0.412	0.9389	-8.08E-06	4.02E-09	-6.6E-13	0.
	Central	3	3.169	0.9283	3.391E-06	-7.30E-10	0.	0.
	run 68	2	1.1736	0.9328	5.442E-08	0.	0.	0.
	Trap2	1	1.5043	0.9311	0.	0.	0.	0.
C2E4	Trap1	2	-5.017	0.9752	8.354E-08	0.	0.	0.
	Central	4	1.360	0.9616	1.777E-05	-8.75E-09	1.47E-12	0.
	run 68	3	-3.302	0.9777	-8.81E-07	2.05E-10	0.	0.
	Trap2	3	-2.270	0.9746	1.375E-06	-3.46E-10	0.	0.
C3E1	Trap1	1	28.871	0.9935	0.	0.	0.	0.
	Central	4	34.818	0.9735	3.089E-05	-1.67E-08	3.01E-12	0.
	run 68	3	30.590	0.9904	4.493E-06	-1.11E-09	0.	0.
	Trap2	5	38.953	0.9505	7.054E-05	-5.11E-08	1.68E-11	-2E-15
C3E2	Trap1	5	40.901	0.9937	6.747E-05	-5.21E-08	1.87E-11	-2E-15
	Central	4	40.160	1.0010	4.871E-05	-2.80E-08	5.33E-12	0.
	run 68	4	37.525	1.0108	3.682E-05	-2.23E-08	4.41E-12	0.
	Trap2	4	36.617	1.0165	2.556E-05	-1.46E-08	2.77E-12	0.
C3E4	Trap1	2	25.017	0.9677	-4.17E-07	0.	0.	0.
	Central	4	33.038	0.9388	3.726E-05	-1.95E-08	3.40E-12	0.
	run 68	4	34.386	0.9324	4.773E-05	-2.61E-08	4.72E-12	0.
	Trap2	2	25.374	0.9679	-4.76E-07	0.	0.	0.

Tab. 2.5 : Coefficients d'ajustement retenus pour l'étalonnage γ de chacun des 10 secteurs Ge (CiEj) et cela au cours des quatre séries de runs de calibration à savoir Trap1, Trap2, Central et run 68.

On notera que les gains des amplificateurs étaient ajustés de façon à ce que chaque canal dans le spectre (ADC) corresponde à environ 1 keV. Les raies γ recherchées étant très peu

intenses, le non alignement des centroïdes des pics γ (après calibration) pour les différents *runs* et sur l'ensemble des 10 segments Ge peut compromettre l'identification de l'événement γ . Le recours au mode *add-back* pour reconstruire l'énergie des photons γ , ayant diffusés par effet Compton dans plusieurs cristaux adjacents du même *Clover* Ge, conditionne d'avantage la qualité requise pour l'étalonnage en énergie. Il est en effet primordial, surtout à basse énergie, que chacun des secteurs $CiEj$ composant ces multi-détecteurs soit aligné avec les autres afin de retrouver après sommation une énergie la plus proche possible de celle de la transition γ (de grande énergie) initiale.

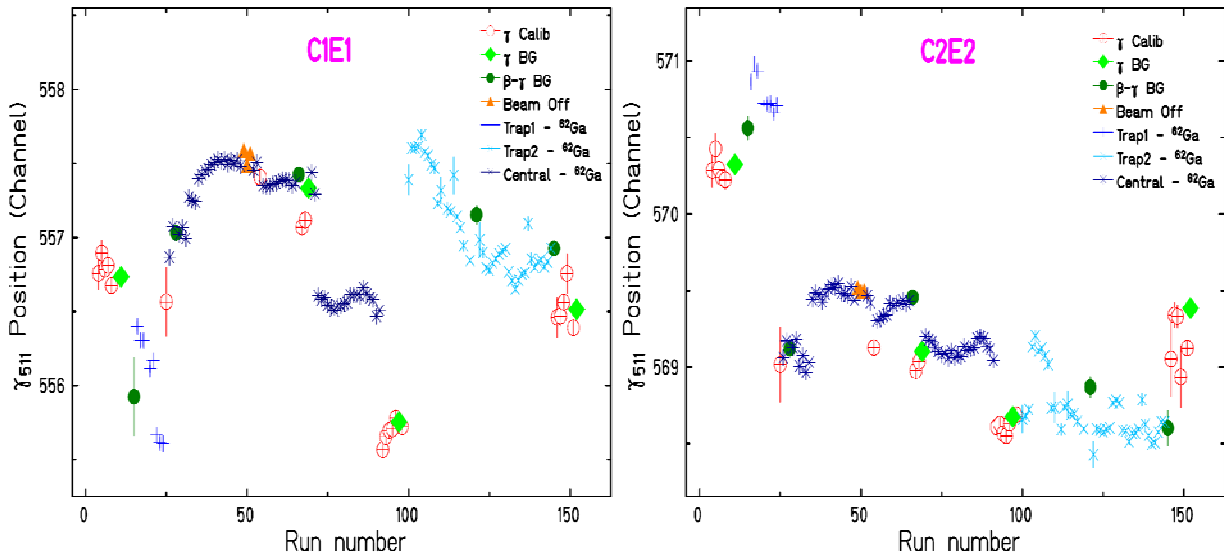


Fig. 2.10 : Déplacement en canaux de la position du pic γ à 511 keV. Pour les cristaux C1E1 et C2E2, la position occupée par le centroïde du pic d'annihilation (e^+e^-) à l'énergie 511 keV est représentée en fonction du numéro du run. Les runs de calibration sont identifiés par les symboles ronds. Les runs de ^{62}Ga sont repérés par trois symboles différents (en bleu) caractérisant chaque série de données (Trap1, Central et Trap2).

Nous avons examiné les informations disponibles concernant les conditions expérimentales dans lesquelles s'est déroulée la prise de données pour les *runs* physiques afin de comprendre l'origine du déplacement constaté. On est arrivé à la conclusion que cette dérive, que nous nommerons "*shift*", est globale. Cela sous entend que la position en canal d'un événement s'est déplacée dans le même sens quelque soit l'énergie de la raie γ associée comme l'illustre la figure 2.11. La nature de cette dérive laisse une possibilité pour remédier à ce problème. Nous avons en conséquence établi un protocole qui permet de corriger les étalonnages γ *run* par *run* et pour chaque segment Ge. Après une analyse approfondie, il s'est avéré que cette instabilité (*shift*) est principalement causée par le déplacement de ligne de base (*baseline*) des amplificateurs spectroscopiques couplés au détecteurs Ge utilisés au cours de l'expérience.

La dernière étape de l'étalonnage γ est donc la correction des coefficients d'ajustements, assurant la conversion canal-énergie, de façon à rendre compte de la dérive du codage en énergie constatée. Ainsi, il serait possible d'optimiser l'étalonnage en énergie des cristaux Ge pendant les *runs* physiques. La correction des étalonnages établis avec sources est la seule alternative qui nous est laissée. Si une situation similaire se présentait avec un isotope dont la radioactivité est caractérisée par une émission γ abondante, il aurait été possible d'étalonner

les détecteurs *run* par *run*. Cependant, dans le cas de ^{62}Ga seule la transition γ à 511 *keV* est observée pour l'ensemble des *runs* physiques, ce qui laisse peu de marge de manœuvre. Cette information reste cependant cruciale et serait utile pour toute procédure de correction.

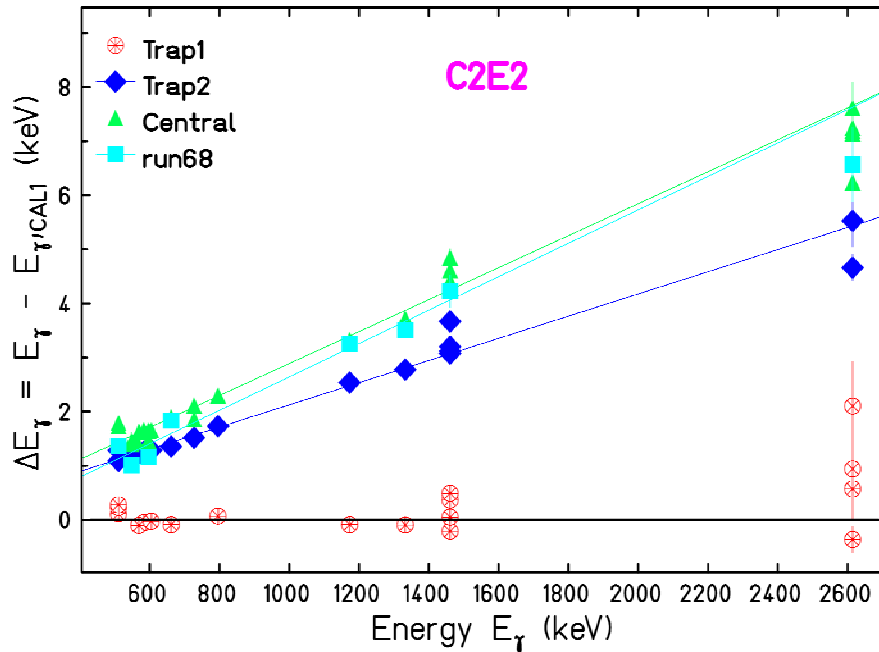


Fig. 2.11 : Vérification de la nature du phénomène de dérive pour le cristal C2E2. L'étalonnage Call (Trap1) est appliqué aux runs avec sources des autres séries de mesure (Trap2, Central et run 68). Le tracé représente les différences entre les énergies tabulées et celles obtenues avec Call en fonction des énergies de référence des transitions γ concernées. Les énergies déduites de Call s'écartent dans le même sens sur toute la gamme en énergie. Il suffit alors de corriger les paramètres d'étalonnage de Call de la même quantité pour que celle-ci puisse reproduire plus correctement les énergies des raies γ dans les runs autres que ceux de Trap1.

La première méthode envisagée est celle du "facteur correctif". Elle consiste à multiplier les paramètres de la droite d'étalonnage obtenus par la quantité suivante :

$$f_{\text{correct}} = \frac{[X(\gamma_{511})]_{\text{run calib}}}{[X(\gamma_{511})]_{\text{run } ^{62}\text{Ga}}} \quad (2.16)$$

celle-ci représente le rapport entre la position (en canaux) occupée par le pic γ à 511 *keV* dans le *run* d'étalonnage ($X(\gamma_{511})|_{\text{run calib}}$) et sa position dans le *run* ^{62}Ga ($X(\gamma_{511})|_{\text{run } ^{62}\text{Ga}}$) à étalonner. Etant donné qu'une série d'étalonnage est composée de plusieurs *runs* source, la position du pic d'annihilation (e^+e^-) correspondante est prise comme la valeur moyenne de toutes les positions associées aux raies γ à 511 *keV* détectées.

La deuxième procédure testée pour corriger l'étalonnage γ est basée sur le principe d'interpolation linéaire. Le but est de trouver le jeu de coefficients d'ajustement le plus adéquat pour étalonner en énergie un segment Ge durant un *run* de ^{62}Ga . Pour ce faire, le programme d'analyse est chargé de sélectionner deux étalonnages *cal1* et *cal2* (parmi les 4 disponibles) dans un premier temps. Ceux-ci doivent être en revanche caractérisés par des

positions moyennes, occupées par le pic γ à 511 keV , qui soient les plus proches possible de la position occupée par le même pic dans le *run* ^{62}Ga à étalonner pour un segment Ge donné. Ceci étant fait, le spectre en énergie du cristal est calibré événement par événement. La relation suivante donne l'énergie E_γ associée à un événement i enregistré dans le spectre γ :

$$E_\gamma(i) = E_\gamma(i)_{cal1} + \left(\frac{E_\gamma(i)_{cal2} - E_\gamma(i)_{cal1}}{X(\gamma_{511})_{cal1} - X(\gamma_{511})_{cal2}} \right) * \left[X(\gamma_{511})_{cal1} - [X(\gamma_{511})]_{run\ ^{62}\text{Ga}} \right] \quad (2.17)$$

où $E_\gamma(i)_{cal1}$ et $E_\gamma(i)_{cal2}$ désignent respectivement l'énergie de l'événement i telle que donnée par les deux étalonnages sélectionnés *cal1* et *cal2*.

L'évaluation de la justesse de ces deux méthodes correctives requiert la vérification de l'énergie des pics γ identifiés dans le spectre somme en énergie qu'on appellera $H_{\gamma\text{-sum}}$. Le signal en énergie γ somme est déduit après étalonnage et sommation des spectres individuels associés aux 10 cristaux Ge retenus. À priori, étant donné l'utilisation d'un blindage en plomb placé directement autour du dispositif de détection γ , on s'attend à ce que les pics γ les plus intenses observés dans $H_{\gamma\text{-sum}}$, pour les *runs* mesurant la radioactivité de ^{62}Ga , soient ceux associés aux raies γ consécutives aux décroissances β des contaminants ($A = 62$). On constate néanmoins la présence de certaines raies γ caractéristiques du fond. Un exemple est la transition à 1461 keV dans le ^{40}K comme en témoigne la figure 2.12. Nous avons également identifié certains pics attribués à l'émission γ dans la décroissance β de ^{63}Zn ainsi que ^{63}Ga (en plus faible statistique). Ceci montre que le séparateur de masse transmettait parfois les masses $A = 63$, probablement à cause d'une mauvaise focalisation ou réglage. Le tableau 2.6 résume les transitions γ identifiées dans $H_{\gamma\text{-sum}}$ et assignées à la décroissance des impuretés transmises par la ligne centrale de séparation à IGISOL. On verra, plus tard (cf. paragraphe 2.6), que le conditionnement des événements γ par un déclenchement β permet de diminuer sensiblement l'intensité (voire éliminer) des pics γ originaires du bruit de fond ou encore des contaminants mais dans une moindre mesure.

Contaminant $A = 62 / 63$	Energie γ (keV)	Intensité (%)
^{62}Zn ($\beta^+/\text{CE}-\gamma$) ^{62}Cu	548.35 (11)	15.3 (14)
	596.56 (13)	26.0 (-)
^{62}Cu ($\beta^+-\gamma$) ^{62}Ni	875.71 (7)	0.150 (9)
	1173.02 (10)	0.342 (-)
^{63}Zn ($\beta^+/\text{CE}-\gamma$) ^{63}Cu	669.62 (5)	100
	962.06 (4)	79 (4)
^{63}Ga ($\beta^+/\text{CE}-\gamma$) ^{63}Zn	627.1 (2)	92 (5)
	637.0 (2)	100
	1395.4 (3)	37(7)

Tab. 2.6 : Raies γ identifiées dans le spectre somme en énergie ($H_{\gamma\text{-sum}}$) et attribuées à la décroissance β des impuretés ^{62}Zn et ^{62}Cu ainsi qu'aux noyaux ^{63}Zn et ^{63}Ga . Les contaminants $A = 62$ sont produits dans la réaction de fusion-évaporation initiale, avec un taux de comptage de l'ordre de 10^3 supérieur à celui du noyau d'intérêt ^{62}Ga . Un mauvais réglage ou focalisation de l'aimant de séparation a permis la transmission de la masse 63 jusqu'à la station de détection.

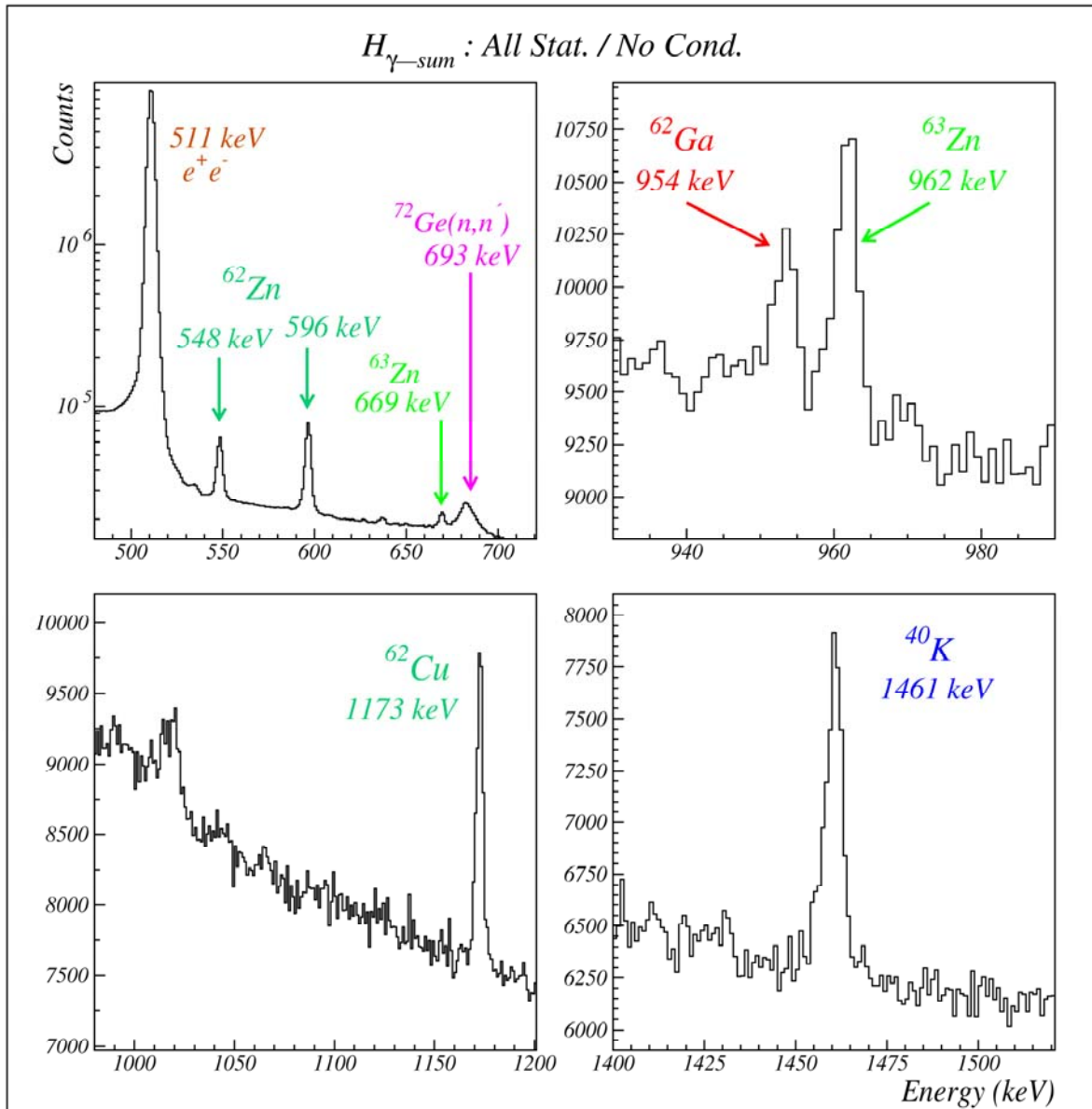


Fig. 2.12 : Spectre en énergie γ suite à la désintégration β de ^{62}Ga . Les spectres étalonnés en énergie des 10 cristaux Ge utilisés lors de l'expérience JYFL05 sont sommés délivrant ainsi un signal γ total. Le spectre somme présenté est non-conditionné par un signal β . Chaque partie de la figure représente une région en énergie où un pic γ est identifié. La plupart des raies γ repérées sont assignées à la décroissance des impuretés présentes dans le faisceau ainsi qu'au fond. La raie γ à l'énergie 954 keV attribuée à la décroissance β de ^{62}Ga est également visible. La figure présente la statistique totale récoltée au cours de l'expérience : somme sur tous les runs physiques.

Nous avons relevé les énergies des pics γ données par chacune des deux méthodes correctives et tracé les déviations ΔE_γ correspondantes. Ceci nous a permis de conclure que globalement la méthode 1 (facteur correctif) est plus adéquate pour la correction de l'étalonnage. Celle-ci semble reproduire de façon satisfaisante les énergies tabulées du moins à basse énergie (<1500 keV). La construction des spectres en énergie γ en mode sommation ou *add-back*, pour les trois *Clovers*, n'est possible qu'une fois chacun des 10 cristaux Ge étalonné en énergie. L'*add-back*, comme nous l'avons vu (cf. paragraphe 2.2.3), consiste en la reconstruction de l'énergie d'un photon γ qui au cours de son interaction dans le volume actif

d'un cristal Ge n'a pu céder la totalité de son énergie (par effet photoélectrique). Ce processus d'interaction conduit généralement à la détection d'un événement Compton dans le spectre en énergie. L'*add-back* est réalisé en sommant les énergies γ des segments Ge adjacents et appartenant au même cryostat k dès lors que l'un d'eux est touché au cours d'un même événement de radioactivité :

$${}^{AB}E_{\gamma k} = \sum_{i=1}^{4(3)} E_{\gamma ki} \quad (2.18)$$

On requiert également que l'énergie des événements sommés excède un seuil minimum fixé à 100 keV afin de s'affranchir de la contribution du fond. L'étalonnage appliqué aux cristaux Ge, pour construire les spectres γ (des *Clovers*) en mode *add-back*, est celui donné par la méthode corrective retenue (facteur correctif) et décrite plus haut. La figure 2.13 donne la précision de l'étalonnage en énergie pour chacun des trois *Clovers* Ge où les énergies des raies γ sont reconstruites par le mode sommation.

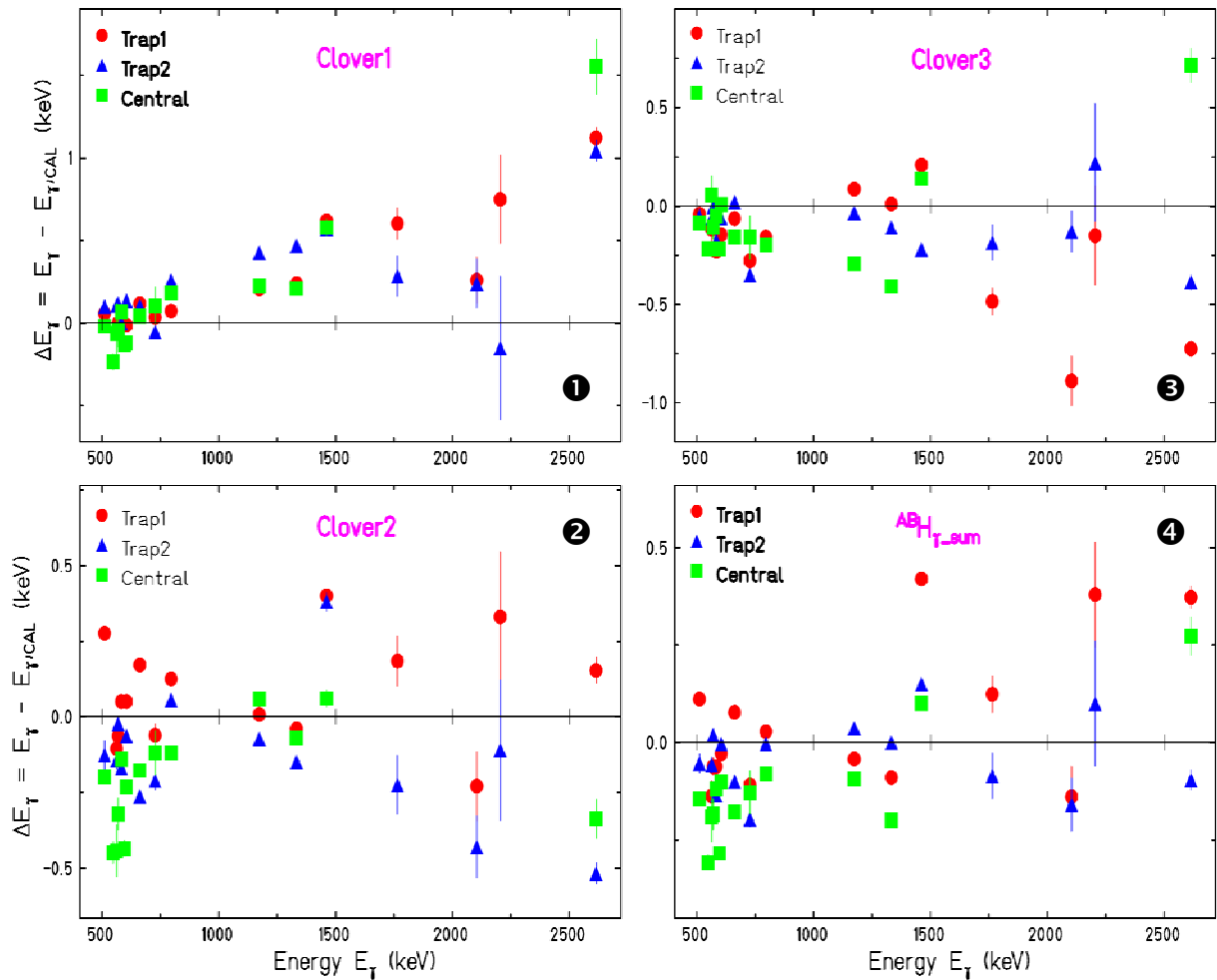


Fig. 2.13 : Précision en énergie des raies γ pour les spectres *add-back*. Ces spectres sont construits après étalonnage en énergie corrigée et par sommation des événements γ sur l'ensemble des cristaux Ge d'un même Clover. La différence ΔE_γ entre les énergies tabulées et celles déduites par étalonnage est tracée pour chacun des trois Clovers Ge : figures ①, ② et ③. La figure ④ reproduit ces déviations pour le spectre *add-back* somme ${}^{AB}H_{\gamma-sum}$. Globalement, l'écart entre les énergies γ données par l'étalonnage corrigé et celles attendues est inférieure à 1 keV.

On appellera dans la suite, $^{AB}E_{\gamma\text{-sum}}$ le signal obtenu par sommation des spectres en énergie *add-back* ($^{AB}E_{\gamma k}$) établis pour les trois *Clovers* EUROBALL et on désignera par $^{AB}H_{\gamma\text{-sum}}$ le spectre associé. Sur la même figure 2.13 sont également représentées les déviations en énergie ΔE_{γ} pour les pics γ des *runs* d'étalonnage et cela dans le spectre somme $^{AB}H_{\gamma\text{-sum}}$. Comme déjà attendu (cf. paragraphe 2.2.3), la résolution en énergie des pics γ se détériore en *add-back* comparé au mode *direct*. Néanmoins, sur toute la gamme en énergie d'intérêt, la précision obtenue sur la détermination de l'énergie des raies γ , après correction de l'étalonnage et analyse du spectre somme, reste meilleure que 1 keV . C'est à haute énergie que la pertinence de l'étalonnage est moins évidente comme en témoigne la figure 2.14. Celle-ci montre un aperçu du spectre somme $^{AB}H_{\gamma\text{-sum}}$ non-conditionné au voisinage de la transition la plus énergétique (2615 keV) observée. La sommation des signaux en énergie γ sur les quatre segments Ge du *Clover 2* ne conduit pas à la détection du photopic décrivant la raie en question. Cette dégradation peut s'expliquer, d'une part par l'absence d'information (raies γ) à haute énergie et d'autre part par l'instabilité constatée dans l'amplification des signaux γ .

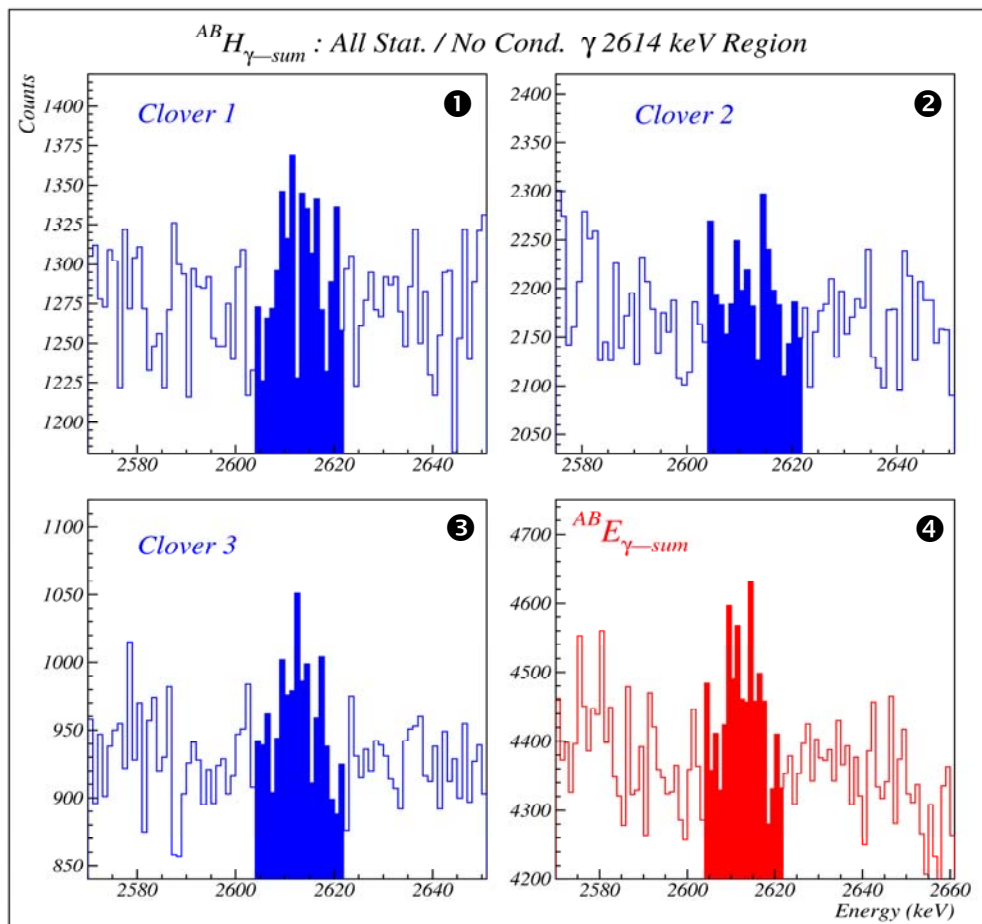


Fig. 2.14 : Spectres en énergie du mode *add-back* pour chacun des trois Clovers Ge, au voisinage de la transition γ à 2615 keV . La figure 4 représente le spectre somme ($^{AB}H_{\gamma\text{-sum}}$) en énergie des événements γ détectés dans les spectres individuels des trois Clovers utilisés.

La figure 2.15 présente le spectre en énergie γ $^{AB}H_{\gamma\text{-sum}}$ établi pour la statistique totale (somme sur tous les *runs* ^{62}Ga). Certes, le recours au mode *add-back* permet de récupérer certaines transitions γ caractérisées par de faibles intensités à l'instar de la raie γ à 2615 keV ,

non identifiée dans le spectre somme $H_{\gamma\text{-sum}}$ du mode *direct*. Néanmoins, l'*add-back* est entaché du phénomène d'empilement de coïncidence comme l'illustre la figure 2.15. Celui-ci se manifeste, par exemple, par la détection en coïncidence du pic γ à l'énergie 511 keV (dû à l'annihilation du positon émis) et d'une autre raie γ . Ce phénomène est mis en évidence par l'observation de pics γ associés à deux énergies sommées. À titre illustratif, le rayonnement γ à 511 keV est sommé à la transition γ d'énergie 548 keV, assignée à la désintégration β du contaminant ^{62}Zn , conduisant ainsi à un pic d'absorption totale d'énergie égale à 1059 keV.

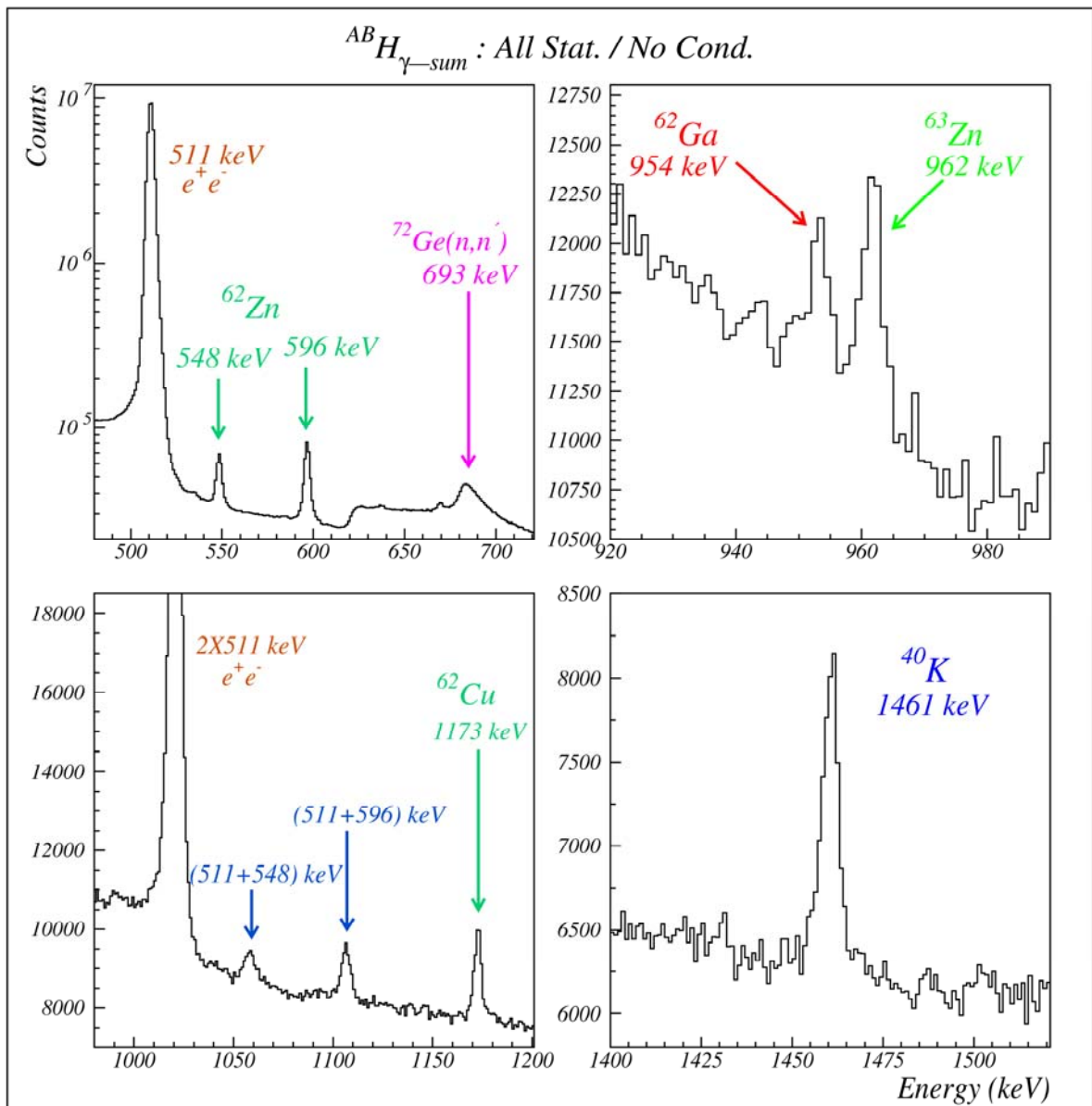


Fig. 2.15 : Spectre somme en énergie γ pour le mode *add-back*. Les événements γ ne sont pas conditionnés par la présence d'un signal β et représentent la statistique totale récoltée avec les runs ^{62}Ga . En plus des raies γ identifiées dans le spectre somme de la figure 2.12, apparaissent ici des pics γ résultant du phénomène d'empilement. Ceux-ci correspondent à la sommation ou coïncidence entre la raie γ à 511 keV et une autre énergie (telle la raie à 596 keV de ^{62}Zn). Le mode sommation permet également de récupérer certaines transitions de faible intensité (telle la raie à 875 keV de ^{62}Cu). La raie γ à 954 keV assignée à la décroissance β de ^{62}Ga est également identifiable.

2.4.2 Résolution en énergie des segments $CiEj$

La résolution en énergie est une propriété intrinsèque d'un détecteur. Elle traduit la capacité de celui-ci à résoudre deux pics γ d'énergies voisines. La description de celle-ci a fait l'objet du paragraphe 2.2.4. Le tableau 2.7 ci-dessous donne la largeur à mi-hauteur (FWHM) des raies γ à 1.33 MeV (^{60}Co) et 2.6 MeV (^{228}Th) pour les différents segments Ge des *Clovers* EUROBALL utilisés dans l'expérience. On peut constater que la résolution en énergie ($\text{FWHM} = 2\sqrt{2\ln 2} \times \sigma$) varie globalement entre 3 et 4 keV à 1.33 MeV pour l'ensemble des segments (sauf C1E2 et C3E3) et qu'elle reste satisfaisante pour les mesures de précision que l'on cherche à effectuer.

<i>Clover</i>	Cristal $CiEj$	<i>Shift max.</i>	FWHM (keV) (à 1.33 MeV)	FWHM (keV) (à 2.6 MeV)
<i>Clover 1</i>	C1E1	2.25	3.95	5.52
	C1E2	2.50	4.59	4.36
	C1E3	2.25	3.77	5.27
	C1E4	1.50	3.94	4.87
<i>Clover 2</i>	C2E1	2.00	3.43	4.27
	C2E2	2.50	3.96	5.40
	C2E3	1.75	3.98	4.72
	C2E4	2.00	3.83	5.24
<i>Clover 3</i>	C3E1	2.00	3.30	4.34
	C3E2	1.00	3.07	4.25
	C3E3	1.00	7.60	8.21
	C3E4	0.70	3.64	5.06

Tab. 2.7 : Résolution en énergie FWHM des cristaux Ge utilisés dans l'expérience (tous les segments sauf C1E2 et C3E3), évaluée à 1.33 et 2.6 MeV. La 3^{ème} colonne du tableau donne une estimation du déplacement maximal (en canaux bruts) que subit le centroïde du pic γ à 511 keV sur tous les runs physiques de ^{62}Ga et pour chaque segment.

Afin de déterminer l'aire d'une raie γ consécutive à la décroissance β de ^{62}Ga , qui est caractérisée par une faible statistique, et cela le plus correctement possible nous avons choisi de fixer le paramètre sigma σ à sa valeur attendue. L'ajustement d'un pic d'absorption totale étant opéré par une distribution gaussienne, l'estimation de la largeur de celle-ci (σ) sur toute la gamme en énergie utile et pour chaque spectre somme en énergie γ ($H_{\gamma\text{-sum}}$ pour le mode *direct* et $^{AB}H_{\gamma\text{-sum}}$ pour le mode *add-back*) s'avère donc nécessaire. Pour obtenir cette caractérisation $\sigma = f(E_\gamma)$, nous avons tracé pour chaque série d'étalonnage (*Trap1*, *Trap2* et *Central*) les paramètres σ associés aux transitions γ de forte intensité identifiées en fonction des énergies E_γ correspondantes. L'ensemble des valeurs obtenues est ensuite ajusté linéairement :

$$\sigma(E_\gamma) = p_1 * E_\gamma + p_2 \quad (2.19)$$

De cette façon, une correspondance directe est établie entre la largeur σ (en keV) et l'énergie d'un pic γ par le biais des paramètres p_1 et p_2 de la droite d'ajustement. La figure 2.16 reproduit les ajustements linéaires opérés et cela pour les deux signaux somme en énergie γ (mode *direct* et mode *add-back*). Nous avons également reporté sur cette même figure 2.16

les paramètres σ de certains pics γ identifiés dans les spectres sommes non-conditionnés par un signal β , et obtenus à partir de la statistique totale recueillie avec le faisceau ^{62}Ga . Il s'agit principalement des pics γ attribués à la radioactivité des contaminants répertoriés dans le tableau 2.6. Cette comparaison nous permet de voir si les largeurs à mi-hauteur σ obtenues par ajustements gaussiens de photopics γ de faible intensité sont proches des valeurs attendues, donc situées sur les droites $\sigma = f(E_\gamma)$.

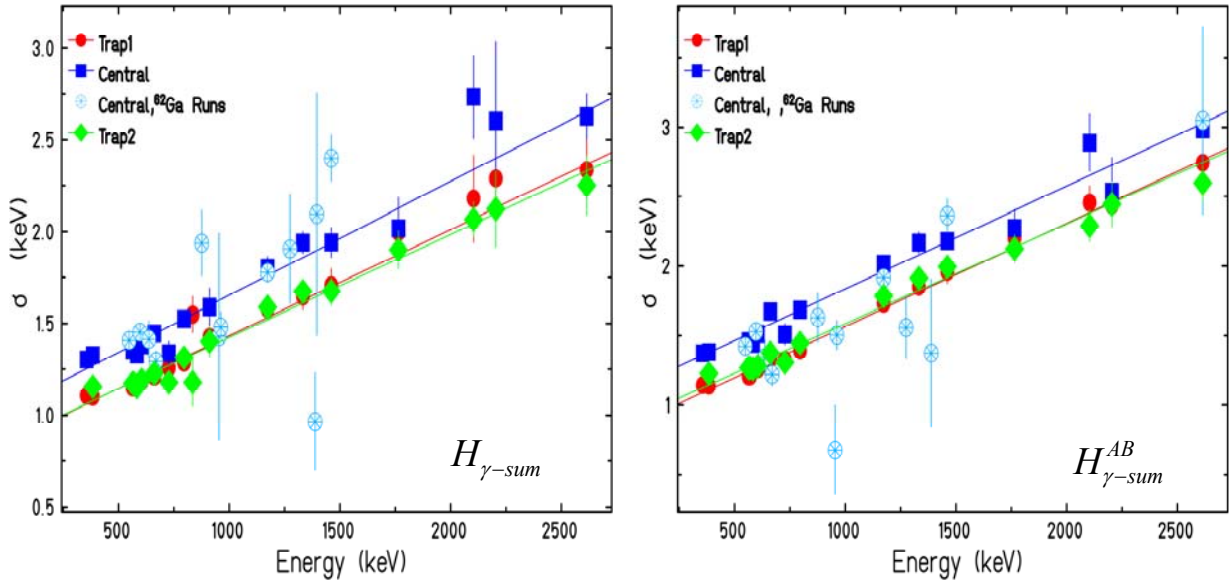


Fig. 2.16 : Evolution de la résolution en fonction de l'énergie pour les modes d'analyse direct (figure de gauche) et add-back (figure de droite). Ces caractérisations sont extraites à partir des transitions γ identifiées dans les spectres somme $H_{\gamma\text{-sum}}$ et $^{AB}H_{\gamma\text{-sum}}$. Une détérioration de la résolution d'environ 0.5 keV à l'énergie 2.6 MeV est constatée avec le mode add-back comparé au mode direct. Par ailleurs, les pics γ enregistrés au cours de la série Central sont plus élargis ou caractérisés par des largeurs de distribution σ plus importantes. Une raison probable de cet élargissement serait le taux de comptage élevé des contaminants présents.

2.4.3 Efficacité de détection γ

L'efficacité absolue de détection photopic est une donnée essentielle qui rentre dans la détermination des intensités d'alimentation des niveaux liés dans ^{62}Zn et peuplés dans la désintégration β^+ du noyau père ^{62}Ga . Le nombre d'événements observé pour chaque transition γ dépend à la fois de l'efficacité intrinsèque de détection et de la disposition spatiale (angle solide) du détecteur. L'évaluation de l'efficacité photopic est réalisée par mesure des transitions caractéristiques des sources étalonnées émettrices γ (cf. tableau 2.3), placées à la position occupée par le faisceau sur la bande de collection.

L'efficacité de détection photopic absolue ε_γ est définie comme le rapport entre le nombre total d'événements détectés N_D enregistrés dans le pic d'absorption totale et le nombre de coups effectivement émis par la source de rayonnements γ noté N_S à l'énergie E_γ :

$$\varepsilon_\gamma = \frac{N_D}{N_S} \quad (2.20)$$

Pour une transition donnée d'énergie E_γ , N_D correspond à l'aire photopic $S(E_\gamma)$ corrigée par la fraction de temps mort de l'acquisition (η), du temps de mesure T_M et de l'intensité absolue $I_\gamma(E_\gamma)$ de la raie γ considérée. Le temps mort représente la durée pendant laquelle l'acquisition est occupée par le traitement d'un événement. Si un autre événement survient au cours de ce même laps de temps, il n'est pas pris en compte. Il a été estimé, en couplant un générateur de signaux périodiques à l'acquisition (cf. paragraphe 2.3.3). Connaissant l'activité A (nombre de coups N_S) de chaque source utilisée, l'efficacité photopic absolue définie dans la relation 2.20 se réécrit comme suit :

$$\varepsilon_\gamma(E_\gamma) = \frac{S(E_\gamma)}{A \cdot I(E_\gamma) \cdot T_M \cdot (1 - \eta)} \quad (2.21)$$

Etant donné que les quantités S , A , I , T_M et η sont indépendantes les unes des autres, on utilise la formule de propagation de l'erreur [Kno00] pour évaluer l'incertitude $\Delta\varepsilon_\gamma$ sur l'efficacité ε_γ . Cette incertitude vaut, par ordre croissant de contribution des erreurs individuelles :

$$\Delta\varepsilon_\gamma(E_\gamma) = \varepsilon_\gamma(E_\gamma) \cdot \sqrt{\left(\frac{\Delta S}{S}\right)^2 + \left(\frac{\Delta A}{A}\right)^2 + \left(\frac{\Delta I}{I}\right)^2 + \left(\frac{\Delta T_M}{T_M}\right)^2 + \left(\frac{\Delta \eta}{\eta}\right)^2} \quad (2.22)$$

Les spectres enregistrés avec la source de ^{228}Th ont nécessité un traitement particulier : la soustraction du bruit de fond γ . En effet, les transitions γ à 583,727 et 2615 keV correspondent à la désexcitation des niveaux peuplés dans le ^{208}Pb (cf. tableau 2.4). Ce peuplement a pour origine plusieurs filiations ; parmi celles-ci la chaîne de décroissances α successives de l'émetteur ^{228}Th . Par conséquent, ces raies caractérisent aussi le fond γ environnant. Ce dernier contribue aux aires des pics γ en question, même si les détecteurs Ge étaient isolés avec un blindage. Les mesures de l'efficacité à ces énergies sont de ce fait surévaluées et donc erronées. Pour retrouver le nombre de coups émis uniquement par cette source, nous avons tout d'abord estimé le rapport bruit/signal R_i pour chacune des transitions concernées. Celui-ci est défini comme le rapport entre les taux de comptages TC (le nombre de coups normalisé par la durée de la mesure) enregistrés en présence de la source ^{228}Th TC_{Th} puis en l'absence de celle-ci TC_{Th}^i :

$$R_i(E_\gamma) = \frac{TC_{Th}^i(BG, E_\gamma)}{TC_{Th}(S + BG, E_\gamma)} \quad (2.23)$$

L'information sans source de ^{228}Th est obtenue à partir des *runs* enregistrés avec les autres sources i (^{60}Co , ^{133}Ba ...) ou encore des *runs* consacrés à la mesure du fond γ . Pour le comptage accumulé avec la source ^{228}Th , $S+BG$ indique que l'information enregistrée a pour origine le nombre de coups effectivement émis par la source (signal S) auquel s'ajoute la contribution du fond BG . La figure 2.17 représente les rapports bruit/signal R_i obtenus pour les raies γ en question. En examinant ces rapports, on s'aperçoit que le comptage accumulé pour la raie γ à 2615 keV, à titre d'exemple, a pour origine le fond γ à raison de 50% (durant la série *Trap1* pour le *Clover1*). La soustraction du fond s'avère donc nécessaire. Pour ce faire, nous avons estimé la contribution moyenne du fond à partir des *runs* i :

$$\bar{R}(E_\gamma) = \sum_i R_i(E_\gamma) / i \quad (2.24)$$

Nous avons appliqué ensuite à toutes les aires photopic S_{Th} rattachées aux transitions γ concernées la correction suivante :

$$S_{Th}(S, E_\gamma) = [1 - \bar{R}(E_\gamma)] \cdot S_{Th}(S + BG, E_\gamma) \quad (2.25)$$

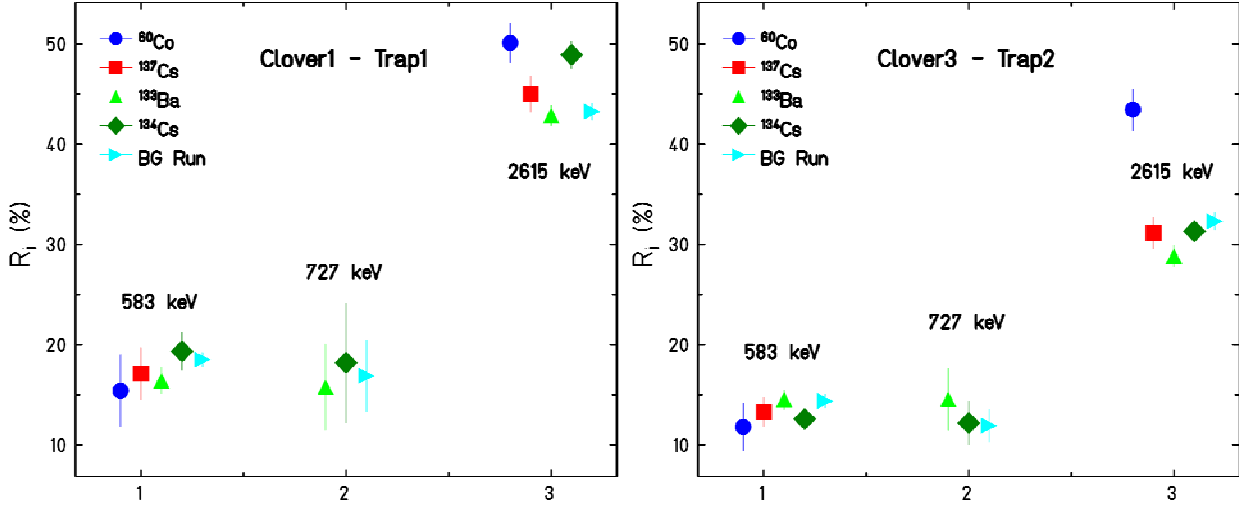


Fig. 2.17 : Contribution du fond environnant aux comptages enregistrés pour les raies γ à 583, 727 et 2615 keV. Sur chaque figure sont représentés les rapports bruit/signal R_i établis, pour les énergies concernées, à partir des données disponibles dans les runs autres que le run avec la source de ^{228}Th . La contribution moyenne due au fond est déduite à partir de ces valeurs.

Cette procédure nous a permis d'estimer le comptage dû uniquement à la source de thorium $S_{Th}(S)$ et perçu par les détecteurs. La figure 2.18 illustre l'effet de soustraction du fond sur l'ajustement des efficacités individuelles établies pour les raies γ à 583 et 2615 keV et pour chacun des 3 Clovers Ge pendant la série *Central*. Dans cette même optique, nous avons également évalué, les rapports R_i pour certains rayonnements γ présents dans le site expérimental et issus notamment des sources étalon utilisées (1173 et 1332 keV de ^{60}Co et 661 keV de ^{137}Cs). Nous avons conclu que la contribution due au fond pour ces raies était négligeable ($\leq 1\%$).

Ajustement des efficacités individuelles :

L'ensemble des ajustements opérés afin d'extraire l'efficacité photopic associée à chaque segment Ge (mode *direct*) est représenté sur la figure 2.19. La fonction d'ajustement employée pour reproduire la dépendance de l'efficacité photopic absolue ε_γ avec l'énergie E_γ des transitions γ est tirée de la référence [Kno00]. Elle présente l'avantage d'être particulièrement adéquate à la description du comportement de l'efficacité à haute énergie :

$$\varepsilon_\gamma(E_\gamma) = \exp\left(\sum_{k=1}^2 a_k \cdot \left[\ln\left(\frac{E_\gamma}{E_0}\right)\right]^{k-1}\right) \equiv \exp\left(a_0 + a_1 \cdot \ln\left(\frac{E_\gamma}{E_0}\right)\right) \quad (2.26)$$

Les ajustements des efficacités individuelles en fonction de l'énergie, pour les détecteurs Ge, les plus précis sont obtenus en fixant la valeur du paramètre arbitraire E_0 à l'énergie 760 keV.

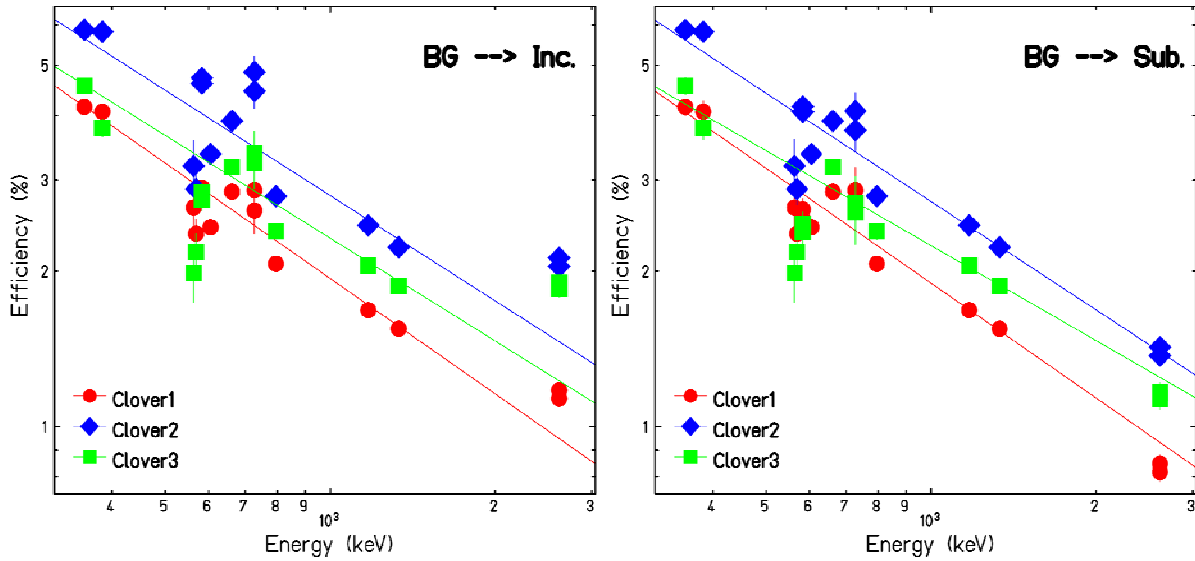


Fig. 2.18 : Effet de la soustraction du fond sur l'efficacité de détection pour les raies γ caractéristiques de la source ^{228}Th . La figure de gauche représente l'ajustement linéaire des efficacités γ individuelles en fonction du logarithme de l'énergie pour les Clovers Ge (série Central). Les efficacités photopics associées aux raies γ à 583 et 2615 keV sont anormalement élevées et s'écartent de la droite d'ajustement. Les valeurs obtenues après correction des aires photopics pour ces raies sont présentées sur la figure de droite.

L'absence d'information (points expérimentaux) à haute énergie fait que seuls les deux premiers coefficients d'ajustement a_0 et a_1 , dans la loi d'efficacité (cf. relation 2.26), sont significatifs. L'incertitude $\Delta\varepsilon_\gamma$ sur l'efficacité de détection, à une énergie donnée, est estimée en utilisant la formule de propagation de l'erreur :

$$\Delta\varepsilon_\gamma(E_\gamma) = \varepsilon_\gamma(E_\gamma) \cdot \sqrt{(\Delta a_0)^2 + \left(\ln\left(\frac{E_\gamma}{E_0}\right) \cdot \Delta a_1\right)^2 + \left(\frac{a_1 \cdot \Delta E_\gamma}{E_\gamma}\right)^2 + 2 \cdot \ln\left(\frac{E_\gamma}{E_0}\right) \cdot \text{cov}(a_0, a_1)} \quad (2.27)$$

Le dernier terme dans cette expression 2.27, à savoir $\text{cov}(a_0, a_1)$, rend compte de la corrélation entre les deux coefficients d'ajustement a_0 et a_1 .

La variation de l'efficacité de détection en fonction de l'énergie dépend uniquement des propriétés (caractéristiques) d'un détecteur, notamment de sa taille. Etant donné que les cristaux Ge des *Clovers* EUROBALL présentent à peu près les mêmes dimensions, le paramètre de la pente a_1 qui traduit cette dépendance doit être le même pour chacun des 10 cristaux (ou encore des 3 *Clovers*). En d'autres termes, l'efficacité totale de détection photopic pour un multi-détecteur Ge composé de quatre segments $E_{\gamma i}$ doit être égale à quatre fois celle de chacun de ces segments, à énergie donnée et pour des sources γ placées à distances égales (même efficacité géométrique). La figure 2.20 représente les paramètres a_1 obtenus par l'ajustement de la relation 2.26 pour les cristaux Ge ainsi que pour les trois *Clovers*. On constate que ce paramètre ne diffère pas sensiblement d'un détecteur à un autre ou encore d'une série de mesure à une autre.

Cependant, certaines valeurs des efficacités individuelles ne sont pas alignées sur la droite d'ajustement comme en témoigne la figure 2.21. Celle-ci illustre la situation constatée avec

les valeurs de l'efficacité à l'énergie 661 keV (source ^{137}Cs) mesurées durant la série *Trap1* pour deux des *Clovers* Ge.

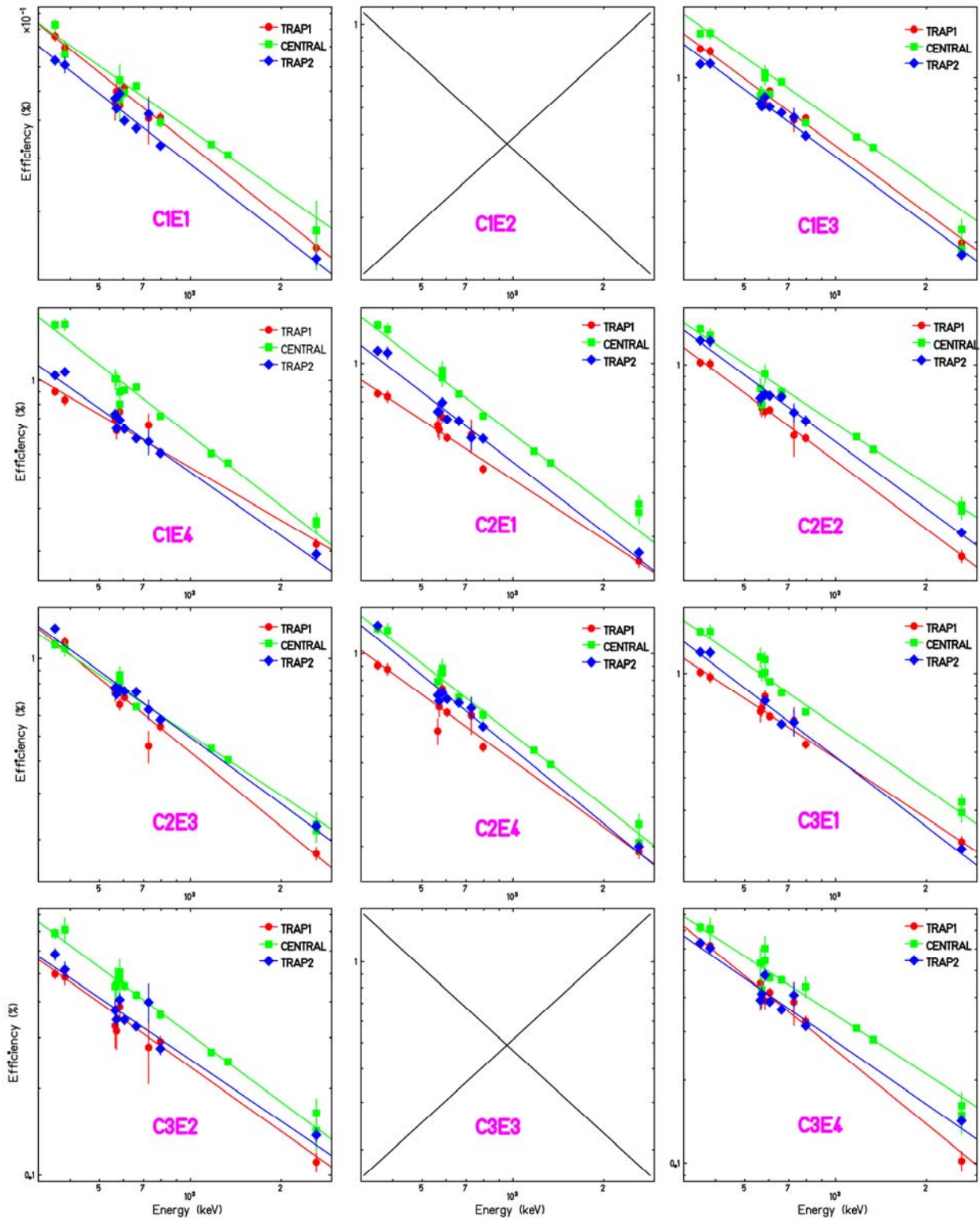


Fig. 2.19 : Ajustement des efficacités individuelles ε_{γ_i} pour les cristaux Ge au cours des trois séries de mesure (*Trap1*, *Trap2* et *Central*). Ces valeurs sont obtenues à l'aide des sources émettrices γ . L'ajustement de l'efficacité en fonction de l'énergie E_{γ} est opéré à l'aide de la fonction exprimée par la relation 2.26 qui est une droite de la forme : $\log[\varepsilon_{\gamma}(E_{\gamma})]=a_0+a_1 \times \log(E_{\gamma})$ en échelle logarithmique.

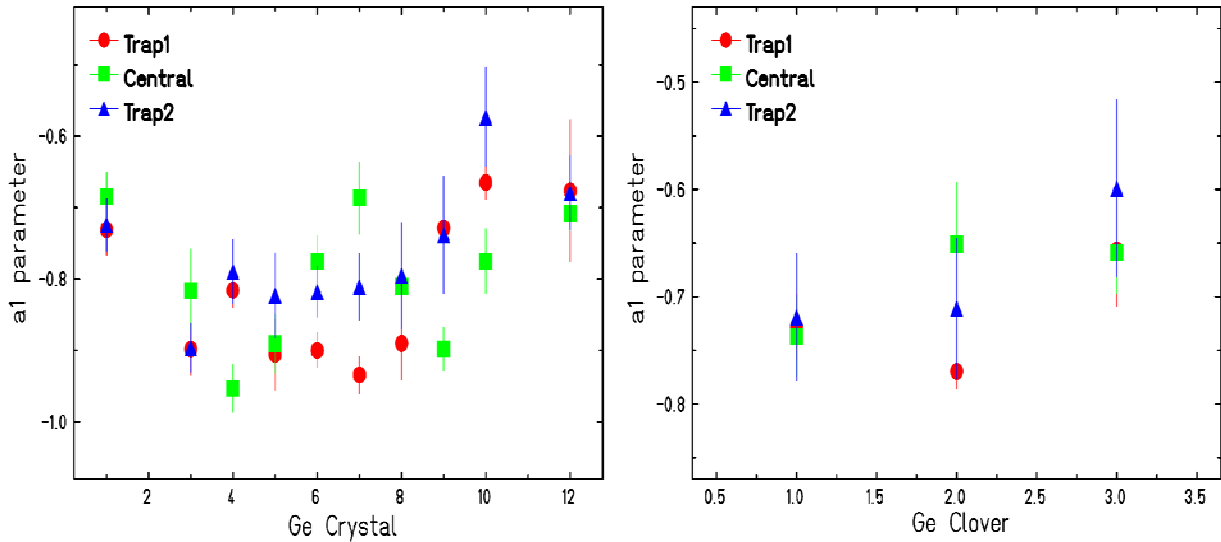


Fig. 2.20 : Valeurs du paramètre a_1 déterminées par ajustement de l'efficacité de détection photopie en fonction de l'énergie (relation 2.26) et cela pour les trois séries de mesure. La figure de gauche représente les paramètres a_1 obtenus pour chaque cristal Ge numéroté de 1 à 12, où chaque groupe de 4 détecteurs appartient au même Clover. Les coefficients a_1 caractérisant les Clovers Ge sont également reproduits sur la figure de droite.

Les écarts observés pour ces valeurs peuvent s'expliquer par le fait que la source γ , dont sont déduites les efficacités en question, n'a probablement pas occupé le même emplacement (vis-à-vis des détecteurs) que les autres sources au cours de la même série de mesure. La variation de l'angle solide de détection aurait bien entendu une incidence sur l'efficacité géométrique d'où la modification de l'efficacité totale de détection.

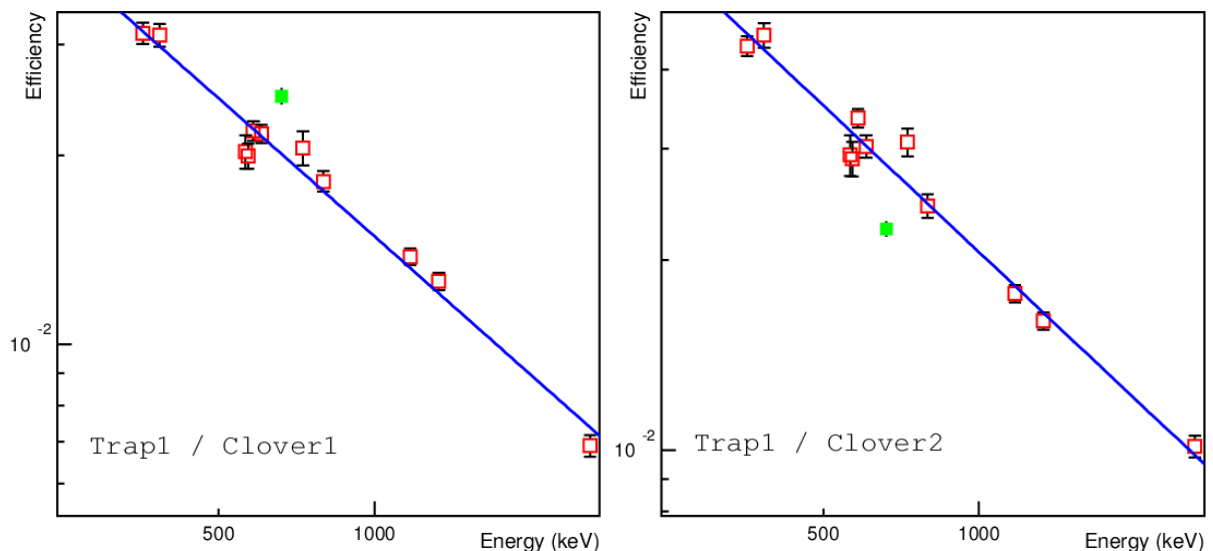


Fig. 2.21 : Ajustement linéaire des efficacités individuelles pour les Clovers Ge 1 et 2 au cours de la série Trap1. La mesure de l'efficacité obtenue avec la source de ^{137}Cs (transition γ à 661 keV) est représentée avec un symbole plein. Cette valeur n'est pas alignée avec les autres points expérimentaux de la courbe d'efficacité et cela pour les deux détecteurs. Une explication plausible à cette anomalie est que la source ^{137}Cs était placée plus près du Clover 1.

L'autre hypothèse avancée afin d'expliquer l'écartement de certaines valeurs des efficacités individuelles de la courbe d'ajustement est la surestimation (voire sous-estimation) de l'aire photopic (S) des raies γ concernées (cf. figure 2.22). En effet, il arrive que la raie caractéristique d'une source émettrice γ ait une énergie très voisine de celle d'un rayonnement γ issu du fond. C'est par exemple le cas pour la transition γ à 604.7 keV de la source ^{134}Cs et celle à 609.3 keV attribuée au ^{214}Bi , séparées de moins de 5 keV . Selon son pouvoir de résolution, un détecteur peut ou pas distinguer clairement entre deux pics γ proches en énergie. En effet, si la largeur à mi-hauteur d'un pic γ à une énergie donnée n'excède – au moins – pas l'énergie de séparation entre deux pics adjacents, le détecteur est alors en mesure de résoudre les deux signaux. À l'exception des segments $C3E3$ et $C1E2$ (rejetés pour cause de mauvaise résolution et anomalie), les cristaux Ge des *Clovers* EUROBALL utilisés lors de l'expérience sont caractérisés par une bonne résolution en énergie (cf. tableau 2.7). Celle-ci n'excède pas les 4 keV à 1.33 MeV (FWHM augmente avec l'énergie). Ces détecteurs ont donc la capacité de distinguer entre deux raies γ d'énergies très proches. Les photopics d'énergies voisines sont pour la plupart détectés distinctement.

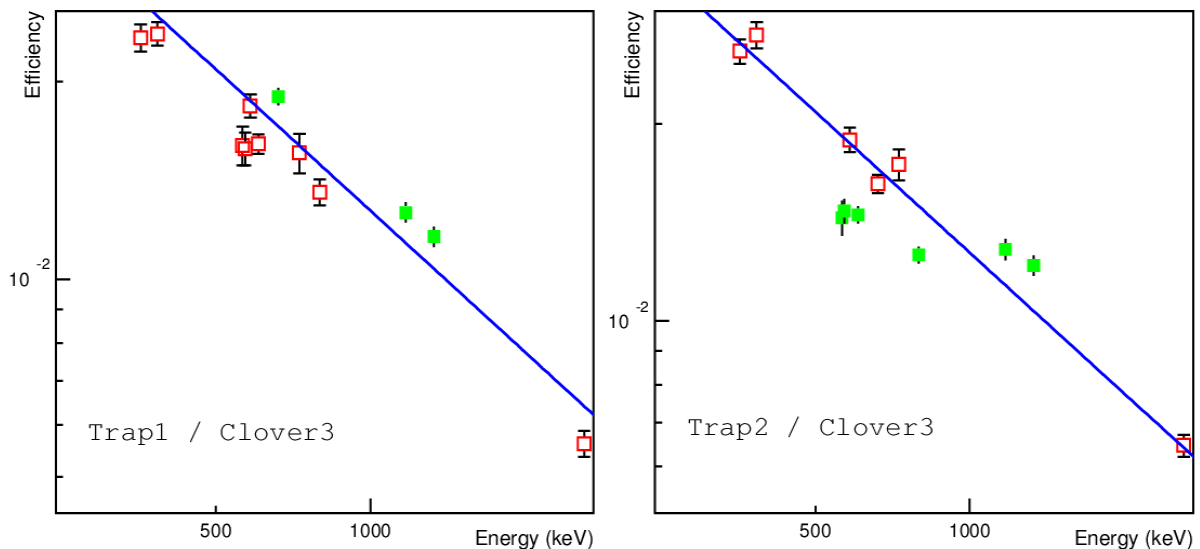


Fig. 2.22 : Ajustement des efficacités de détection γ individuelles pour le Clover 3 durant les séries de mesure Trap1 (figure de gauche) et Trap2 (figure de droite). Les efficacités mesurées avec la source de ^{60}Co (1173 et 1332 keV) ainsi que celles associées à la source ^{134}Cs , représentées avec un symbole plein sur le graphique, ne sont pas alignées avec les autres mesures. Ces écartements engendrent un mauvais ajustement de l'efficacité en fonction de l'énergie.

C'est en mode *add-back* que la situation se complique. Les signaux sommés qui ont la même énergie physique ne se superposent étroitement autour d'une même valeur moyenne (centre de la gaussienne) que si leurs énergies données par étalonnage sont identiques ou du moins très proches. À défaut d'une calibration en énergie parfaite, en mode *add-back*, les photopics γ se trouvent donc "naturellement élargis". La conséquence de la sommation événement par événement sur tous les cristaux (du même *Clover*) touchés, lorsqu'une radiation γ interagit par diffusions Compton successives, est donc inévitablement l'élargissement de la distribution statistique du photopic reconstruit. Ceci conduit à une détérioration notable du pouvoir de résolution du détecteur. Ces considérations expliquent en partie la difficulté à extraire correctement le nombre de coups contenus dans un photopic γ d'intérêt.

En ce qui concerne les efficacités mesurées pour les raies γ à 1173 et 1332 keV (source ^{60}Co), nous avons constaté que les photopics décrivant ces raies sont caractérisés par des trains dans leur partie basse énergie. L'apparition de ces trains est généralement attribuée à une mauvaise collection de charges (créés après passage d'une radiation γ dans le cristal) due aux dommages engendrés par l'interaction des neutrons sur le réseau cristallin. En effet, les neutrons évaporés dans la réaction initiale ($p+^{64}\text{Zn}$) atteignent facilement le dispositif de détection vu qu'ils interagissent très peu dans la matière. L'identification d'un pic γ très élargi à une énergie proche de 693 keV , dans les spectres γ sommes (cf. figures 2.12 et 2.15), prouve que la diffusion de ces neutrons dans le Ge a bien lieu. Par ailleurs, les détecteurs EUROBALL employés ont été utilisés dans plusieurs expériences antérieures avec probablement de fortes expositions aux neutrons (selon les études menées) qui explique les dommages causés. Nous avons ajusté ces trains avec une fonction de Lorentz. Cependant, cela ne semble pas être suffisant pour extraire correctement le nombre de coups enregistrés dans les pics en question comme en témoigne les efficacités associées à la source ^{60}Co et représentées sur la figure 2.22.

Pour résoudre les problèmes rencontrés (écartement de mesures individuelles par rapport à la courbe d'efficacité) lors de l'ajustement des efficacités individuelles en fonction de l'énergie, nous avons décidé de fixer le paramètre de la pente a_1 de façon à ce que celui-ci soit le même pour tous les détecteurs, et cela au moins au cours de la même série de mesure. Chaque segment $CiEj$ (ou *Clover Clk*) étant caractérisé par un couple de paramètre d'ajustement (a_0^i, a_1^i) , la pente commune \bar{a}_1 à tous les détecteurs (cristaux ou *Clovers*) pourrait s'obtenir comme la moyenne pondérée des valeurs a_1^i (cf. figure 2.20), soit :

$$\bar{a}_1 = \frac{\left[\sum_{i=1}^{10,3} \frac{a_1^i}{(\Delta a_1^i)^2} \right]}{\left[\sum_{i=1}^{10,3} \frac{1}{(\Delta a_1^i)^2} \right]} \quad (2.28)$$

L'erreur sur cette valeur commune \bar{a}_1 est donnée par la formule suivante :

$$\Delta \bar{a}_1 = 1 / \sqrt{\sum_{i=1}^{10,3} \frac{1}{(\Delta a_1^i)^2}} \quad (2.29)$$

On refait ensuite l'ajustement des efficacités individuelles en fonction de l'énergie tout en contraignant le paramètre de la pente a_1^i à prendre la valeur moyenne \bar{a}_1 . Cet ajustement a pour but de déterminer le paramètre a_0^i associé au détecteur. L'ajustement ainsi opéré, avec un paramètre fixé, fournit une erreur dite "centrale" sur le paramètre libre (a_0^i). Celle-ci, notée $\Delta a_0^{i'}$, ne tient pas compte de l'incertitude $\Delta \bar{a}_1$ sur le paramètre fixé. Sachant que les deux coefficients sont fortement corrélés ($cov(a_0, a_1) \approx 0.70$ dans certains cas), il s'ensuit que le terme $\Delta a_0^{i'}$ à lui seul ne suffit pas à évaluer correctement l'erreur sur le nouveau paramètre a_0^i . Une façon d'estimer l'imprécision sur a_0^i consiste à effectuer deux ajustements supplémentaires, et cela en fixant le coefficient de la pente (a_1^i) aux valeurs $(\bar{a}_1 + \Delta \bar{a}_1)$ et $(\bar{a}_1 - \Delta \bar{a}_1)$ respectivement. Les quantités obtenues à chaque fois sont notées dans l'ordre $a_0^{i,+}$ et $a_0^{i,-}$; elles représentent deux nouvelles estimations du paramètre a_0^i . L'incertitude sur ce dernier peut être alors déduite à l'aide de la relation suivante :

$$(\Delta a_0^i)^2 = (\Delta a_0^{i'})^2 + \left(\frac{a_0^{i,+} - a_0^{i,-}}{2} \right)^2 \quad (2.30)$$

En procédant ainsi, l'efficacité de détection photopic à une énergie E_γ est donnée par la relation 2.26, modifiée de façon à tenir compte de la taille identique des cristaux Ge. Elle se réécrit comme suit :

$$\varepsilon_{\gamma i}(E_\gamma) = \exp\left(a_0^i + \bar{a}_1 \cdot \ln\left(\frac{E_\gamma}{E_0}\right)\right) \quad (2.31)$$

L'indice i rappelle que l'efficacité $\varepsilon_{\gamma i}$ caractérise un détecteur : cristal CiEj ($i = 1-10$) ou Clover Clk ($i = 1-3$). L'erreur sur l'efficacité finale $\varepsilon_{\gamma i}$ est donnée par l'expression :

$$\Delta\varepsilon_{\gamma i}(E_\gamma) = \varepsilon_{\gamma i}(E_\gamma) \cdot \sqrt{(\Delta a_0^i)^2 + \left(\ln\left(\frac{E_\gamma}{E_0}\right) \cdot \Delta\bar{a}_1\right)^2 + \left(\frac{\bar{a}_1 \cdot \Delta E_\gamma}{E_\gamma}\right)^2} \quad (2.32)$$

Efficacité totale de détection γ :

Il est à présent possible d'estimer l'efficacité photopic totale du dispositif de détection γ . En effet, le signal en énergie γ qui est analysé dans la suite résulte de la sommation des spectres en énergie sur tous les détecteurs utilisés. L'efficacité photopic γ totale $\varepsilon_{\gamma_total}^s$ à l'énergie E_γ est prise simplement comme la somme algébrique des valeurs $\varepsilon_{\gamma i}$ obtenues pour les n détecteurs (cristal ou Clover) au cours d'une série s de mesure donnée soit :

$$\varepsilon_{\gamma_total}^s(E_\gamma) = \sum_{i=1}^n \varepsilon_{\gamma i}(E_\gamma) \quad (2.33)$$

L'incertitude $\Delta\varepsilon_{\gamma_total}^s$ sur la valeur de l'efficacité totale s'obtient à partir de la somme quadratique des erreurs individuelles $\Delta\varepsilon_{\gamma i}$:

$$\Delta\varepsilon_{\gamma_total}^s(E_\gamma) = \sqrt{\sum_{i=1}^n [\Delta\varepsilon_{\gamma i}(E_\gamma)]^2} \quad (2.34)$$

Le tableau 2.8 donne les efficacités totales obtenues par la procédure décrite dans ce paragraphe (en mode *add-back*), à des énergies de rayonnements γ susceptibles de caractériser la décroissance β de ^{62}Ga , et cela pour chacune des trois séries de mesures réalisées.

Efficacité γ totale et moyennée

À une énergie donnée, trois estimations de l'efficacité photopic totale du dispositif de détection γ sont disponibles. Comme on vient de le voir, celles-ci sont déduites à partir des trois séries de mesure de l'efficacité réalisées durant l'expérience. Cependant, une valeur unique de l'efficacité γ est requise pour corriger les aires des pics identifiés dans les spectres γ sommés H_{γ_sum} et $^{AB}H_{\gamma_sum}$ sur tous les *runs* physiques. En effet, les aires photopics corrigées de l'efficacité de détection rentrent dans l'évaluation de l'intensité d'une raie γ (cf. paragraphe 2.7.1). On désignera par $\bar{\varepsilon}_{\gamma m}$, l'efficacité de détection totale sommée sur tous les détecteurs et moyennée sur les trois séries de mesures. Son expression peut s'obtenir grâce à la relation 2.35. Pour extraire cette valeur moyenne, l'efficacité de détection totale $\varepsilon_{\gamma_total}^s$ mesurée pour chaque série s est pondérée par le poids statistique N_s .

Energie γ (keV)	Efficacité photopic (%)		
	Trap1	Central	Trap2
852	5.27 (10)	6.97 (8)	5.88 (17)
954	4.84 (10)	6.39 (7)	5.38 (17)
1388	3.65 (10)	4.80 (6)	4.00 (16)
1852	2.95 (11)	3.85 (6)	3.19 (14)
2228	2.57 (11)	3.35 (6)	2.77 (14)

Tab. 2.8 : Efficacité de détection photopic totale estimée à certaines énergies γ pour le mode *add-back*. Les valeurs présentées sont obtenues comme la somme algébrique des efficacités individuelles de chacun des trois Clovers EUROBALL utilisé lors de l'expérience. Ces efficacités totales sont légèrement plus importantes durant la série Central. Cette différence peut s'expliquer par le fait que les détecteurs de rayonnement γ étaient plus proches des sources d'étalonnage.

$$\bar{\varepsilon}_{\gamma m}(E_{\gamma}) = \frac{\sum_s N_s \cdot \varepsilon_{\gamma\text{-total}}^s(E_{\gamma})}{\sum_s N_s} \quad (2.35)$$

En faisant l'hypothèse de l'indépendance des quantités $\varepsilon_{\gamma\text{-total}}^s$ et N_s , l'incertitude sur $\bar{\varepsilon}_{\gamma m}$ est donnée par l'expression suivante :

$$(\Delta \bar{\varepsilon}_{\gamma m})^2 = \sum_{r=1}^s \left\{ \left(\frac{N_r}{N_{Tot}} \right)^2 \cdot (\Delta \varepsilon_{\gamma\text{-total}}^r)^2 + \left(\frac{\varepsilon_{\gamma\text{-total}}^r \cdot N_{Tot} - \sum_i N_s \cdot \varepsilon_{\gamma\text{-total}}^s}{N_{Tot}^2} \right)^2 \cdot (\Delta N_r)^2 \right\} \quad (2.36)$$

avec : $N_{Tot} = \sum_s N_s$

Le poids statistique N_s doit prendre une valeur caractéristique de la série de mesure au cours de laquelle les données relatives à la décroissance $\beta\text{-}\gamma$ de ^{62}Ga ont été enregistrées. En l'occurrence, soit le nombre de noyaux ^{62}Ga observés (l'extraction de cette donnée est traitée dans le paragraphe 2.5) : $N_s = N(^{62}\text{Ga})$, ou encore le nombre de coups dans le pic γ à l'énergie 954 keV : $N_s = N(\gamma_{954})$, sous réserve que cette raie appartienne au schéma de niveaux de ^{62}Zn .

Dans l'analyse des spectres en énergie (cf. paragraphe 2.6), qui consiste à identifier les raies γ consécutives à la décroissance de ^{62}Ga et d'en déduire les intensités absolues recherchées, on aura à considérer deux séries de mesure : *Trap* et *All*. La série *Trap* désigne les données récoltées avec un faisceau ^{62}Ga pur, soit celles obtenues avec les séries *Trap1* et *Trap2*. Quant à la série *All*, elle concerne la statistique totale recueillie au cours de l'expérience. L'efficacité de détection γ moyenne estimée pour ces deux séries (*Trap*) et (*All*), en utilisant les deux poids statistiques $N(^{62}\text{Ga})$ et $N(\gamma_{954})$, est représentée sur la figure 2.23 et cela pour certaines énergies γ d'intérêt, notamment celles qui figurent dans le tableau 2.8.

Finalement, l'efficacité totale de détection du rayonnement γ pour le dispositif employé dans l'expérience varie entre 7.5% à 511 keV et 4% à 1.33 MeV pour le mode *direct* et entre 8.5% et 5% (aux mêmes énergies respectives) en mode *add-back*. Ainsi, le recours au mode

sommation permet de réaliser un gain avoisinant 1.2 en efficacité de détection photopic par rapport au mode usuel (*direct*).

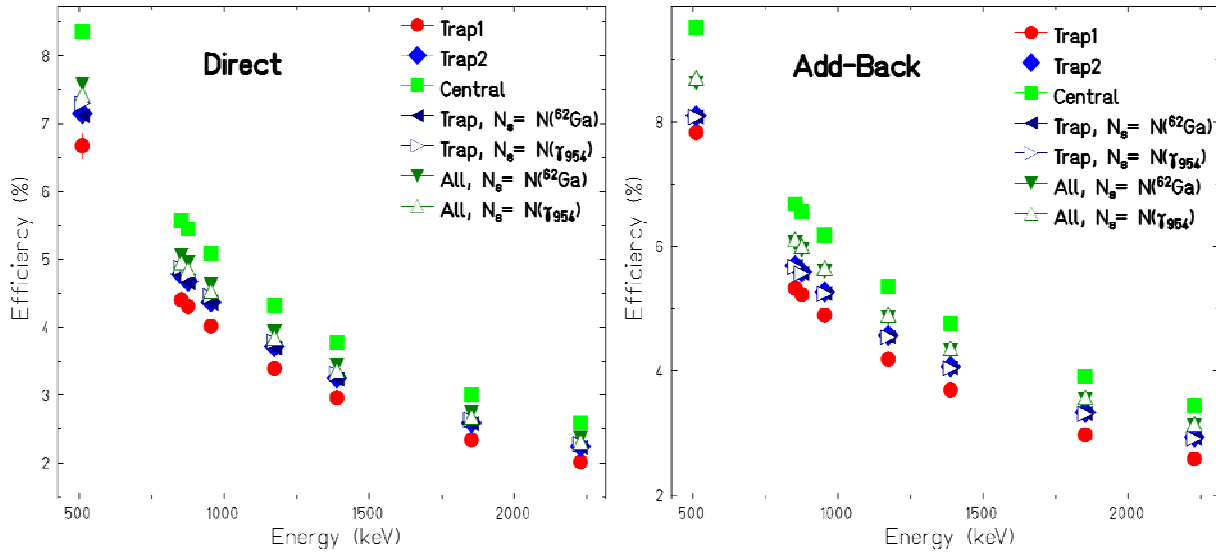


Fig. 2.23 : Efficacité de détection γ totale et moyennée des séries Trap et All pour les deux modes d'analyse adoptés (*direct* et *add-back*). Les valeurs moyennes présentées sont déduites à partir des efficacités totales calculées pour les trois séries de mesure (Trap1, Central et Trap2) et cela en utilisant les deux poids statistiques $N(^{62}\text{Ga})$ et $N(\gamma_{954})$. Ces poids conduisent à des valeurs moyennes compatibles entre elles.

L'empilement d'événements, constaté en mode *add-back* avec le spectre somme en énergie γ de la figure 2.15, résulte inévitablement en une baisse voire détérioration de l'efficacité de détection photopic associée à une raie γ donnée. Même si un pic de sommation est observé à l'énergie de la raie en question augmentée de 511 keV , celui-ci ne présenterait – certainement – qu'une faible partie de l'information (nombre de coups) perdue à cause de l'empilement. Les autres événements manquants se trouvent noyés dans le fond Compton du spectre en énergie. L'effet d'empilement provoque la réduction de l'efficacité de détection photopic de près de 20 % selon les estimations de la référence [Deb88]. Cependant l'évaluation des pertes réelles engendrées reste propre à l'étude menée. Elle requiert l'élaboration d'une simulation numérique qui tient compte de la distribution spatiale de l'émission du rayonnement γ et de l'angle solide de détection de celui-ci (position spatiale par rapport au dispositif de détection).

Néanmoins, l'analyse approfondie des spectres en énergie du rayonnement γ émis suite à la décroissance β des noyaux ^{62}Ga (traitée plus amplement dans le paragraphe 2.6, ne révèle aucune évidence de l'effet d'empilement de coïncidence discuté ici. Si celui-ci avait eu lieu, on aurait par exemple observé un pic γ à l'énergie 1465 keV qui correspondrait à la détection en coïncidence du rayonnement γ d'annihilation à 511 keV et de la raie γ attendue à 954 keV . Ceci n'étant pas le cas, nous n'avons pas cherché à inclure une correction tenant compte de l'empilement à l'efficacité de détection. L'absence de ce phénomène peut s'expliquer par la faible multiplicité de l'émission γ dans la décroissance de ^{62}Ga . En revanche, cette émission γ étant précédée d'une émission β , l'effet d'empilement se produit inévitablement entre les rayonnements γ et les signaux β . Cet effet n'a pas été pris en compte au début de l'analyse. Les efficacités de détection pour un événement de radioactivité β - γ étaient prises à 100% de

leurs valeurs évaluées dans ce paragraphe. Les intensités absolues ainsi établies pour les transitions γ identifiées étaient alors systématiquement sous-évaluées d'un facteur avoisinant les 10% (en mode *add-back*). Avec cette anomalie, l'estimation de l'importance du phénomène d'empilement est devenue nécessaire afin de corriger les efficacités de détection photopics.

2.4.4 Probabilité d'interaction β

La large fenêtre en énergie disponible ($\sim 9 \text{ MeV}$) dans la désintégration de ^{62}Ga fait que les particules β émises disposent de suffisamment d'énergie cinétique pour atteindre le dispositif de détection des rayonnements γ et d'interagir avec le volume actif de l'un des détecteurs Ge. Au cours de son interaction, le positon peut céder une partie de son énergie au milieu. Par conséquent, si celle-ci est sommée aux énergies γ , elle peut occasionner la perte de l'événement. Cet effet se traduit par une baisse de l'efficacité de détection photopic ou encore par une sous-estimation de l'intensité d'alimentation du niveau peuplé par la transition électromagnétique. Compte tenu de ces considérations, l'évaluation de la probabilité d'interaction d'une radiation β avec les détecteurs Ge s'avère donc nécessaire.

Pour évaluer la probabilité d'interaction (ou l'efficacité géométrique) d'une particule β avec un cristal Ge, dans la configuration de l'expérience, nous avons réalisé une simulation de type Monte Carlo. La géométrie des détecteurs est simplifiée : les faces d'entrée des cristaux individuels sont assimilées à des cercles de rayon 2.15 cm . Le programme de simulation effectue le calcul de la probabilité d'interaction des particules β , dont la distribution spatiale est prise isotrope, avec chaque cristal. Pour cela, il est nécessaire d'introduire les trois coordonnées spatiales (x, y, z) de la position occupée par chacun des 12 cristaux Ge, tel que ceux-ci figuraient dans le montage de l'expérience. Par convention, la source émettrice β occupe la position d'origine des axes $(0, 0, 0)$ et chaque particule est supposée interagir dans le cercle représentant un segment Ge. La réalisation de ce calcul requiert également l'estimation de la distance typique à laquelle se trouvait la source (dépôt d'activité ^{62}Ga sur la bande de mylar) par rapport à chacun des trois *Clovers* Ge. Les distances prises en compte sont résumées dans le tableau 2.9 et sont tirées à partir des données fournies par les constructeurs. La figure 2.24 illustre l'interaction d'une particule β avec les cristaux du *Clover1*. Enfin, le programme utilisé pouvait simuler l'interaction de près de 100 millions particules β avec le dispositif de détection γ .

Distance		Valeur (mm)	
D1	Source – Hall chambre scintillateur	<i>Clover 1 et 3</i>	17.2
		<i>Clover 2</i>	11.2
D2	Hall chambre - Entrée détecteur	1	
D3	Face entrée détecteur - Cristal Ge	20	
D4	Epaisseur capot détecteur	1.5	

Tab. 2.9 : Distances source β -détecteur Ge. Le terme D1 représente la distance entre le scintillateur plastique et la position occupée par chacun des trois *Clovers* Ge. La somme des autres distances $D2+D3+D4$ donne l'emplacement du cristal Ge à l'intérieur du détecteur par rapport à la face d'entrée de celui-ci.

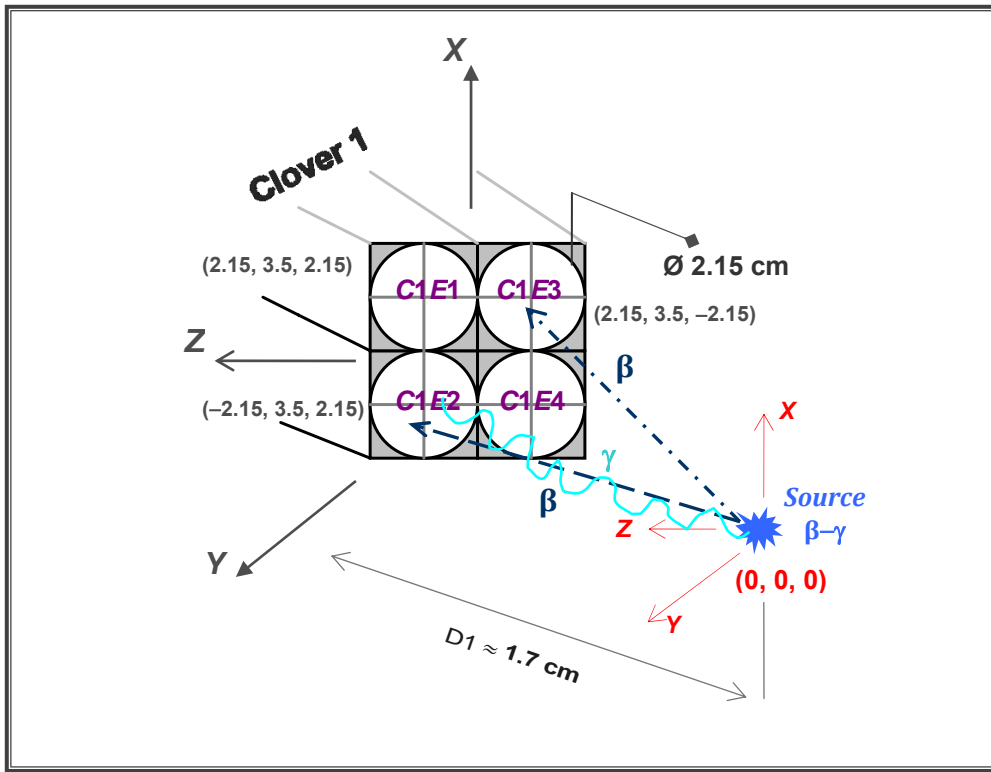


Fig. 2.24 : Illustration du phénomène de pile-up β - γ pour les cristaux Ge du Clover 1. Ce pile-up survient lorsqu'une particule β et un rayonnement γ interagissent dans le même cristal C1E2. Lors de l'évaluation de la probabilité d'interaction β , la source de rayonnement occupe l'origine des axes $(0, 0, 0)$ et se trouve à la distance $D1 = 1.72$ cm du Clover 1. Chaque cristal Ge est assimilé à un cercle de rayon 2.15 cm. Sa coordonnée en y représente la distance $D2 + D3 + D4 = 2.25$ cm entre la face d'entrée du détecteur et l'emplacement du cristal Ge à l'intérieur de celui-ci.

Les probabilités d'interaction évaluées sont résumées dans le tableau 2.10. On constate qu'elles varient très peu d'un cristal Ge à un autre. Elles sont en revanche légèrement plus importantes pour les cristaux du Clover 2. Ceci n'est pas surprenant dans la mesure où ce dernier était le Clover Ge le plus proche du scintillateur plastique dans la configuration de l'expérience. A partir de ces valeurs, il est possible de déduire la probabilité d'interaction β moyenne \bar{P}_β qui servirait à corriger les aires des photopics observés dans le spectre somme en énergie γ ($H_{\gamma\text{-sum}}$). Nous avons pris \bar{P}_β comme la moyenne algébrique des probabilités individuelles P_β^i établies pour chaque cristal i :

$$\bar{P}_\beta = \frac{1}{10} \sum_{i=1}^{10} P_\beta^i \quad (2.37.a)$$

L'incertitude sur la valeur moyenne de la probabilité d'interaction β est obtenue en sommant quadratiquement les erreurs individuelles ΔP_β^i :

$$\Delta \bar{P}_\beta = \sqrt{\frac{1}{10} \sum_{i=1}^{10} (\Delta P_\beta^i)^2} \quad (2.37.b)$$

Pour le mode *add-back*, il est possible de procéder de la même manière que pour le mode *direct*, soit d'estimer la probabilité qu'une particule β interagisse avec l'un des trois Clovers au lieu des cristaux individuels. Cependant, deux de ces Clovers Ge (1 et 3) ne sont pas pris

au complet vu que les données relatives à deux cristaux leur appartenant ($C1E2$ et $C3E3$) sont rejetées. Afin d'éviter une surévaluation de la probabilité d'interaction β en procédant ainsi, nous avons choisi de déduire celle-ci à partir des résultats obtenus avec les segments Ge. Pour ce faire, on somme d'abord les probabilités individuelles établies pour les cristaux appartenant au même *Clover* j afin d'obtenir la probabilité d'interaction P^j qui lui correspond :

$$P_{\beta}^j = \sum_{i=1}^{3,4} P_{\beta}^{ji} \quad \text{et} \quad \Delta P_{\beta}^j = \sqrt{\frac{1}{3,4} \sum_{i=1}^{3,4} (\Delta P_{\beta}^{ji})^2} \quad (2.38.a)$$

La probabilité d'interaction β moyenne en mode *add-back* $\bar{P}_{\beta,AB}$ est donnée par la moyenne sur les valeurs P_{β}^j déduites pour les trois *Clover* Ge :

$$\bar{P}_{\beta,AB} = \frac{1}{3} \sum_{j=1}^3 P_{\beta}^j \quad \text{et} \quad \Delta \bar{P}_{\beta,AB} = \sqrt{\frac{1}{3} \sum_{j=1}^3 (\Delta P_{\beta}^j)^2} \quad (2.38.b)$$

Cristal	P_{β}^i (%)	<i>Clover</i>	P_{β}^j (%)
$C1E1$	3.4822 (6)	<i>Clover 1</i>	10.4447 (18)
$C1E2$	3.4821 (6)		
$C1E3$	3.4816 (6)		
$C1E4$	3.4807 (6)		
$C2E1$	4.4239 (7)	<i>Clover 2</i>	17.6907 (27)
$C2E2$	4.4227 (7)		
$C2E3$	4.4230 (7)		
$C2E4$	4.4230 (7)		
$C3E1$	3.4846 (6)	<i>Clover 3</i>	10.4338 (18)
$C3E2$	3.4759 (6)		
$C3E3$	3.4842 (6)		
$C3E4$	3.4751 (6)		
\bar{P}_{β} (%)	3.8569 (6)	$\bar{P}_{\beta,AB}$ (%)	12.8564 (21)

Tab. 2.10 : Efficacité géométrique de détection β pour les cristaux et Clovers Ge évaluée par le programme de simulation Monte Carlo. La dernière ligne du tableau donne les probabilités d'interaction moyennes, en modes d'analyse direct et add-back, d'une particule β avec le dispositif de détection γ tel que celui-ci était monté au cours de l'expérience. Les incertitudes sur les valeurs présentées tiennent compte uniquement des erreurs statistiques de la simulation.

Nous venons d'évaluer les efficacités géométriques \bar{P}_{β} , $\bar{P}_{\beta,AB}$ d'interaction d'une particule β avec le dispositif de détection γ de l'expérience. Pour connaître les efficacités de détection β totales ε_{β} , lesquelles serviront à corriger les efficacités photopiques γ , il nous reste à déterminer l'efficacité de détection β intrinsèque $\varepsilon_{\beta}^{int}$. L'efficacité intrinsèque de détection dépend de l'énergie de la radiation ainsi que du milieu ou matériau traversé. Les positons émis lors de la décroissance β de ^{62}Ga traversent essentiellement la chambre du scintillateur ainsi que la face d'entrée d'un détecteur γ , en aluminium de 1 et 1.5 mm respectivement, avant d'interagir dans le cristal Ge. Sachant que la perte en énergie subie par les électrons, dont l'énergie initiale est

supérieure à 400 keV, est d'environ 600 keV pour un parcours de 1.5 mm dans l'aluminium. Il s'en suit que les particules β avec une énergie nominale inférieure à environ 1 MeV sont absorbées dans le matériau et n'atteignent pas le Ge. A partir de ces considérations, il est possible d'évaluer grossièrement l'efficacité intrinsèque des positons dont les énergies varient selon une distribution d'énergie maximum : $E_{\beta-max} = 9 \text{ MeV}$. Pour ce faire, on calcule d'abord le spectre en énergie des positons émis dans la désintégration β^+ de ^{62}Ga ($A = 62, Z = 31$). Le poids statistique f ou l'intégrale de Fermi (relation 1.13) est déterminé à l'aide de la méthode proposée par Dismuke et Longmire [Dis52]. On évalue ensuite la population de positons N_e ($E_\beta \leq 1 \text{ MeV}$) dont l'énergie E_β n'excède pas le seuil dû à l'absorption, soit à 1 MeV. L'efficacité intrinsèque de détection β : ε_β^{int} ainsi estimée est d'environ 97.6%, elle est obtenue comme suit :

$$\varepsilon_\beta^{int} = \frac{N_e(E_\beta) - N_e(E_\beta \leq 1 \text{ MeV})}{N_e(E_\beta)} \quad (2.39)$$

où $N_e(E_\beta)$ désigne le nombre total de positons émis dans la décroissance du noyau d'intérêt et d'énergie maximale $E_{\beta-max}$.

Finalement, l'efficacité totale d'interaction est définie comme le produit des efficacités géométrique et intrinsèque :

$$\varepsilon_\beta = \bar{P}_\beta \cdot \varepsilon_\beta^{int} \quad (2.40)$$

Elle vaut en moyenne 3.86(1) % pour un cristal (mode *direct*) et 12.85(1)% pour un *Clover* Ge (mode *add-back*). Ces valeurs permettent à présent de conclure de la nécessité de corriger les efficacités photopic γ établies pour le dispositif de détection γ . En effet, celles-ci se trouvent par exemple réduites de près de 12 % de leur valeurs initiales en mode *add-back* du fait de l'empilement entre pertes en énergie des signaux β et les énergies des événements γ détectés par les *Clovers* Ge.

2.5 Nombre de noyaux ^{62}Ga

Une donnée indispensable à la détermination des intensités d'alimentation absolues de tous les niveaux peuplés dans le ^{62}Zn est le nombre total de décroissances β^+ du noyau précurseur ^{62}Ga . Cette information est contenue dans les spectres en temps établis par l'horloge HCMR ; les événements de décroissance β y sont enregistrés chronologiquement (cf. paragraphe 2.3.4). La détermination du nombre de désintégrations attribuées au noyau étudié repose sur l'analyse et la déconvolution du spectre de décroissance total. Cette opération vise à séparer la contribution des noyaux ^{62}Ga de celle des autres éléments à l'activité totale dans le spectre de l'horloge. En effet, la très courte durée de vie caractérisant les isotopes d'intérêt ($\sim 116 \text{ ms}$) permet désormais aux noyaux de la chaîne de filiation β de participer à l'activité totale. L'ascendant direct de ^{62}Ga est l'isobare ^{62}Zn qui est un émetteur β . Cependant, celui-ci est caractérisé par une période β relativement longue (près de 9h) comparé à la longueur d'un cycle de mesure (510 ms au maximum). De ce fait, la probabilité que les noyaux ^{62}Zn se désintègrent au cours de la mesure est infime. On peut donc aisément faire l'hypothèse que la majorité des noyaux ^{62}Zn ne peuvent y décroître et contribuent au final avec un fond constant. La procédure adoptée pour extraire le nombre de noyaux ^{62}Ga observés pour les différents types de cycles est exposée dans ce paragraphe.

- **Cycles TRAP :**

Pour les *runs* réalisés avec ce mode, la décroissance β des noyaux ^{62}Ga est observée sur une phase de décroissance pure. La longueur d'un cycle TRAP est conditionnée par le cycle de purification du piège *Penning* qui était de 71 *ms*. La détermination du nombre de ces noyaux (^{62}Ga) passe tout d'abord par l'ajustement du spectre de décroissance, enregistré par l'horloge du HCMR, en fonction du temps. Ce spectre est représenté par l'histogramme H_{rad} qui contient l'information : taux de noyaux ^{62}Ga en décroissance à chaque instant t et cela sur la longueur du cycle. Comme discuté plus haut, pour les mesures réalisées avec le cycle TRAP, seule la désintégration de ^{62}Ga contribue à l'activité totale. L'évolution du nombre de décroissances d'un radionucléide en fonction du temps est régie par la loi de décroissance radioactive. Celle-ci est employée pour ajuster H_{rad} :

$$f_{Trap}(t) = p(^{62}\text{Ga}) * \exp\left(-\frac{\ln(2) \cdot t}{T_{1/2}(^{62}\text{Ga})}\right) + p(\text{BG}) \quad (2.41)$$

où $p(^{62}\text{Ga})$ est le paramètre taux de noyaux ^{62}Ga et $p(\text{BG})$ représente le paramètre bruit de fond constant.

La figure 2.25 reproduit l'ajustement opéré sur H_{rad} à l'aide de la fonction décrite par la relation 2.41. On remarque que l'ajustement effectué converge uniquement lorsque la durée de vie $T_{1/2}$ du noyau précurseur (^{62}Ga) est contrainte. Nous l'avons donc fixé à sa valeur moyenne connue de la littérature (116.173 *ms*). Pour accéder au nombre total de noyaux ^{62}Ga ayant décréus $N(^{62}\text{Ga})$, il est nécessaire d'intégrer le spectre en temps sur la longueur du cycle. Pour ce faire, la technique utilisée fait appel à la règle d'intégration de Simpson.

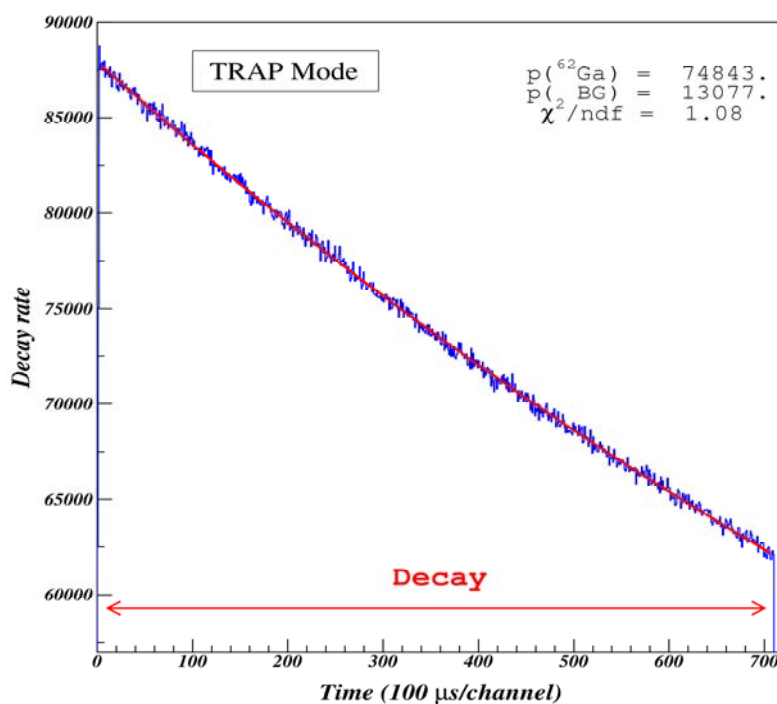


Fig. 2.25 : Détermination du nombre de noyaux ^{62}Ga par ajustement du spectre H_{rad} en fonction du temps. Cet ajustement est effectué à l'aide de la fonction décrite par la relation 2.41. Le spectre H_{rad} représenté ici résulte de la somme sur tous les runs physiques (^{62}Ga) réalisés avec le mode TRAP.

Le paramètre d'ajustement $p(^{62}\text{Ga})$ sert directement à calculer le contenu en nombre de noyaux de chaque *bin* (1 *bin* correspond à $100\mu\text{s}$) dans H_{rad} . Ceci étant fait, la sommation sur le contenu des 710 *bins* donne le nombre de décroissances β de ^{62}Ga observées avec le mode TRAP.

- **Cycles IGISOL**

Les *runs* mesurant la décroissance β^+ de ^{62}Ga de la série dite *Central* sont réalisés avec le faisceau radioactif délivré par le séparateur de masse suivant le mode IGISOL. Le module horloge (HCMR) de l'acquisition est programmé de façon à fixer les durées en temps des phases de mesures (collection et radioactivité) pour chaque cycle.

Les noyaux d'intérêt sont produits en même temps que les principaux contaminants ($A = 62$) émetteurs β^+ qui selon leur durée de vie peuvent se désintégrer au cours de la mesure. Globalement, la durée d'un cycle de mesure n'excède pas 510 *ms*. Ainsi, la majorité des isotopes ^{62}Zn ($T_{1/2} = 9.186\text{ h}$) contribuent uniquement avec un fond constant au spectre de décroissance β de l'horloge. Le deuxième contaminant à considérer est le ^{62}Cu , transmis par le séparateur et également présent sur la bande. Certes, celui-ci est caractérisé par une durée de vie ($T_{1/2} = 9.74\text{ m}$) plus courte que ^{62}Zn , ce qui mène à penser que sa décroissance β peut contribuer au même titre que ^{62}Ga à l'activité totale enregistrée dans le spectre de l'horloge.

Cependant, la prise en compte de ^{62}Cu lors de l'ajustement du spectre de décroissance total conduit erronément à un nombre négatif de désintégrations β associées à cet isotope. Ce résultat aberrant peut être interprété comme suit : la période β de ^{62}Cu est suffisamment longue devant la durée de mesure (584400 pour 510 *ms*) pour que la plupart de ces noyaux même étant instables vis-à-vis de l'émission β n'aient pas le temps de décroître. En conclusion, même en présence des impuretés $A = 62$, un ajustement par deux paramètres ($N(^{62}\text{Ga})$ et fond constant) suffit à extraire le nombre de désintégrations dues à ^{62}Ga .

Nous avons enregistré les spectres en temps associés aux phases collection H_{col} et mesure de la décroissance pure H_{rad} au cours de la série *Central* selon deux cycles IGISOL que nous présentons dans ce qui suit. Pour extraire le nombre de noyaux ^{62}Ga , la même procédure décrite pour le mode TRAP est utilisée pour les cycles IGISOL. La durée de vie de ^{62}Ga est également contrainte à prendre sa valeur connue afin d'assurer la convergence de l'ajustement.

1. **Cycles Grow-in + Decay** : Après un temps de collection (*Grow-in*) de 250 *ms*, la décroissance (*Decay*) pure de l'activité accumulée sur la bande de mylar est mesurée durant 250 *ms*. La fin de chaque cycle est marquée par un délai de 100 *ms* au cours duquel la bande est déplacée automatiquement permettant ainsi d'évacuer l'activité accumulée au cours du cycle achevé. La fonction d'ajustement du nombre de noyaux (^{62}Ga) enregistrés en fonction du temps doit rendre compte de l'apport direct (production) et de la décroissance de cet élément. L'ajustement de chaque partie du spectre en temps $H_{col-rad}$ est effectué à l'aide des fonctions $f_{Grow-in}$ et f_{Decay} (cf. relation 2.42) : la phase accumulation pour la première et la décroissance pour la deuxième.

La figure 2.26 montre l'ajustement du spectre $H_{col-rad}$, sommé sur les *runs* réalisés avec le mode *Grow-in+Decay*, grâce à la fonction f_{G-D} décrite ci-dessus. Afin d'assurer la continuité de l'ajustement, les fonctions $f_{Grow-in}$ et f_{Decay} doivent se

recouvrir à $t_c = 260$ ms. Cet instant marque la fin de la phase collection et le début de l'observation de la décroissance pure des noyaux collectés sur la bande. Quant à $t_0 = 10$ ms, il représente le temps "sans faisceau" par lequel débute chaque mesure.

$$f_{G-D}(t) = f_{Grow-in}(t) + f_{Decay}(t)$$

$$f_{Grow-in}(t) = p(^{62}\text{Ga}) * \left[1 - \exp\left(-\frac{\ln(2) \cdot (t - t_0)}{T_{1/2}(^{62}\text{Ga})}\right) \right] + p(BG) \quad (2.42)$$

$$f_{Decay}(t) = p(^{62}\text{Ga}) * \left[1 - \exp\left(-\frac{\ln(2) \cdot (t_c - t_0)}{T_{1/2}(^{62}\text{Ga})}\right) \right] * \exp\left(-\frac{\ln(2) \cdot (t - t_c)}{T_{1/2}(^{62}\text{Ga})}\right) + p(BG)$$

2. **Cycles *Grow-in Only*** : Cycles caractérisés exclusivement par l'accumulation de l'activité. L'intérêt de ce type de cycle est de maximiser le nombre de noyaux implantés (saturation de l'activité). En effet, on peut démontrer que lorsque la longueur du cycle tend vers l'infini, le nombre de noyaux enregistrés et susceptibles d'y décroître devient maximal. La longueur d'un cycle de mesure est généralement exprimée comme une fonction de la durée de vie du noyau émetteur. La durée totale d'un cycle accumulation sans décroissance (*Grow-in Only*) est de 390 ms ce qui correspond à environ 3 durées de vie ^{62}Ga . L'ajustement du spectre en temps H_{col} associé à ce type de mesure est représenté sur la figure 2.27. Il est réalisé avec la fonction $f_{Grow-in}$ de la relation 2.42.

Le tableau 2.11 ci-dessous donne le nombre total de noyaux ^{62}Ga observés pour chaque type de cycles et déterminé par la procédure décrite dans ce paragraphe. On constate que les modes TRAP et IGISOL se partagent la statistique récoltée au cours de l'expérience JYFL05.

Série / Mode	Nombre de noyaux ^{62}Ga
TRAP	$4.3243(61) \times 10^7$
IGISOL (<i>Grow-in + Decay</i>)	$2.546(18) \times 10^6$
IGISOL (<i>Grow-in only</i>)	$2.4972(30) \times 10^7$

Tab. 2.11 : Nombre de noyaux ^{62}Ga déterminés pour chacune des séries de mesure au cours de l'expérience JYFL05 au regard de l'émission β .

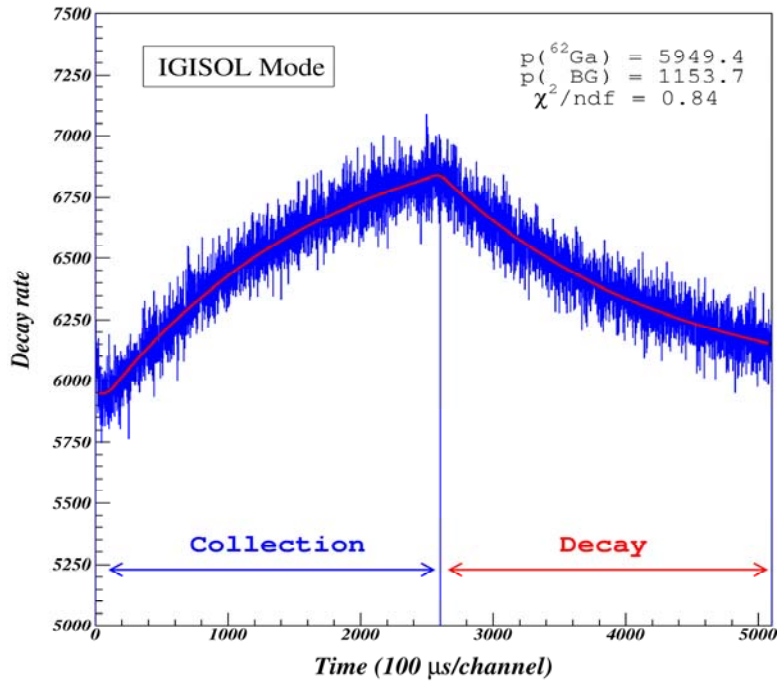


Fig. 2.26 : Spectre en temps de la décroissance β de ^{62}Ga enregistré avec le mode IGISOL : Grow-in+Decay. La fonction f_{G-D} décrite par la relation 2.42 est employée pour ajuster ce spectre. La partie accumulation débute à 10 ms et dure jusqu'à 260 ms. Le faisceau est ensuite coupé ; démarre alors la phase décroissance pure durant 250 ms. Le spectre $H_{col-rad}$ présenté montre la statistique totale obtenue à partir des runs réalisés avec ce mode pendant la série Central de prises de données.

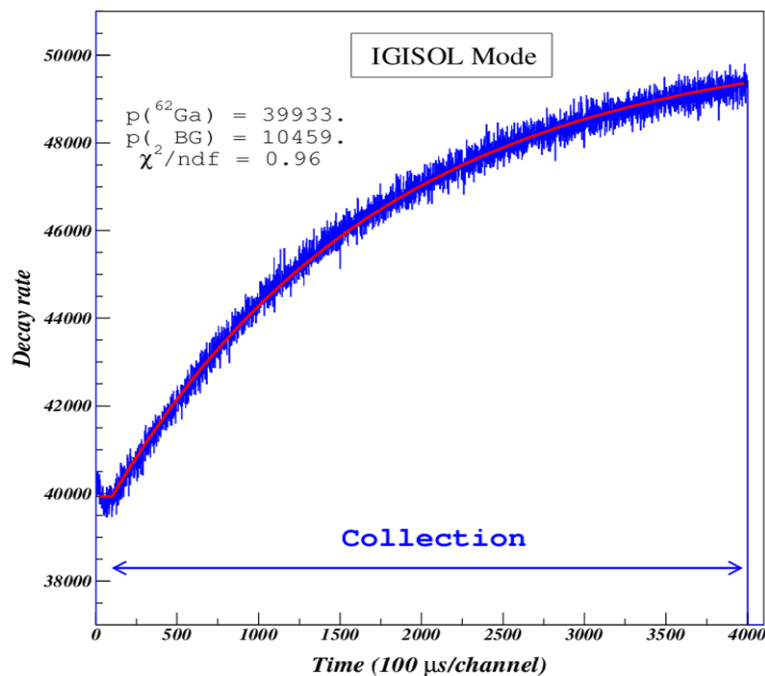


Fig. 2.27 : Spectre en temps de la décroissance β de ^{62}Ga enregistré avec le mode IGISOL : Grow-in Only. L'ajustement de ce spectre est opéré à l'aide de la fonction $f_{Grow-in}$ donnée par la relation 2.42. L'accumulation de l'activité dure pendant 390 ms. Les isotopes ^{62}Ga décroissent au fur et à mesure qu'ils sont implantés sur la bande de collection. Le spectre H_{col} représenté ici contient toute la statistique enregistrée avec ce mode IGISOL au cours de la série Central de prise de données.

2.6 Analyse des spectres en énergie

Les événements de décroissance β - γ caractérisant la radioactivité du noyau ^{62}Ga étudié constituent les données spectroscopiques acquises au cours de l'expérience JYFL05. L'exploitation des spectres en énergie γ totale de ces événements s'est opérée en deux étapes correspondant à l'étude des coïncidences β - γ et β - γ - γ conjointement. Ce procédé d'analyse a rendu possible l'identification de certaines raies γ consécutives à l'émission β dans la décroissance de ^{62}Ga . L'extraction du nombre d'événements observés pour chacune des transitions d'intérêt a nécessité un traitement particulier du fait de la faible statistique enregistrée dans les photopics décrivant les raies γ en question.

2.6.1 Spectres de coïncidences β - γ

Comme déjà présenté dans le paragraphe 2.1, les expériences antérieures [Bla02, Dör02, Hym03, Sav03, Can05] portant sur l'étude de la transition super-permise de Fermi β^+ ($0^+ \rightarrow 0^+$) de l'émetteur ^{62}Ga fournissent des détails et quelques indications concernant les transitions de très faibles intensités recherchées. Ainsi, il semble établi puisque la plupart des auteurs s'y accordent, que le premier état excité 2^+ dans le ^{62}Zn soit peuplé dans la désintégration β de ^{62}Ga . Ce niveau se désexcite ensuite vers l'état fondamental en émettant une raie γ à l'énergie 954 keV. On s'attend donc à identifier, en premier lieu, un pic γ au voisinage de cette énergie dans le spectre somme en énergie γ .

Par ailleurs, la désintégration β - γ de ^{62}Ga a fait l'objet d'une campagne expérimentale menée au cours de l'année 2003 auprès du séparateur "en ligne" à GSI. Les résultats préliminaires communiqués par la référence [Sav03] indiquent qu'en plus des transitions γ recensées dans la discussion du paragraphe 2.1, à savoir celles à 1388 et 2228 keV, d'autres raies γ peuvent être assignées au schéma de décroissance de ^{62}Ga . Ces travaux font essentiellement état de quatre transitions supplémentaires d'énergies égales à : 852, 1852, 1420 et 3159 keV. La première d'entre elles surviendrait suite au dépeuplement du deuxième état excité 2^+ dans le fils ^{62}Zn qui alimenterait à son tour le premier de ces niveaux excités 2^+ . La deuxième transition, à 1852 keV, aurait lieu entre un troisième état excité 2^+ que la source [Sav03] situe à 2804 keV et le premier état 2^+ à 954 keV. À l'alimentation de ce dernier contribuerait également la raie à 1420 keV que l'auteur estime due à la désexcitation d'un niveau de spin et de parité 3^+ et d'énergie 2374 keV. Quant à la plus énergétique de ces transitions, elle caractériserait vraisemblablement la désexcitation directement vers l'état fondamental d'un état 1^+ localisé à 3159 keV. Ces points, même non-officiels, ont servi de guide utile lors de l'exploration des spectres en énergie de l'émission γ dans la désintégration de ^{62}Ga entreprise dans le cadre de la présente étude.

Les spectres d'événements γ que l'on aura à considérer sont ceux délivrés par l'ensemble des détecteurs Ge. Suivant le mode d'analyse adopté, il s'agira :

- de $H_{\gamma\text{-sum}}$ obtenu en sommant *directement* les spectres individuels des 10 segments Ge retenus, fournissant ainsi un signal total $E_{\gamma\text{-sum}}$ en énergie γ .
- ou encore de $^{AB}H_{\gamma\text{-sum}}$ déduit après sommation des spectres *add-back* établis pour les trois *Clovers* Ge ($^{AB}E_{\gamma k}$, $k=1,3$). Chaque spectre *add-back* individuel est construit en

sommant les énergies des événements γ enregistrés par les segments appartenant à un *Clover* donné lorsque l'un d'eux est touché au cours d'un même événement de radioactivité.

Pour identifier clairement les transitions γ recherchées, on impose d'abord aux événements γ de coïncider avec la détection d'un signal β dans le scintillateur plastique. Cette condition est requise pour les différents segments Ge et pour chaque *run* physique. Chaque spectre individuel en énergie γ est ensuite conditionné par une coupure réalisée dans le spectre en temps de la voie TDC correspondant au segment en question. Cela revient à sélectionner uniquement les événements γ précédés d'une désintégration β et arrivant dans les mêmes délais après celle-ci. Ainsi, les signaux γ retenus sont nécessairement corrélés à la décroissance de l'émetteur β d'intérêt (^{62}Ga). La figure 2.28 ci-dessous montre à titre d'exemple le spectre en temps de la voie 1 (segment C1E1).

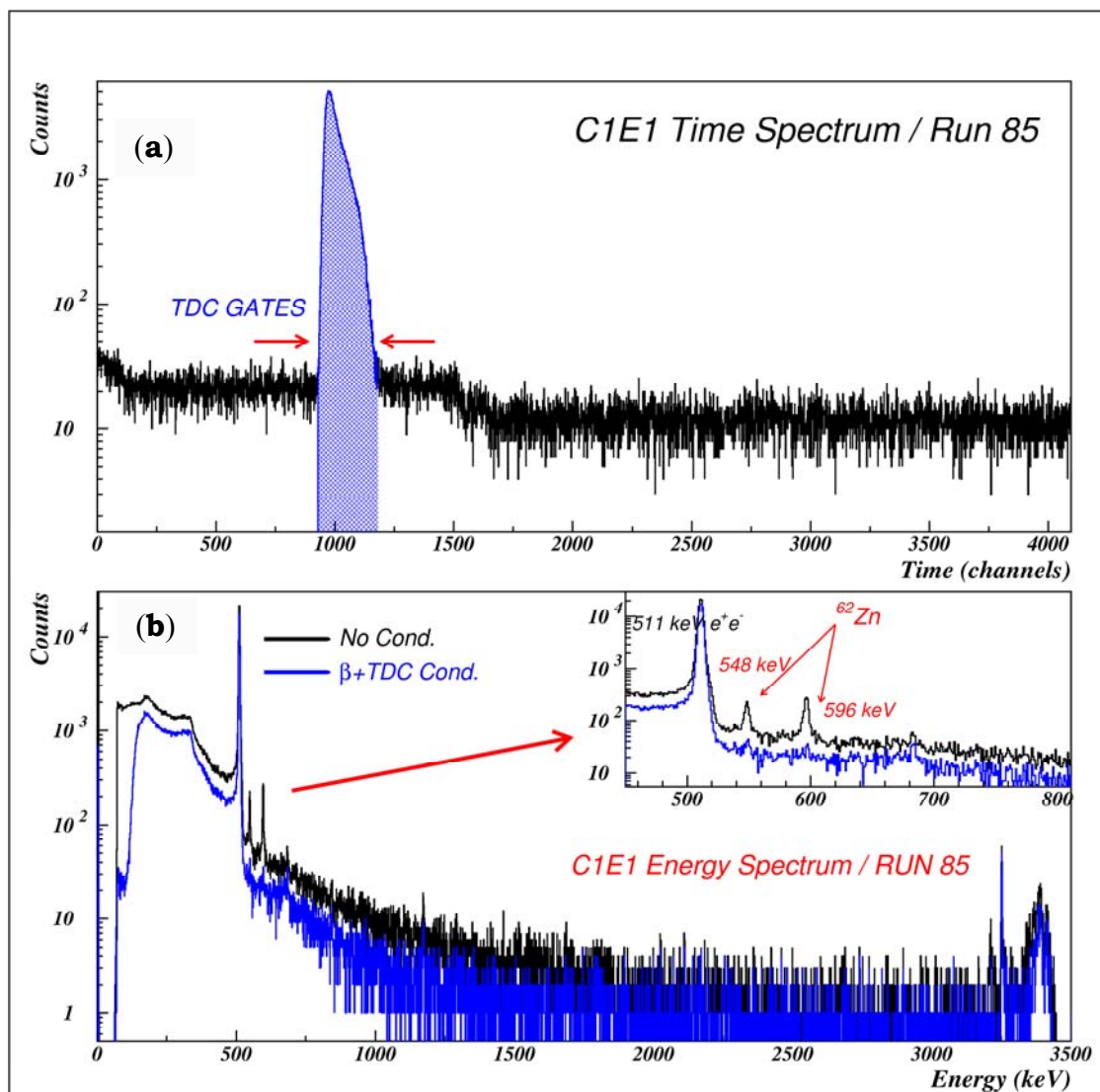


Fig. 2.28 : (a) Spectre en temps établi pour le cristal C1E1 durant un run de décroissance de ^{62}Ga . (b) Effet de la coïncidence prompt β - γ (déclenchement β + fenêtre TDC), représenté par le tracé en bleu (spectre de dessous), sur le spectre en énergie des événements γ non-conditionnés (tracé en noir) enregistrés par ce cristal au cours du même run. Les raies γ indiquées proviennent de la décroissance de ^{62}Zn .

Le pic dit de coïncidence prompt qui y apparaît sans ambiguïté est utilisé pour réaliser la coupure en temps (condition TDC) conditionnant les événements γ enregistrés suite à la détection d'une particule β par le scintillateur. Cette même figure permet d'apprécier l'effet de la coïncidence β - γ sur le fond Compton caractérisant le spectre en énergie associé au détecteur C1E1. La conjugaison des conditions : déclenchement β et fenêtre TDC a pour but de réduire la contribution due au fond γ au spectre en énergie et cela en excluant les coïncidences fortuites entre un signal β de décroissance et un événement γ issu du fond.

En effet, la coïncidence β - γ conduit à une réduction appréciable du fond γ comme on peut le constater sur la figure 2.28 en comparant l'allure du spectre en énergie des mêmes événements γ (détectés par le cristal C1E1) sans sélection à ceux conditionnés par la coupure en temps $t \subseteq [tdc_{max}, tdc_{min}]$ et un déclenchement β . On remarque surtout (voir la figure en insert) la quasi-suppression des pics γ à 548 et 596 keV associés au contaminant ^{62}Zn que cette condition permet de réaliser. Néanmoins, ce critère de réjection reste insuffisant pour s'affranchir complètement des contributions ayant pour origine les noyaux de filiations β ainsi que les impuretés transmises par le séparateur de masse et cela une fois tous les événements γ sommés. Pour s'en rendre compte, il suffit de comparer le spectre somme en énergie γ non-conditionné de la figure 2.15 et celui conditionné par un déclenchement β superposé aux coupures en temps (noté β - γ dans la suite) présenté sur la figure 2.30. Ces spectres représentent la statistique totale récoltée au cours de l'expérience. On s'aperçoit que les photopics γ assignés aux noyaux non-désirés n'ont pas complètement disparus comme c'était le cas pour un segment individuel.

Comme nous l'avons indiqué précédemment, l'acquisition des données relatives aux événements de décroissance β - γ du noyau étudié est réalisée avec deux modes : TRAP et IGISOL.

Avec le premier, seule l'activité ^{62}Ga est acheminée jusqu'à la station de détection. La série de mesures ainsi réalisée est appelée *Trap*, elle totalise près de 4×10^7 décroissances β observées pour ^{62}Ga . Le taux de contamination est extrêmement faible au cours de cette série comme en témoigne le spectre somme en énergie γ $^{AB}H_{\gamma\text{-sum}}$ associé, représenté sur la figure 2.29. Celui-ci est relativement "propre" et met en évidence la raie γ attendue à l'énergie 954 keV et assignée à la décroissance de ^{62}Ga . Ce même spectre (cf. figure 2.29) illustre également un pic γ à 1388 keV qui s'apparente avec la transition électromagnétique ayant lieu entre les états excités : 0^+ et premier 2^+ dans le noyau fils ^{62}Zn (voir schéma de niveaux figure 2.2). Par ailleurs, un excès d'événements dans la région 820–880 keV peut être interprété comme l'évidence du pic γ attendu à l'énergie 851 keV. Celui-ci correspondrait à la désexcitation du deuxième niveau excité 2^+ dans le ^{62}Zn situé à 1805 keV. Quant à la raie γ à l'énergie 2228 keV, le spectre enregistré par la série *Trap* seule – près de 50 % de la statistique totale – ne permet pas pour l'instant de conclure avec certitude en faveur de l'existence de celle-ci. C'est cette même conclusion que l'on peut tirer concernant les raies γ à 1420, 1852 et 3159 keV.

Avec le mode IGISOL, la série de *runs* dite *Central* mesurant la radioactivité β - γ des noyaux d'intérêt est marquée par la présence dans le faisceau radioactif des isobares $A = 62$ (^{62}Zn et ^{62}Cu) et $A = 63$ (^{63}Ga et ^{63}Zn). Ceux-ci rendent difficile l'observation de certaines raies γ , déjà caractérisées par de très faibles intensités, du fait de l'amplification du fond Compton et de la pollution du spectre en énergie avec les pics γ intenses qui leurs sont associés. En effet, le taux de production de ces contaminants conjugué aux intensités des transitions γ qui leur appartiennent pénalisent l'identification des pics γ d'intérêt, surtout lorsque ceux-ci se trouvent dans le même voisinage énergétique. La figure 2.30 représente le

spectre du rayonnement γ émis lors de la décroissance β de ^{62}Ga , établi à partir de la statistique totale (*All*) recueillie avec les séries *Trap* et *Central*. L'identification des raies γ , préalablement observées pour la série *Trap* (cf. figure 2.29), est ici compromise du fait de l'importante contamination de ce spectre. Même si le critère de coïncidence (β - γ) est requis pour les événements γ , il reste insuffisant pour s'affranchir complètement de la contribution de la plupart des pics γ provenant des impuretés listées dans le tableau 2.6.

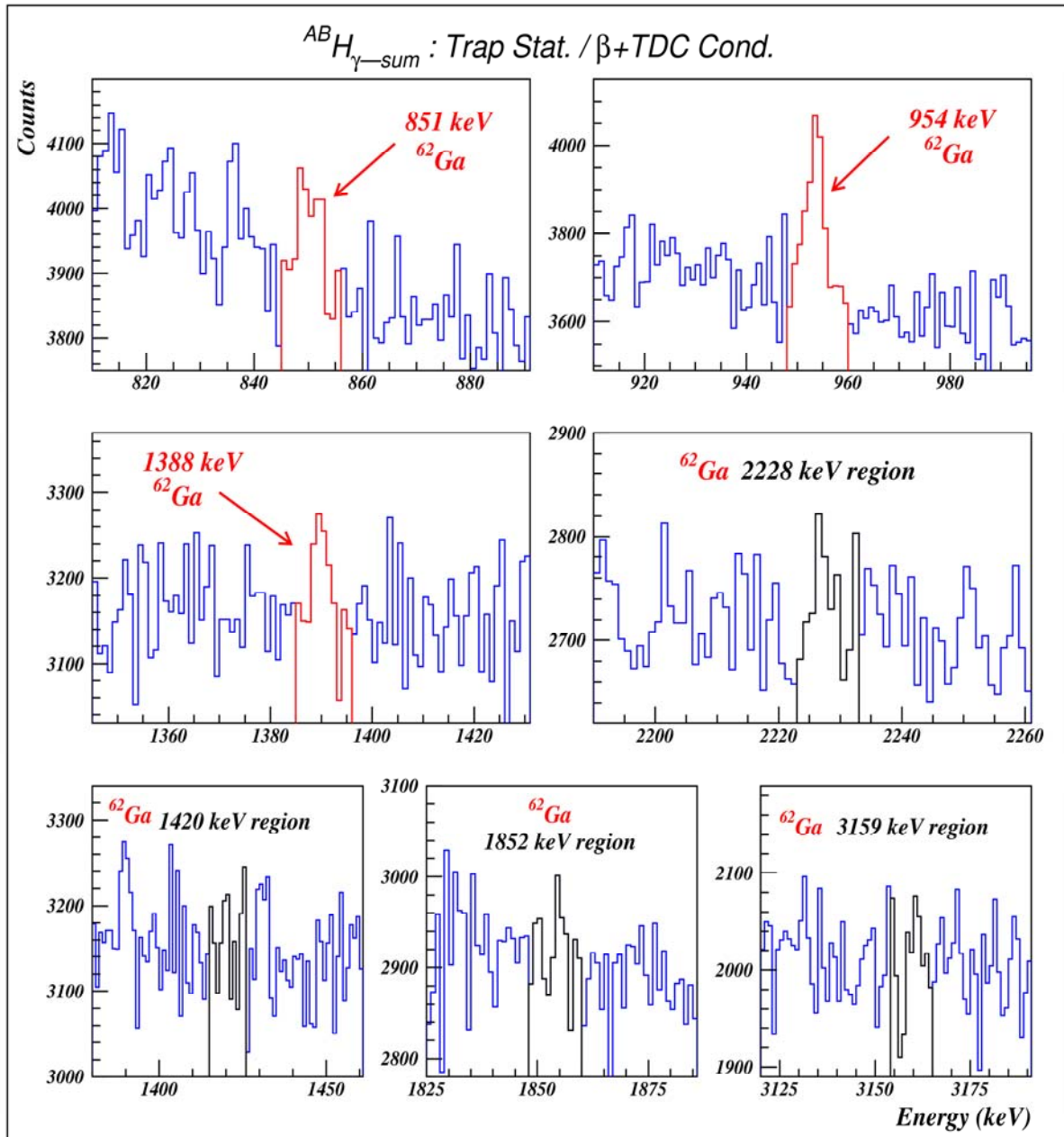


Fig. 2.29 : Spectre en énergie des rayonnements γ conditionnés (β - γ) mettant en évidence certaines raies attribuées à la décroissance β de ^{62}Ga . Ce spectre est construit à partir de la statistique totale récoltée au cours de la série *Trap* uniquement. Les énergies γ sont sommées en mode add-back. Deux raies γ d'énergies égales à 954 et 1388 keV sont clairement identifiables. Par ailleurs, un excès d'événements dans la région 820–880 keV peut être interprété comme la preuve de l'existence du pic γ attendu au voisinage de l'énergie 851 keV. En revanche, aucune des autres transitions recherchées à 1420, 1850, 2228 et 3159 keV n'est observée avec ce spectre.

Ainsi, on constate que la raie γ à 851 keV , attribuée pour l'instant provisoirement à ^{62}Ga , se trouvant au voisinage du pic à l'énergie 875 keV caractéristique de l'émission γ consécutive à la désintégration de ^{62}Cu est complètement noyée dans le fond γ . Une situation similaire se présente avec le pic γ à 1388 keV qui se distingue à peine d'un pic contaminant à 1395.4 keV assigné à la décroissance de l'impureté ^{63}Ga . Par ailleurs, la structure de ce spectre de coïncidences β - γ dans les régions où les transitions à 1852 et 3159 keV sont attendues ne s'accorde aucunement avec la présence des pics γ décrivant ces raies.

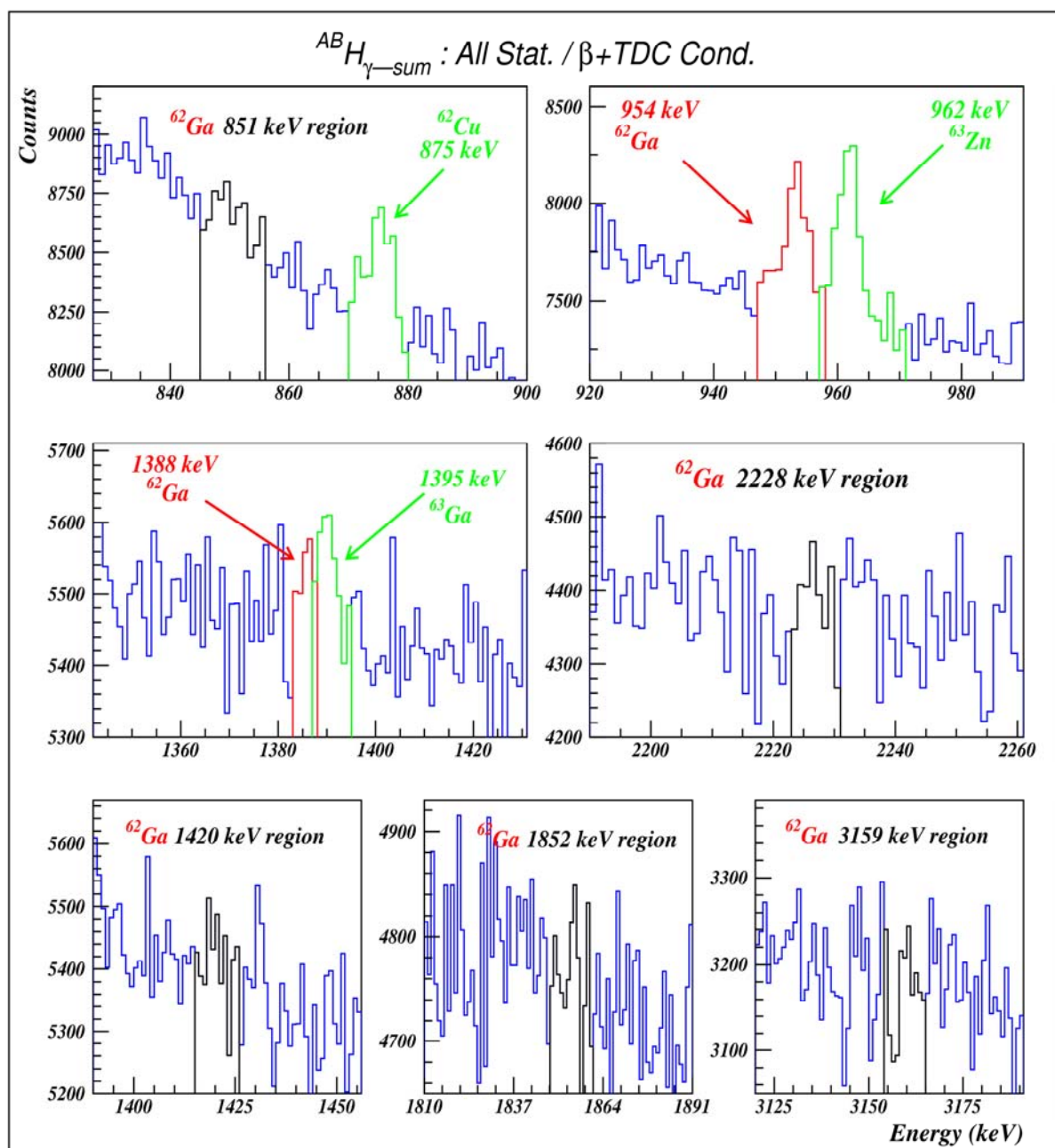


Fig. 2.30 : Spectre en énergie des événements γ consécutifs à la décroissance de ^{62}Ga , en coïncidence avec un signal β . Ce spectre est obtenu par sommation add-back des énergies γ des différents segments Ge et pour la statistique totale récoltée au cours de l'expérience. Seule la raie γ à 954 keV attribuée à la désintégration β de ^{62}Ga est clairement observée. Les autres pics γ qui apparaissent ici sont issus pour la plupart de la décroissance des contaminants transmis par le séparateur de masse.

En effet, aucun excès d'événement n'est constaté au dessus du fond constant même si ce spectre représente la statistique totale enregistrée lors de notre expérience. La mise en évidence de ces transitions γ , comme c'est le cas pour tous les événements rares, requiert de trouver un compromis entre statistique et propriété des spectres.

Concernant les spectres des événements corrélés (β - γ) établis en sommant *directement* les spectres en énergie γ des 10 segments Ge $H_{\gamma\text{-sum}}$, ils font apparaître les mêmes pics γ d'intérêt identifiés dans les spectres *add-back* ${}^{AB}H_{\gamma\text{-sum}}$. En revanche, les photopics γ détectés sont caractérisés par des rapports pic/total moins bons. En conclusion, l'observation d'éventuelles autres raies γ (à 1852, 3159 keV...) consécutives à la désintégration du noyau étudié et qui échappent pour le moment à l'observation du fait de la faible statistique, de la contamination des spectres de coïncidences β - γ et probablement de leurs très faibles intensités impose le recours à un critère de rejection plus fort : les coïncidences β - γ - γ .

2.6.2 Spectres de coïncidences β - γ - γ

Pour assigner les transitions γ préalablement identifiées dans les spectres ${}^{AB}H_{\gamma\text{-sum}}$ et $H_{\gamma\text{-sum}}$ conditionnés (β - γ) de façon certaine au schéma de niveaux dans le ${}^{62}\text{Zn}$, on impose à celles-ci de coïncider avec la raie γ à l'énergie 954 keV. Cela revient à constituer le spectre en énergie des événements γ enregistrés par les différents secteurs Ge, à condition que l'un d'eux ait détecté un rayonnement γ dont l'énergie arrive dans l'intervalle (954 \pm 5) keV. La valeur ± 5 keV correspond à la largeur de la coupure en énergie réalisée pour la transition γ à 954 keV.

La figure 2.31 montre une partie du spectre en énergie, établi en mode *add-back*, des événements γ corrélés avec la transition à 954 keV. Ce spectre révèle, malgré la très faible statistique, le pic γ à l'énergie 1388 keV déjà visible dans le spectre somme en énergie conditionné (β - γ) de la figure 2.29. Cette observation confirme le peuplement du premier état excité 0^+ dans le ${}^{62}\text{Zn}$. L'énergie mesurée pour la raie qui désexcite cet état permet de le localiser à 2342 keV. Le même spectre de corrélations β - γ_{954} - γ met également en évidence la raie γ recherchée au voisinage de l'énergie 2228 keV. Celle-ci résulterait très probablement de la désexcitation de l'un des états 1^+ dans le ${}^{62}\text{Zn}$, le premier état étant le plus favorisé énergétiquement. La détection de cette raie (à 2227 keV) en coïncidence avec la transition γ à l'énergie 954 keV permet de conclure que la première contribue également à alimenter le premier niveau excité 2^+ . Cela suggère de situer le niveau excité (1^+) émetteur en question à l'énergie 3181 keV. L'exploration des autres régions dans le spectre de la figure 2.31, afin de vérifier l'existence des autres transitions reportées par G. Savard et al. [Sav03] et que l'auteur présume consécutives à la décroissance de ${}^{62}\text{Ga}$, ne conduit à aucune identification concrète (sous forme d'excès d'événements ou pics γ) pouvant signifier la présence des pics γ recherchés et décrivant ces raies.

Comme déjà annoncé dans le paragraphe 2.1, le niveau $2^+_{(1)}$ dans le ${}^{62}\text{Zn}$ semble agir comme un état collecteur des intensités de certaines transitions γ , notamment celles à 1388 et 2227 keV. Il s'ensuit que le spectre de coïncidences γ_{954} - γ conduit uniquement à l'identification des transitions qui sont à l'origine de l'alimentation de cet état 2^+ , situé à une énergie d'excitation de 954 keV. En d'autres mots, les raies γ émises suite au dépeuplement de certains niveaux et ne transitant pas par l'état 2^+ en question ne peuvent être observées dans le spectre des événements γ conditionnés par la transition à 954 keV.

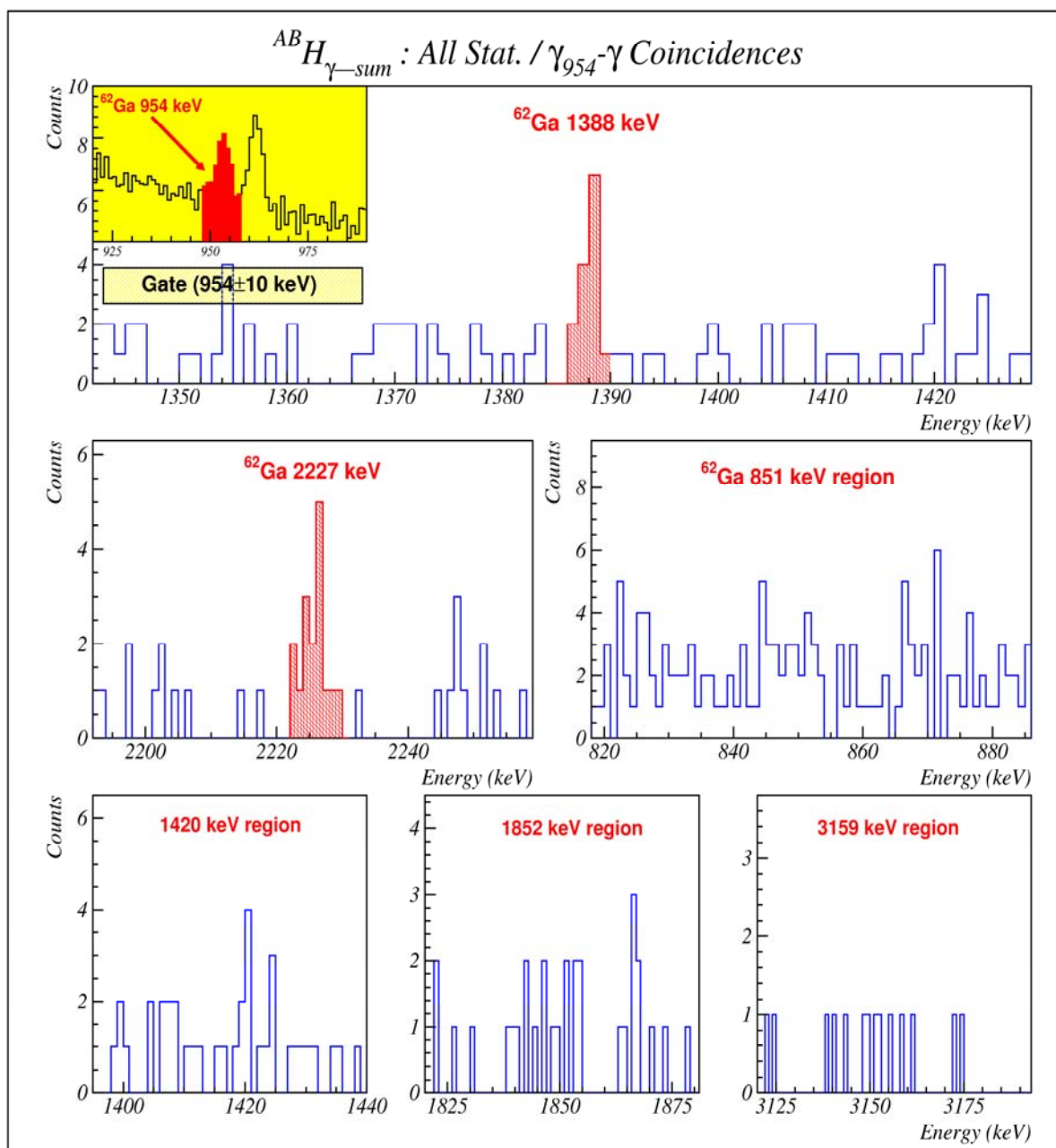


Fig. 2.31 : Raies γ en coïncidence avec la transition à l'énergie 954 keV. Ce spectre est conditionné par la coupure en énergie (954 ± 5 keV). Cette coupure est réalisée dans le spectre de coïncidences $\beta\text{-}\gamma$ pour la statistique totale en mode add-back que présente la figure en insert. Les deux pics γ attendus à 1388 et 2227 keV sont mis clairement en évidence ; ils sont indiqués par les surfaces hachurées. En revanche, aucun indice pouvant signifier l'existence des autres raies γ recherchées (à 851, 1420, 1852 et 3159 keV) n'est observé dans les régions énergétiques concernées.

Ces considérations permettent de justifier en partie la non-identification de la raie γ à 3159 keV dans le spectre de corrélations $\gamma_{954}\text{-}\gamma$ de la figure 2.31. Ils permettent par ailleurs de conclure que si cette transition a bien lieu, elle serait alors émise en parallèle avec celle à 954 keV. La non-observation de la transition énergétique à 3161 keV dans le spectre conditionné $\gamma_{954}\text{-}\gamma$ répond aux prescriptions de la référence [Sav03] qui attribue celle-ci à la désexcitation, directement vers l'état fondamental dans le ^{62}Zn , d'un niveau excité 1^+ . Ensuite, la faible

statistique récoltée ($\approx 7 \times 10^7$ décroissances β attribuées à ^{62}Ga) lors de notre expérience ne s'avère malheureusement pas assez suffisante pour nous permettre d'observer les raies γ de très faibles intensités (de l'ordre de $\ll 0.1\%$) surtout lorsque celles-ci sont très énergétiques.

En effet, mis à part le fait que l'efficacité de détection photopic décroît à haute énergie, ce qui représente déjà un facteur limitant, nous ne disposons d'aucun moyen pour vérifier la cohérence de l'étalonnage en énergie au-delà de 2615 keV . Comme traité dans la section (2.4.1), cette dernière raie constitue la limite énergétique à laquelle donnent accès les sources étalonnées utilisées. S'ajoute à cela l'absence totale de pics γ , dans la gamme en énergie qui s'étend de 3 à 4 MeV , à partir du fond γ et des impuretés produites et présentes dans le faisceau radioactif employé. Par conséquent, nous n'avons pas réussi à compléter, au delà de 2615 keV , ni la droite d'étalonnage des différents secteurs Ge ni d'ailleurs la courbe d'efficacité. Par ailleurs, le gain appliqué aux signaux γ permet de coder ces événements uniquement si leur énergie arrive dans la gamme s'étalant de 0 à 4 MeV (à raison de 1 keV/canal dans les spectres ADC à 4096 canaux). Les pics dits "de saturation des voies ADC", caractérisant généralement la fin des spectres, commencent à être visibles bien en dessous de l'énergie maximale.

Ces constatations reflètent la difficulté rencontrée lors de la recherche d'événements rares dans le cadre d'une statistique limitée conjuguée à des restrictions d'ordre technique. Ils peuvent à présent convaincre que la détection des transitions γ possédant une énergie supérieure à environ 3 MeV est fortement perturbée voire compromise dans notre cas. Il n'est alors pas surprenant de constater que des raies γ comme celle à 3159 keV peuvent échapper à l'observation.

La figure 2.32 montre le spectre en énergie des rayonnements γ sélectionnés suite à la coupure en énergie réalisée pour la raie γ à 954 keV . Ce spectre est généré en sommant *directement* les spectres en énergie des événements γ détectés par les 10 cristaux Ge. Le *binning* en énergie de l'histogramme associé est modifié, comparé aux spectres présentés précédemment, à 2 keV/canal . Ce spectre confirme l'attribution des pics à 1388 et 2227 keV à la décroissance β de ^{62}Ga . On constate toutefois que le rapport pic/total est nettement meilleur en mode *add-back*.

En revanche, ce qui est intéressant à noter sur ce spectre est la structure d'événements dans la région $[1820-1880] \text{ keV}$. Celle-ci suggère fortement, ou révèle même, la présence du pic γ attendu à l'énergie 1852 keV . Étonnamment, en examinant le spectre des mêmes corrélations $\gamma_{954-\gamma}$ établi en mode *add-back* et représenté sur la figure 2.31, on s'aperçoit de l'absence totale d'indices pouvant signifier l'existence du pic γ en question. Cette situation est du moins paradoxale car avec le mode *add-back*, la sommation d'énergies γ sur plusieurs détecteurs, acquiert une meilleure qualité spectrale. Pour s'en convaincre, il suffit de comparer les spectres montrés par les figures 2.31 et 2.32. Néanmoins, aucune évidence des raies γ mesurées, par la source [Sav03], à 1420 et 1852 keV ni d'ailleurs de celle ayant lieu à plus basse énergie, en l'occurrence à 851 keV , n'est apportée par le spectre *add-back* de la figure 2.32. Certes, ces transitions ont été observées mais sans faire pour autant l'objet d'une publication. Cela suggère donc une certaine prudence quant à leur attribution définitive au schéma de niveaux dans le ^{62}Zn .

En ce qui concerne la raie à 851 keV , préalablement repérée dans le spectre des corrélations $\beta-\gamma$ de la figure 2.29, construit à partir des données de la série *Trap*, la même hypothèse de la

forte contamination due aux impuretés pourrait continuer à expliquer la non-observation de cette raie lorsqu'on considère la statistique totale. La raison est que les spectres des événements γ coïncidant avec la transition à 954 keV , présentés sur les figures 2.31 et 2.32, sont constitués à partir de la statistique totale. Le même spectre de coïncidences γ_{954} - γ , établi pour la série *Trap* seule, comporte une très faible statistique ne permettant pas d'affirmer l'existence de cette raie.

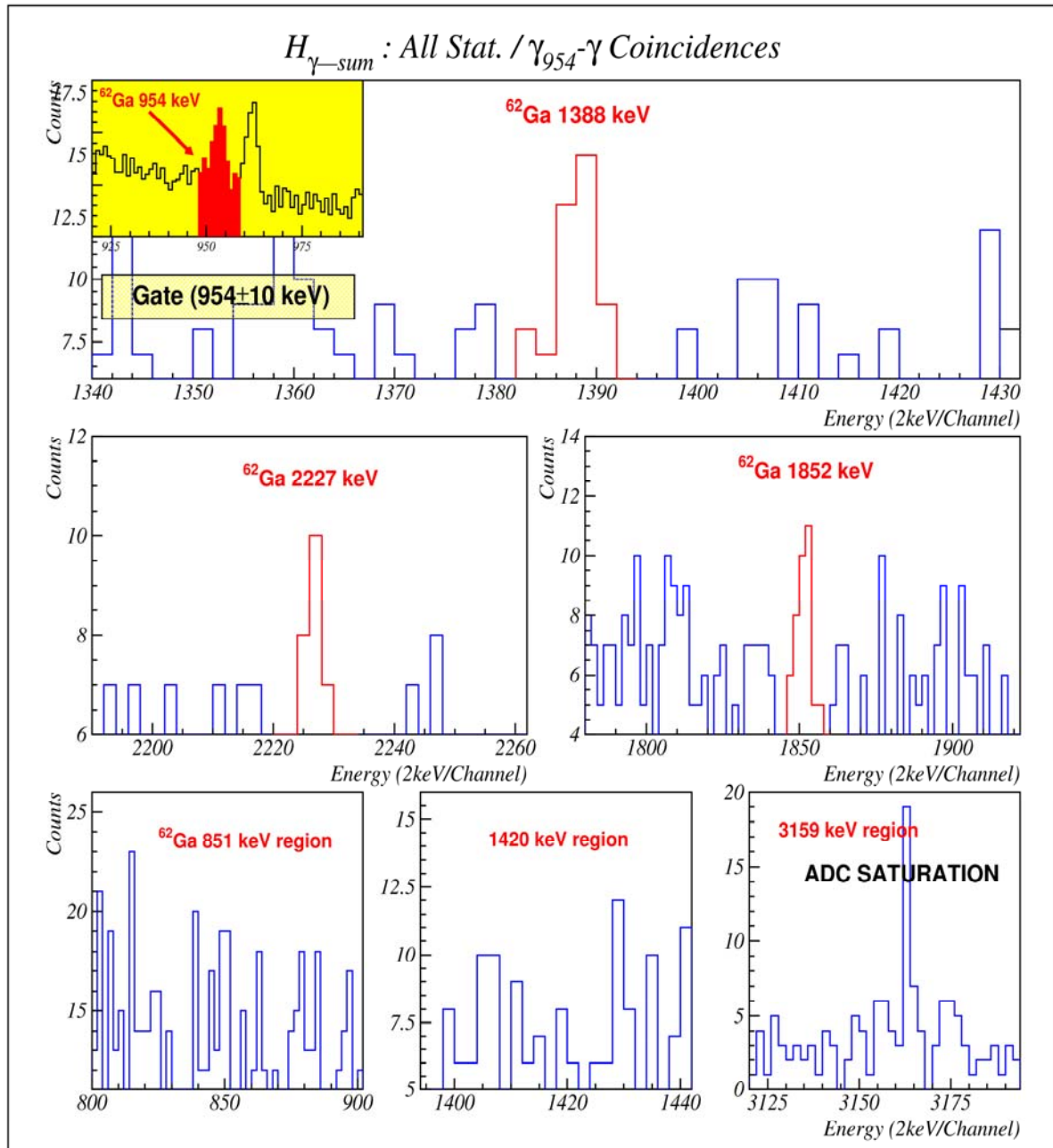


Fig. 2.32 : Rayonnement γ en coïncidence avec la raie γ à 954 keV . La description de ce spectre est similaire à celle proposée pour la figure 2.31, à l'exception du binning en énergie qui vaut 2 keV/canal ici. Par ailleurs, les spectres des segments Ge sont sommés en mode direct. Ce spectre de corrélations γ_{954} - γ fait apparaître les deux pics γ à 1388 et 2227 keV , préalablement identifiés. Ces pics sont en revanche moins bien discriminés du fond en comparaison avec le spectre établi mode add-back (cf. figure 2.31). Le spectre présenté met surtout en évidence la raie γ à l'énergie 1852 keV que la référence [Sav03] attribue à la décroissance β de ^{62}Ga .

Pour résoudre ce conflit et afin d'élucider de manière certaine au moins les raies γ à 851 et 1852 keV, on adopte un autre moyen d'analyse qui consiste à faire le chemin inverse entrepris avec la transition à 954 keV. Cela revient à faire d'abord l'hypothèse de l'existence des transitions γ concernées puis générer les spectres des événements γ arrivant en coïncidence avec les transitions en question. Cette approche est également possible pour la transition à 1420 keV à partir du moment où elle est supposée être corrélée avec la transition d'énergie 954 keV. La détection d'un signal aux alentours de l'énergie 954 keV, pour la coupure en énergie réalisée, permet de trancher en faveur de l'existence de la raie γ tributaire de cette énergie.

Les figures 2.33 et 2.34 montrent les spectres en énergie des événements γ obtenus ainsi. La coupure en énergie conditionnant ces événements, opérée dans le spectre des coïncidences β - γ , est d'une largeur de 20 keV et centrée sur les énergies des pics γ soit identifiés préalablement avec des conditions différentes (1388, 2227 keV) soit ceux recherchés (851, 1420, 1852 keV). En examinant les spectres de corrélations γ - γ_{954} établis par les deux modes d'analyse *add-back* (cf. figure 2.33) et *direct* (cf. figure 2.34), nous pouvons conclure les points suivants :

- La détection en coïncidence de la raie à 954 keV, lorsque le spectre des événements γ est conditionné par la coupure à 851 keV (cf. figure 2.33), corrobore l'observation préalablement faite de cette raie dans le spectre de coïncidences β - γ établi pour la série *Trap* (cf. figure 2.29). La corrélation constatée entre ces raies γ suggère à présent d'associer la raie à 851 keV, de façon certaine, au schéma de niveaux dans le ^{62}Zn .
- Les coupures en énergie effectuées sur les raies γ à 1388 et 2227 keV se sont soldées par la détection en coïncidence du pic γ à 954 keV comme l'illustrent les spectres correspondant sur la figure 2.33. Ce résultat rejoint les conclusions tirées ultérieurement par d'autres méthodes d'analyse concernant l'assignation évidente de ces transitions au schéma de décroissance β - γ du noyau ^{62}Ga étudié.
- Il ressort de l'absence d'un signal γ fortement prononcé ou discriminé du fond à l'énergie 954 keV, pour les coupures à 1852 et 1420 keV, que les transitions associées ne peuvent être attribuées *ad hoc* au schéma de niveaux dans le noyau fils β (^{62}Zn). Deux explications plausibles peuvent être invoquées quant à l'échec à identifier celles-ci : ou ces raies possèdent de très faibles intensités que la statistique limitée ne permet pas d'observer ou bien elles ne relèvent simplement pas du processus de désintégration étudié. Reste que la raie γ à 1852 keV apparaît clairement à l'aide des coïncidences γ_{954} - γ en mode *direct* (cf. figure 2.32), au même titre que les deux autres raies γ à 1388 et 2227 keV. Cependant, le conditionnement du spectre β - γ du mode *direct* par ces deux dernières ne permet pas de constater, avec certitude, la corrélation entre celles-ci et la raie γ à 954 keV (cf. figure 2.34). Par déduction, cela peut aussi bien concerner la transition à 1852 keV. Il s'en suit que le faible rapport pic/total caractéristique de la sommation *direct* des spectres en énergies γ peut justifier la non-présence du signal attendu à 954 keV dans la coïncidence γ_{1852} - γ . On retiendra, en conséquence, la première hypothèse de la très faible intensité pour la transition γ à 1852 keV. En revanche, du fait que la raie γ à 1420 keV n'apparaisse ni directement, ni en coïncidence avec aucune autre raie, on privilégie la deuxième explication et on présume donc qu'elle n'est pas consécutive à l'émission β dans la décroissance de ^{62}Ga .

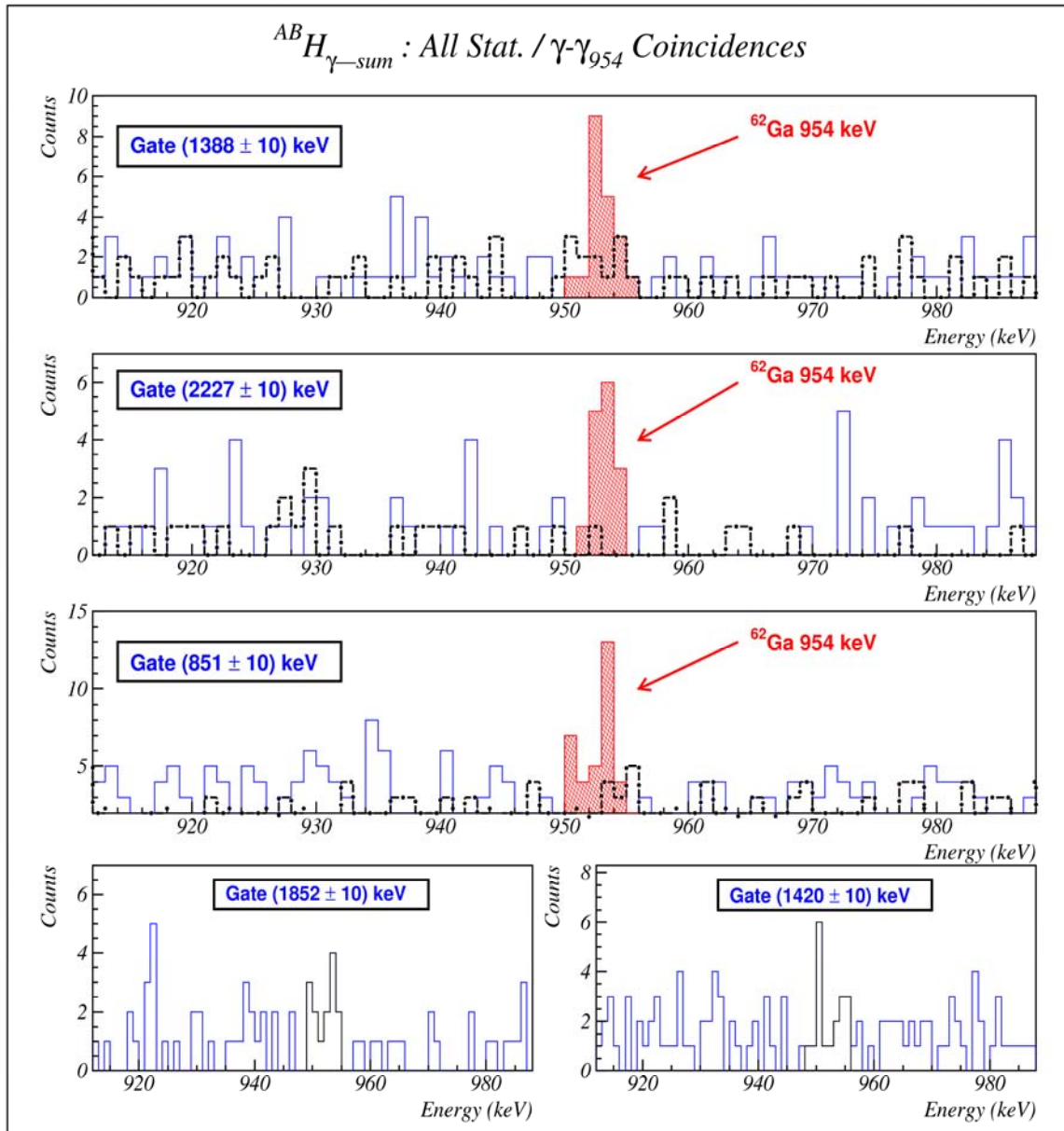


Fig. 2.33 : Spectres en énergie du rayonnement γ issu de la décroissance β de ^{62}Ga , obtenu en coïncidence avec les raies γ à 1388, 2227, 851, 1852 et 1420 keV. La largeur des coupures en énergie réalisées dans le spectre conditionné β - γ (statistique totale + mode add-back) pour établir ces spectres est de ± 10 keV. Pour chacune des coupures à 1388, 2227 et 851 keV, un signal à l'énergie 954 keV est détecté en coïncidence. Les traits pointillés (en noir) montrent des spectres semblables obtenus cette fois-ci en éloignant les coupures précédentes de 30 keV à droite des centres des photopics γ d'intérêt et pour lesquels un signal à 954 keV est observé en coïncidence. Cette procédure permet d'assigner de façon définitive les raies γ à 851, 1388 et 2227 keV au schéma des niveaux excités peuplés dans le ^{62}Zn .

Nous avons approfondi l'étude des spectres de rayonnements γ en modifiant la largeur des coupures en énergie utilisées pour construire les spectres de coïncidences γ - γ . Ces modifications n'ont eu aucune incidence significative sur l'allure des spectres d'événements corrélés ici présentés. Nous avons également examiné l'effet que peut avoir l'étalonnage en énergie des différents secteurs Ge sur la structure des événements dans les domaines

énergétiques où certaines raies γ n'ont pu être observées. L'exclusion de certaines calibrations ou la prise en compte d'une calibration unique pour étalonner les cristaux Ge au cours d'une série de mesure donnée, n'ont pas apportés d'améliorations appréciables.

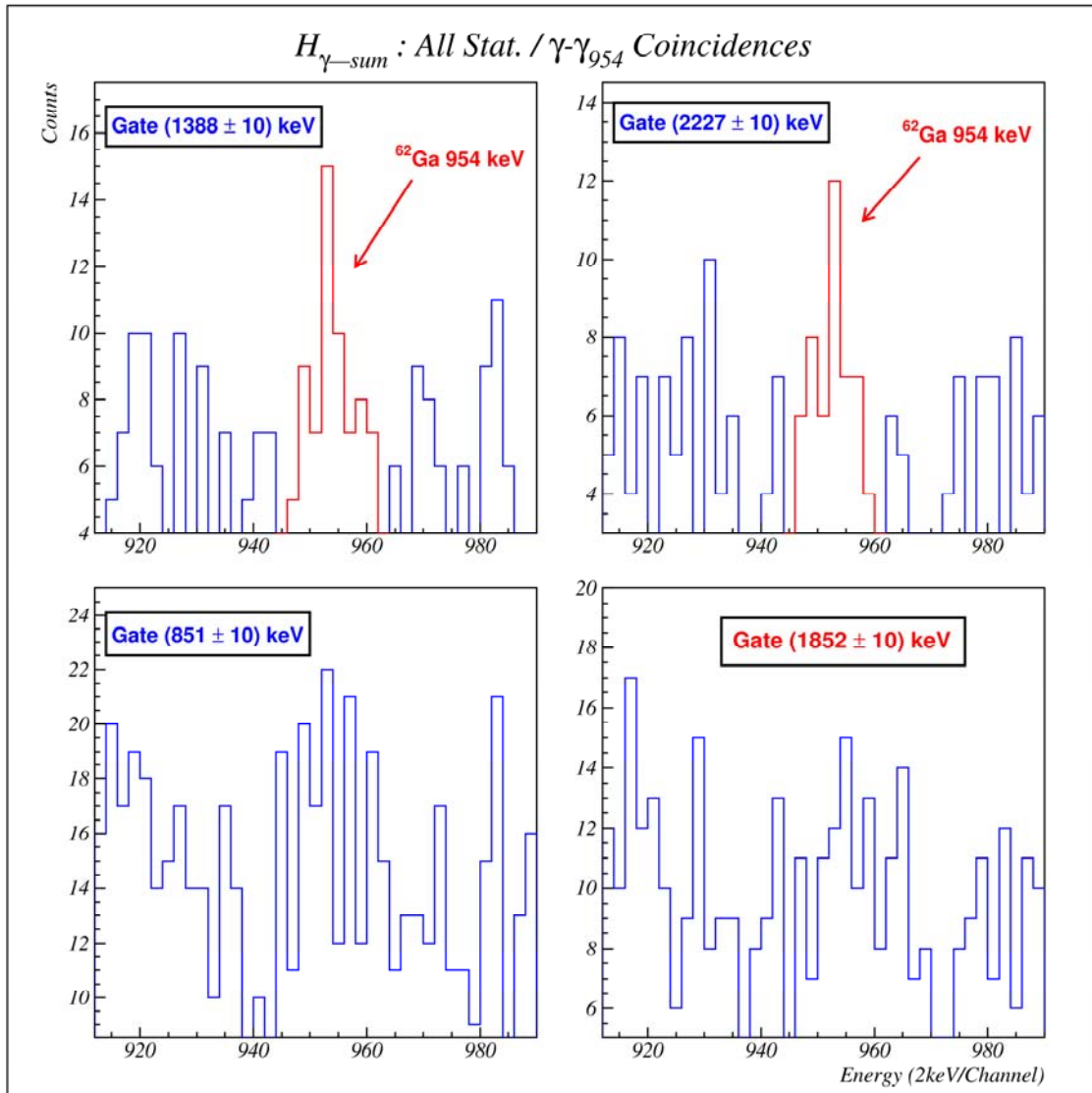


Fig. 2.34 : Rayonnements γ détectés en coïncidence avec les raies aux énergies 1388, 2227, 851 et 1852 keV. Les spectres présentés sont construits en imposant des coupures en énergie dans le spectre conditionné β - γ , établi à partir de la statistique totale et en mode direct. Le binning en énergie est de 2 keV/canal. Seules les coïncidences $\gamma_{1388}-\gamma$ et $\gamma_{2227}-\gamma$ conduisent à l'observation du signal γ attendu au voisinage de l'énergie 954 keV.

Vers la fin de notre travail, sont apparus les résultats obtenus lors d'une étude [Hyl06] menée sur la désintégration d'intérêt, dont le détail sera abordé dans le paragraphe 2.7. Ces travaux confirment l'existence de la transition γ à 1852 keV. En revanche, cette même expérience ne fait état d'aucunes des raies γ à l'énergie 1420 et 3159 keV, suggérées appartenir à la décroissance β de ^{62}Ga selon la référence [Sav03]. Avec l'apparition de ces nouvelles données relatives à l'émission γ consécutive à la décroissance de ^{62}Ga , nous avons poursuivi l'investigation du spectre de coïncidence β - γ à la recherche de certaines transitions qui y sont répertoriées sans toutefois observer celles-ci.

À partir de l'ensemble des discussions dont à fait l'objet ce paragraphe, on conclut que de l'alimentation du premier état excité 2^+ dans le ^{62}Zn sont responsables quatre transitions γ pour lesquelles nous avons mesuré les énergies : 851.5, 1388, 1851.5 et 2227 keV. Ces transitions confirment le peuplement de quatre états liés dans l'ascendant ^{62}Zn . Les caractéristiques en terme d'énergie d'excitation, spin et parité de ces états sont les suivantes : (1^+ , 3181 keV), ($2^+_{(3)}$, 2805 keV), ($0^+_{(1)}$, 2342 keV) et ($2^+_{(2)}$, 1805 keV). L'alimentation de ces niveaux signe désormais l'existence de branches β non-analogues, notamment de type Gamow-Teller ($0^+ \rightarrow 1^+$). Ainsi nous avons pu reconstruire le schéma des niveaux peuplés dans le ^{62}Zn par désintégration β^+ du précurseur ^{62}Ga . On présentera celui-ci plus tard dans ce manuscrit une fois que l'on traité la détermination des intensités absolues des raies γ observées. Pour accéder à ces intensités, il ne nous reste plus qu'à connaître le nombre de coups enregistrés pour les pics γ d'intérêt identifiés. Le prochain paragraphe décrit la méthode employée pour extraire cette information.

2.6.3 Aires des photopics γ

Un paramètre essentiel qui rentre dans la définition de l'intensité absolue d'une raie γ est le nombre de coups observé pour celle-ci. L'évaluation correcte de cette quantité s'avère même cruciale lorsqu'il s'agit d'établir, le plus précisément possible, les intensités absolues individuelles des raies γ concernées et donc indirectement le rapport d'embranchement voulu. Nous résumons dans ce qui suit les stratégies adoptées pour extraire le contenu en nombre de coups des pics γ associés aux transitions étudiées.

Comme mentionné précédemment (cf. paragraphe 2.4.2), l'ajustement d'un pic γ est opéré à l'aide d'une distribution gaussienne dont l'écart type (σ) est contraint à prendre sa valeur attendue. Cette dernière est déduite à l'aide de la paramétrisation proposée dans la relation 2.19, établie en étudiant les pics de plus fortes intensités. Cette mesure est justifiée par le fait que les raies γ identifiées dans les spectres de coïncidences β - γ et β - γ - γ sont d'une part caractérisées par de faibles taux de comptage, et d'autre part par la présence en leur voisinage immédiat de pics contaminants. Il devient alors difficile d'estimer précisément le nombre réel de coups contenus dans le pic d'intérêt. La distribution gaussienne à paramètre σ fixé est également superposée à un fond linéaire modélisant le fond γ .

L'ajustement ainsi effectué permet d'accéder à l'aire photopic S ou le nombre de coups enregistrés. Il fournit entre autre une valeur à l'énergie de la transition γ considérée, donnée par le centre de la distribution. L'erreur associée à l'aire déduite par un ajustement dont le paramètre σ est contraint à prendre une valeur σ_0 est dite "centrale". Cette erreur est notée ΔS_0 . On remarquera que celle-ci n'inclue pas l'erreur $\Delta\sigma_0$ sur la valeur de la largeur à mi-hauteur σ_0 . Dans la mesure où l'on veut évaluer correctement l'incertitude ΔS sur S , la prise en compte de l'erreur sur σ_0 devient nécessaire. Sachant que lors d'un ajustement à plusieurs paramètres, il n'est pas possible d'imposer l'erreur sur l'un d'eux si celui-ci est fixé, la démarche suivante permet d'estimer ΔS . On refait l'ajustement en fixant le paramètre σ de la gaussienne alternativement aux valeurs $(\sigma_0 + \Delta\sigma_0)$ et $(\sigma_0 - \Delta\sigma_0)$. Les aires ainsi obtenues sont notées dans l'ordre : S^+ et S^- . L'imprécision sur l'aire S peut alors s'obtenir à l'aide de la formule suivante :

$$\Delta S = \sqrt{(\Delta S_0)^2 + \frac{(S^+ - S)^2 + (S - S^-)^2}{2}} \quad (2.43)$$

où le second terme rend compte indirectement de l'incertitude sur la valeur σ_0 . La figure 2.35 ci-dessous illustre la procédure décrite ici.

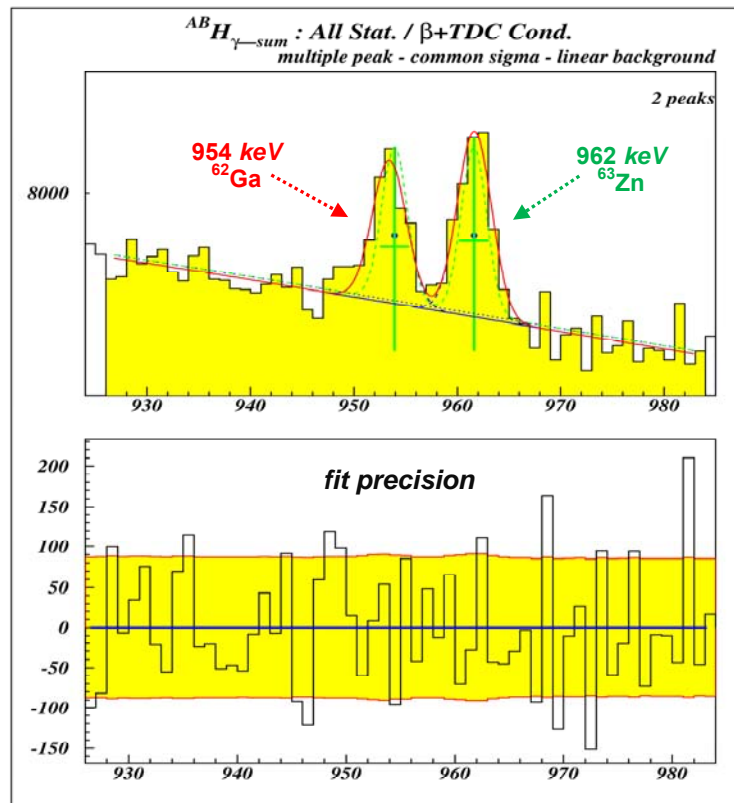


Fig. 2.35 : Ajustement du pic γ à l'énergie 954 keV. Ce pic est assigné à la décroissance β de ^{62}Ga et est identifié dans le spectre de coïncidences β - γ de la figure 2.30. L'ajustement opéré se fait à l'aide d'une distribution gaussienne reposant sur un fond linéaire où le paramètre σ est contraint à prendre sa valeur attendue (2 keV). Le pic contaminant à 962 keV présent dans le voisinage immédiat de la raie γ d'intérêt peut être ajusté en même temps que celle-ci et avec le même écart type. Le spectre de bas représente la différence entre l'ajustement opéré et la courbe expérimentale.

On cherche à déterminer l'aire du photopic γ à l'énergie 954 keV dans le spectre en énergie γ de toute la statistique récoltée durant l'expérience. Le contenu de ce pic γ est ajusté à l'aide d'une distribution gaussienne dont la largeur à mi-hauteur σ est fixée à sa valeur prédite pour la série *All* et pour le spectre $^{AB}H_{\gamma\text{-sum}}$. Les traitements suivants ont également servi à évaluer les surfaces des raies γ étudiées :

- pour les raies γ de très faibles intensités, à l'instar de la transition γ à 1852 keV, la statistique récoltée est très limitée. Il est alors extrêmement difficile d'extraire l'information aire du pic d'absorption totale associé. En effet, il arrive que l'ajustement des pics concernés ne converge pas et que les valeurs des paramètres soient erronées. Cette difficulté est surmontée en imposant que le centre de la distribution gaussienne soit compatible avec la valeur de l'énergie attendue. Cela revient à fixer l'énergie de la raie en question soit à sa valeur prédite ou encore à celle donnée au cours de l'ajustement.
- il arrive parfois que la modélisation linéaire du fond γ constant soit remplacée par une exponentielle.

2.7 Rapports d'embranchement

L'extraction du rapport d'embranchement associé à la transition super-permise ($0^+ \rightarrow 0^+$), dominant la décroissance β^+ de ^{62}Ga , repose entièrement sur la connaissance des intensités absolues de toutes les raies γ émises suite à la désexcitation des niveaux peuplés dans le noyau fils ^{62}Zn . Les raies γ en question sont celles identifiées précédemment et attribuées à l'émission β de l'émetteur étudié.

Ce paragraphe traite d'abord de la détermination des intensités absolues associées à ces raies. Sachant que plusieurs mesures individuelles de l'intensité absolue d'une raie γ donnée sont disponibles, l'approche permettant de déduire la valeur moyenne de l'intensité que l'on se propose d'adopter est également détaillée. Ceci étant fait, nous procéderons à établir le rapport d'embranchement analogue recherché au travers de l'estimation de l'intensité des branches β non-observées dans la décroissance faible de ^{62}Ga . On décrira alors les deux procédures suivies lors de l'évaluation de cette intensité β manquante. Celle-ci servira au final à extraire directement le taux d'alimentation voulu. Toutefois, nous avons choisi de présenter nos résultats, à chaque étape, tout en les comparant à ceux connus de l'étude réalisée par B. Hyland *et al.* [Hyl06], suite à leur récente investigation de la décroissance β - γ : $^{62}\text{Ga} \rightarrow ^{62}\text{Zn}$.

2.7.1 Intensités I_γ

La détermination des intensités absolues des raies γ consécutives à l'émission β dans la décroissance de ^{62}Ga est exposée dans ce paragraphe. Ces raies ont été assignées au schéma de niveaux dans le noyau fils ^{62}Zn à l'aide des critères de coïncidences (β - γ et β - γ - γ). Le tableau 2.12 récapitule les intensités I_γ individuelles établies ainsi que l'énergie E_γ mesurée pour chaque transition γ étudiée. La procédure employée afin d'établir la valeur moyenne adoptée pour l'intensité absolue est décrite pour chaque raie γ considérées. Une comparaison en termes d'intensité relative est ensuite proposée. Cette approche permettra de conclure en l'existence de branches β qui échappent à l'observation.

2.7.1.1 Intensités absolues

Pour le processus radioactif étudié qui est l'émission γ consécutive à la décroissance β de ^{62}Ga , l'intensité absolue I_γ associée à une raie γ est donnée par :

$$I_\gamma = \frac{N_\gamma}{N_\beta} \quad (2.44)$$

où les termes N_β et N_γ désignent dans l'ordre le nombre de décroissances attribuées au noyau père au regard de l'émission β et le nombre d'événements de radioactivité β - γ rattaché à la désintégration du même noyau précurseur.

La détermination du nombre de noyaux ^{62}Ga ayant décru, pour chacun des modes de mesure adoptés : TRAP et IGISOL, a fait l'objet du paragraphe 2.5. La connaissance du nombre d'événements γ requiert l'analyse des spectres d'énergie délivrés par l'ensemble des détecteurs Ge utilisés, conjuguée à la capacité intrinsèque de ceux-ci à mesurer les transitions étudiées. En effet, le nombre réel d'événements observés pour chaque raie dépend de

l'efficacité de détection photopic à l'énergie de celle-ci. Cette dépendance n'est pas unique, les conditions particulières liées aux traitements des données, tel le conditionnement des spectres ou encore le mode d'analyse et d'autres considérations qu'on verra plus tard y interviennent. On ne retient pour l'instant que l'efficacité de détection photopic ε_γ , commune à tous les modes d'analyse, afin d'écrire l'expression qui relie le nombre d'événements γ ayant réellement été émis N_γ à ceux observés dans les spectres de décroissance β - γ :

$$N_\gamma = N_\gamma^{obs} / \varepsilon_\gamma \quad (2.45)$$

où le nombre d'événements observés N_γ^{obs} n'est rien d'autre que le nombre de coups enregistrés pour le pic décrivant la raie γ considérée. L'évaluation de cette dernière donnée a été traitée amplement dans le paragraphe 2.6.3 où la procédure appliquée afin d'extraire les aires photopics en question est expliquée. Nous avons omis dans l'écriture de la relation 2.45 le terme d'efficacité de déclenchement, à l'issue duquel les rayonnements γ détectés par l'ensemble des trois *Clovers* Ge sont mesurés. Comme mentionné précédemment (paragraphe 2.3.3), l'acquisition des données débute exclusivement par la détection d'un signal β . Il s'ensuit que l'efficacité de déclenchement pour les événements γ qui suivent l'émission β est alors proche de 100%.

Les spectres exploités pour déterminer les intensités des différentes transitions γ répertoriées sont ceux obtenus après sommation des spectres en énergie γ sur l'ensemble des détecteurs Ge, soit avec le mode *direct* ou encore l'*add-back*. Les raies γ d'intérêts sont observées une fois les événements détectés sont conditionnés par les coïncidences β - γ et β - γ_{954} - γ .

- **Spectres de corrélations β - γ** : les intensités absolues I_γ des raies γ détectées aux énergies (954, 851 et 1388 keV) et identifiées dans les spectres de coïncidences β - γ peuvent être obtenues à l'aide de la formule suivante :

$$I_\gamma(\gamma_i) = \frac{S(\gamma_i)}{\bar{\varepsilon}_{\gamma m}(E_{\gamma_i}) \cdot (1 - \varepsilon_\beta) \cdot N(^{62}\text{Ga})} \quad (2.46)$$

Cette expression est déduite en combinant les relations 2.44 et 2.45. Elle fait intervenir, en plus du nombre de coups détectés S (ou N_γ^{obs}) dans le pic rattaché à la transition γ_i en question, l'efficacité de détection photopic moyenne $\bar{\varepsilon}_{\gamma m}$ estimée à l'énergie de cette transition (E_{γ_i}) et établie par la procédure décrite dans le paragraphe 2.4.3. A cette valeur moyenne de l'efficacité γ est appliquée une correction, incarnée par le terme $(1 - \varepsilon_\beta)$, qui rend compte des pertes engendrées lorsque l'énergie d'un signal β est sommée fortuitement à celle d'un rayonnement γ interagissant dans le même détecteur. L'évaluation de la probabilité moyenne d'interaction d'une particule β (\bar{P}_β) avec le volume actif des cristaux individuels et des *Clovers* Ge a fait l'objet du paragraphe 2.4.4. Les intensités absolues sont finalement normalisées par le nombre de décroissances β attribuées à ^{62}Ga ($N(^{62}\text{Ga})$).

L'erreur relative sur la valeur calculée de l'intensité absolue I_γ est obtenue comme suit :

$$\frac{\Delta I_\gamma(\gamma_i)}{I_\gamma(\gamma_i)} = \sqrt{\left(\frac{\Delta S(\gamma_i)}{S(\gamma_i)}\right)^2 + \left(\frac{\Delta \bar{\varepsilon}_{\gamma m}(E_{\gamma_i})}{\bar{\varepsilon}_{\gamma m}(E_{\gamma_i})}\right)^2 + \left(\frac{\Delta \varepsilon_\beta}{(1 - \varepsilon_\beta)}\right)^2 + \left(\frac{\Delta N(^{62}\text{Ga})}{N(^{62}\text{Ga})}\right)^2} \quad (2.47)$$

Cette formulation suppose que les quantités rentrant dans la définition de I_γ sont indépendantes les unes des autres. La contribution principale à l'incertitude ΔI_γ provient du premier terme $\Delta S/S$ qui représente l'erreur relative sur la valeur de l'aire photopic associée à la transition γ_i . L'erreur ΔS n'est pas celle donnée directement par l'ajustement gaussien ΔS_0 , mais celle qui inclut (cf. relation 2.43) l'imprécision sur le paramètre σ (FWHM) étant donné que celui-ci a été fixé.

- **Spectres de corrélations β - γ - γ** : le spectre de coïncidences β - γ_{954} - γ met en évidence les transitions γ à 1388, 1852 et 2227 keV comme le montre les figures 2.32 et 2.33. Les intensités absolues caractérisant ces raies coïncidentes avec la transition à 954 keV sont estimées comme suit :

$$I_\gamma^g(\gamma_i) = \frac{S(\gamma_i)}{2/3 \cdot \bar{\varepsilon}_{\gamma_m}(E_{\gamma_i}) \cdot (1 - \varepsilon_\beta) \cdot N(\gamma_{954})} \cdot \overline{I_\gamma(\gamma_{954})} \quad (2.48)$$

Cette formule nécessite d'être expliquée d'avantage que la précédente. On note tout d'abord que la normalisation de l'intensité I_γ^g de la raie γ_i se fait ici par $N(\gamma_{954})$: le nombre d'événements détectés pour la transition γ à 954 keV. Comme c'est cette dernière qui sert à conditionner le spectre de décroissance β - γ via la coupure en énergie (954 ± 5 keV), il s'ensuit que le nombre de coups observés pour la raie γ_i coïncidente dépend inévitablement de celui préalablement disponible pour la raie γ_{954} . Cependant, la présence du terme $I_\gamma(\gamma_{954})$ ou l'intensité de la raie γ à 954 keV permet de réabsorber cette dépendance : il suffit de noter que le rapport $N(\gamma_{954})/I_\gamma(\gamma_{954})$ est équivalent au nombre de noyaux précurseurs ^{62}Ga ayant décréus. On retrouve ainsi une formulation semblable à celle décrite par la relation 2.46. On fera remarquer que l'intensité $I_\gamma(\gamma_{954})$ utilisée est la valeur moyenne adoptée pour la raie γ_{954} . Nous avons anticipé la détermination de cette moyenne ; elle sera abordée en détail dans le prochain paragraphe 2.7.1.2.

On remarque ensuite, qu'en plus des quantités intervenant dans la définition de l'intensité (cf. relation 2.46) d'une raie γ repérée dans un spectre conditionné β - γ apparait ici un terme supplémentaire. Il s'agit du facteur 2/3 dans le dénominateur de la deuxième partie de l'équation 2.48 et dont la présence mérite d'être justifiée. En effet, si le spectre est construit par sommation *add-back*, les détecteurs du rayonnement γ sont donc les 3 *Clovers* Ge. La construction du spectre conditionné par la raie γ à 954 keV se fait de la façon suivante : si l'énergie d'un rayonnement γ arrive dans la fenêtre (954 ± 5 keV), les énergies des événements γ détectés par les 2 autres *Clovers* sont alors enregistrées dans le même spectre. De ce fait, le nombre de *Clovers* Ge déployés pour la détection du rayonnement γ en coïncidence avec la transition γ_{954} se réduit à 2 par rapport à 3 *Clovers* disponibles initialement. C'est justement pour cette raison que l'on explicite que la surface S du photopic décrivant la raie γ_i coïncidente provient de 2 *Clovers* sur 3. Le raisonnement fait ici avec le mode *add-back* est valable pour le mode *direct*, à condition de remplacer les *Clovers* par les cristaux individuels et le facteur 2/3 par 9/10.

L'incertitude relative sur la valeur de l'intensité définie par l'équation 2.48 est donnée par la relation suivante :

$$\frac{\Delta I_{\gamma}^g(\gamma_i)}{I_{\gamma}^g(\gamma_i)} = \sqrt{\left(\frac{\Delta S(\gamma_i)}{S(\gamma_i)}\right)^2 + \left(\frac{\Delta N(\gamma_{954})}{N(\gamma_{954})}\right)^2 + \left(\frac{\Delta I_{\gamma}(\gamma_{954})}{I_{\gamma}(\gamma_{954})}\right)^2 + \left(\frac{\Delta \bar{\varepsilon}_{\gamma m}(E_{\gamma_i})}{\bar{\varepsilon}_{\gamma m}(E_{\gamma_i})}\right)^2 + \left(\frac{\Delta \varepsilon_{\beta}}{(1-\varepsilon_{\beta})}\right)^2} \quad (2.49)$$

La contribution principale à l'imprécision sur la valeur I_{γ}^g vient de l'erreur sur l'aire photopic de la raie γ_i . Cela peut s'expliquer par le très faible nombre de coups (≤ 20) enregistrés pour les raies coïncidentes en question. L'erreur ΔS n'étant rien d'autre que la racine quadratique de la statistique observée pour une raie donnée (pour une distribution gaussienne), il s'ensuit que lorsque S diminue $\Delta S/S$ augmente. Reste que la présence de l'intensité de la raie γ_{954} remet en question l'hypothèse d'indépendance de tous les termes rentrant dans la définition de I_{γ}^g étant donné que les quantités $(1-\varepsilon_{\beta})$ et $N(\gamma_{954})$ interviennent déjà dans $I_{\gamma}(\gamma_{954})$. On peut donc s'interroger sur la validité de l'utilisation de la propagation de l'erreur comme méthode pour évaluer l'incertitude ΔI_{γ}^g . Néanmoins, le fait que cette incertitude reste gouvernée par ΔS permet d'absorber les autres contributions de façon à favoriser l'indépendance de tous les termes.

Energie E_{γ} (keV)	Série	Intensité I_{γ} (%)			
		Spectres coïncidences β - γ		Spectres coïncidences β - γ_{954} - γ	
		Mode <i>direct</i>	Mode <i>add-back</i>	Mode <i>direct</i>	Mode <i>add-back</i>
954	<i>Trap</i>	0.084 (8)	0.078 (8)	X	
	<i>Central</i>	0.100 (13)	0.082 (13)		
	<i>All</i>	0.091 (7)	0.081 (7)		
851	<i>Trap</i>	0.021 (7)	0.026 (7)	—	—
	<i>Central</i>	—	—	—	—
	<i>All</i>	—	—	—	—
1388	<i>Trap</i>	0.031 (11)	0.029 (10)	—	—
	<i>Central</i>	0.039 (13)	0.045 (12)	—	—
	<i>All</i>	—	0.034 (8)	0.020(7)	0.016 (5)
1852	<i>All</i>	—	—	0.020(9)	—
2227	<i>Trap</i>	—	—	—	—
	<i>Central</i>	—	—	—	—
	<i>All</i>	—	—	0.021(11)	0.024 (7)

Tab. 2.12 : Energies et intensités absolues des raies γ identifiées lors de l'expérience JYFL05 et assignées à la décroissance β de ^{62}Ga . Ces intensités individuelles sont exprimées en % et sont déduites à partir des données enregistrées lors des séries de mesure *Trap*, *Central* et *All* ; la dernière désignant la statistique totale. Le mode de sommation des spectres en énergie ainsi que le type de conditionnement imposé aux événements sont également spécifiés.

2.7.1.2 Valeurs adoptées

L'ensemble des valeurs obtenues pour les intensités absolues des raies γ observées et assignées à la désexcitation d'états peuplés dans le ^{62}Zn , résumées dans le tableau 2.12, est reporté sur les figures 2.36, 2.37, 2.38 et 2.39 où elles sont comparées aux valeurs de la

référence [Hyl06]. Nous détaillons dans ce qui suit les stratégies adoptées pour extraire une valeur unique finale de l'intensité pour chaque transition considérée. Avant cela, une présentation succincte des résultats de la référence [Hyl06] mérite d'être faite ici.

L'étude réalisée à TRIUMF au Canada, dont les résultats ont été rendu publics vers Septembre 2006 [Hyl06], permet désormais de donner une image assez complète de la désintégration β - γ de ^{62}Ga grâce à l'importante statistique récoltée. En effet, l'utilisation d'une source laser pour l'ionisation sélective des isotopes d'intérêt a permis d'optimiser considérablement le rendement de production. Ce faisant, l'expérience a disposé d'un faisceau secondaire suffisamment intense (~ 2000 noyaux $^{62}\text{Ga}/s$) pour atteindre les objectifs fixés. Par ailleurs, l'émission γ a été mesurée à l'aide d'un spectromètre de 20 détecteurs HPGe entourés d'enceintes anti-Compton contribuant à la réduction du fond. Ainsi, avec près de 2×10^8 décroissances attribuées à l'activité ^{62}Ga , l'observation de 19 raies γ consécutives à la désintégration β de cet isotope a été rendue possible.

Sur l'ensemble des transitions identifiées, on trouve celles mises en évidence lors de notre étude. Soit celles d'énergies égales à 851, 1388 et 2227 keV. Les auteurs font également état de l'existence de 5 niveaux de parité et spin 1^+ situés entre 3181 et 5211 keV; chacun de ces états 1^+ contribue dans sa désexcitation à peupler directement l'état fondamental dans le ^{62}Zn . Ces travaux confirment par ailleurs, l'existence de la raie γ à 1852 keV que nous avons observés à l'aide de la coïncidence γ_{954} - γ . Si l'on croit la très faible intensité (de l'ordre de 0.0081%) attribuée à cette raie γ , elle peut bien expliquer sa non-identification directe sur le spectre conditionné β - γ . Le domaine énergétique où sont repérées les autres transitions γ répertoriées dans la même référence [Hyl06] se trouve bien au-delà de la gamme en énergie accessible lors de notre étude. Celles-ci étant situées entre 3 et 5 MeV, notre capacité à les identifier est compromise du fait des restrictions discutées dans le paragraphe 2.6.2.

Les intensités absolues mesurées pour les raies γ à 851, 1388, 1852 et 2227 keV dans le travail de B. Hyland *et al.* restent pour l'instant les seules données connues de la littérature. Elles sont reportées sur les mêmes figures où apparaissent nos valeurs afin d'être comparées. Nous procédons à présent à la déduction des valeurs moyennes des intensités individuelles caractérisant ces raies γ et que l'on se propose d'adopter. La détermination de ces valeurs finales est par ailleurs illustrée sur chacune des figures associées.

1. Intensité de la transition γ à 954 keV

Les valeurs obtenues pour l'intensité absolue de la raie γ à 954 keV sont reportées sur la figure 2.36. Rappelons que cette transition a lieu suite au dépeuplement vers l'état fondamental du premier état excité 2^+ dans le ^{62}Zn et qu'elle est par ailleurs aisément identifiable dans les spectres conditionnés (β - γ) établis pour les séries de données : *Trap*, *Central* et *all*. L'ensemble des valeurs de l'intensité I_γ déterminées pour cette raie sont consistantes les unes avec les autres comme l'illustre la figure 2.36. Même si les mesures obtenues avec le mode *add-back* s'avèrent légèrement inférieures à leurs contreparties du mode *direct*, elles restent cependant dans les barres d'erreurs (1σ). L'accord constaté entre ces valeurs individuelles suggère l'absence d'effets systématiques, comme le confirmera plus loin les résultats obtenus avec la raie γ à 1388 keV. En effet, des erreurs systématiques auraient pûes être induites avec les différentes méthodes utilisées pour extraire ces valeurs de l'intensité. Les données de notre expérience ont été enregistrées suivant deux cycles de

mesure (TRAP et IGISOL) indépendants. Les séries de *runs* réalisées avec ces cycles sont analysées avec deux modes différents (*add-back* et *direct*), lorsqu'il s'agit de déduire le signal en énergie γ total délivré par l'ensemble des détecteurs Ge employés.

On constate par ailleurs et de manière générale que les incertitudes sur ces intensités individuelles sont compatibles entre elles. Cette absence de fluctuation suggère l'indépendance de l'intensité absolue des caractéristiques liées au protocole expérimental. En conséquence, il paraît légitime que l'on considère que l'intensité absolue d'une raie γ_i est la moyenne pondérée par les incertitudes sur les n valeurs individuelles $I_\gamma(\gamma_i)$ disponibles :

$$\bar{I}_\gamma(\gamma_i) = \sum_{j=1}^n \frac{I_\gamma^j(\gamma_i)}{[\Delta I_\gamma^j(\gamma_i)]^2} \bigg/ \sum_{j=1}^n \frac{1}{[\Delta I_\gamma^j(\gamma_i)]^2} \quad (2.50)$$

l'indice muet j , qui sert à libeller ces intensités individuelles, peut correspondre à la série, au mode ou encore au type de conditionnement du spectre en énergie.

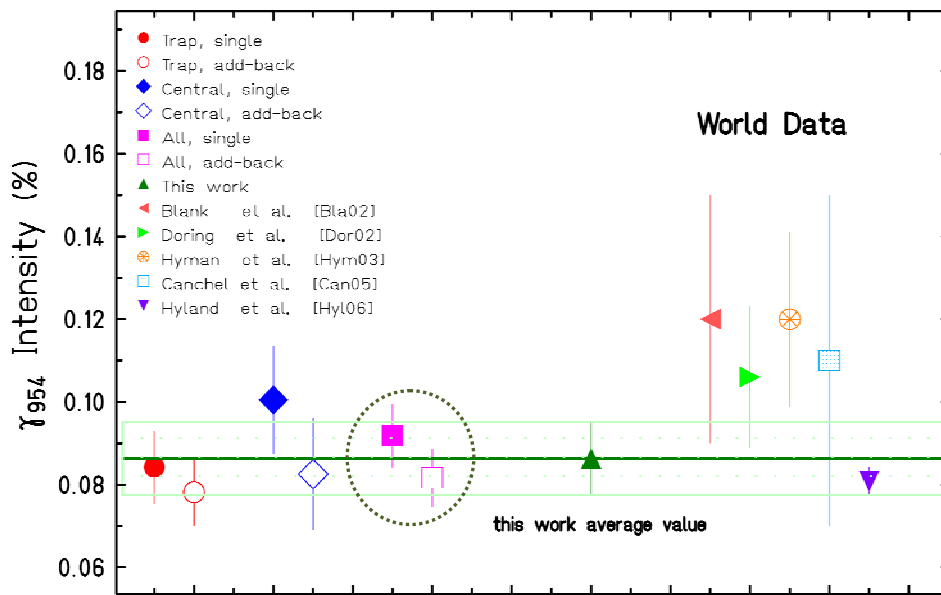


Fig. 2.36 : Intensité absolue de la raie γ à 954 keV assignée à la décroissance β de ^{62}Ga . Les différentes valeurs individuelles déterminées lors de cette expérience et représentées ici figurent dans le tableau 2.12. Elles découlent de l'analyse des spectres conditionnés (β - γ) obtenus avec les modes d'analyse *direct* et *add-back* et pour les données de chacune des séries *Trap*, *Central* et *All*. Le cercle inclut les valeurs utilisées pour extraire le résultat final adopté pour l'intensité $I_\gamma(\gamma_{954})$. L'erreur sur celle-ci est désignée par le rectangle horizontal dont le côté correspond à un écart type σ de part et d'autre de la valeur moyenne. À titre comparatif, sont également reportées sur cette figure les valeurs connues de la littérature sur l'intensité $I_\gamma(\gamma_{954})$.

Nous avons toutefois choisi de retenir, lors de l'extraction de la valeur moyenne de l'intensité, uniquement les mesures individuelles établies avec la série *All*. Ce choix est motivé par le fait que ces valeurs sont les plus précises statistiquement et trouve sa justification dans les raisons de compatibilité et absence de fluctuations importantes évoquées

plus haut. Nous avons cependant constaté un écart entre deux groupes de valeurs de l'intensité absolue déterminée pour la raie γ à l'énergie 1388 keV , comme on le verra par la suite. Cela a nécessité de réfléchir à la façon d'évaluer l'incertitude sur la valeur moyenne autrement que par la pondération des erreurs individuelles. En effet, cette méthode est valable sous réserve que les erreurs soient compatibles entre elles et indépendantes du point de vue statistique. Par ailleurs, la pondération des erreurs ne permet pas de rendre compte de l'écart observé. Pour ces raisons et afin d'adopter une démarche commune pour toutes les transitions γ d'intérêt, l'imprécision sur l'intensité absolue adoptée pour une raie γ donnée est estimée à l'aide de la formule suivante :

$$\Delta \bar{I}_\gamma(\gamma_i) = \sqrt{\left[\frac{\bar{I}_\gamma}{n} \cdot \sum_{j=1}^n \left(\frac{\Delta I_\gamma^j}{I_\gamma^j} \right) \right]^2 + \frac{1}{n} \cdot \left[\sum_{j=1}^n (\bar{I}_\gamma - I_\gamma^j)^2 \right]} \quad (2.51)$$

où le premier terme tient compte de l'incertitude sur les valeurs individuelles et le second de l'écart systématique à la valeur moyenne.

L'intensité absolue déterminée pour la raie γ à 954 keV en procédant ainsi vaut $0.086(9)\%$. Elle est représentée sur la figure 2.36 où elle est comparée aux autres valeurs connues de la littérature. On s'aperçoit que le résultat établi lors de notre expérience est davantage en accord avec la plus récente et la plus précise des mesures, donnée par la référence [Hyl06]. En effet, nos valeurs respectives semblent bien inférieures à celles établies lors des travaux précédents [Bla02, Dör02, Hym03, Can05]. La différence constatée peut s'expliquer par les importantes incertitudes pesant sur les valeurs en question et qui sont probablement d'origine statistique. En revanche, à l'exception notable de l'intensité mesurée par B. Hyman *et al.* [Hym03], notre résultat reste en accord (à 1σ près) avec l'ensemble des valeurs connues de la littérature.

La nouvelle valeur moyenne de l'intensité absolue de la raie γ_{954} est désormais gouvernée par notre valeur ainsi que celle mesurée par B. Hyland *et al.* [Hyl06] ; celles-ci auraient pour effet de la baisser de $0.112(11)\%$ à $0.083(4)\%$.

2. Intensité de la transition γ à 1388 keV

La transition γ d'énergie 1388 keV accompagne le dépeuplement du premier état excité 0^+ dans le ^{62}Zn et sert à alimenter l'état excité 2^+ situé à 954 keV . L'ensemble des valeurs déterminées pour l'intensité absolue de cette transition est représenté sur la figure 2.37. La raie γ à 1388 keV est observée dans le spectre de corrélations β - γ construit à partir des données enregistrées pour les séries *Trap* et *Central*. La présence d'un photopic contaminant à 1395 keV au voisinage immédiat de cette raie a rendu difficile son identification dans le spectre établi pour la série *Central* et par conséquent pour la série *All*. Le recours à la coïncidence β - γ_{954} - γ a permis de s'affranchir complètement des contributions indésirables au spectre en énergie et d'assigner clairement cette transition à la décroissance β de ^{62}Ga .

En comparant les valeurs individuelles de l'intensité $I_\gamma(\gamma_{1388})$, on s'aperçoit que celles-ci semblent plus ou moins en accord les unes avec les autres, d'une série à une autre ou encore pour les deux modes de sommation employés. En revanche, cette compatibilité tient à condition que ces valeurs restent établies avec le même type de condition imposé au spectre en énergie où la raie γ_{1388} est repérée. En effet, dès lors qu'on inclut comme critère de

comparaison la coïncidence, les mesures de l'intensité obtenues à partir des spectres conditionnés $\beta\text{-}\gamma$ et $\beta\text{-}\gamma_{954}\text{-}\gamma$ se scindent immédiatement en deux groupes. On remarque, par ailleurs, que l'écart entre les deux groupes formés par ces valeurs est le plus significatif pour les séries *Central* et *All*.

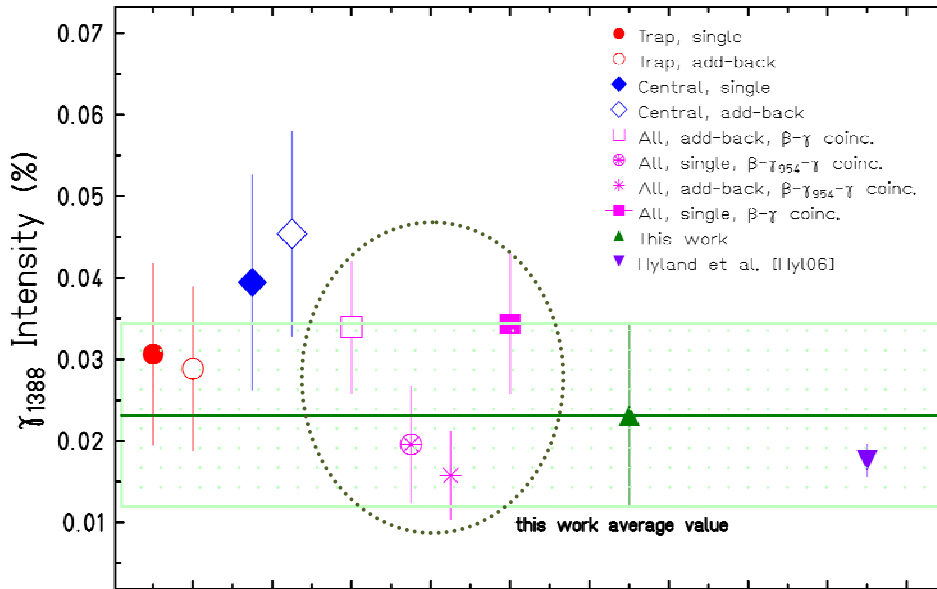


Fig. 2.37 : Intensité absolue de la transition γ d'énergie 1388 keV issue de la décroissance β de ^{62}Ga . Les valeurs individuelles utilisées pour extraire l'intensité moyenne adoptée sont encadrées. Celles-ci sont établies en analysant les spectres de coïncidences $\beta\text{-}\gamma$ et $\beta\text{-}\gamma\text{-}\gamma$ pour la statistique totale (série *All*). L'incertitude sur l'intensité $I_{\gamma}(\gamma_{1388})$ finale est indiquée par le rectangle horizontal. Sur la même figure est également présentée l'intensité proposée par la référence [Hyl06] qui constitue l'unique donnée répertoriée dans la littérature.

Pour expliquer cette différence, plusieurs hypothèses peuvent être évoquées. La première qui vient à l'esprit est celle de la sous-estimation de l'aire des pics γ à l'énergie 1388 keV, repérés dans les spectres de corrélations $\gamma_{954}\text{-}\gamma$. Ce défaut peut être justifié par le fait que l'ajustement gaussien ne soit pas de très bonne qualité pour les pics γ de faible statistique. Notons que les valeurs de l'intensité $I_{\gamma}(\gamma_{1388})$ établies à partir du spectre en énergie des événements arrivant en coïncidence avec la raie γ à 954 keV sont inférieures aux valeurs de l'autre groupe. Dans ce même contexte, un autre argument peut être avancé afin d'expliquer le déficit observé pour certaines valeurs de l'intensité $I_{\gamma}(\gamma_{1388})$. Il s'agit du non-alignement (en énergie) des différents secteurs Ge, du fait de l'anomalie discutée dans le paragraphe 2.4.1.

La très faible intensité présumée pour la raie γ en question fait que la qualité de l'étalonnage en énergie est un facteur déterminant. Celui-ci seul peut garantir que les événements détectés par plusieurs segments s'ajoutent de façon à former au final le photopic décrivant la raie γ considérée. Cependant, l'énergie mesurée pour celle-ci prend les valeurs 1387 keV et 1390.5 keV pour les séries *Central* et *Trap* respectivement. Ces valeurs traduisent un écart d'environ 4 keV, qui est du même ordre de grandeur que la largeur à mi-hauteur du pic γ ayant cette énergie. En conséquence, du fait que cette différence soit à peine prise en compte par l'élargissement statistique, on s'attend à perdre de l'information pour le photopic résultant de la somme sur les événements des séries *Trap* et *Central*.

Réciproquement, on peut douter des valeurs de l'intensité $I_\gamma(\gamma_{1388})$ obtenues par analyse du spectre en énergie conditionné (β - γ). Cette fois-ci, on mettra en cause la surestimation des aires photopics du fait de la présence du pic contaminant à 1395 keV (séries *Central* et *All*). Comme nous l'avons constaté sur le spectre de la figure 2.30, les pics γ à 1388 et 1395 keV sont indissociables. On en déduit que l'évaluation du contenu de chacun de ces pics ne peut être qu'entachée d'imprécision. Cette piste trouve également un écho puisque les valeurs de l'intensité $I_\gamma(\gamma_{1388})$ évaluées pour la série *Central* restent plus élevées que celles de la série *Trap* par exemple.

Ou bien l'on admet que les fluctuations constatées sont simplement le reflet d'un effet systématique, qui ne peut être vérifié avec l'intensité de la raie γ_{954} . Cependant, le fait que cet écart ne peut être constaté qu'avec une seule mesure de l'intensité (à 1388 keV) ne permet pas de conclure qu'il est d'ordre systématique.

Quoique qu'il en soit, une vérification de la consistance des données s'impose au même titre que la prise en compte de l'incompatibilité observée lors de l'estimation de la valeur commune à toutes ces intensités. Justement, en examinant l'origine des différentes mesures disponibles pour l'intensité $I_\gamma(\gamma_{1388})$, on note l'absence d'une valeur associée à la série *All* et pour le spectre de coïncidences β - γ en sommant *directement* les signaux γ . L'absence de cette valeur est purement due à la difficulté d'extraire l'aire photopic de la raie γ_{1388} , du fait qu'elle soit très peu intense mais surtout qu'elle soit indissociable du pic contaminant présent dans son voisinage énergétique immédiat. Toutefois, une telle valeur peut s'obtenir à partir des données disponibles avec les séries *Trap* et *Central* conjointement. L'intensité absolue ainsi obtenue est également reportée sur la figure 2.37. Elle s'avère en bon accord avec la valeur du mode *add-back*, ce qui constitue un argument en faveur de la consistance des valeurs individuelles $I_\gamma(\gamma_{1388})$.

En procédant à l'évaluation de la valeur moyenne de l'intensité absolue $I_\gamma(\gamma_{1388})$ qui résume l'ensemble des tendances observées avec les valeurs individuelles, nous avons retenu les mesures issues de la série *All* d'une façon analogue à ce qui a été fait avec la transition γ_{954} . Ce choix est justifié par les mêmes raisons de précision statistique. Cependant, il est nécessaire de garder à l'esprit que l'écart constaté entre les valeurs individuelles $I_\gamma(\gamma_{1388})$, établies pour les mêmes données mais avec deux méthodes d'analyse différentes, est relativement important. Ces considérations doivent être prises en compte lors de l'estimation de l'incertitude sur la valeur moyenne. Elles conditionnent et dictent même l'extraction de cette erreur où il est impératif de corriger ou d'inclure l'écart observé. Une manière de rendre compte de ces exigences est d'estimer la valeur moyenne de l'intensité et son erreur à l'aide des formules données précédemment par les relations 2.50 et 2.51 respectivement.

L'intensité absolue ainsi obtenue pour la transition γ à 1388 keV est de 0.023(11)% ; elle est également présentée sur la figure 2.37. Avec l'incertitude qui rend compte de l'écart invoqué plus haut, l'erreur sur la valeur adoptée est sensiblement plus importante que celles qui pèsent sur les intensités individuelles rentrant dans son extraction. L'intensité $I_\gamma(\gamma_{1388})$ déduite d'après notre étude reste néanmoins en accord satisfaisant avec la valeur proposée par la référence [Hyl06].

On notera que la comparaison de toutes les valeurs individuelles de l'intensité à l'énergie considérée indique que les mesures issues de l'étude du spectre de coïncidences γ_{954} - γ se trouvent en accord incontestable avec la valeur obtenue par le travail de B. Hyland *et al.*

3. Intensité de la transition γ à 851 keV

La transition γ d'énergie 851 keV survient suite au dépeuplement du deuxième état excité 2^+ dans le ^{62}Zn , localisé à 1805 keV. Elle contribue également à alimenter le premier de ces états 2^+ qui se désexcite à son tour vers l'état fondamental en émettant la raie γ à 954 keV. La transition γ_{851} est la plus faible énergétiquement parmi celles identifiées au cours de ce travail. Elle est mise en évidence dans le spectre conditionné (β - γ) construit à partir de la statistique récoltée avec les séries *Trap* et *All*. En effet, elle n'apparaît pas dans le même spectre établi pour la série *Central*. La raison est probablement liée à la présence des impuretés dont l'effet est d'amplifier le fond γ . La preuve quant à l'assignation de la raie γ_{851} à la radioactivité β - γ de ^{62}Ga vient du spectre conditionné par une coupure en énergie sur cette même raie, où l'observation en coïncidence d'un signal à l'énergie 954 keV est faite sans difficulté.

Suite à ces considérations, trois mesures de l'intensité absolue de la raie γ_{851} sont disponibles. Les deux premières sont obtenues pour les séries *Trap* et *All* avec la sommation *add-back* des énergies γ . Avec le mode *direct*, cette raie apparaît uniquement sur le spectre construit à partir des données de la série *Trap* et la valeur de l'intensité obtenue constitue la troisième mesure. La comparaison des valeurs individuelles de l'intensité montre qu'elles sont en bon accord comme en témoigne la figure 2.38.

D'une façon similaire à ce qui a été fait précédemment, l'intensité absolue adoptée : 0.021(8)% pour cette transition est celle qui découle de l'analyse du spectre de la statistique totale. Néanmoins, comparée à l'intensité absolue mesurée par la source [Hy106], on constate que notre valeur est environ deux fois plus importante. En l'absence d'autres données relatives à $I_\gamma(\gamma_{851})$ dans la littérature, il est difficile pour le moment de trouver une explication ou d'interpréter cette différence.

4. Intensité de la transition γ à 2227 keV

La plus énergétique des transitions γ observées lors de notre expérience, accompagnant la décroissance β de ^{62}Ga , est celle qui marque la désexcitation du seul état 1^+ identifié et dont elle apporte la preuve du peuplement. Cette transition contribue à alimenter l'état 2^+ situé à 954 keV puisqu'elle arrive en coïncidence avec la raie qui désexcite ce niveau vers l'état fondamental. L'énergie mesurée pour cette transition (2227 keV) permet de localiser l'état 1^+ concerné à une énergie d'excitation d'environ 3181 keV. En revanche, aucune preuve quant à la désexcitation directement vers l'état fondamental de ce dernier, comme suggéré par les auteurs de la référence [Hy106], n'est indiquée suite à l'analyse des spectres en énergie. L'absence de l'évidence de la raie γ qui signe la transition en question (à 3181 keV) peut s'expliquer par la très faible intensité 0.0023(8)% présumée pour celle-ci.

L'assignation de la transition γ_{2227} au schéma de niveau dans le ^{62}Zn n'est pas apportée par analyse du spectre de coïncidences β - γ . En revanche, la raie décrivant cette transition est identifiée sans ambiguïté comme relevant du processus de décroissance étudié à l'aide des coïncidences γ_{954} - γ . Réciproquement, le conditionnement du spectre de l'émission γ par cette raie (2227 keV) conduit à l'observation du pic γ à 954 keV attendu en coïncidence. Les deux mesures uniques de l'intensité absolue $I_\gamma(\gamma_{2227})$, soit celles déduites à partir de l'étude du spectre de corrélations γ_{954} - γ établi par les modes *direct* et *add-back* et pour la statistique totale, sont en accord appréciable.

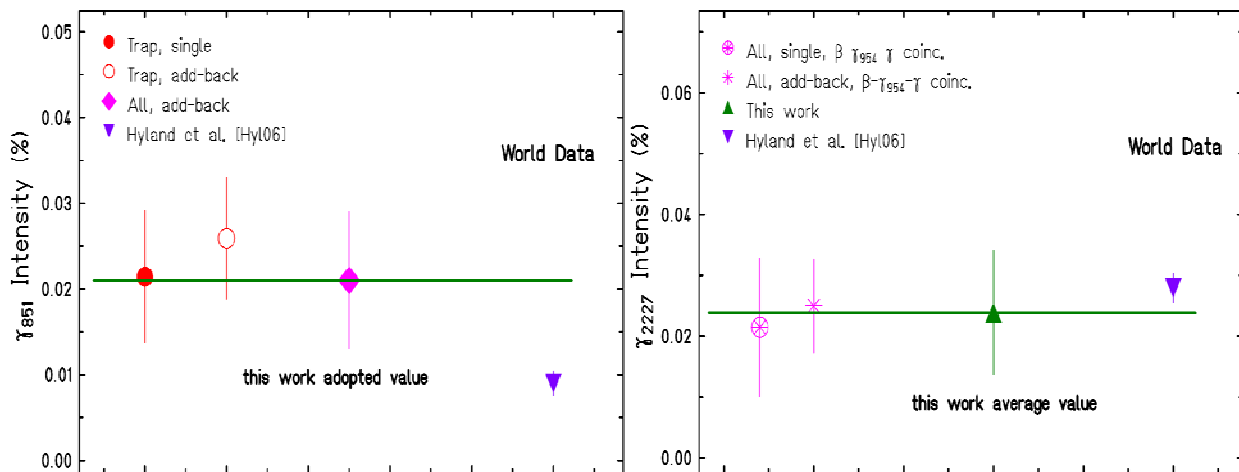


Fig. 2.38 : Intensités mesurées pour la transition γ à l'énergie 851 keV (figure de gauche) et 2227 keV (figure de droite). Ces raies γ sont attribuées à la désintégration β du noyau étudié ^{62}Ga . Les valeurs adoptées pour l'intensité de chaque raie sont explicitées sur les figures correspondantes. Ces intensités sont comparées aux mesures connues de l'étude de B. Hyland et al. [Hyl06].

L'intensité $I_\gamma(\gamma_{2227})$ déterminée par notre étude est de 0.024(10)%. Elle est présentée sur la figure 2.38 où elle s'avère en bon accord avec le résultat de la publication [Hyl06]. En revanche, on regrette l'absence de données pour cette raie notamment à partir du spectre en énergie des coïncidences β - γ . De telles informations auraient certainement permis d'interpréter l'écart constaté au sein des valeurs individuelles obtenues pour l'intensité absolue de la transition γ à 1388 keV.

5. Intensité de la transition γ à 1852 keV

La recherche de la raie γ à l'énergie 1852 keV s'est avérée une tâche particulièrement ardue, du fait de sa très faible intensité. L'assignation de cette transition au schéma de niveaux dans le ^{62}Zn repose de façon hypothétique sur sa corrélation présumée avec la transition à 954 keV. En effet, le pic γ décrivant la raie γ_{1852} est révélé avec évidence dans le spectre en énergie conditionné par la raie γ_{954} , mais uniquement pour le mode *direct*. Pour des raisons qui restent du moins inexplicables, aucun signal aux environs de l'énergie attendue (à 1852 keV) n'est détecté pour le même spectre de corrélations γ_{954} - γ construit en mode *add-back*.

Par ailleurs, la coupure en énergie réalisée sur la raie γ_{1852} ne conduit pas à l'observation de la raie γ coïncidente à 954 keV. Ces considérations suggèrent une certaine réserve quant à la valeur de l'intensité absolue évaluée pour cette raie : 0.020(9)%. Ensuite, mis à part le fait qu'elle découle d'une mesure unique ce qui n'inspire pas confiance, cette intensité est pratiquement du même ordre de grandeur que celle établie pour la raie γ à l'énergie 1388 keV. Sachant que l'efficacité de détection photopic ne varie pas de façon très brutale entre 1388 et 1852 keV, elle perd seulement 10% de sa valeur, il devient difficile d'interpréter l'absence totale de la raie γ_{1852} dans le spectre β - γ tandis que la raie γ_{1388} y apparaît.

Finalement, l'ensemble des informations relatives aux raies γ émises suite à la décroissance β de l'isotope ^{62}Ga est synthétisé dans le tableau 2.13. En même temps qu'il donne les énergies et les caractéristiques : spin et parité J^π des niveaux excités peuplés dans

le noyau fils ^{62}Zn , il propose un récapitulatif des intensités absolues de ces raies, telles que déterminées à l'aide des traitements décrits dans ce paragraphe.

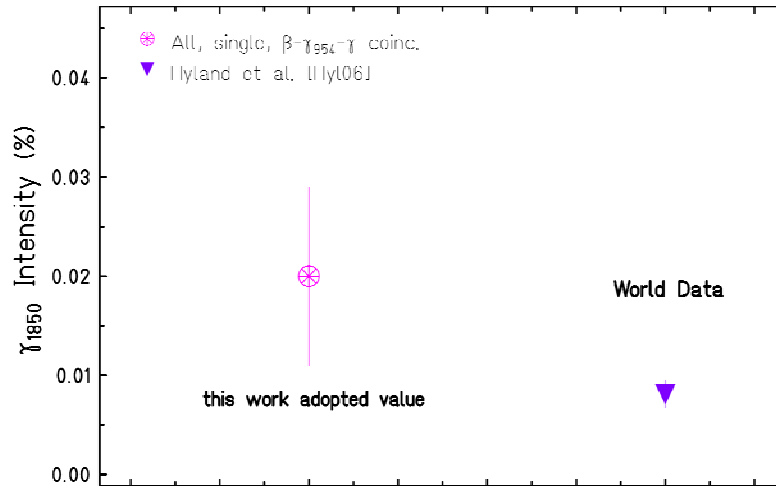


Fig. 2.39 : Intensité de la raie γ à l'énergie 1852 keV. La valeur présentée sur cette figure est l'unique mesure connue d'après notre étude. Elle est déduite en analysant le spectre en énergie des coïncidences $\gamma_{954}-\gamma$ établie en mode direct et pour la statistique totale.

Energie (keV)	954	851	1388	1852	2227
Transition	$2^+_{(1)} \rightarrow 0^+$	$2^+_{(2)} \rightarrow 2^+_{(1)}$	$0^+_{(1)} \rightarrow 2^+_{(1)}$	$2^+_{(3)} \rightarrow 2^+_{(1)}$	$1^+_{(1)} \rightarrow 2^+_{(1)}$

Référence	Intensité absolue I_γ (%)				
[Bla02]	0.12(3)	----	----	----	----
[Dör02]	0.106(17)	----	----	----	----
[Hym03]	0.120(21)	----	----	----	----
[Can05]	0.11(4)	----	----	----	----
[Hyl06]	0.0809(33)	0.0090(14)	0.0176(20)	0.0081(14)	0.0279(24)
Ce travail	0.086(9)	0.021(8)	0.023(11)	0.020(9)	0.024(10)

Tab. 2.13 : Récapitulatif des intensités et énergies des raies γ accompagnant la décroissance β de ^{62}Ga . Les valeurs obtenues lors de ce travail sont essentiellement comparées à celles parues dans la publication [Hyl06].

2.7.1.3 Intensités relatives

Toutes les transitions γ identifiées précédemment et qui relèvent du processus d'émission β étudié, arrivent en coïncidence avec la raie γ à l'énergie 954 keV. Ces transitions sont donc présumées responsables de l'alimentation de l'état $2^+_{(1)}$ dans le ^{62}Zn qui en se désexcitant vers l'état fondamental émet le rayonnement γ à 954 keV. Il s'ensuit que l'intensité mesurée pour celui-ci peut servir de référence quand il s'agit d'établir la contribution individuelle de chacune des raies γ coïncidentes, à savoir celles d'énergies égales à 851, 1388, 1852 et 2227 keV, au peuplement de l'état excité concerné $2^+_{(1)}$. Une quantité qui permet d'évaluer ces

contributions est le taux d'alimentation relatif $I_{\gamma\text{-rel}}$. Il est défini simplement par le rapport entre l'intensité absolue mesurée pour la transition γ_i ($i = 851, 1388\dots$) ayant lieu vers l'état $2^+_{(1)}$ en question et celle associée à la raie γ_{954} qui le désexcite, soit $I_{\gamma\text{-rel}}(\gamma_i) = I_{\gamma}(\gamma_i) / I_{\gamma}(\gamma_{954})$. Les intensités relatives $I_{\gamma\text{-rel}}$ établies sont reportées sur la figure 2.40 où elles sont comparées aux valeurs déduites à partir des mesures parues dans la publication [Hyl06]. Cette approche est intéressante du fait qu'elle permet de vérifier si un écart systématique entre les résultats obtenus par des expériences indépendantes est présent.

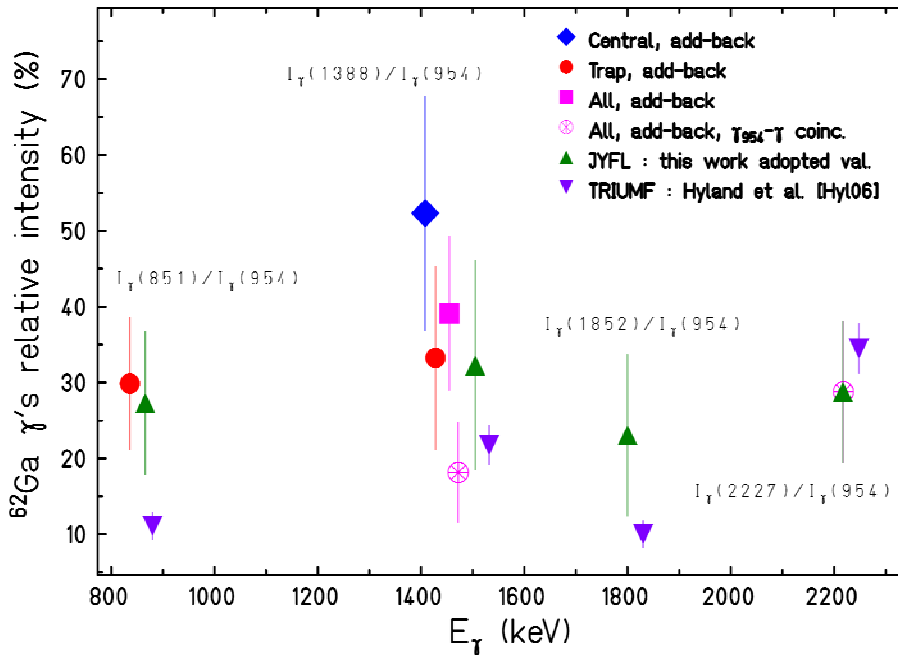


Fig. 2.40 : Intensités des raies γ à 851, 1388, 1852 et 2227 keV exprimées par rapport au taux d'alimentation mesuré pour l'état $2^+_{(1)}$ (à 954 keV) dans le ^{62}Zn . Les intensités relatives individuelles établies lors de cette expérience sont comparées à celles déduites à partir des données figurant dans la référence [Hyl06].

Il en ressort de la comparaison proposée sur la figure 2.40 que globalement les valeurs des intensités relatives obtenues à partir de nos études conjointes sont en accord appréciable, à l'exception notable des transitions γ à 851 et 1852 keV. En effet, notre résultat semble indiquer que ces dernières contribuent de façon plus significative à l'alimentation de l'état excité $2^+_{(1)}$. On remarque ensuite que l'intensité totale mesurée pour les raies γ à 851, 1388, et 2227 keV ne suffit pas à elle seule pour expliquer le peuplement observé pour cet état. En effet, la somme sur les taux relatifs de ces raies $\sum_i [I_{\gamma\text{-rel}}(\gamma_i)]$ est bien inférieure au 100% attendu dans le cas où celles-ci seraient le seul responsable de l'alimentation constatée.

L'intensité manquante au peuplement de l'état $2^+_{(1)}$ implique en particulier ou signe indirectement l'existence d'autres transitions γ ayant lieu vers ce niveau. Par ailleurs, le taux relatif manquant contraint l'intensité absolue de cette raie (γ_{1852}), sous réserve qu'elle soit bien entendu émise vers cet état. Il prévoit qu'en relatif, la contribution due à celle-ci ne peut excéder à 21(7)%. L'intensité relative que nous obtenons pour la raie γ_{1852} s'élève à 23(6)%. Elle est par conséquent légèrement supérieure à la contribution maximale attendue. Néanmoins, du fait des incertitudes pesant sur ces valeurs : la limite supérieure prédite et la

valeur déterminée restent dans les barres d'erreurs. Ce résultat conforte l'intensité absolue établie pour la transition γ à 1852 keV, sur laquelle planait un certain doute et permet par ailleurs de valider la démarche suivie jusqu'ici.

Le raisonnement fait ici avec le niveau $2^+_{(1)}$, par lequel transitent les raies γ observées dans notre étude pour rejoindre l'état fondamental, peut bien être généralisé aux autres états excités et peuplés dans le ^{62}Zn . Cependant, dès lors qu'on se propose de traiter à titre d'exemple le deuxième état 2^+ émetteur du rayonnement γ à 851 keV, on se trouve confronté à une difficulté insurmontable du fait qu'on ignore complètement l'origine de son alimentation. Ce constat donne matière à réfléchir et ne puise son explication que dans l'existence de plusieurs transitions γ inobservées. On conclut que la décroissance β de ^{62}Ga est bien caractérisée par la présence de nombreuses branches β de très faible intensité. Les raies γ désexcitant les états desservis par ces branches peuvent désormais échapper à l'observation par notre dispositif.

2.7.2 Intensité de la transition β analogue

Nous procédons à présent à l'extraction de l'intensité de la transition super-permise étudiée. Comme discuté dans le paragraphe 1.3.1, la transition β entre les états isobariques analogues 0^+ dans le noyau précurseur ^{62}Ga et le descendant ^{62}Zn est de type Fermi permise. Elle s'accompagne d'une conservation des nombres quantiques J , T et π caractéristiques des états : initial et final partenaires et membres du multiplet d'isospin ($T = 1$), à l'exception de T_z dont la variation d'une unité correspond à la transformation du dernier proton en un neutron. De cette façon, les fonctions d'onde spatiale et de spin des nucléons transformés sont parfaitement identiques. Il s'ensuit que la probabilité associée à la transition considérée est maximale du fait qu'elle soit favorisée par les règles de sélection. Ainsi, elle constitue à elle seule la branche dominante (~99.9%) la décroissance de ^{62}Ga . En revanche, l'intensité de cette transition n'est pas accessible à la mesure directement. La raison réside dans le fait que les spectres d'émission β ne soient pas caractéristiques des éléments et ne permettent de mesurer aucune autre observable en dehors de l'énergie maximale libérée au cours de la désintégration. Inversement, l'émission γ consécutive à la décroissance β d'un isotope donné peut renseigner davantage sur la nature des états alimentés dans le noyau fils et peut donc servir à l'établissement des forces de transition des branches β ayant lieu.

Les transitions γ observées et répertoriées dans le tableau 2.13 montrent que plusieurs états sont peuplés dans le ^{62}Zn comme on peut également le constater sur le schéma de niveaux de la figure 2.41. Ceci suggère l'existence d'alimentations β autres que la branche super-permise. Par ailleurs, la discussion entreprise dans le paragraphe précédent 2.7.1.3 a convaincu qu'un certain nombre de transitions γ échappent à l'observation. Suite à ces considérations, on conclut que les intensités absolues mesurées pour les transitions γ identifiées constituent désormais le seul outil dont on dispose pour évaluer l'intensité manquante à la transition β super-permise ou le rapport d'embranchement non-analogue. Le taux d'alimentation β recherché pour l'état fondamental dans le ^{62}Zn , ayant pour origine la transition analogue, s'obtient donc en soustrayant à 100% l'intensité totale des branches β vers les états excités 1^+ et 0^+ .

Afin d'extraire le rapport d'embranchement analogue $B.R._A$ de la transition super-permise : $^{62}\text{Ga} (0^+) \rightarrow ^{62}\text{Zn} (0^+)$ à partir des données du tableau 2.13, on s'appuie sur deux approches différentes qui donne au final un résultat très similaire comme on va le voir.

1^{ère} méthode

Une première façon d'évaluer $B.R.A$ est similaire à celle décrite dans la publication de B. Hyland et al. [Hyl06] où l'on fait appel principalement aux états 2^+ , comme référence, afin d'estimer la force ou l'intensité manquante à la transition β analogue.

En effet, d'après les prescriptions théoriques de la référence [Har02], il semblerait que la décroissance β des émetteurs lourds ($A \geq 62$) tel ^{62}Ga fait intervenir un très grand nombre (environ 110 pour le ^{62}Ga) d'états excités 1^+ accessibles dans la fenêtre en énergie de la désintégration. Energétiquement parlant, ce sont les premiers états 1^+ (situés à basse énergie) qui sont favorisés par l'alimentation β . Ces états se partageraient environ 0.3% de l'intensité β totale lors de la décroissance faible de ^{62}Ga . Le taux d'alimentation individuel vers l'un des niveaux liés 1^+ est de ce fait très peu intense. En conséquence, l'intensité de la raie γ qui sert à dépeupler l'un des états excités en question serait beaucoup trop faible pour être observable. Il s'ensuit que l'évaluation de l'intensité β manquante repose entièrement sur l'estimation de l'intensité γ associée à toutes les transitions γ désexcitant ces états (1^+) qui n'ont pu être élucidées lors de notre étude.

Si l'on occulte la participation des états 2^+ à la force de transition manquante, c'est que l'alimentation de ceux-ci via la désintégration β se fait avec une transition seconde interdite ($\Delta J = 2$). Cette dernière est donc défavorisée ou certainement moins probable que les branches Gamow-Teller permises vers les états 1^+ . On peut donc supposer que les niveaux excités 2^+ dans le ^{62}Zn ne sont pas alimentés directement par des transitions β de façon significative. Ceci revient à faire l'hypothèse que le peuplement constaté pour ces états est majoritairement dû aux transitions γ émises depuis les états excités situés plus haut. Suite à ces considérations, l'intensité des transitions γ non-observées et ayant lieu depuis les états excités 1^+ peut être déduite à partir de l'intensité manquante à l'alimentation des états 2^+ notée $I_{\gamma\text{-miss}}(2^+)$. Cette dernière s'obtient comme la différence entre l'intensité totale des raies γ peuplant le niveau considéré (entrantes) et celle qui est associée aux raies γ marquant la désexcitation de ce même niveau (sortantes).

En examinant le schéma de décroissance β de ^{62}Ga établi à partir de l'analyse de notre expérience (cf. figure 2.41), on identifie 3 niveaux excités dans le ^{62}Zn caractérisés par $J^\pi = 2^+$. Le premier état $2^+_{(1)}$ est alimenté par les raies γ d'énergies égales à 851, 1388, 1852 et 2227 keV. Cet état 2^+ se désexcite à son tour vers le niveau fondamental 0^+ via la transition γ à l'énergie 954 keV. L'intensité γ manquante qui lui est associée est donnée par $I_{\gamma\text{-miss}}(2^+_{(1)}) = I_\gamma(\gamma_{954}) - [I_\gamma(\gamma_{851}) + I_\gamma(\gamma_{1388}) + I_\gamma(\gamma_{1852}) + I_\gamma(\gamma_{2227})]$ et vaut -0.002(21)%. En ce qui concerne le deuxième état excité $2^+_{(2)}$, on n'observe aucune raie γ qui indique que cet état soit peuplé depuis le haut. On présume alors que l'intensité manquante à son alimentation ne peut être qu'égale à l'intensité absolue mesurée pour la raie γ_{851} qui le désexcite, soit $I_{\gamma\text{-miss}}(2^+_{(2)}) = 0.021(8)\%$. C'est le même constat que l'on peut faire s'agissant du troisième état $2^+_{(3)}$ localisé à une énergie d'excitation égale à 2806 keV, où seule la raie γ sortante à l'énergie 1852 keV est observée $I_{\gamma\text{-miss}}(2^+_{(3)}) = 0.020(9)\%$. En procédant ainsi, on trouve que le taux d'alimentation manquant au peuplement des niveaux 2^+ depuis les états excités 1^+ et 0^+ vaut au total $I_{\gamma\text{-miss}}(2^+) = 0.039(38)\%$.

Néanmoins, il se trouve qu'une partie des transitions β inobservées vers les niveaux excités 1^+ et 0^+ ne dessert pas les états 2^+ lors de sa désexcitation γ consécutive vers l'état fondamental. En effet, les calculs théoriques des références [Har05, Tow07] prédisent que le rapport

d'embranchement β manquant à l'alimentation de l'état fondamental 0^+ dans le noyau fils et attribué à ces raies γ ne transitant pas par les états 2^+ vaut près de 20%. Ainsi, si l'on désigne par $I_{\gamma\text{-theo}}$ ce taux manquant calculé, il s'ensuit que l'intensité β inobservée et estimée à partir des états 2^+ soit $I_{\gamma\text{-miss}}(2^+)$ représente la fraction $(1 - I_{\gamma\text{-theo}})$ du rapport d'embranchement total manquant $I_{\gamma\text{-miss}}(\text{GS})$. On en déduit de cette écriture que ce dernier $I_{\gamma\text{-miss}}(\text{GS})$ peut s'obtenir à l'aide de l'expression suivante $[I_{\gamma\text{-theo}} * I_{\gamma\text{-miss}}(2^+)] / (1 - I_{\gamma\text{-theo}})$.

Afin d'évaluer le rapport d'embranchement $I_{\gamma\text{-miss}}(\text{GS})$ à partir de nos données, on adopte l'estimation théorique calculée $I_{\gamma\text{-theo}}$ [Tow07]. A cette valeur on assigne une incertitude relative de 100%, soit $I_{\gamma\text{-theo}} = 0.02 \pm 0.02$. En revanche, si l'on admet que le taux d'alimentation manquant pour les transitions γ ne desservant pas le premier état 2^+ , à titre d'exemple, ne peut être nul (hypothèse consolidée par l'observation de désexcitations γ directement vers l'état fondamental depuis les premiers états 1^+), il est nécessaire d'exclure la borne inférieure (-0.2) de $I_{\gamma\text{-theo}}$ qui conduit à cette résiliation. Tenant cela en compte, on réécrit $I_{\gamma\text{-theo}} = 0.2^{+0.2}_{-0.1}$ %. A l'aide de l'intensité $I_{\gamma\text{-miss}}(2^+)$ obtenue précédemment, on trouve que le taux d'alimentation β total manquant $I_{\gamma\text{-miss}}(\text{GS})$, déduit à partir des transitions γ qui rejoignent directement l'état fondamental 0^+ dans le ^{62}Zn , est de $0.010^{+0.018}_{-0.009}$ %. Une fois ce dernier additionné à l'intensité absolue déterminée pour la transition γ à 954 keV (marquant la désexcitation vers l'état fondamental du niveau $2^+_{(1)}$) qui est égale à 0.086(9)%, ils conduisent à un rapport d'embranchement non-analogue total $B.R._{NA} = 0.096^{+0.028}_{-0.019}$ %.

Le rapport d'embranchement analogue de la transition β super-permise ($0^+ \rightarrow 0^+$) s'obtient alors en soustrayant à 100% le taux d'alimentation $B.R._{NA}$ associé à toutes les autres branches β n'alimentant pas directement l'état fondamental et donne la valeur $B.R._A = 99.904^{+0.019}_{-0.028}$ %. Après symétrisation des erreurs, le résultat établi avec cette méthode se réécrit finalement : $B.R._A(1) = 99.900(23)\%$.

2^{ème} méthode

La deuxième approche adoptée et permettant d'extraire $B.R._A$ est basée sur les calculs théoriques de type modèle en couches d'I.S. Towner et J.C. Hardy [Har05, Tow07]. Ces auteurs estiment de 20% l'intensité totale des transitions γ ne passant pas par le premier état 2^+ dans le noyau fils ^{62}Zn pour rejoindre l'état fondamental. Rappelons que le niveau 2^+ en question agit comme un collecteur d'une partie de l'intensité attribuée aux raies γ qui surviennent suite aux désexcitations des états peuplés par les branches β non-analogues.

Cette intensité manquante est exprimée comme représentant la fraction de 20% de l'intensité observée pour la raie γ désexcitant l'état 2^+ considéré. On procède de la même manière que dans la première méthode où l'on considère que l'intensité des raies γ non-observées et ne transitant pas par le premier état excité 2^+ pour rejoindre l'état fondamental ne peut être compatible avec 0. Ce qui revient à adopter les bornes suivantes pour $I_{\gamma\text{-theo}} = 0.20^{+0.2}_{-0.1}$ %. Le taux d'alimentation mesuré pour l'état $2^+_{(1)}$ permet d'estimer la force β manquant à la transition super-permise ($0^+ \rightarrow 0^+$). Celle-ci est donnée par $(I_{\gamma\text{-theo}} + 1) * I_{\gamma}(954)$ et vaut $B.R._{NA} = 0.108^{+0.029}_{-0.017}$ %. Au final, cette analyse conduit à un rapport d'embranchement analogue total de $99.893^{+0.018}_{-0.029}$ %. De façon semblable à ce qui a été fait précédemment, si l'on choisit d'exprimer cette valeur avec une incertitude centrale, on obtient $B.R._A(2) = 99.887(23)\%$.

Ce résultat est très compatible avec le rapport d'embranchement déduit d'après la première approche employée. La valeur adoptée pour l'intensité β de la transition super-permise est prise comme la moyenne des valeurs obtenues avec les deux méthodes décrites. Cependant, du fait de l'intervention du terme $I_{\gamma\text{-theo}}$ calculé à partir de la théorie et de façon conservative, nous gardons la plus grande des deux incertitudes et nous arrivons finalement au résultat suivant $B.R._A = 99.893(24)\%$.

Notre résultat pour le rapport d'embranchement de la transition de Fermi étudiée est en bon accord avec la valeur obtenue par B. Hyland et al. [Hyl06] 99.861(11) ou encore celui proposé par la référence [Har05]. Cette dernière déduit la valeur annoncée $99.85^{+0.05}_{-0.15}\%$ après une compilation de l'ensemble des données relatives à $B.R._A$ (^{62}Ga) connues de la littérature.

2.8 Résultats et interprétation

L'analyse de la décroissance β de l'isotope ^{62}Ga réalisée dans ce chapitre s'est couronnée par la mise en évidence de peuplements d'états situés entre 0.9 et 3.2 MeV d'énergie d'excitation dans le noyau fils ^{62}Zn .

Ce paragraphe propose, dans un premier temps, le schéma des niveaux excités dans le ^{62}Zn construit à partir des raies γ identifiées lors de ce travail. La mesure des intensités associées à ces raies a contribué à la détermination du rapport d'embranchement de la transition super-permise dans le ^{62}Ga . Avec la période β du noyau précurseur ainsi que le bilan énergétique de la désintégration, ce rapport d'embranchement servira désormais à établir la nouvelle durée de vie comparée (ft) de la transition super-permise considérée. Une fois la quantité expérimentale ft est corrigée, la valeur Ft caractéristique de ^{62}Ga est comparée à celles des 12 autres transitions super-permises étudiées avec précision et connues de la littérature.

La mise en commun de ces valeurs Ft ($0^+ \rightarrow 0^+$, $T = 1$) permettra de vérifier la prédiction de l'hypothèse CVC qui préconise la non-renormalisabilité de la constante de couplage vectoriel (g_V) dans les noyaux. C'est alors l'unitarité de la première ligne de la matrice CKM qui est de nouveau testée au travers de la détermination de l'élément V_{ud} .

Enfin, la comparaison du résultat expérimental concernant la correction δ_{IM} (de mélange de configurations d'isospin) appliquée à la valeur ft aux prédictions théoriques rend compte de la validité de la modélisation théorique ainsi que de la compréhension de la brisure de symétrie d'isospin dans les noyaux situés dans l'espace de valence fp.

2.8.1 Schéma de décroissance

Les intensités absolues et les énergies mesurées pour les raies γ identifiées, à l'aide de l'ensemble des traitements décrits dans ce chapitre, permettent à présent de reconstruire le schéma de décroissance $\beta\text{-}\gamma$ de l'émetteur étudié ^{62}Ga . Les informations résumées dans le tableau 2.13 sont illustrées sur la figure 2.41 où elles sont utilisées pour élucider les transitions marquant la désexcitation par émission γ des niveaux liés dans le noyau fils ^{62}Zn . La mise en évidence expérimentale des raies γ représentées sur le schéma de la figure 2.41 confirme la présence de transitions β de type Gamow-Teller ($0^+ \rightarrow 1^+$) et possiblement de type Fermi non-analogue ($0^+ \rightarrow 0^+_{(1)}$) dans la décroissance de ^{62}Ga .

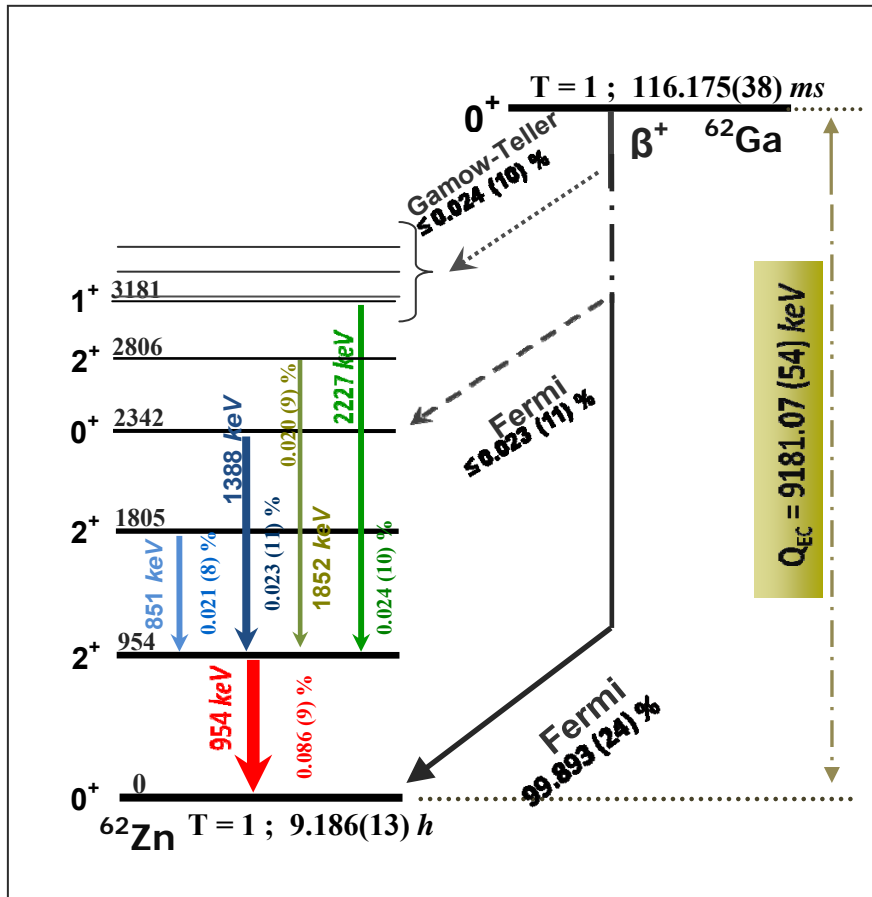


Fig. 2.41 : Schéma de décroissance β - γ de ^{62}Ga établi par la présente étude. Les caractéristiques spin et parité des états excités peuplés dans le noyau fils ^{62}Zn sont celles connues de la littérature. Les intensités absolues ainsi que les énergies des transitions γ illustrées sont obtenues par analyse des données de cette expérience. L'observation de ces raies γ confirme l'existence de branches β autres que la transition super-permise dominante. Le rapport d'embranchement mesuré pour cette dernière est également indiqué. Pour les transitions β de Fermi non-analogues ou encore celles de type Gamow-Teller, les intensités reportées ne sont que des estimations limites déduites des taux d'alimentation déterminés pour les niveaux concernés (premiers états excités 0^+ et 1^+).

2.8.2 Valeur ft (^{62}Ga) expérimentale

La durée de vie comparée ft associée à une transition β donnée est une quantité expérimentale qui caractérise notamment la rapidité avec laquelle s'effectue la transition. On reprend la définition de celle-ci, exprimée ultérieurement par la relation 1.89 dans le paragraphe 1.3.3.1 de ce manuscrit :

$$ft = f(\infty Q_{EC}^5) \cdot \frac{T_{1/2}}{B.R._A} \cdot (1 + P_{EC}) \quad (2.52)$$

Le terme P_{EC} correspond à la fraction due à la capture électronique ; il vaut 0.137% pour ^{62}Ga [Har05]. L'incertitude sur la valeur ft expérimentale (cf. relation 2.53) est obtenue par sommation quadratique des erreurs individuelles sur chaque quantité entrant dans sa définition.

$$\Delta(ft) = (ft) \cdot \sqrt{5 \cdot \left(\frac{\Delta Q_{EC}}{Q_{EC}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta T_{1/2}}{T_{1/2}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta B.R._A}{B.R._A}\right)^2} \quad (2.53)$$

Pour établir la nouvelle valeur ft associée à la transition ($0^+ \rightarrow 0^+$) super-permise dans l'émetteur β^+ ($Z = 31$), on se propose de faire un tour d'horizon afin de réunir les informations les plus récentes concernant chacune des trois observables expérimentales (Q_{EC} , $B.R._A$ et $T_{1/2}$).

La valeur Q_{EC}

Durant l'expérience JYFL05, les masses des noyaux ^{62}Ga et ^{62}Zn partenaires dans la décroissance β^+ étudiée ont fait l'objet d'une mesure réalisée par T. Eronen *et al.* [Ero06]. Grâce à l'emploi du piège de précision du dispositif JYFLTRAP, les excès de masse mesurés pour ces noyaux atteignent une précision meilleure que 10^{-8} . Ainsi, le bilan énergétique associé à cette désintégration : $Q_{EC} = 9181.07(54) \text{ keV}$ est aujourd'hui connue avec suffisamment de précision. L'incertitude sur Q_{EC} est désormais réduite à moins de 0.06‰, ce qui représente une amélioration très significative de la précision sur la valeur $ft(^{62}\text{Ga})$. En effet, comme mentionné dans la discussion du paragraphe 2.1, jusqu'à l'apparition de cette nouvelle mesure, il existait alors une valeur unique $Q_{EC}(^{62}\text{Ga})$ dans la littérature. Celle-ci était connue du travail de C.N. Davids *et al.* [Dav79]. La valeur mesurée à Jyväskylä est 47 fois plus précise. La valeur Q_{EC} est nécessaire pour calculer l'intégrale de Fermi ou la fonction statistique f qui vaut alors : 26401.6(83).

Le rapport d'embranchement analogue $B.R._A$ commun

Une approche permettant d'établir le rapport d'embranchement $B.R._A$ de la transition analogue : $^{62}\text{Ga}(0^+) \rightarrow ^{62}\text{Zn}(0^+)$ commun à toutes les mesures répertoriées dans la littérature, que nous avons choisis d'adopter, consiste à moyenner la valeur déterminée lors de notre étude avec celle établie par la référence [Hyl06]. Nos résultats respectifs : 99.893(24)% et 99.861(11)% sont compatibles l'un avec l'autre ce qui nous permet d'envisager cette possibilité. La valeur moyenne commune déduite ainsi est de 99.867(10)%.

Cependant, dans les deux cas l'estimation de $B.R._A$ utilise la même valeur théorique pour la force β manquante ($I_{\gamma\text{-theo}}$) – prédite par les calculs de la référence [Har05] –, ce qui remet en cause la légitimité statistique de cette démarche ou du moins suggère une certaine prudence. Néanmoins, étant donné qu'à cette valeur théorique est assignée une erreur de 100%, permet de supposer que les résultats des deux expériences sont indépendants. La valeur commune peut s'obtenir alors par pondération des incertitudes associées à chaque valeur $B.R._A(^{62}\text{Ga})$.

La période $T_{1/2}$

Vers la fin de la rédaction de ce manuscrit, une nouvelle mesure concernant la durée de vie du noyau précurseur ^{62}Ga est apparue [Gri08]. La valeur $T_{1/2}(^{62}\text{Ga})$ reportée par cette référence : 116.100(25)% atteint la précision remarquable de 0.022%. Une fois combinée aux 7 autres valeurs connues de la littérature et présentées ultérieurement (cf. figure 2.1), elle conduit à une réévaluation de la valeur moyenne universelle $\bar{T}_{1/2}(^{62}\text{Ga})$. Nous allons en conséquence adopter cette dernière : 116.121(21) *ms* dans le calcul de $ft(^{62}\text{Ga})$.

La valeur ft expérimentale

Finalement, le résultat obtenu pour la durée de vie comparée caractérisant la transition super-permise étudiée pour l'émetteur ^{62}Ga est le suivant : $ft = 3075.5(14) s$. Cette valeur expérimentale atteint désormais une précision de l'ordre de grandeur de celle obtenue pour les 12 transitions incluses jusqu'ici dans la systématique $Ft (0^+ \rightarrow 0^+, T = 1)$.

2.8.3 Valeur $Ft(^{62}\text{Ga})$

La description théorique de la désintégration β ne fait pas intervenir, pour les opérateurs de transition, de façon explicite la charge des particules concernées par la transformation, à savoir les nucléons. Nous avons vu dans le chapitre 1 que la dépendance en charge (des nucléons) de l'interaction forte induit des corrections qui doivent être apportées à la valeur ft . Ces corrections prennent en compte l'influence réaliste qu'à la désintégration β , où dans l'état initial et final les partenaires sont dans les milieux nucléaires où les forces qui agissent dépendent de la charge. La conséquence est que ces forces ne conservent évidemment pas la symétrie de l'isospin ou la parfaite analogie entre proton et neutron au regard de l'interaction forte. Nous avons détaillé (cf. paragraphe 1.3.2) les corrections induites par ces effets et qui sont principalement représentées par les termes δ_R pour les corrections radiatives et δ_C pour les corrections coulombiennes. Appliquées à la valeur ft expérimentale, elles permettent de définir la valeur corrigée Ft comme donnée précédemment par la relation 1.81 :

$$Ft = ft \cdot (1 + \delta'_R) \cdot (1 + \delta_{NS} - \delta_C) \quad (2.54)$$

où nous avons opté pour la séparation de la correction théorique radiative δ_R en deux termes dépendant δ_{NS} et indépendant δ'_R des détails de la structure nucléaire, comme suggéré par I.S. Towner et J.C. Hardy. L'incertitude sur la valeur Ft est donnée par la formule suivante :

$$\Delta(Ft) = (Ft) * \sqrt{\left(\frac{\Delta ft}{ft}\right)^2 + \left(\frac{\Delta \delta'_R}{1 + \delta'_R}\right)^2 + \left(\frac{\Delta(\delta_{NS} - \delta_C)}{1 + (\delta_{NS} - \delta_C)}\right)^2} \quad (2.55)$$

La référence [Tow08] rapporte une réévaluation de ces corrections théoriques. Dans le cas de ^{62}Ga ($Z = 31$), les auteurs qui ont déjà calculé ces termes dans le passé [Tow77, Tow94, Har98, Tow02], suggèrent les valeurs : $\delta_C - \delta_{NS} = 1.52(21)\%$ au lieu de $1.42(16)\%$ et $\delta'_R = 1.459(87)\%$ au lieu de $1.445(87)\%$ préconisées précédemment. L'approche théorique adoptée par cette source est basée sur les calculs type modèle en couches. La modification des termes correctifs dépendant de la structure nucléaire émane de la prise en compte de la participation significative des nucléons du cœur dur (orbitales profondes) au défaut de recouvrement des parties radiales des fonctions d'ondes des nucléons partenaires dans la transition.

La nouvelle valeur caractéristique Ft déduite pour la transition super-permise dans le ^{62}Ga est de $3071.4(72) s$. Avec une incertitude relative de 2.3% , elle s'avère désormais suffisamment précise pour être comparable aux autres valeurs connues sur les émetteurs β de type Fermi et jusqu'ici incluses dans la systématique $Ft (0^+ \rightarrow 0^+, T = 1)$. Elle est en conséquence reportée sur la même figure 2.42 avec les 12 transitions déjà recensées dans la publication [Har05] et actualisées plus récemment par les mêmes auteurs [Tow08].

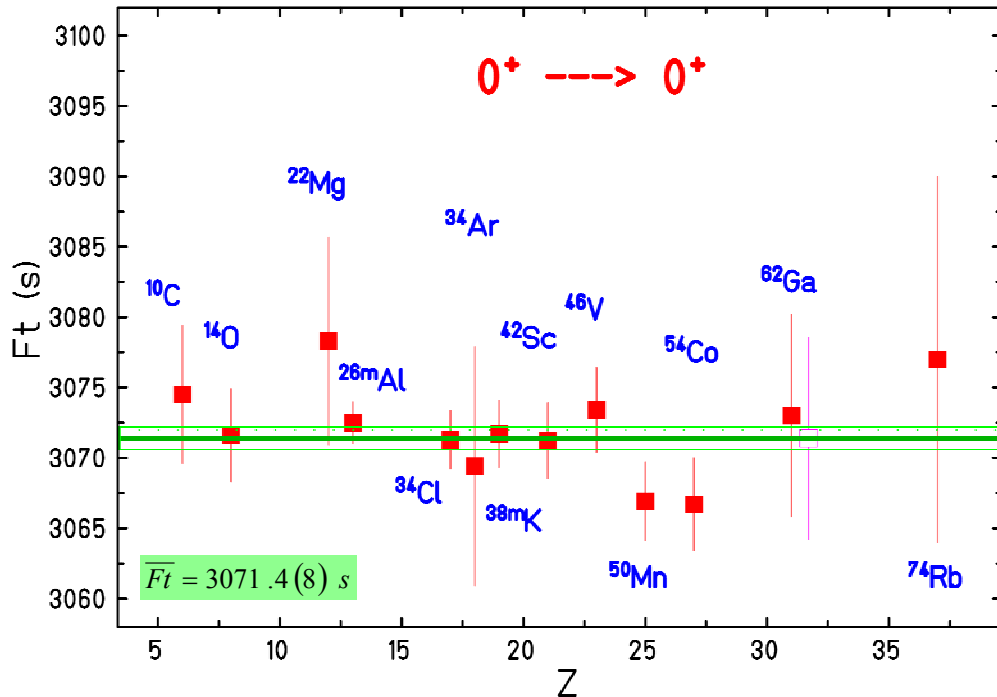


Fig. 2.42 : Valeurs Ft corrigées des 13 transitions β^+ super-permises ($0^+ \rightarrow 0^+$, $T = 1$) connues avec la plus grande précision ($\Delta Ft/Ft \sim 0.3\%$) dans la littérature. La nouvelle valeur $Ft(^{62}\text{Ga})$ établie lors de ce travail est également reportée sur cette figure avec un symbole différent. La valeur $Ft(^{62}\text{Ga})$ utilisée dans la compilation de données proposée par la référence [Tow08], pour extraire la valeur moyenne \overline{Ft} universelle, et celle issue du travail de B. Hyland et al. [Hyl06]. La bande horizontale représente l'incertitude (1 écart type) sur la valeur moyenne \overline{Ft} .

En examinant les données présentées par cette figure, nous pouvons constater les points suivants :

- Les valeurs Ft des 13 transitions super-permises, allant du plus léger ^{10}C au plus lourd ^{74}Rb des émetteurs β^+ étudiés avec précision, sont distribuées étroitement autour d'une même valeur moyenne commune, conformément à la prédiction de l'hypothèse CVC. La nouvelle valeur moyenne obtenue pour cet ensemble de données est alors : $\overline{Ft} = 3071.4(8) \text{ s}$. Par ailleurs, le χ^2 normalisé donné lors de l'ajustement de ces valeurs est de 0.6, ceci indique que la consistance statistique entre celles-ci est appréciable.
- La valeur $Ft(^{62}\text{Ga})$ obtenue $3071.4(72) \text{ s}$ lors de notre analyse est en accord avec la valeur universelle adoptée. Elle est par ailleurs compatible avec celle figurant dans la publication [Tow08]. La très légère différence entre les deux valeurs Ft disponibles pour l'émetteur ^{62}Ga s'explique par la récente réévaluation des observables expérimentales $B.R.A$ et $T_{1/2}$.
- Le degré de consistance observé pour les valeurs Ft individuelles apparaît ici comme un bon indicateur de la fiabilité des corrections théoriques apportées aux données ft expérimentales. Ces corrections sont raisonnablement validées sur la large gamme des noyaux instables par émission β considérés.

- La déviation concernant ^{50}Mn et ^{54}Co : les nouvelles valeurs Ft établies pour ces deux noyaux s'avèrent plus au moins en écart par rapport à la moyenne estimée (\overline{Ft}). Cette inconsistance pointe une anomalie dans la détermination de l'un des paramètres utilisés dans le calcul des valeurs Ft concernées. Il est vrai que les corrections théoriques appliquées aux valeurs expérimentales (ft) ont été actualisées, comme c'est le cas pour toutes les transitions super-permises précisément étudiées dans le cadre de cette systématique. Reste que la référence [Tow08] suspecte une possible sous-estimation du bilan énergétique de la désintégration Q_{EC} pour les deux émetteurs β de Fermi en question. Une nouvelle mesure de ces observables s'impose. Le résultat permettra de trancher soit en faveur du désaccord ou validera les termes correctifs dans le cas contraire.

2.8.4 Statuts CVC et unitarité de la matrice CKM

Comme discuté précédemment, les transitions β super-permises de type Fermi entre les états isobariques analogues 0^+ font intervenir uniquement la partie vectorielle de l'interaction faible. L'hypothèse de conservation du courant vectoriel (CVC) prévoit alors que la valeur caractéristique Ft soit la même pour toutes ces transitions, ou en d'autres termes indépendante du noyau considéré. La raison est que la constante de couplage vectoriel n'est pas altérée par les interactions fortes dans le milieu nucléaire (cf. paragraphe 1.1.2.6).

D'après les résultats énoncés dans le paragraphe précédent, nous avons conclu que les valeurs Ft individuelles obtenues pour les transitions super-permises ($0^+ \rightarrow 0^+$, $T = 1$) sont compatibles, aux incertitudes expérimentales près, avec la valeur moyenne commune. Ainsi, l'indépendance de Ft du numéro atomique de l'émetteur confirme l'hypothèse de conservation du courant vectoriel, stipulée dans le cadre de la *théorie V-A*, à une excellente échelle de précision 2.6×10^{-4} .

L'intérêt qu'a suscité l'étude des transitions β super-permises est surtout motivé par le test à basse énergie de l'un des fondements principaux du Modèle Standard (SM) électrofaible. A l'état actuel de nos connaissances, l'ensemble des données disponibles n'indique pas pour l'instant l'existence de plus de 3 générations de particules élémentaires dans le secteur hadronique. Dans la partie théorique de cet écrit, nous avons présenté la matrice de mélange V_{CKM} qui paramétrise les courants chargés faibles des quarks. Nous avons également souligné que le contenu et les valeurs des éléments qui constituent cette matrice ne sont pas prédits dans le cadre théorique du SM. L'unitarité de la matrice de mélange V_{CKM} n'étant pas fermement établie, l'écart par rapport à l'unité peut dramatiquement signifier une défaillance dans la modélisation des interactions faibles. Les scénarios les plus exotiques peuvent être évoqués pour expliquer cette lacune [Har05, Sev06].

La plus importante contribution à la somme de l'unitarité, exprimée pour la première ligne de la matrice V_{CKM} (cf. relation 1.91), provient de l'élément V_{ud} . De ce fait, la détermination précise de cet élément fait l'objet d'une activité théorique et expérimentale intense. Aujourd'hui, c'est l'étude de la désintégration β nucléaire qui fournit l'estimation la plus précise de l'élément V_{ud} , au travers de la systématique $Ft(0^+ \rightarrow 0^+$, $T = 1$). La référence [Tow08] utilise la nouvelle valeur moyenne universelle \overline{Ft} afin d'extraire l'élément (V_{ud}) tenant en compte du mélange entre les quarks de la première génération (u et d), à l'aide de la relation 1.91. Cette valeur conduit alors au résultat suivant : $|V_{ud}|_{0^+ \rightarrow 0^+} = 0.97418(26)$. Ce

résultat s'avère en accord avec celui obtenu précédemment (cf. relation 1.93) par la même méthode et présente une précision d'1/3 meilleure que l'ancien. L'étape finale dans le test de l'unitarité consiste à combiner V_{ud} avec les autres composantes de la première ligne de la matrice CKM à savoir V_{us} et V_{ub} . Les valeurs adoptées pour ces deux éléments sont celles recommandées par la publication [Yao06]. Les carrés des 3 éléments de la première ligne de V_{CKM} se somment pour donner l'unité. S'il on croit ce résultat, la contrainte d'unitarité n'est plus remise en question mais se trouve vérifiée avec une précision de 0.1%.

2.8.5 Correction δ_{IM}

Notre étude menée sur l'émetteur β^+ lourd ^{62}Ga ($Z = 31$) avait aussi pour ambition de vérifier la validité des calculs théoriques de type modèle en couches ou encore champ moyen HFB, entreprises par les références [Orm95, Tow02, Tow07], dans l'évaluation de la correction dite de mélange de configurations d'isospin δ_{IM} (cf. paragraphe 1.3.2.2). Cela est effectué par confrontation des résultats déduits de données expérimentales aux prédictions théoriques. En effet, la mesure de l'intensité de la branche β de Fermi non-analogue reliant entre les états 0^+ fondamental et premier excité dans le noyau descendant permet d'évaluer le terme δ_{IM}^1 (cf. relation 2.2). C'est donc la fiabilité du terme δ_{IM}^0 utilisé pour corriger les valeurs $f t(0^+ \rightarrow 0^+)$ qui est indirectement interrogée, étant donné que l'approche théorique employée pour déterminer ces deux valeurs est la même.

D'après le schéma de niveaux établi dans notre étude (cf. figure 2.41), il est clair que nous ne sommes pas en mesure d'attribuer explicitement le peuplement observé pour l'état excité $0^+_{(1)}$ dans le noyau fils ^{62}Zn à la transition β de type Fermi depuis l'état fondamental du parent ^{62}Ga . En effet, l'observation de la raie γ à 1388 keV marque la désexcitation de l'état $0^+_{(1)}$ en question et le peuplement de ce dernier peut signer l'évidence de la transition de Fermi $\beta^+(0^+ \rightarrow 0^+_{(1)})$. En revanche, il n'est pas exclu que cette alimentation ait pour origine une désexcitation γ venant d'un état situé à plus haute énergie. Cette éventualité demeure possible surtout que la probabilité que les raies γ de haute énergie échappent à l'observation est élevée dans notre cas. Nous avons toutefois dressé une limite supérieure sur la valeur du terme δ_{IM}^1 en se servant de l'intensité mesurée pour la transition γ à 1388 keV.

La valeur δ_{IM}^1 que nous obtenons $\leq 0.113(23)\%$ est présentée sur la figure 2.43. Elle est clairement supérieure au résultat expérimental donné par B. Hyland *et al.* $\leq 0.040(15)\%$ [Hyl06]. On remarque néanmoins l'accord relativement appréciable entre notre estimation et le résultat théorique connu des travaux de Towner et Hardy : 0.085(20)% [Tow02] et plus récemment [Tow08] : 0.120(40) ainsi qu'avec la valeur suggérée (0.097%) par Ormand et Brown [Orm95] et obtenue en utilisant une interaction nucléaire effective de type FPDVH. Quant à la valeur (0.169%) reportée par les mêmes auteurs [Orm95], en employant l'interaction FPD6*, elle s'avère nettement en désaccord avec l'ensemble des données connues pour l'instant concernant la correction δ_{IM}^1 pour l'émetteur ^{62}Ga .

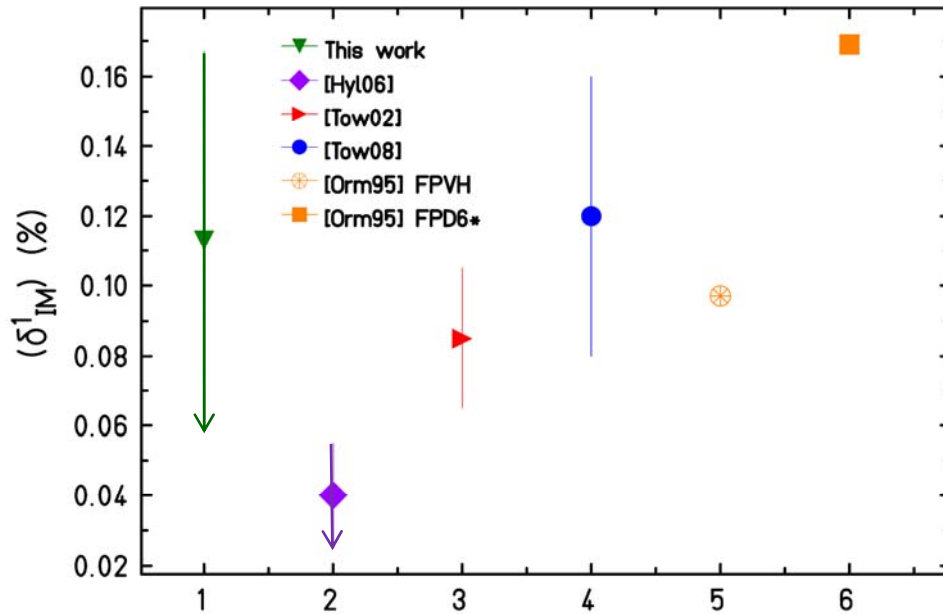


Fig. 2.43 : Comparaison des valeurs connues de la littérature concernant la correction théorique δ^1_{IM} pour l'émetteur ^{62}Ga ($T_z = 0$). Les résultats obtenus dans le cadre d'études expérimentales, à savoir [Hyl06] et le notre, constituent des limites supérieures basées sur l'intensité γ manquante à l'alimentation de l'état excité $0^+_{(1)}$ dans le noyau fils (^{62}Zn) par décroissance β . L'incertitude importante qui entache notre estimation grossière de cette correction provient de l'erreur sur l'intensité de la transition γ à 1388 keV, établie dans le cadre de cette étude.

Chapitre 3

Mesure de la durée de vie de ^{38}Ca ($N \approx Z = 20$)

Ce troisième chapitre est consacré à l'étude expérimentale de la décroissance β^+ du noyau ^{38}Ca . Cet isotope déficient en neutrons a été produit lors d'une expérience (IS437b) qui s'est déroulée au courant de l'année 2007 auprès de l'installation ISOLDE du CERN à Genève. L'un des objectifs fixés pour cette expérience et qui constitue la deuxième partie de ce travail de thèse est la mesure précise de la durée de vie de ce noyau. L'intérêt de cette étude réside dans l'amélioration de la précision sur l'observable mesurée ainsi que dans l'opportunité d'inclure, à long terme, la transition super-permise de ^{38}Ca dans la systématique des valeurs Ft ($0^+ \rightarrow 0^+$, $T = 1$).

Comme discuté ultérieurement dans cet écrit, l'isotope 38 du calcium constitue un candidat de choix lorsqu'il s'agit d'utiliser la désintégration β nucléaire comme outil pour explorer les prédictions du Modèle Standard électrofaible à basse énergie. Contrairement au cas de ^{62}Ga , la transition super-permise de Fermi (β^+ , $^{38}\text{Ca} \rightarrow ^{38m}\text{K}$, $T_Z = -1$) n'est pas pour le moment incluse dans la systématique $Ft(0^+ \rightarrow 0^+)$ visant à tester l'hypothèse CVC. La raison est que la valeur expérimentale $ft(^{38}\text{Ca})$ n'a pas encore atteint le seuil de précision pour lequel elle devient comparable aux 13 cas bien connus de la littérature. L'enjeu lié à inclure le ^{38}Ca dans cette systématique est aussi motivé par la possibilité de vérifier la validité des corrections théoriques appliquées aux valeurs ft expérimentales. En effet, les calculs ou prédictions théoriques indépendantes [Orm95] et [Tow02] accréditent les émetteurs β^+ de Fermi de la série $T_Z = -1$ de corrections significativement plus larges (cf. figure 1.10) que celles imposées aux forces de transitions associées aux noyaux légers ($Z \leq 27$) avec $T_Z = 0$.

Cet exposé est structuré autour de trois paragraphes principaux. Le premier résume l'état des connaissances concernant les observables nécessaires au calcul de la valeur $ft(^{38}\text{Ca})$. Le paragraphe suivant décrit l'expérience analysée : de la production et séparation des isotopes d'intérêt à la mesure de leur radioactivité. Il présente également le dispositif de mesure utilisé ainsi que la logique et l'électronique de détection. Le troisième paragraphe traite de l'analyse des données expérimentales enregistrées sur la désintégration β de ^{38}Ca . En conclusion de ce chapitre, le résultat préliminaire obtenu dans le cadre de cette thèse sera présenté.

3.1 État des connaissances

À la différence de ^{62}Ga , les données expérimentales disponibles sur l'émetteur ^{38}Ca sont moins abondantes. La valeur ft de la transition β^+ super-permise : $^{38}\text{Ca}(0^+) \rightarrow ^{38m}\text{K}(0^+)$ présente pour le moment une incertitude largement supérieure à 1%, valeur indicative sur la limite de la précision recherchée.

Le bilan énergétique (Q_{EC}) de la désintégration β de ^{38}Ca est aujourd'hui connu avec la précision requise. Il a été mesuré très récemment lors de deux études indépendantes par le moyen de pièges magnétiques de type Penning. La plus précise de ces nouvelles valeurs : $Q_{EC}(^{38}\text{Ca}) = 6611.7(4)$, avec une précision de 6×10^{-5} , est donnée par la référence [Bol06] qui a

réalisé cette mesure auprès de l'installation LEBIT à MSU. Les auteurs de la deuxième publication [Geo07] ont mené leur étude auprès du spectromètre de masse ISOLTRAP au CERN et rapportent une valeur en accord avec la précédente. L'incertitude sur la valeur ft (^{38}Ca) provient donc de l'imprécision qui gouverne les deux autres observables $T_{1/2}$ et $B.R.A$ entrant dans sa définition. La réévaluation de celles-ci s'avère donc souhaitable.

La décroissance faible des noyaux avec $T_Z = 0$ est dominée, à raison de $> 99\%$, par l'interaction de type vectoriel (dite de Fermi) qui alimente uniquement les états isobariques analogues 0^+ dans le descendant. De ce fait, l'intensité de la transition super-permise peut être aisément mesurée avec la précision souhaitée. À l'inverse, les émetteurs β^+ de la série $T_Z = -1$, à l'instar de ^{38}Ca , sont caractérisés par une répartition quasi-équitable des forces responsables de leur désintégration dans le peuplement des états excités dans le noyau fils. La compétition entre ces deux forces, de type Gamow-Teller et Fermi, fait que la valeur de l'intensité de la transition super-permise pour de tels émetteurs β est typiquement de l'ordre de 50%. La détermination précise du rapport d'embranchement analogue $B.R.A$ s'avère être une tâche particulièrement ardue vu qu'elle nécessite la connaissance de l'efficacité de détection du rayonnement γ avec une précision meilleure que le pourcent. À ce jour, il n'existe pas de mesure absolue connue pour $B.R.A(^{38}\text{Ca})$ satisfaisant ce critère de précision.

La mesure de la période β de l'isotope ^{38}Ca a fait l'objet de quatre études menées dans le passé [Kav68, Gal69, Zio72, Wis80]. Les quatre valeurs répertoriées dans la littérature concernant cette donnée ne sont pas constantes entre elles. La valeur moyenne commune tirée de ces connaissances : $440.0(78) \text{ ms}$ [Har05] présente une incertitude de 1.77%. Comme l'imprécision sur la durée de vie $T_{1/2}(^{38}\text{Ca})$ est d'un ordre de grandeur supérieure au $\%$, elle pénalise la prise en compte de la valeur $ft(^{38}\text{Ca})$ dans la systématique $Ft(0^+ \rightarrow 0^+)$. Rappelons que la précision atteinte sur les 13 valeurs Ft jusqu'ici incluses dans les tests des propriétés de l'interaction faible varie entre 0.24 et 0.40%.

C'est dans cette optique qu'on s'est proposé d'étudier la décroissance β de ^{38}Ca afin d'établir sa demi-vie avec une précision de l'ordre de 0.1%. La mesure des rapports d'embranchement associés à cette même désintégration, qui requiert la caractérisation précise du détecteur de rayonnement γ , s'inscrit aussi dans nos objectifs et fait l'objet d'un travail de thèse en cours. Nous nous sommes également intéressés à la mesure de la période β de l'isotope ^{39}Ca . Le résultat obtenu nous servira de valeur témoin dans le sens où il permet de vérifier si des effets systématiques liés à notre expérience sont présents. Cette dernière étude est aussi motivée par l'opportunité d'employer une source d'activité ^{39}Ca pure. Nous pourrions ainsi disposer, pour la première fois, d'une mesure de l'observable $T_{1/2}(^{39}\text{Ca})$ réalisée dans ces conditions puis la comparer aux valeurs déjà disponibles dans la littérature.

3.2 Protocole expérimental

La difficulté rencontrée lors de la mesure avec précision de la durée de vie de ^{38}Ca relève de sa courte période β ($T_{1/2} \approx 450 \text{ ms}$) mais elle est surtout et essentiellement liée à la durée de vie de son noyau fils (par filiation β) le ^{38m}K . En effet, cette dernière : $T_{1/2}(^{38m}\text{K}) \approx 924 \text{ ms}$ est à peine deux fois supérieure à celle du noyau précurseur. S'ajoute à cette restriction le fait que l'isobare ^{38m}K est créée, dans un état isomérique de spin, inévitablement dans la réaction initiale en même temps que le noyau d'intérêt. La raison est que la présence de ce contaminant principal, produit par désintégration et par apport direct, rend l'analyse du

spectre en temps des événements de radioactivité enregistré pour le noyau parent (^{38}Ca) compliquée et imprécise. Il résulte des limitations évoquées un effet doublement néfaste au détriment de la précision requise. D'une part, une grande incertitude dans la détermination de la hauteur du fond constant utilisé dans l'ajustement de la courbe de décroissance expérimentale. D'autre part, l'information sur le nombre total de décroissances β attribuées à l'impureté ^{38m}K n'est pas accessible. La nécessité de disposer d'un échantillon d'activité ^{38}Ca pure devient un facteur déterminant pour la précision recherchée.

C'est justement cette opportunité qu'offre le site ISOLDE au CERN grâce à la possibilité de produire et séparer en masse des noyaux de très courtes durées de vie et de purifier isotopiquement le faisceau secondaire par l'emploi d'un piège magnétique de type Penning : REXTRAP.

3.2.1 Production et séparation des noyaux étudiés

Une vue schématique de la ligne de production et séparation à ISOLDE est proposée dans la figure 3.1. Les noyaux d'intérêt (^{38}Ca) sont produits en même temps qu'une multitude d'espèces radioactives dans la réaction de spallation initiale. Celle-ci est induite par l'impact d'un faisceau primaire de protons accélérés à 1.2 GeV , délivré par le synchrotron PS *Booster*, sur une cible de titane. L'injection fournit, lors d'un cycle, des paquets de $2.0\text{--}2.7 \times 10^{13}$ protons par pulse. Ces pulses sont espacés chacun par 1.2 secondes .

À ISOLDE, la cible de production utilisée est chauffée à une température proche de 1500°C permettant ainsi la diffusion thermique des atomes produits vers le dispositif d'ionisation. Le type d'ionisation utilisé lors de l'expérience IS437b est basé sur le procédé d'ionisation de surface. Dans la source d'ions, les atomes créés au départ cèdent généralement un électron au contact d'un tube en tungstène chauffé à haute température et ressortent principalement dans un état de charge 1^+ . Afin de s'affranchir de l'isobare contaminant ^{38m}K , un gaz de fluore (CF_4) est injecté dans la source d'ions. Cette injection permet d'isoler chimiquement les noyaux étudiés sous forme de molécules $^{38}\text{Ca}^{19}\text{F}^+$. Les molécules CaF^+ ionisées sont ensuite accélérées par des électrodes soumises à une tension de 60 keV .

La sélection isotopique de ces molécules s'est faite à l'aide du séparateur magnétique HRS (*High Resolution Separator*). Celui-ci permet une séparation en masse de haute résolution, $m/\Delta m$ est de l'ordre de 3500, grâce à l'utilisation de deux aimants d'analyse (ou dipôles magnétiques) présentant des angles de déflexion respectifs de 90° et 60° .

Les ions sélectionnés à la sortie du HRS sont ensuite envoyés vers un dispositif de piégeage de type Penning : REXTRAP où ils sont thermalisés et accumulés pendant 600 millisecondes . Un élément interrupteur du faisceau (ou *Beam Gate*) permet de choisir le temps de collection pendant lequel les noyaux sont confinés à l'intérieur du piège magnétique. Au bout de ce temps de confinement, les ions sont éjectés hors du piège magnétique par paquets. À l'éjection de REXTRAP, l'analyse en temps de vol (TOF) est réalisée. Elle permet une sélection drastique de la masse désirée uniquement : $A = 57$ dans le cas de $^{38}\text{Ca}^{19}\text{F}^+$. De cette façon, tous les ions parasites sont piégés et c'est surtout l'isobare ^{38m}K qui est éliminé. En particulier, même dans le cas où les isotopes du calcium se désintègrent lors de l'accumulation dans le piège magnétique, les molécules CaF^+ se dissocient et les noyaux de filiation β sont filtrés lors de l'analyse TOF. Il est utile de noter que la molécule KF^+ est instable chimiquement.

Ainsi, l'utilisation conjuguée des systèmes HRS+REXTRAP+TOF offre la possibilité de produire un échantillon $^{38}\text{CaF}^+$ ou un faisceau radioactif secondaire de haute pureté. Enfin, l'acheminement des isotopes sélectionnés jusqu'à la station de détection se fait à l'aide de deux lentilles de type Einsel placées le long de la ligne du faisceau.

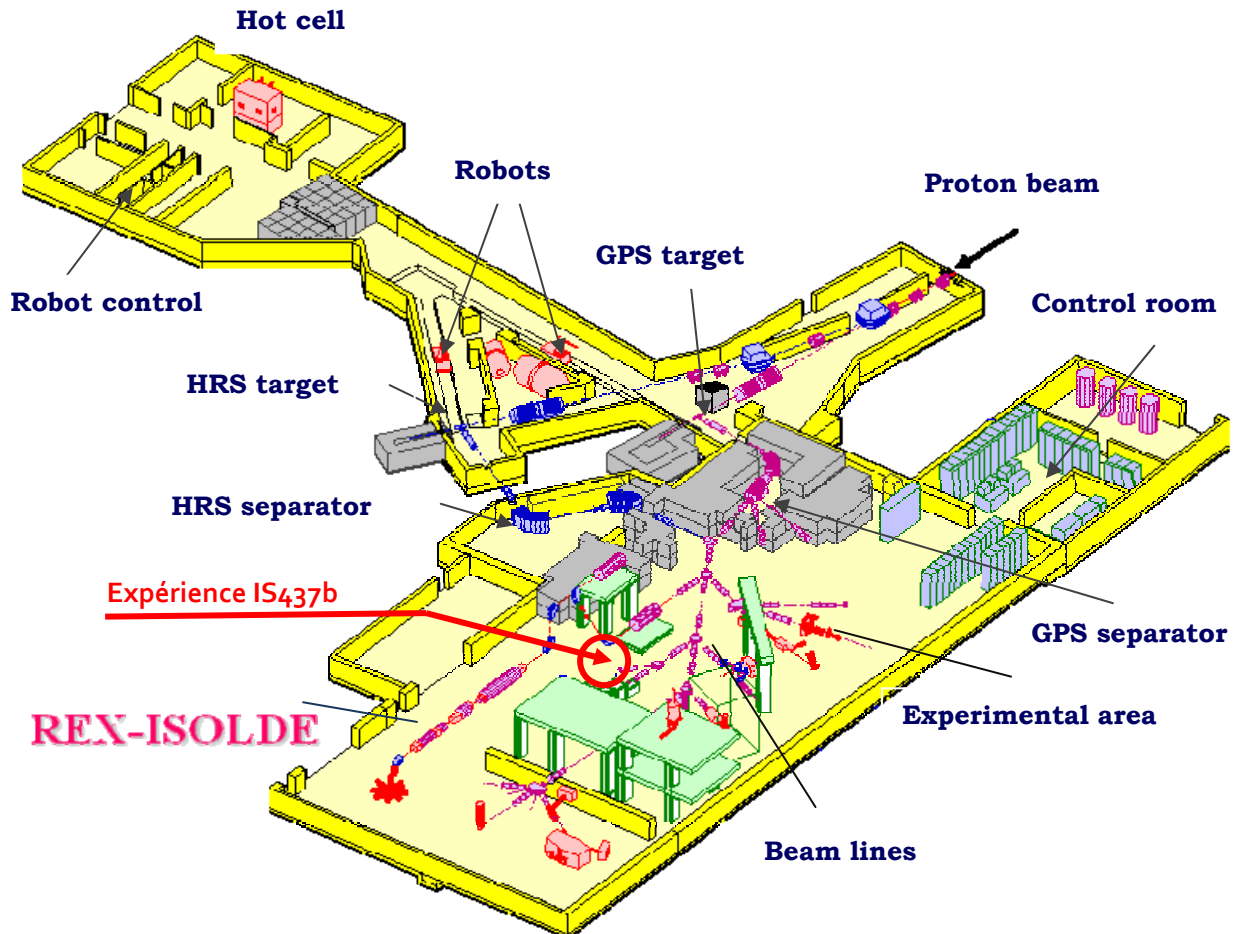


Fig. 3.1 : Vue schématique de l'installation ISOLDE au CERN. Le faisceau primaire de protons accélérés à 1.2 GeV est envoyé sur l'une des cibles de production (GPS ou HRS). Les espèces radioactives créées sont triées "en ligne" par les séparateurs de fragments GPS ou encore HRS selon la pureté requise pour le faisceau radioactif secondaire. Les noyaux d'intérêt ainsi sélectionnés sont finalement envoyés vers les aires expérimentales ou les dispositifs de détection afin d'être étudiés.

3.2.2 Dispositif de détection

Le montage du dispositif de détection utilisé durant l'expérience IS437b est présenté sur la figure 3.2. Les molécules CaF^+ transmises sont collectées par une bande de mylar aluminisé de $50\mu\text{m}$ d'épaisseur. Cette bande est reliée à un dispositif de contrôle qui l'achemine jusqu'au centre du détecteur β permettant ainsi de transporter les ions radioactifs.

Le détecteur β consiste en un compteur à gaz de type Geiger-Müller. Le gaz employé était un mélange d'argon à raison de 95% avec 5% de méthane, maintenu à une pression de 1030 mbar. Le Méthane est utilisé comme *quencher* : il limite le nombre d'avalanches ayant lieu

dans le détecteur afin d'éviter de l'endommager. Le compteur à gaz employé est en réalité constitué de deux compartiments (moitiés), d'un volume de 37.4 cm^3 chacun, au milieu desquels une fente permettait le passage de la bande de collection. La géométrie de cet ensemble permet de couvrir un angle solide de détection proche de 4π . Le compteur Geiger est caractérisé par une réponse en temps d'environ $10 \mu\text{s}$. Il est employé pour détecter les particules β émises suite à la décroissance des isotopes ^{38}Ca ainsi que leurs descendants ^{38m}K . Le dispositif de pilotage de la bande permet de la déplacer à la fin des cycles de mesure afin d'évacuer l'activité résiduelle.

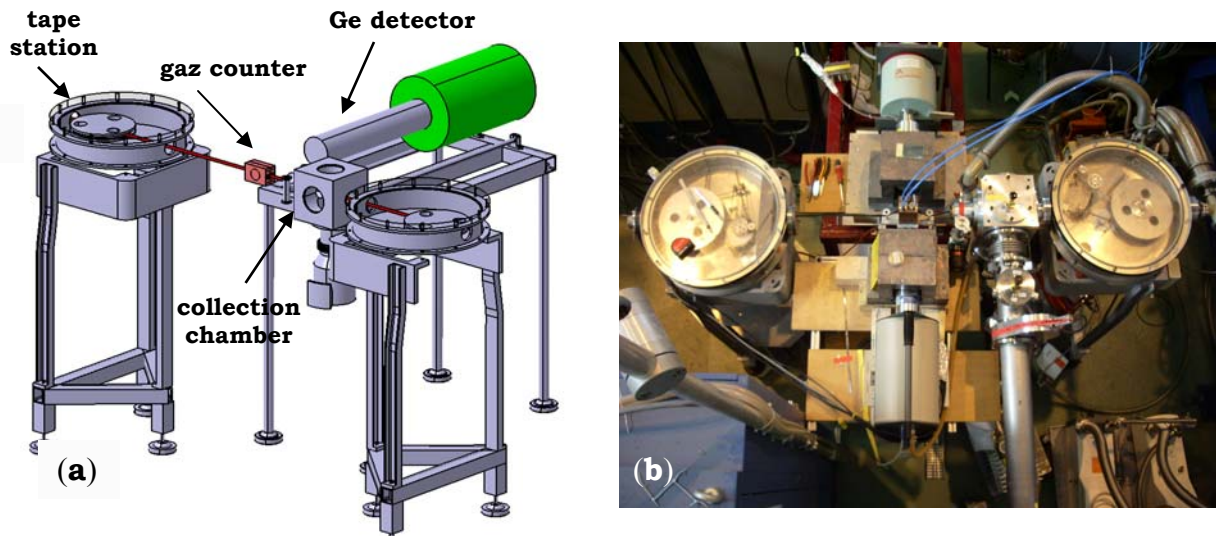


Fig. 3.2 : (a) Schéma du dispositif de détection utilisé durant l'expérience IS437b. L'activité accumulée dans le piège magnétique REXTRAP est collectée par une bande en mylar à environ 50 cm du point de mesure. Après la collection, l'échantillon est transporté jusqu'au centre d'un compteur à gaz de type Geiger-Müller employé pour la détection des particules β . Seul l'un des deux détecteurs Ge utilisés dans le but de mesurer le rayonnement γ émis est représenté sur cette figure. (b) photographie du montage de détection montrant les deux détecteurs Ge.

Les deux compteurs à gaz ont été étudiés durant la phase tests (précédant l'expérience) afin d'établir leurs caractéristiques : courbe de réponse et efficacité de détection β . A l'aide d'une source de ^{90}Sr , le régime opératoire optimal de Müller (dit plateau) déterminé pour ces compteurs était situé entre 2600 et 3000 V et l'efficacité de détection mesurée avoisinait les 90%. Etant donné leurs réponses très similaires, les deux détecteurs employés ont été soumis à la même haute tension accélératrice. Celle-ci a été variée durant la prise de données, pour des valeurs comprises dans l'intervalle délimité par la région du plateau.

En face du compteur à gaz étaient placés deux détecteurs Ge monocristallins afin de mesurer le rayonnement γ consécutif à la désintégration β de ^{38}Ca . Outre son objectif principal qui est la détermination du rapport d'embranchement analogue de la transition super-permise dans le ^{38}Ca , la détection γ permet aussi de vérifier la présence possible d'impuretés dans l'échantillon mesuré. De cette façon, si des contaminants sont identifiés, la contribution due à leur décroissance serait prise en compte lors de la modélisation du spectre en temps qui permet de déterminer la durée de vie du noyau étudié.

3.2.3 Cycles de mesure

La mesure de la durée de vie de l'isotope ^{38}Ca a été réalisée avec des cycles englobant la purification isotopique, l'accumulation de l'activité, son transport et la mesure de la décroissance. Un cycle typique de mesure est illustré par le chronogramme de la figure 3.3. Comme mentionné dans la description du mode de production des noyaux étudiés, le synchrotron PSB à ISOLDE délivre des paquets de protons regroupés dans un cycle, appelé super-cycle. Ce dernier était d'une durée de 19.2 s et comportait 16 pulses espacés de 1.2 s. Seule une partie de ces pulses était dirigée vers la cible de titane, à la cadence d'un paquet toute les 8.4 s.

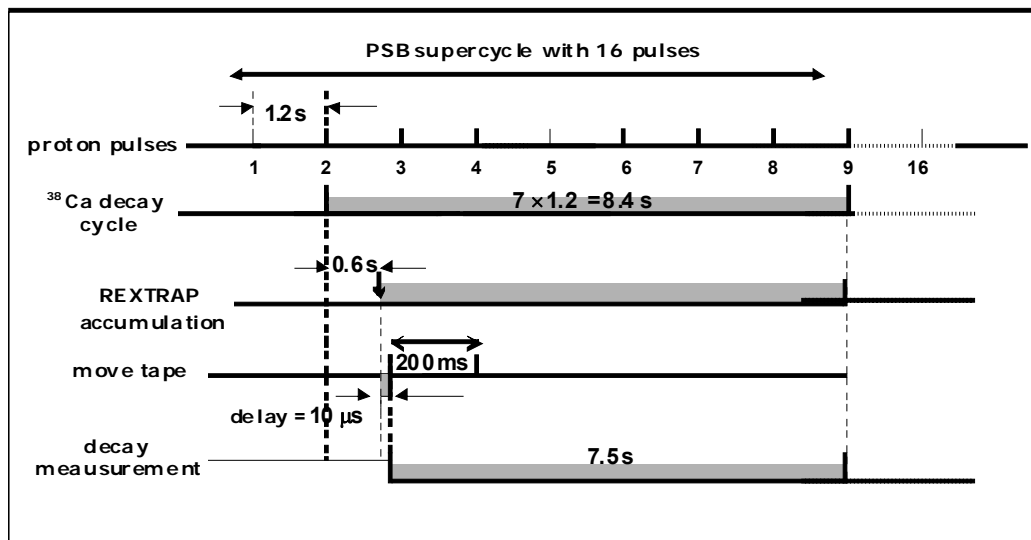


Fig. 3.3 : Chronogramme d'un cycle de mesure de la décroissance de ^{38}Ca . L'acquisition des données est activée dès la réception du signal d'éjection délivré par REXTRAP. Un cycle physique de mesure de décroissance débute en même temps que la bande est déplacée afin d'acheminer l'activité vers le détecteur β . La durée de l'observation de la décroissance programmée est de 7.5 s.

Un cycle de mesure débutait avec l'envoi du pulse proton qui démarrait l'accumulation de l'activité CaF^+ dans REXTRAP. Le faisceau secondaire est ensuite coupé grâce à l'interrupteur *Beam Gate*. Au bout d'un intervalle de temps de confinement de 600 ms (puis 1.2 s vers le milieu de l'expérience) l'échantillon est éjecté. Le signal d'extraction T_{ext} issu du piège Penning déclenchait simultanément le système d'acquisition ainsi que le cycle physique de mesure de décroissance programmé. Ce même signal (T_{ext}) est suivi, après un délai d'environ 10 μs , par le déplacement de la bande en mylar (pendant 200 ms) afin d'acheminer l'échantillon CaF^+ purifié jusqu'au centre du détecteur à gaz. De cette façon, le début d'un spectre en temps d'événements de décroissance est toujours marqué par une activité ^{38}Ca nulle durant les premières 200 ms.

La durée d'un cycle de mesure était fixée à 7.5 s pour pratiquement tous les *runs* (92%) mesurant la désintégration de ^{38}Ca , avant qu'elle ne soit modifiée à 16 s vers la fin de l'expérience. Ces temps de mesure étaient codés sur une base de 2048 canaux. Pour les cycles courts, nous avons utilisé un temps total de 10.24 s dans les spectres de l'acquisition ce qui correspond à une résolution temporelle de 5 ms/canal dans le spectre en temps. Avec les cycles de durée plus longue, la valeur en temps de chaque canal était deux fois supérieure, soit de 10 ms, obtenue avec un temps total de 20.48 s.

3.2.4 Electronique et acquisition des données

Dans une expérience typique de mesure de la demi-vie d'un noyau, un enjeu primordial est lié à la connaissance du temps mort de l'acquisition, c'est-à-dire l'intervalle de temps au cours duquel celle-ci est occupée par le traitement d'un événement. En effet, cette information est précieuse dans la mesure où elle constitue la correction la plus importante apportée à la période apparente ou mesurée. Une façon précise permettant de disposer de cette information et sur laquelle a porté notre choix durant l'expérience IS437b, est le mode d'acquisition à temps mort prédéfini. Ce paramètre est fixé de façon à ce que le temps de traitement des données soit le même quelque soit l'événement arrivant.

Les valeurs du temps mort fixe utilisées sont de 2, 8 et 100 μs . Ces valeurs sont choisies de façon à ce qu'elles soient plus longues que le temps de traitement d'un événement que ce soit par l'électronique ou par l'acquisition (numérisation et codage). L'idée derrière l'utilisation de ces différentes valeurs pour le paramètre temps mort est de pouvoir tester la fiabilité de la procédure permettant de corriger les événements de décroissance du temps mort comme on le verra plus loin.

Au cours de notre expérience, la procédure suivie afin de déterminer la durée de vie de ^{38}Ca est exclusivement basée sur la détection des particules β émises suite à la désintégration de ce noyau. Le principe de ce type de mesure consiste à enregistrer le nombre d'événements de radioactivité attribués à l'élément en décroissance ainsi que leur temps sur un cycle de mesure. La distribution en temps ainsi obtenue est alors exploitée dans le but d'extraire la période β recherchée.

Pour réaliser ces mesures, la chaîne électronique utilisée était la suivante. Les signaux analogiques issus du détecteur β sont d'abord pré-amplifiés avant de passer dans un amplificateur rapide TFA (ORTEC 572A) pour leur mise en forme. Ils sont ensuite envoyés vers un discriminateur à seuil (CAEN N417) qui les transforme en signaux logiques seulement si leur amplitude excède un seuil minimum prédéterminé. Les signaux logiques ainsi générés sont dédoublés à l'aide d'un module logique (Fan In/Fan Out, LeCroy Mod. 429A). Le premier groupe est dirigé vers un module électronique spécifique* qui permet de fixer le temps mort (DT) d'un événement. Les durées de temps mort utilisées avec ce module sont de 2 et 8 μs . Le second groupe de signaux logiques issus du discriminateur à seuil sert à élaborer les signaux avec un temps mort fixe de 100 μs et cela à l'aide d'une chaîne électronique adéquate employant un module de retard logique (LeCroy Dual Gate Generator Mod. 222). Les signaux logiques DT fixes sont finalement envoyés vers l'acquisition afin d'étiqueter en temps les événements enregistrés.

Afin de minimiser les effets systématiques liés au mode d'enregistrement des événements de décroissance lors de notre expérience, nous avons utilisé deux systèmes d'acquisition de données (DAQ) indépendants désignés par : PXI et GANIL. Les paramètres et les tâches de ces systèmes DAQ étaient différents, comme résumé dans le tableau 3.1.

Le premier système d'acquisition PXI a été mis au point au CENBG spécialement dans le but de mener des mesures de durées de vie. Il présente la particularité d'être simple et rapide et permet de stocker les mesures effectuées cycle par cycle. Il est muni de deux cartes mémoires (NI 6602 PXI). Durant un cycle de mesure, il enregistre le temps d'un événement

* Zweifach Präzision – Totzeitstufe Mod. 9801 (Physikalisch-technische Bundesanstalt Braunschweig).

de décroissance uniquement en mémoire. À la fin du cycle de mesure, les données sont écrites sur un disque et la mémoire est effacée en préparation à la réception du prochain cycle. L'acquisition PXI dispose de quatre voies de mesures indépendantes par carte mémoire. Au cours de l'expérience, deux voies étaient employées pour traiter les événements issus du compteur Geiger et avec des temps morts fixes de 2 et 8 μs . La précision en temps du DAQ – PXI est donnée par l'horloge interne intégrée à celui-ci. Celle-ci avait une fréquence de 80 MHz conduisant à une précision en temps bien inférieure à 1 μs . Ce système a été étudié durant la phase tests, à l'aide d'un générateur d'impulsions, sans toutefois lui mesurer un temps mort intrinsèque. En effet, le traitement des événements est conditionné par la durée en temps des signaux d'entrée qui devaient être d'au moins 12.5 ns .

DAQ	Temps mort fixe (μs)	Binning en temps (ms/canal)	Mode	Données enregistrées
PXI	2	5–10	cycle	– distribution en temps
	8			
GANIL	100	----	List Mode événement	– distribution en temps – spectres énergie β – spectres énergie γ

Tab. 3.1 : Caractéristiques des deux systèmes d'acquisition DAQ indépendants utilisés durant l'expérience IS437b. Le premier PXI traite les événements de décroissance cycle par cycle et avec des temps morts fixés à 2 et 8 μs . Le deuxième GANIL opère en List Mode : enregistre les données relatives à la décroissance β – γ des espèces radioactives étudiées événement par événement, avec un temps de traitement fixé à 100 μs .

Le deuxième système (GANIL) est de type acquisition GANIL DAQ, basé sur le procédé List Mode. Il emploie un codeur d'amplitude (ADC) de type (CAEN V785N) à 16 voies ainsi qu'une échelle à 16 voies (CAEN V830), le tout alimenté par un châssis de standard VME. L'échelle est utilisée pour l'étiquetage en temps des événements. Pour cette fin, des signaux logiques issus d'une horloge de haute précision (1 MHz) étaient envoyés sur l'une des entrées de l'échelle. Cette même entrée est réinitialisée au début de chaque cycle et lue (Read Out) avec tous les autres paramètres d'un événement. Le signal déclencheur de ce système avait un temps mort fixe de 100 μs . Les données traitées par cette acquisition étaient enregistrées sur disque en mode événement-par-événement. L'intérêt majeur du List Mode réside dans le fait qu'il permet une certaine liberté d'action sur les données. Ainsi, il nous a été possible de régénérer les mesures du lot $DT=100 \mu\text{s}$ dans le format cycle, durant l'analyse off-line. Les événements γ (signaux énergie et temps) issus des deux détecteurs Ge employés étaient également traités par cette acquisition.

Durant la prise de données relatives à la décroissance de ^{38}Ca , la tension de polarisation du détecteur β ainsi que le seuil du discriminateur (déclenchement) ont été modifiés afin de tester l'impact de ces conditions de détection sur la durée de vie déterminée.

3.3 Analyse des données

Sur le plan expérimental et au regard de l'objectif principal fixé pour notre étude : la mesure de la période β de ^{38}Ca avec une incertitude relative inférieure à 0.1%, la détection de 10^7 événements de décroissance attribués à cet émetteur est nécessaire.

L'étude précise menée sur la désintégration β^+ de l'isotope ^{38}Ca a déjà fait l'objet d'une expérience (IS437a) réalisée au cours de l'année 2006 auprès de la même installation. Une nouvelle proposition d'expérience avec un temps de faisceau accru fut acceptée afin de confirmer et de compléter les résultats obtenus lors de l'expérience de 2006. Celle-ci (IS437b) s'est déroulée sur une durée de 10 jours entre Mai et Juin 2007. Les conditions expérimentales étaient similaires à l'expérience précédente si ce n'est l'attente d'une amélioration du taux de production de l'élément radioactif d'intérêt. En effet, l'expérience IS437a avait disposé d'une activité d'environ 30 noyaux $^{38}\text{Ca}/s$, durant une partie de la prise de données, ce qui laisser espérer un taux de production plus élevé en 2007. En réalité, l'apparition de problèmes techniques principalement liés à l'effusion de la cible de production employée (en titane) ont fortement compromis l'activité de l'échantillon $^{38}\text{CaF}^+$ collecté pour la mesure.

Ainsi, durant les premiers *runs* mesurant la décroissance β^+ de ^{38}Ca , le taux de comptage atteignait modestement les 100 noyaux/s. Afin d'optimiser la production et la transmission des molécules $^{38}\text{CaF}^+$ jusqu'à la station de détection, plusieurs paramètres ont été modifiés. Les réglages effectués ont concerné REXTRAP (tension d'accélération du RFQ, fréquence de résonance), la position du faisceau protons sur la cible ainsi que son intensité. L'effort a payé et le taux de comptage s'est amélioré avant de se stabiliser vers les 240 noyaux $^{38}\text{Ca}/s$. La situation s'est détériorée suite à l'arrêt de production des protons au niveau du PSB. À la reprise, le taux de comptage était autour de 120 noyaux/s avant d'augmenter progressivement vers le milieu de la prise des données pour franchir la barre des 360 $^{38}\text{Ca}/s$. Les *runs* qui ont suivis ont été marqués par l'instabilité du faisceau primaire et l'arrêt de production pour intervention sur le PS. Ceci a bien entendu occasionné la perte du taux de comptage. Par la suite, une modification de la fenêtre en temps de vol (TOF) pour disposer d'une activité ^{39}Ca a été opérée. Les deux derniers *runs* ^{38}Ca réalisés étaient caractérisés par un taux de comptage avoisinant les 150 noyaux/s, et on retrouvait la situation du début de la prise des données. Au final, près de 7.7×10^6 décroissances β attribuées à l'isotope ^{38}Ca ont été détectées et le taux de comptage moyen de l'échantillon $^{38}\text{CaF}^+$ obtenu fut d'environ 200 décroissances/s.

La mesure de la désintégration β^+ de ^{38}Ca a été effectuée sur un temps de près de 83.3h totalisant 43992 cycles de décroissance enregistrés. Un cycle de mesure consistait en une phase de décroissance pure de 7.5 (ou 16) s comprenant une durée totale d'environ 19 demi-vies $T_{1/2}(^{38}\text{Ca})$ pour la grande majorité des *runs*. Sur les 49 *runs* enregistrés, 7 ont été rejetés pour des raisons d'instabilité du faisceau $^{38}\text{CaF}^+$ récupéré à la sortie de REXTRAP et 2 *runs* à cause du très faible taux de comptage. Les 39 *runs* retenus ont été réalisés avec des conditions expérimentales variées : la tension de polarisation du détecteur à gaz, le seuil du discriminateur de déclenchement, la durée en temps d'un cycle de décroissance et la résolution en temps dans le spectre de décroissance.

En ce qui concerne l'isotope ^{39}Ca , un temps de faisceau de 6.7h a été alloué à la mesure de sa désintégration β^+ et environ 1918 cycles de décroissance ont été enregistrés. Les données relatives à ce noyau sont en cours de traitement. Cette analyse n'étant pas encore finalisée pour le moment, elle ne sera pas traitée en conséquence dans la suite de cet exposé.

L'analyse des données recueillies au cours des *runs* mesurant la décroissance β de ^{38}Ca s'est effectuée principalement en deux étapes dont le détail fera l'objet des deux prochains paragraphes. Nous présentons par la suite les résultats obtenus pour la durée de vie de ce noyau en considérant les lots d'événements de décroissance enregistrés avec des temps morts fixés à 2,8 et 100 μs et avec un jeu de paramètres de référence qui nous servira entre autres à l'établissement de la durée de vie finalement adoptée. Le quatrième paragraphe est consacré à l'investigation des sources d'effets systématiques susceptibles d'influencer la période β déterminée. Ce chapitre s'achèvera par la présentation du résultat préliminaire obtenu suivie d'une discussion qui permettra de mieux l'interpréter.

3.3.1 Sélection des cycles

La première étape dans l'analyse des *runs* mesurant la radioactivité β de l'isotope étudié ^{38}Ca est la sélection des cycles. Comme indiqué dans le paragraphe 3.2.4, avec le système d'acquisition PXI, l'enregistrement des événements de décroissance s'est effectué cycle par cycle. Un *run* regroupe un ensemble de cycles réalisés dans les mêmes conditions expérimentales et comporte entre 30 et 2880 cycles. Les données acquises avec le procédé List Mode (système GANIL) ont été également traitées de façon à les recréer dans ce même format (cycles).

La distribution en temps des événements de décroissance obtenue pour chaque cycle est ajustée, suivant la procédure décrite plus bas, à l'aide d'une fonction théorique dans le but d'extraire trois paramètres libres dont la période β de l'isotope étudié. Le programme d'analyse est chargé de retenir seulement les cycles qui répondent essentiellement aux deux critères de sélection suivants :

- i. Le taux de comptage enregistré au cours du cycle doit excéder un seuil minimum prédéfini fixé à 30 coups. Cette coupure est motivée par l'utilisation uniquement des cycles où l'activité de l'échantillon $^{38}\text{CaF}^+$ était suffisamment élevée. En effet, lorsque le comptage est faible, le rapport signal/bruit décroît. L'ajustement de la courbe de décroissance est alors dominé par le bruit de fond. Si ce dernier n'est pas constant, le résultat obtenu pour la durée de vie est de ce fait erroné. Ce paramètre a été varié, par la suite, afin de vérifier son influence sur la valeur obtenue pour la durée de vie mesurée (cf. paragraphe 3.3.3.4).
- ii. La procédure d'ajustement est basée sur le principe de minimisation au sens des moindres carrés du paramètre χ^2 (*Chi-squared minimization*) donné lors de l'ajustement de la courbe de décroissance expérimentale par la fonction théorique f_{FIT} présentée plus loin. La valeur du χ^2 normalisé* obtenu pour un cycle donné doit être meilleure que 2. En effet, il arrive que des effets instrumentaux donnent lieu à des distorsions dans les spectres en temps. Ce critère de réjection est alors destiné à exclure de telles contributions. D'autres valeurs ont été testées pour ce paramètre (χ^2 normalisé) sans toutefois établir une incidence sur la période β déterminée comme on le verra plus loin.

* Le paramètre χ^2 réduit (ou normalisé) est celui donné lors de la procédure d'ajustement et normalisé par le nombre de degrés de liberté. Ce facteur de normalisation correspond à la différence entre le nombre de données à ajuster (nombre de canaux du spectre en temps) et le nombre de paramètres libres dans la fonction d'ajustement (relation 3.2). Pour l'ajustement de la durée de vie, ces paramètres sont au nombre de 3.

La prescription des moindres carrés revient en fait à minimiser la quantité :

$$\chi^2(\theta) = \sum_{i=1}^N W_i [C(i) - f_{FIT}(i; \theta)]^2 \quad (3.1)$$

où les termes W_i , appelés *poids* ou facteurs de pondération, sont les inverses des variances de mesures. $f_{FIT}(i)$ est la valeur donnée par la fonction d'ajustement, présentée par la relation 3.2, pour le $i^{\text{ème}}$ canal dans le spectre de décroissance. $C(i)$ est le nombre de coups du même canal. Nous désignons par θ le vecteur des paramètres "optimaux" qui minimisent, au sens de la méthode des moindres carrés, la quantité χ^2 .

La procédure de sélection des cycles opérant de la façon suivante :

- Dans tous les cas, le premier cycle de chaque *run* est systématiquement rejeté par précaution. Cela permettait d'éviter la mesure de l'activité résiduelle déjà présente sur la bande de transport et qui serait majoritairement due au noyau fils ^{38m}K .
- Une première condition exclut les cycles où des problèmes techniques, tel l'absence du faisceau primaire de protons, réduisaient le taux de comptage de façon significative. La valeur de référence pour cette coupure est un comptage limite de 30 coups minimum par cycle.
- La deuxième condition rejette les cycles dans lesquels des étincelles (*sparks*) dans le compteur à gaz ont créé des événements artificiels. La valeur de référence pour cette condition est un paramètre χ^2 normalisé ou réduit inférieur ou égal à 2.
- Le problème de minimisation se ramène à la résolution d'une équation qui fait intervenir ou demande le calcul d'inverses de matrices, telle la matrice des poids W ou encore la matrice jacobienne. Par ailleurs, l'évaluation des incertitudes sur les paramètres libres de l'ajustement passe par le calcul de la matrice d'erreur. Il est alors nécessaire que les éléments des matrices en question soient positifs et/ou non-nuls. Si lors d'un processus d'ajustement, des aberrations (singularités, indéterminisme...) liées aux calculs matriciels apparaissent, le cycle traité est disqualifié.
- La dépendance de la fonction théorique f_{FIT} en θ (paramètres recherchés) étant non-linéaire, l'approche basée sur la méthode des moindres carrés employée ici est un procédé itératif. En conséquence, le nombre maximum d'itérations permises avant que la convergence de l'ajustement ne soit atteinte est également spécifié. La valeur utilisée lors de l'analyse était de 100.

L'ajustement du spectre de décroissance obtenu pour un cycle de mesure nécessite d'abord l'énumération des contributions individuelles à l'activité totale. Pour déconvoluer le spectre d'activité totale, nous devons considérer dans tous les cas la contribution de l'émetteur parent ^{38}Ca . À celle-ci s'ajoute l'activité associée aux isobares de la filiation radioactive, générés par décroissance β du noyau précurseur. Dans le cas de ^{38}Ca , il s'agit uniquement du noyau fils direct le ^{38m}K vu que la désintégration de ce dernier par émission β mène vers l'isobare stable ^{38}Ar . Par ailleurs, du fait de l'utilisation d'un échantillon isotopiquement pur (collecté par la bande après l'analyse temps de vol (TOF) réalisée à la sortie de REXTRAP), l'émetteur ^{38m}K est produit uniquement par décroissance de ^{38}Ca , soit sans apport direct. Ainsi, la relation entre les activités dues au ^{38}Ca et à son fils ^{38m}K peut être décrite exactement.

Au final, l'ajustement de la distribution en temps expérimentale des événements de radioactivité est réalisé à l'aide de deux fonctions exponentielles, modélisant la décroissance de ^{38}Ca et ^{38m}K , reposant sur un fond linéaire constant. Ce dernier a pour origine l'activité résiduelle constante due à l'environnement expérimental (bétons, rayons cosmiques...) ainsi que les déclenchements fortuits dus au bruit électronique :

$$\begin{aligned}
 f_{FIT}(t) &= f_{decay,^{38}\text{Ca}}(t) + f_{decay,^{38m}\text{K}}(t) + p(BG) \\
 f_{decay,^{38}\text{Ca}}(t) &= p(^{38}\text{Ca}) * \exp\left(-\frac{\ln(2) \cdot t}{T_{1/2}(^{38}\text{Ca})}\right) \\
 f_{decay,^{38m}\text{K}}(t) &= \frac{T_{1/2}(^{38m}\text{K}) \cdot p(^{38}\text{Ca})}{T_{1/2}(^{38}\text{Ca}) - T_{1/2}(^{38m}\text{K})} * \left[\exp\left(-\frac{\ln(2) \cdot t}{T_{1/2}(^{38}\text{Ca})}\right) - \exp\left(-\frac{\ln(2) \cdot t}{T_{1/2}(^{38m}\text{K})}\right) \right]
 \end{aligned} \tag{3.2}$$

où les trois paramètres libres de l'ajustement sont la durée de vie $T_{1/2}(^{38}\text{Ca})$ de ^{38}Ca , le nombre de décroissances $p(^{38}\text{Ca})$ qui lui sont attribuées sur le cycle ajusté et la contribution du fond constant $p(BG)$. La durée de vie de ^{38m}K est connue avec précision : $T_{1/2} = 924.33(27)$ ms. L'erreur sur cette valeur ne contribue pas à l'incertitude finale sur la période de ^{38}Ca , du moins au niveau actuel de précision. La période β de ^{38m}K est par conséquent traitée comme un paramètre fixe lors de l'ajustement.

Dans toute procédure d'ajustement, il est utile de spécifier à titre indicatif les valeurs de départ (initiales) pour les paramètres libres recherchés. Cette démarche a pour but de faciliter la convergence de l'ajustement et garantit surtout que les minima trouvés soient physiques. En effet, une des difficultés des problèmes de moindres carrés non-linéaires, comme c'est le cas ici, est l'existence fréquente de plusieurs minima locaux. Pour la période β de ^{38}Ca , nous avons utilisé une valeur d'entrée de 450 ms. En ce qui concerne le paramètre bruit de fond $p(BG)$, il arrive que la valeur obtenue par ajustement soit négative. Cette situation se produit notamment lorsque le cycle est caractérisé par une faible statistique. Pour éviter cette valeur non-réaliste, nous avons exigé que le processus de minimisation soit relancé avec une valeur initiale de 0 pour ce paramètre.

Les spectres en temps traités se composaient d'une phase de décroissance pure sur un temps de mesure total de 7.5 s pour les runs (6–43) et 16 s pour les deux derniers runs (54 et 55) réalisés. Ces valeurs étaient codées avec une résolution (*binning*) en temps de 5 et 10 ms/canal dans l'ordre. Ces temps de mesure sont choisis de façon à privilégier l'observation de toute la décroissance des noyaux ^{38}Ca .

D'après la description proposée dans le paragraphe 3.2.3, le démarrage de l'acquisition des données lors de l'expérience précède toujours la présence de l'échantillon radioactif au point de détection. Le début de la décroissance est par conséquent décalé du temps nécessaire au transport de l'activité $^{38}\text{CaF}^+$, depuis le point de collection jusqu'au centre du détecteur β , effectué par la bande en mylar. Ce délai doit être pris en compte lors de l'ajustement de la courbe de décroissance expérimentale. Pour ce faire, nous avons exclu les 60(30) premiers canaux au début de chaque spectre en temps. Cette coupure est équivalente à un temps de 300 ms. En réalité, le transport durait environ 200 ms. Cependant, par précaution, il nous est paru plus judicieux d'exclure 100 ms de plus. Le choix d'augmenter la coupure de 100 ms ou 20(10) canaux supplémentaires est doublement motivé. D'une part, le transport de l'activité n'était pas suffisamment précis pour garantir que l'échantillon $^{38}\text{CaF}^+$ arrivait exactement tout le temps au même moment. D'autre part, l'apparition de problèmes récurrents liés au

déplacement de la bande ont nécessité l'intervention au cours de la prise des données. La vitesse de déplacement de la bande a été réajustée à maintes reprises.

Nous avons également arrêté l'ajustement avant la fin du spectre de décroissance, en excluant les 50 dernières *millisecondes*. Cette mesure de précaution permet d'éliminer la contribution d'éventuelles anomalies, dues au codage ou à l'électronique, pouvant apparaître dans cette région et altérer l'ajustement effectué.

Avec les critères de sélection énoncés plus haut et les paramètres d'analyse employés, près de 4% des cycles bruts ont été rejetés. 76% des cycles non-retenus ne satisfaisaient pas au premier critère : le nombre de coups minimum enregistré dans le spectre de décroissance (faible statistique) tandis que 7% ne répondaient pas à l'exigence de qualité d'ajustement (χ^2 normalisé < 2). En ce qui concerne les ajustements qui n'ont pas convergés au bout du nombre d'itérations maximal autorisé, nous avons décidé de les retenir à condition que la valeur du paramètre χ^2 normalisé associé soit acceptable. L'influence possible de ces deux critères de sélection et des paramètres d'analyse sur la durée de vie déterminée est explorée dans le paragraphe 3.3.4.4.

3.3.2 Construction et ajustement des spectres de décroissance β

La deuxième étape dans la procédure d'analyse des données relatives à la décroissance β de ^{38}Ca a pour but la détermination des valeurs expérimentales de la durée de vie pour les *runs* individuels. Les cycles remplissant les critères de sélection énoncés plus haut sont d'abord corrigés du temps mort de l'acquisition, avant qu'ils ne soient sommés pour constituer le spectre en temps total du *run* en question.

Un système d'acquisition quelconque prend un temps fini pour traiter un événement. Si un autre événement survient pendant cet intervalle de temps, il n'est pas pris en compte. Ainsi, plus l'activité d'un isotope est importante, plus la fraction d'événements manqués augmente. On retrouve particulièrement cette situation au début de la phase de décroissance où l'activité (nombre d'événements) est importante. Ceci explique le tassement généralement observé en début de spectre de décroissance qui donne lieu, une fois ajusté, à une période apparemment plus longue. Le temps mort dépend du système d'acquisition. Il varie avec le nombre de voies touchées au cours de l'événement, soit avec la quantité de données à traiter. La connaissance de ce paramètre s'avère donc essentielle afin de retrouver l'activité réellement mesurée et donc de déterminer précisément la période du radio-isotope étudié. C'est dans ce souci et par commodité que nous avons opté pour le mode d'acquisition à temps mort prédéfini.

Si l'on suppose que l'intervalle de temps entre deux événements de radioactivité consécutifs suit une loi de Poisson, il est possible de corriger chaque canal du spectre de décroissance par le facteur :

$$F_{DT} = \frac{1}{1 + DT \cdot R} \quad (3.3)$$

où DT désigne le temps mort fixe (2,8 ou 100 μs) et R le taux de comptage déterminé à partir du contenu en nombre d'événements dans le canal en question.

Le spectre en temps ainsi corrigé correspond à l'activité réellement présente au moment de la mesure. Une fois cette correction appliquée, tous les cycles sélectionnés sont sommés

pour obtenir le spectre en temps total correspondant à un *run* donné. Le spectre total ainsi corrigé est ensuite ajusté, conformément à la même procédure détaillée dans le paragraphe précédent, dans le but d'extraire la durée de vie recherchée. À titre illustratif, l'ajustement du spectre de décroissance obtenu pour le *run* 27 est montré sur la figure 3.4.

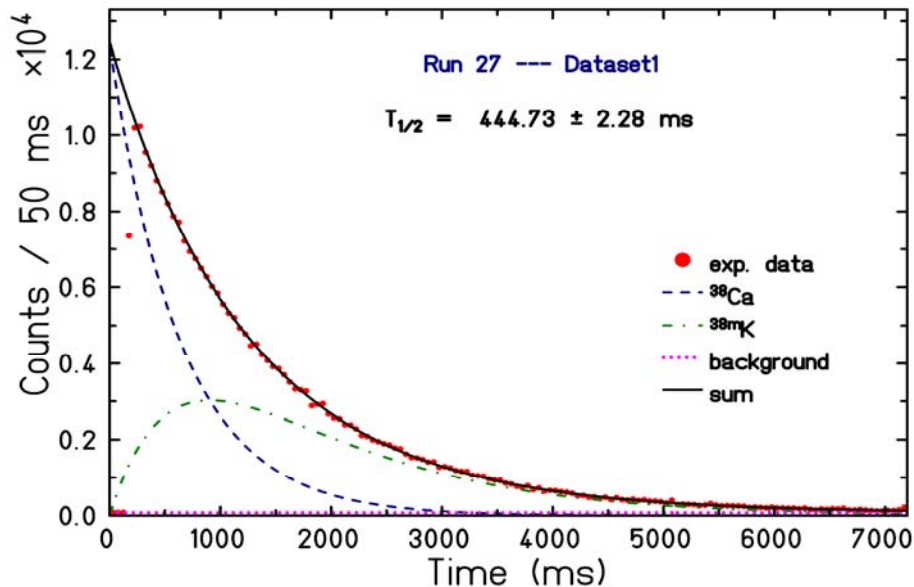


Fig. 3.4 : Spectre en temps enregistré lors du *run* 27 mesurant la décroissance β de ^{38}Ca . L'ajustement (trait continu) de la distribution en temps expérimentale des événements de décroissance (symboles pleins) est opéré entre 300 et 7450 ms à l'aide de la fonction f_{FIT} donnée par la relation 3.2. La figure montre également les contributions individuelles dues à l'isotope ^{38}Ca , à son fils par filiation β le ^{38m}K ainsi qu'au fond constant à l'activité totale. Les lignes discontinues et pointillées montrent ces différentes contributions. La durée de vie obtenue pour ce *run* est de 444.73(228) ms et correspond à 1464 cycles de décroissance corrigés du temps mort, sommés et ajustés. Le spectre présenté provient du lot de données enregistrées avec un temps mort fixe de 2 μs .

L'ajustement opéré sur la courbe de décroissance expérimentale est effectué entre les canaux 60 et 1590 et il est réalisé à l'aide de la fonction f_{FIT} , décrite par la relation 3.2. Nous avons également séparé les contributions individuelles dues à ^{38}Ca , son descendant direct par décroissance β le noyau ^{38m}K et le fond constant, et cela à l'activité totale dans le spectre présenté par la figure 3.4. L'ajustement de ce *run* (27), dont la durée totale était de 3.3h avec un taux de comptage moyen de 300 désintégrations/s, donne pour la durée de vie de ^{38}Ca la valeur : 444.73(228) ms.

Comme mentionné précédemment, au cours d'un cycle la phase mesure de décroissance est déclenchée en même temps que la bande en mylar est avancée vers le compteur Geiger. L'activité collectée par cette dernière arrive donc au point de détection avec un retard de 200 ms en moyenne. C'est pour cette raison que l'activité attribuée au descendant ^{38m}K n'est pas nulle au tout début du spectre de décroissance. En effet, durant le transport, les noyaux ^{38}Ca commencent déjà à décroître. Par ailleurs, le délai entre la collection de l'activité et le début de sa décroissance doit avoir pour signature la présence de canaux vides (dépourvus d'événements) au début de chaque spectre. On constate néanmoins la présence d'événements

singuliers, au tout début du cycle (cf. figure 3.4), caractérisés par un taux de comptage beaucoup plus faible que celui enregistré par les canaux suivants. Ces événements ont très probablement pour origine le bruit de fond β . Ceux-ci sont situés vers le canal 40, ce qui correspond à un temps de mesure inférieur ou égal à 200 ms (chaque canal correspond à 5 ms) : l'échantillon d'activité $^{38}\text{CaF}^+$ est encore en cours d'acheminement vers le détecteur β .

3.3.3 Résultats

Les traitements décrits dans les deux paragraphes précédents, ayant pour but final la détermination de la durée de vie de ^{38}Ca en s'appuyant sur l'exploitation des spectres en temps des événements de décroissance, ont été appliqués aux 39 *runs* considérés dans l'analyse. Ces traitements ont par ailleurs concernés les trois lots de données (temps morts fixes de 2, 8 et 100 μs) recueillies lors de l'expérience.

Le spectre en temps total établi pour chaque *run*, suivant le protocole d'analyse adopté en matière de présélection des cycles individuels et leur correction du temps mort, est ajusté à l'aide de la fonction f_{FIT} présentée ultérieurement. L'ensemble des données a été analysé avec les valeurs de référence précisées concernant les conditions de sélection (taux de comptage limite et valeur du χ^2 normalisé de l'ajustement) ainsi que les coupures en temps imposées au début et la fin des spectres et les valeurs initiales pour les paramètres libres.

La figure 3.5 montre les valeurs individuelles de la durée de vie de ^{38}Ca obtenues pour les 39 *runs* analysés en considérant le lot de données enregistrées avec un temps mort fixe de 2 μs . On désignera par lot N°1 cet ensemble de données dans la suite de la discussion. À quelques exceptions près, toutes les durées de vie individuelles déterminées sont compatibles avec la valeur obtenue pour le *run* 27 : 444.73(228) ms. Reste que le paramètre χ^2 normalisé associé à la moyenne de ces valeurs : $\bar{T}_{1/2}(^{38}\text{Ca}) = 445.81(57)$ et qui renseigne sur la consistance entre celles-ci est de 2.84. Cette valeur témoigne d'une certaine disparité étant donné qu'elle est supérieure à 1. Nous avons appliqué, en conséquence, la procédure recommandée par la référence [Hag02] pour ce type de situation. Cette référence suggère d'augmenter la barre d'erreur sur la durée de vie obtenue pour chaque *run* par un facteur d'inflation qui tient compte de la dispersion constatée. Ce facteur correctif est donné par la racine quadratique du paramètre χ^2 normalisé correspondant à la moyenne faite (ajustement à une constante des valeurs individuelles $T_{1/2}(^{38}\text{Ca})$ avec la méthode de la moyenne pondérée). La valeur moyenne sur les durées de vie déterminées pour le lot N°1 ainsi déduite est de : $\bar{T}_{1/2}(^{38}\text{Ca}) = 445.81(96)$ ms.

On notera à l'occasion que cette procédure de normalisation est également appliquée à l'incertitude, donnée par l'ajustement de la relation 3.2, sur la durée de vie de chaque *run* individuel.

La figure 3.6 montre la distribution du paramètre χ^2 normalisé donné lors de l'ajustement des spectres en temps associés aux *runs* dont sont issues les durées de vie présentées sur la figure 3.5. Ce paramètre renseigne sur la qualité de l'ajustement de la courbe de décroissance expérimentale à l'aide de la fonction théorique décrite par la relation 3.2. Lorsque l'ajustement reproduit la mesure, ce paramètre prend une valeur de 1. Nous pouvons remarquer que ce paramètre varie entre 0.9 et 1.5. Les valeurs élevées pour le paramètre χ^2 normalisé indiquent une faible probabilité que la distribution réelle des événements soit celle ajustée.

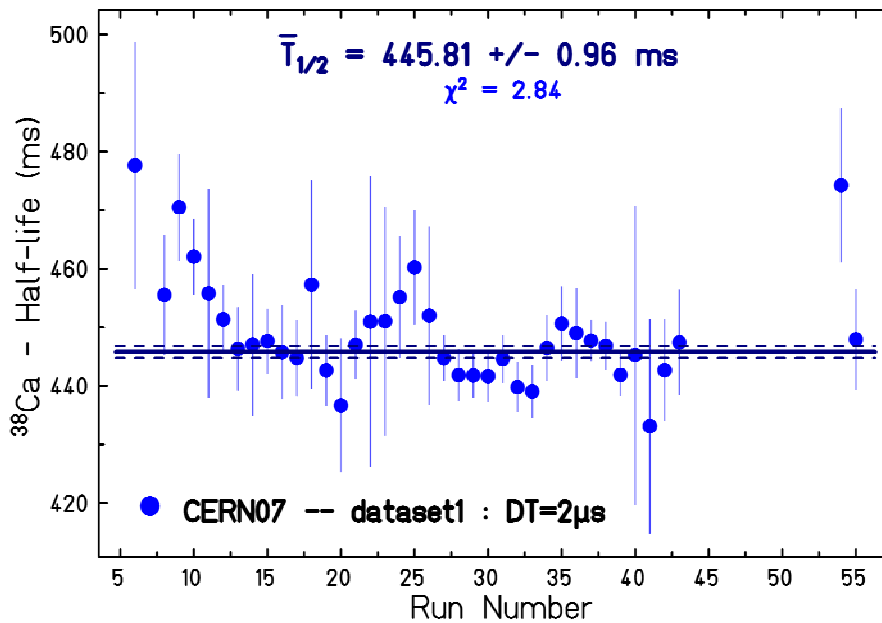


Fig. 3.5 : Valeurs déterminées pour la durée de vie de ^{38}Ca à partir des 39 runs mesurant la décroissance β de ce noyau. Les résultats présentés proviennent de l'analyse du lot de données enregistrées avec un temps mort fixé à $2\ \mu\text{s}$. La distribution en temps des événements de décroissance construite pour chaque run est ajustée conformément à la procédure d'analyse exposée dans les deux paragraphes précédents. La valeur moyenne de ces durées de vie est de $445.81(96)$ ms. Elle est représentée par la ligne horizontale continue sur la figure. Les lignes discontinues correspondent à l'incertitude (1 écart-type) sur cette valeur moyenne. Le paramètre χ^2 normalisé associé à la moyenne faite est de 2.84. Les barres d'erreurs montrées sont augmentées d'un facteur correctif qui rend compte de la dispersion constatée (χ^2 normalisé > 1).

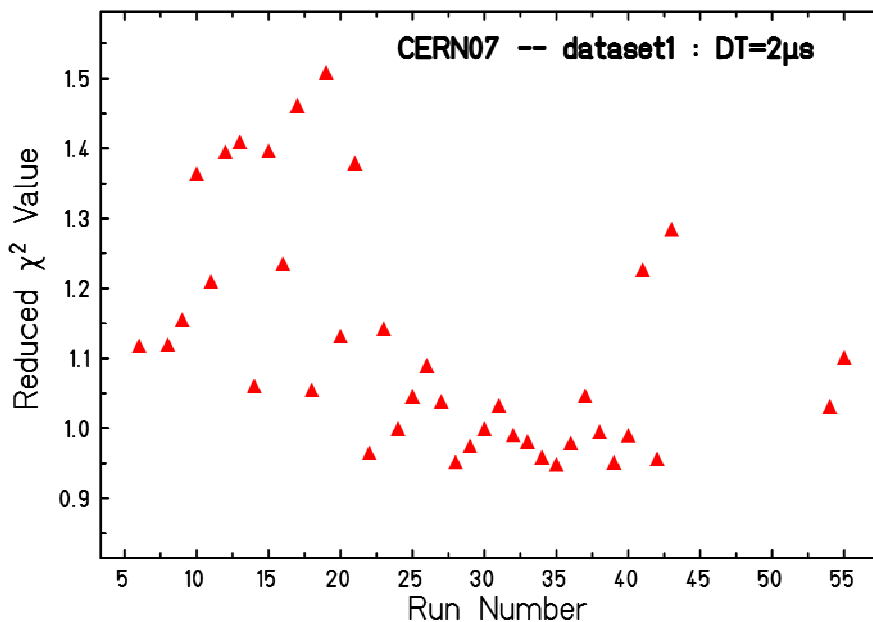


Fig. 3.6 : Evolution du χ^2 normalisé donné lors de l'ajustement des courbes de décroissances pour les runs individuels mesurant la demi-vie de ^{38}Ca . Une valeur proche de 1 pour ce paramètre signifie que la fonction théorique décrite par la relation 2.3 reproduit la distribution de décroissance expérimentale. Les données présentées concernent le lot N°1 où le temps de traitement dans l'acquisition des événements de décroissance était fixé à $2\ \mu\text{s}$.

La revue des conditions expérimentales dans lesquelles a été enregistré le groupe de *runs* (10, 12, 13, 15, 17, 19 et 21) qui manifestent cette situation, révèle pour la plupart des cas des problèmes liés à l'instabilité de production des molécules étudiées ($^{38}\text{CaF}^+$) du fait de l'absence du faisceau primaire (protons). Nous avons également relevé la modification des paramètres de transmission de REXTRAP ainsi que l'ajustement du temps de transport de l'activité, pendant le *run* en question. La non-prise en compte de ces *runs* n'aurait certainement pas altéré le résultat établi pour la demi-vie de ^{38}Ca , à partir de l'analyse du lot N°1.

Comme discuté dans le paragraphe 3.3.2, l'une des corrections qui interviennent généralement lors de la mesure de la période β d'un radioisotope provient du temps mort de l'acquisition. Afin de tester la validité de la procédure employée pour appliquer cette correction, nous avons enregistré les données relatives à la décroissance β^+ de l'émetteur étudié (^{38}Ca) en utilisant deux systèmes d'acquisition indépendants et avec trois valeurs du temps mort fixe : 2,8 et 100 μs . Cette démarche permet également de vérifier si des effets systématiques, liés au mode spécifique d'acquisition des événements de radioactivité sont présents et si oui comment affectent-ils le résultat obtenu pour la durée de vie.

Pour répondre à ces questions, nous allons à présent entreprendre une comparaison globale concernant les durées de vie ainsi que les χ^2 normalisés relatifs aux données enregistrées avec les temps morts fixes de 8 et 100 μs , désignées par lots N°2 et N°3 respectivement. Ces données ont été analysées de la même manière que le lot N°1 ($DT = 2 \mu\text{s}$). Les valeurs individuelles déterminées pour la durée de vie de ^{38}Ca à partir de l'étude de ces lots sont reportées en fonction du numéro de *run* sur la figure 3.7.

Les résultats obtenus pour ces deux lots sont en bon accord pour la majorité des *runs*. Pour s'en convaincre, il suffit de comparer qualitativement l'allure de la répartition des mesures individuelles autour des valeurs moyennes de chaque lot. Celles-ci sont présentées par les lignes horizontales continues sur la figure 3.7. Nous pouvons tirer la même conclusion d'accord en se servant du terme de comparaison précédent appliqué cette fois-ci entre les résultats concernant les lots N°2 et 3 et ceux issus du lot N°1 montrés sur la figure 3.5. Ce constat de compatibilité est corroboré par les valeurs moyennes obtenues pour la durée de vie $\bar{T}_{1/2}(^{38}\text{Ca}) = 445.86(98)$ et $445.74(102)$ ms pour les lots N°2 et 3 respectivement. Celles-ci se révèlent d'être identiques, aux incertitudes près, au résultat obtenu à partir de l'étude du lot N°1 (cf. tableau 3.2).

Le fait que l'analyse de données brutes, provenant de deux systèmes d'acquisition indépendants PXI et GANIL, donne pour la durée de vie de l'émetteur étudié des résultats très consistants indique l'indépendance de la valeur déterminée par rapport au mode d'acquisition employé pour traiter les événements de décroissance. Par ailleurs, c'est surtout la procédure de correction du temps mort apportée aux données de décroissance qui est validée dans l'ensemble étant donné que les lots traités sont caractérisés par des valeurs différentes pour ce paramètre (temps mort fixe).

L'évolution du paramètre χ^2 normalisé d'un *run* à l'autre pour les données des lots N°2 et 3 (cf. figure 3.7) montre un comportement similaire à celle obtenue avec le lot N°1 (cf. figure 3.6) L'indépendance de l'ajustement des spectres de décroissance de la valeur du temps mort est en faveur de la validité de la méthode de correction du temps mort adoptée dans l'analyse des données de notre expérience. On note néanmoins que pour le lot N°3, la distribution du χ^2 normalisé est légèrement moins dispersée pour les *runs* (< 20) et que la valeur la plus éloignée

ne dépasse pas la barre de 1.4, et cela en comparaison avec les distributions obtenues pour les deux autres lots. Ce constat se reflète d'ailleurs de façon quantitative lors de l'extraction de la durée de vie moyenne à partir des valeurs individuelles, où le χ^2 normalisé associé à cet ajustement est de 2.48 pour le lot N°3. En effet, cette valeur est légèrement meilleure que celle obtenue pour les lots traités par l'acquisition PXI (N°1 et 2), à savoir 2.84 et 2.99 (cf. tableau 3.2). Cependant, les valeurs moyennes de la durée de vie de ^{38}Ca déduites à partir des trois lots de données sont incontestablement en accord l'une avec l'autre. Ceci suggère que la procédure de correction du temps mort est proprement prise en compte.

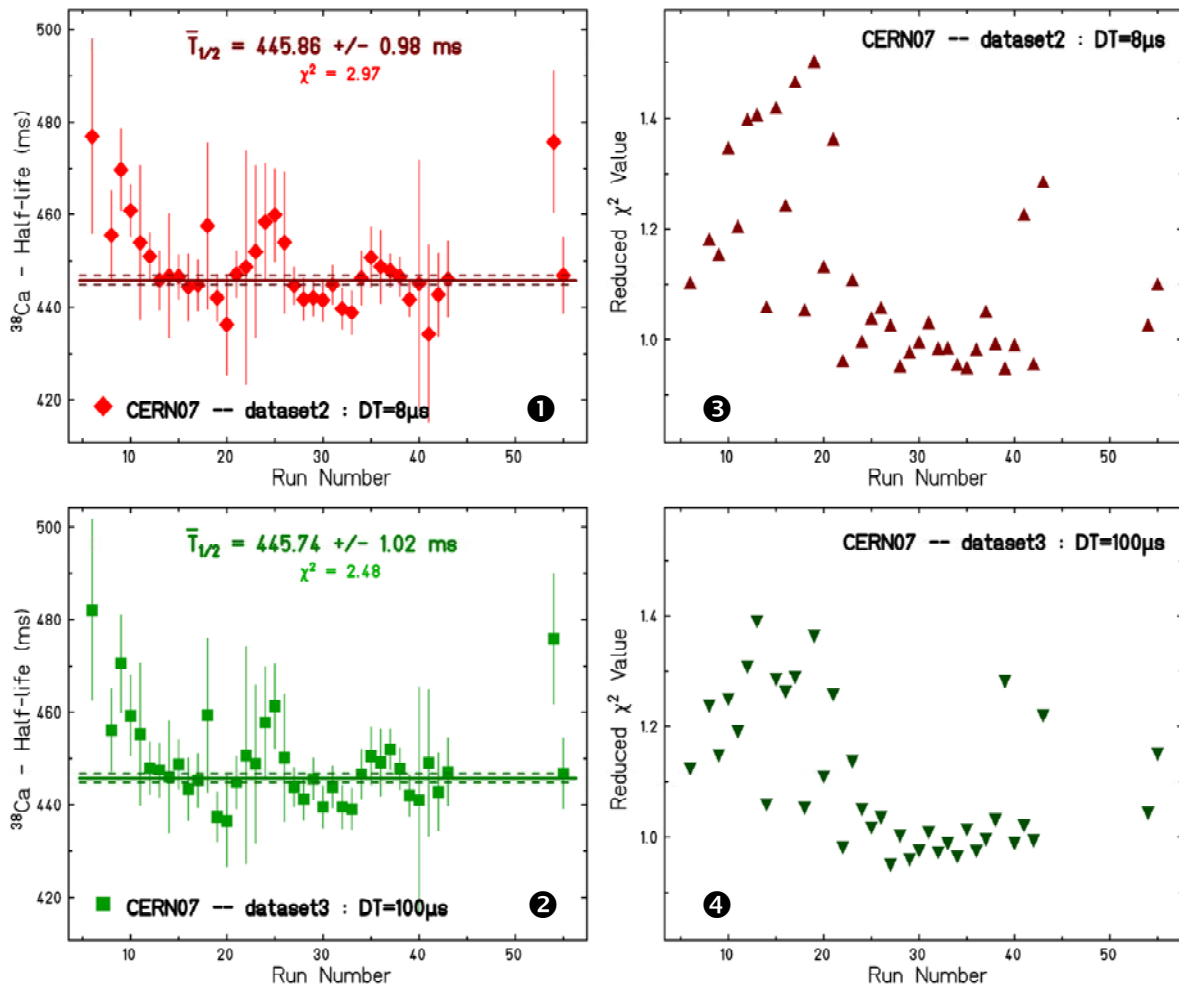


Fig. 3.7 : Durées de vie de ^{38}Ca déterminées à partir des lots N°2 et 3 et paramètres χ^2 normalisés associés. Les deux figures de gauche montrent les valeurs individuelles obtenues pour la durée de vie à partir des 39 runs analysés et pour les deux lots de données enregistrés avec des temps de traitements fixés à $8 \mu\text{s}$ (❶) et $100 \mu\text{s}$ (❷). Sur chaque figure est également indiquée la valeur moyenne déduite pour le lot considéré. Elle y est représentée par une ligne horizontale continue. Les barres d'erreurs montrées sont augmentées d'un facteur correctif. Celui-ci prend en considération la dispersion constatée au sein des mesures individuelles. Les deux figures de droites présentent les distributions du paramètre χ^2 normalisé. Ce dernier est donné lors de l'ajustement des courbes de décroissance des runs individuels pour les données du lot N°2 (❸) et du lot N°3 (❹).

S'agissant d'expliquer la disparité qui concerne les valeurs individuelles de la durée de vie issues des runs réalisés au début et vers la fin de l'expérience, on suspecte – de façon

provisoire – l'existence d'un lien entre ces anomalies et la fluctuation de l'intensité de production de l'échantillon mesuré $^{38}\text{CaF}^+$. Sur la figure 3.8 est reportée l'activité initiale attribuée à l'isotope ^{38}Ca en fonction du numéro de *runs*, dans l'ordre du déroulement de la prise des données. La quantité représentée est aussi l'activité maximale disponible en moyenne au début d'un cycle de mesure. Cette information est obtenue à partir de la hauteur de l'exponentielle modélisant la décroissance de ^{38}Ca , soit le paramètre $p(^{38}\text{Ca})$ donné par l'ajustement de la relation 3.2. Elle est estimée comme la moyenne sur tous les cycles appartenant à un *run* donné. Qualitativement, nous pouvons constater une similitude concernant l'allure de l'évolution de l'activité initiale en comparant aux durées de vie ^{38}Ca présentées sur les figures 3.5 et 3.7.

DAQ	Temps mort fixe (μs)	Lot de données	Durée de vie ^{38}Ca (ms)	χ^2 normalisé
PXI	2	1	445.81 (96)	2.84
	8	2	445.86 (98)	2.99
GANIL	100	3	445.78 (102)	2.48

Tab. 3.2 : Valeurs moyennes obtenues pour la durée de vie de ^{38}Ca . Ces résultats proviennent de l'analyse des trois lots de données enregistrées avec les trois valeurs de temps mort fixe et deux systèmes d'acquisition indépendants. Chaque durée de vie présentée est déduite comme la moyenne pondérée par les incertitudes sur les valeurs individuelles déterminées à partir des 39 runs considérés dans l'analyse. Les paramètres χ^2 normalisés associés aux moyennes faites sont donnés dans la dernière colonne du tableau.

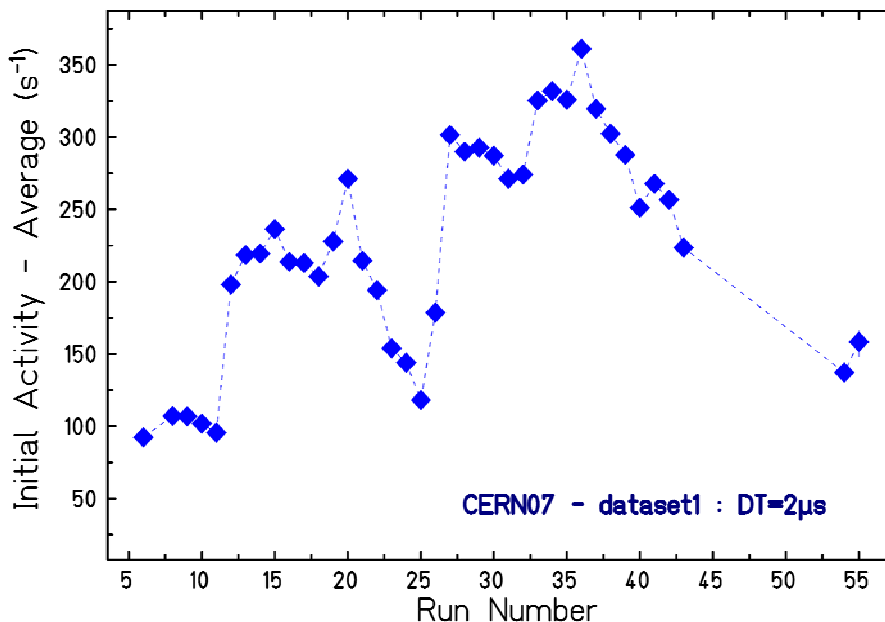


Fig. 3.8 : Evolution de l'activité initiale moyenne (nombre de désintégrations par unité de temps : ici les secondes) en fonction du numéro de run au cours de l'expérience IS437b. L'évaluation de cette quantité est expliquée dans le corps du texte. Les runs sont numérotés dans l'ordre du déroulement de la prise de donnée du début vers la fin. Seuls les runs retenus pour l'analyse y figurent. Les résultats présentés concernent les données du lot N°1 (temps mort fixé à 2 μs).

En effet, les *runs* dont sont issues les mesures les plus divergentes, sont ceux caractérisés par une activité initiale relativement plus faible que la moyenne ($\sim < 150 \text{ s}^{-1}$), à l'exemple des *runs* (6, 9, 10, 11, 25 et 54). Reste que cette explication ne tient pas pour le cas particulier du dernier *run* (55). Ce dernier même étant caractérisé par une activité très proche de celle du *run* réalisé juste avant (54), il donne cependant une durée de vie compatible avec la valeur moyenne commune à l'ensemble des mesures considérées indépendamment du lot traité. On se propose de discuter ce point plus amplement dans le paragraphe 3.3.4.3.

3.3.4 Effets systématiques

Ce paragraphe est destiné à explorer la question des effets systématiques au travers de l'investigation de leurs sources potentielles. Notre objectif est d'identifier les erreurs systématiques qui sont à l'origine de la dispersion constatée (χ^2 normalisé > 1) au sein des valeurs individuelles obtenues pour la durée de vie de ^{38}Ca . L'étude que nous avons menée a porté sur un bon nombre de paramètres dont l'influence sur l'observable expérimentale mesurée mérite d'être examinée. Cela a concerné les conditions expérimentales en rapport avec la détection des événements de décroissance aussi bien que les paramètres employés pour analyser les données enregistrées. Nous allons également développer l'idée discutée à la fin du paragraphe précédent, afin de voir si les fluctuations observées pour les durées de vie individuelles sont explicitement liées aux variations de l'activité de l'échantillon mesuré. Pour commencer, on se propose tout d'abord de revisiter l'effet du temps mort sur le résultat établi pour la durée de vie et cela à l'aide d'une approche complémentaire à celle déjà employée pour tester cette correction.

3.3.4.1 Effets liés au temps mort

Si la comparaison entreprise ci-dessus donne satisfaction en ce qui concerne la fiabilité de la correction du temps mort, il convient toutefois de rester prudent quant à une interprétation hâtive des résultats obtenus. En effet, on se doit de faire remarquer qu'étant donné le taux de comptage relativement faible $\leq 360 \text{ coups/s} \ll 1/DT$ qui caractérise nos données, la correction du temps mort n'a pas un effet très significatif sur la durée de vie déterminée. Une façon de mettre ce constat à l'évidence est de corriger le lot $N^\circ 2$ ($DT = 8 \mu\text{s}$) avec un temps mort de $2 \mu\text{s}$. La valeur ainsi obtenue $445.98 (98) \text{ ms}$ pour la durée de vie augmente seulement de 0.17 ms , ce qui est suffisamment en dessous de notre incertitude expérimentale 0.96 ms . Par ailleurs, lorsqu'au lot $N^\circ 3$ (enregistré avec un temps mort plus important : $100 \mu\text{s}$) est appliquée une correction de temps mort de $8 \mu\text{s}$, la période β de ^{38}Ca est renormalisée de moins de 0.75% par rapport au résultat obtenu avec la bonne valeur de la correction $445.78 (102) \text{ ms}$.

Une autre approche permettant de traquer les effets systématiques liés au temps mort, et donc de contrôler la pertinence de la procédure qui en tient compte, consiste à ajuster différentes parties du spectre de décroissance et de comparer les résultats ainsi trouvés. En effet, si les spectres enregistrés sont affectés systématiquement par le temps mort, un ajustement depuis leur début doit inévitablement conduire à une durée de vie plus longue que celle obtenue lorsque l'ajustement réalisé concerne un domaine (en temps de décroissance) où la partie au début du spectre est exclue. Cette différence peut s'expliquer par le fait déjà évoqué précédemment à savoir : plus le taux de comptage est important, il va de même pour

le nombre d'événements qui peuvent être manqués. Cette situation étant particulièrement vérifiée au début de la courbe de décroissance, il s'ensuit que cette région est plus fortement influencée par le temps mort, en comparaison avec le reste du spectre.

En partant de ce principe et afin d'évaluer de possibles modifications sur la valeur moyenne déduite pour la durée de vie, nous avons réalisé des ajustements en variant le point de départ en temps au début du spectre de décroissance constitué pour chaque *run*. Le point de départ de l'ajustement est varié en unité de la période du radio-isotope étudié. La figure 3.9 présente les différentes valeurs moyennes obtenues pour la période β de ^{38}Ca avec cette procédure en analysant les données du lot $N^\circ 1$.

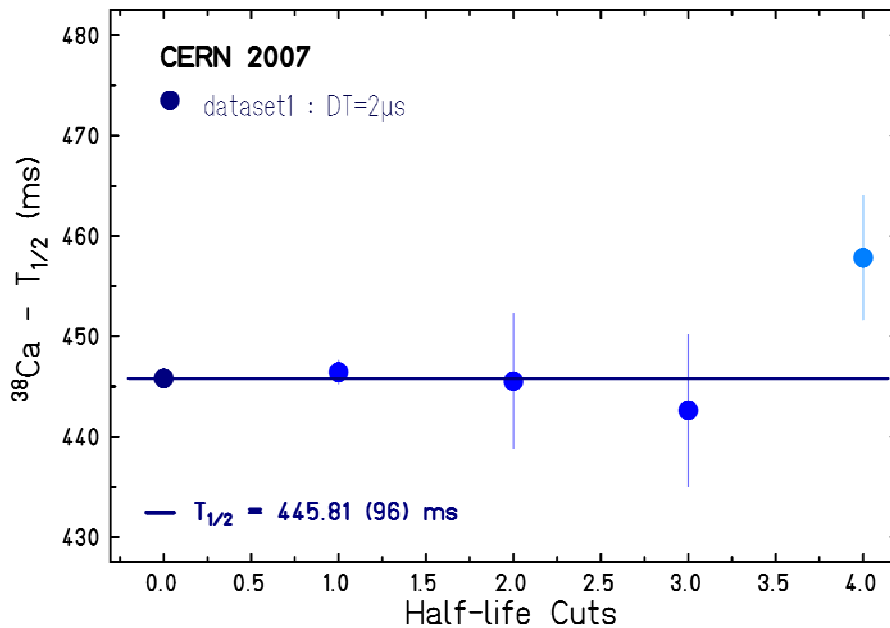


Fig. 3.9 : Valeurs expérimentales obtenues pour la période β de ^{38}Ca en imposant des coupures dans la distribution en temps des événements de radioactivité. La mesure indiquée à l'origine de l'axe des abscisses $x=0$ correspond à la valeur moyenne obtenue pour la durée de vie lorsque l'ajustement de la courbe de décroissance est effectué sur tout le spectre (en tenant compte des coupures 300 ms au début et 50 ms avant la fin). Les autres valeurs représentées en $x_i \neq 0$ et $i = 1$ à 4 sont les résultats de semblables ajustements opérés sur le spectre de décroissance en imposant que les $i \times 450$ ms au début soient exclues, où 450 ms est approximativement la durée de vie de ^{38}Ca . La ligne horizontale correspond à la valeur de la durée de vie sans coupure. Les données utilisées pour cette analyse incluent tous les runs retenus et enregistrés avec un temps mort fixé à 2 μ s.

On peut aisément constater que la valeur moyenne $T_{1/2}(^{38}\text{Ca})$ évaluée dans ces conditions devient certes moins précise statistiquement lorsque le nombre de canaux exclus augmente. Elle varie en revanche très peu avec le point de départ considéré dans l'ajustement du spectre en temps, à une exception près. L'exception concerne la coupure au point $x = 4$, soit la valeur moyenne obtenue pour la durée de vie lorsque les 4×450 ms au début de la courbe de décroissance sont exclues. La particularité de cette durée de vie est qu'elle affiche étonnement une incertitude plus petite que celles des autres valeurs. Ce fait s'avère aberrant car on s'attend à ce que la précision statistique sur une mesure diminue avec le nombre de données.

Pour comprendre l'origine de cette anomalie, nous avons examiné les durées de vie déterminées à partir des *runs* individuels considérés dans l'analyse et qui rentrent dans

l'évaluation des valeurs moyennes montrées sur la figure 3.9. Il s'est alors avéré que pour certains *runs*, l'ajustement effectué ne parvient pas à reproduire la distribution en temps expérimentale des événements de radioactivité. La figure 3.10 montre cette anomalie constatée avec les *runs* 26 et 54.

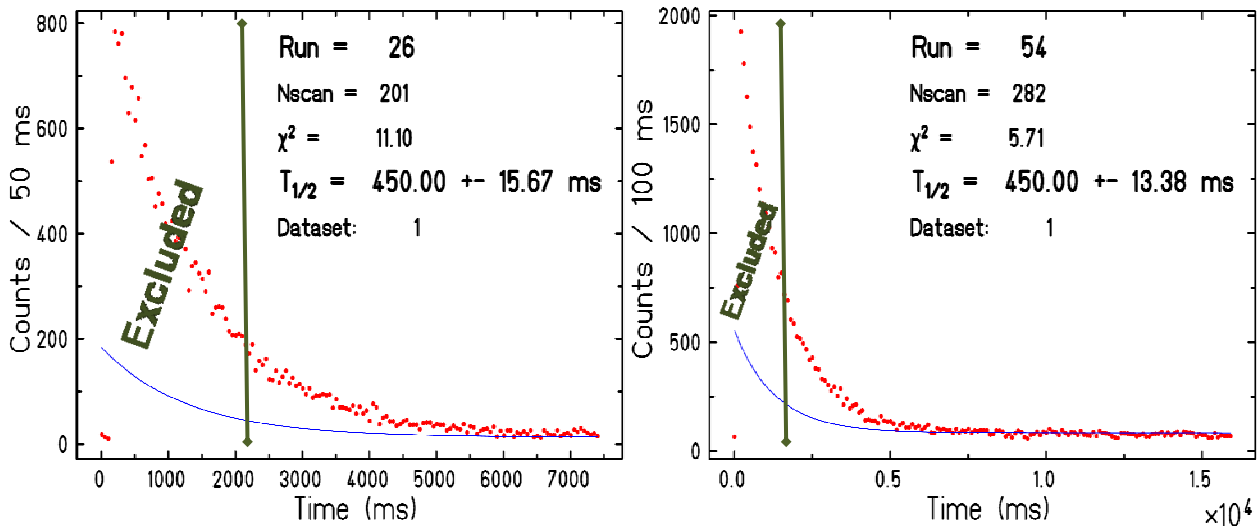


Fig. 3.10 : Echec de l'ajustement des courbes de décroissance expérimentales pour les runs 26 (figure de gauche) et 54 (figure de droite). Les symboles pleins représentent les points expérimentaux. L'ajustement opéré est réalisé à l'aide de la fonction f_{FIT} (cf. relation 3.2) en imposant une coupure en temps de $(300+4*450)$ ms, où 300 ms est le temps de transport de l'activité et 450 ms est approximativement la période β de ^{38}Ca . La coupure en question est appliquée à partir du début du spectre de décroissance. La partie du spectre exclue lors de l'ajustement est isolée sur la figure à l'aide des barres verticales. Les courbes présentées concernent les données du lot N°1 ($DT = 2 \mu\text{s}$).

On remarque que la durée de vie donnée par ajustement est égale à la valeur de départ 450 ms dont on s'est servi pour orienter la procédure de minimisation (cf. paragraphe 3.3.1). L'ajustement réalisé semble contraint par les points expérimentaux, plus nombreux, situés vers la fin du spectre. Il échoue par conséquent à reproduire la chute de l'activité qui caractérise le début de la phase de décroissance. Cette défaillance peut donc s'expliquer – du point de vue statistique – par la disponibilité de points expérimentaux plutôt vers la fin du spectre, où l'activité tend à devenir constante.

La répercussion attendue de cet effet est la mauvaise détermination des paramètres de l'ajustement, dont la durée de vie. En conséquence directe, les durées de vie issues des *runs* qui sont affectés par cette anomalie ne sont pas utilisées pour extraire la valeur moyenne représentée au point $x = 4$. Il vient alors que le cumul de ces rejets est responsable de la modification du résultat obtenu pour la durée de vie moyenne aussi bien que l'erreur sur celle-ci. En effet, le χ^2 normalisé associé à la moyenne faite et employé pour rendre compte de la dispersion est relativement petit dans le cas de la coupure $x = 4$: il vaut 0.69 (à comparer avec 2.14 pour la coupure $x = 3$ à titre d'exemple). Comme l'inflation des incertitudes individuelles n'est préconisée que dans le cas où le χ^2 normalisé est supérieur à 1 [Hag02], l'erreur finale sur la valeur moyenne $T_{1/2}(^{38}\text{Ca})$ au point $x = 4$ est plus petite. Cette situation devient récurrente au fur et à mesure que la coupure en temps augmente et concerne un nombre plus important de *runs*. Par ailleurs, l'analyse des deux autres lots de données (N°2 et 3) confirme ces constats.

Ainsi, si l'on omet le cas de la valeur particulière $x = 4$, l'ensemble des valeurs moyennes $T_{1/2}({}^{38}\text{Ca})$ présentées (cf. figure 3.9) sont compatibles avec la durée de vie obtenue en ajustant la courbe de décroissance en entier. Ceci est en faveur de l'absence d'effets systématiquement en rapport avec la correction du temps mort. En revanche, la prise en considération de cette valeur peut témoigner de la présence de ces erreurs systématiques. Reste que cette dernière hypothèse est moins plausible pour les deux raisons suivantes. i/ Si l'on suppose que les spectres de décroissance sont affectés par le temps mort, on s'attend alors à ce que la durée de vie obtenue sans coupure $x = 0$, en ajustant la courbe expérimentale depuis le début, soit plus longue. La divergence de la valeur qui pose problème ne va dans ce sens et n'étaye donc pas l'hypothèse du départ. ii/ On peut douter de la fiabilité de la valeur en question ($x = 4$) car de plus la coupure imposée est grande, c'est la contribution due au bruit de fond qui devient plus prépondérante. Seule une étude approfondie permettra d'expliquer ce comportement.

3.3.4.2 Effets liés aux conditions de détection

On s'intéresse dans ce paragraphe aux erreurs systématiques qui peuvent être causées par l'instabilité du détecteur de rayonnement β et/ou l'électronique associée employés lors de l'expérience. En effet, certaines conditions expérimentales liées à la détection des événements de décroissance ont été modifiées durant la prise de données. Il s'agit principalement de la haute tension à laquelle est soumis le compteur à gaz et le seuil du discriminateur à partir duquel étaient générés les déclenchements. On se propose d'étudier l'incidence qu'ont ces modifications sur la durée de vie mesurée pour ${}^{38}\text{Ca}$.

La figure 3.11 reprend les durées de vie individuelles présentées antérieurement (cf. figure 3.5) en explicitant cette fois-ci, à l'aide de symboles différents, les valeurs de la tension de polarisation HV ainsi que le seuil de discrimination (*seuil*) avec lesquelles ont été enregistrés les 39 *runs* analysés. En examinant qualitativement les données montrées sur la figure 3.11, on peut conclure que la modification de l'un des paramètres expérimentaux adressés ici, d'un *run* à l'autre, n'induit pas une variation importante dans le résultat obtenu pour la durée de vie. À cette règle, il existe une exception notable qui concerne le *run* 54. En effet, ce dernier a été réalisé avec une haute tension $HV = 2700\text{ V}$ différente de celle appliquée durant le groupe de *runs* qui le précèdent. La durée de vie ${}^{38}\text{Ca}$ donnée par l'analyse du *run* 54 montre un désaccord net ($\sim 2.7\sigma$) avec celle obtenue pour la série de *runs* 36–43 réalisés avec le même seuil de discrimination -450 mV mais avec une tension modifiée à 2650 V . On constate néanmoins que le *run* suivant (55), enregistré dans les mêmes conditions HV et *seuil*, conduit à une durée de vie qui est d'une part compatible avec la valeur moyenne de l'ensemble et d'autre part inconsistante avec la mesure issue du *run* 54.

La particularité de la situation du *run* 54, ainsi que le *run* 6, pointe probablement des anomalies qui puissent leur explication dans des phénomènes autres que ceux liés aux conditions évoquées ici. Le point commun entre ces deux *runs* est qu'ils soient accomplis juste après ceux mesurant la décroissance de l'isotope ${}^{39}\text{Ca}$ (étudié pendant la même expérience), soit à la reprise du faisceau secondaire de masse 57. Le réglage des différents éléments du séparateur isotopique durant ces modifications pourrait avoir occasionné la présence d'impuretés dans l'échantillon mesuré. Si l'on se base sur cette observation, on peut attribuer la différence constatée avec les durées de vie issues des *runs* 6 et 54 à la non-prise en considération d'impuretés (de courtes périodes) lors de la modélisation de la courbe de décroissance expérimentale. Cette éventualité même n'étant pas complètement exclue, elle demeure en revanche peu probable pour les raisons suivantes. D'abord, la procédure de

séparation isotopique employée à ISOLDE est caractérisée par une très haute sélectivité : le taux de contamination doit être de ce fait extrêmement faible. Ensuite, si tel était le cas, on s'interroge sur la disparition inexplicable de ces contaminants hypothétiques dès les *runs* suivants 8 et 55, réalisés au plus tard 1h30 après les *runs* présentant les anomalies discutées.

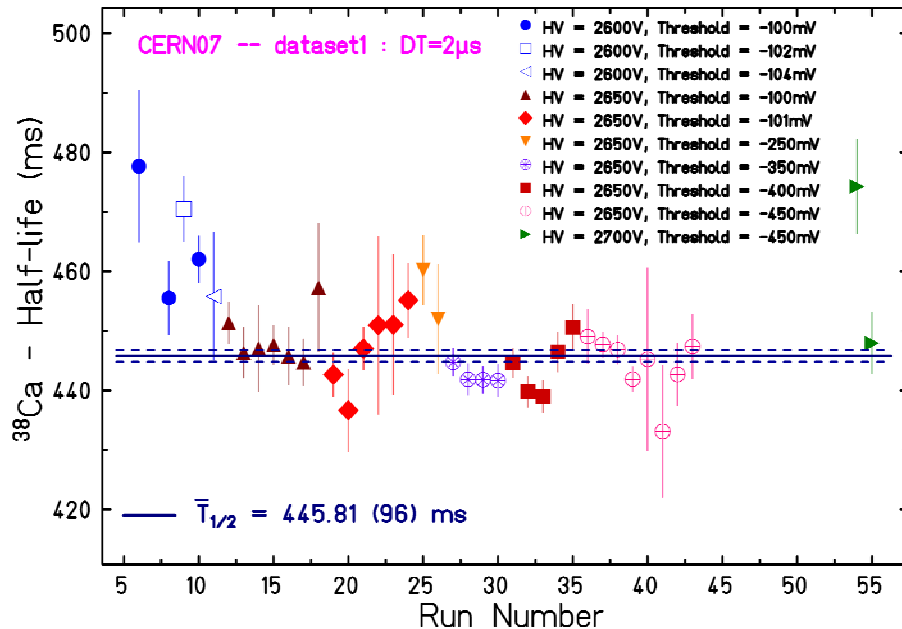


Fig. 3.11 : Vérification de la présence d'effets systématiques liés à la détection β dans la mesure de la durée de vie de ^{38}Ca . Cette figure reprend les données déjà présentées sur la figure 3.5. Les différents symboles correspondent aux paramètres de détection des événements de décroissance : la tension de polarisation du compteur à gaz HV et le seuil du discriminateur de déclenchement $Threshold$. Les résultats montrés proviennent des 39 runs analysés et concernent le lot N°1 (temps mort fixe de $2\mu\text{s}$). La durée de vie moyenne déduite à partir de ces données est de $445.81(96)$ ms. Elle est représentée par la ligne horizontale continue sur la figure.

On se propose pour l'instant d'étudier l'effet de chaque paramètre de détection HV et *seuil* séparément.

La haute tension HV à laquelle est maintenue l'anode du compteur à gaz a été variée à trois reprises : deux fois au tout début puis vers la fin de l'expérience. Les valeurs testées appartiennent au domaine de tension dans lequel le nombre de coups enregistrés devient quasi-indépendant de la tension appliquée. Cette région de tension est appelée plateau ; elle définit le régime de fonctionnement d'un compteur de type Geiger-Müller. Nous avons d'abord regroupé les *runs* réalisés avec la même tension de polarisation, puis estimé la valeur moyenne de la durée de vie pour chaque série ainsi constituée.

Les trois valeurs moyennes $T_{1/2}(^{38}\text{Ca})$ déduites de cette façon sont reportées sur la figure 3.12a afin d'être comparées. Ces valeurs ne semblent compatibles entre elles qu'à 6σ ce qui pointe une réelle inconsistance. La raison de cette disparité relève du désaccord entre la durée de vie moyenne obtenue pour le groupe de *runs* 6,8–11 enregistrés avec une tension de 2600 V, et celle associée à la grande majorité des *runs* 12–43 réalisés quant à eux avec une tension de 2650 V. Les deux valeurs en conflit l'une avec l'autre s'avèrent néanmoins en accord avec le résultat obtenu à partir des *runs* 54 et 55, tributaires de la tension de 2700 V.

Concernant l'origine de la fluctuation constatée, il est difficile au stade actuel de l'avancée de l'analyse d'attribuer celle-ci à une dépendance systématique de la valeur mesurée pour la durée de vie avec la haute tension. En effet, l'ensemble des valeurs disponibles pour l'étude n'évoluent pas dans un sens bien défini ou privilégié lorsque la tension est variée. Si tel était le cas on aurait par exemple relevé des durées de vie de plus en plus longues au fur et à mesure que la valeur de la tension augmentait ou inversement. Il est néanmoins possible d'évoquer, de manière provisoire, deux hypothèses pouvant aider à comprendre la disparité signalée.

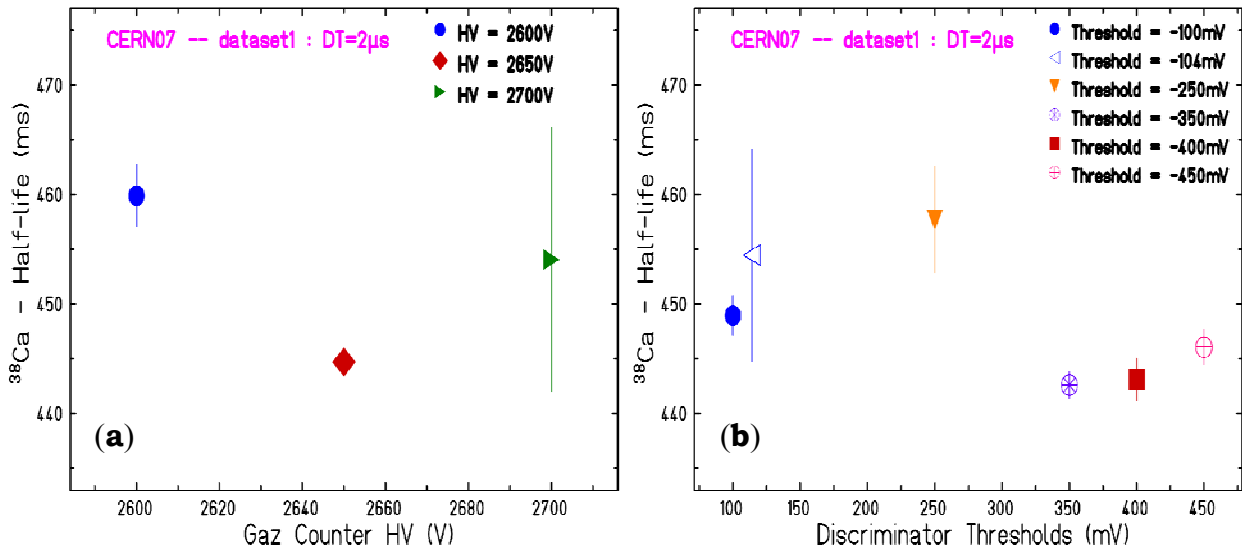


Fig. 3.12 : Effets des conditions expérimentales liées à la détection β sur la valeur déterminée pour la durée de vie de ^{38}Ca . La figure (a) montre les valeurs moyennes obtenues pour la durée de vie à partir de l'analyse des runs où la haute tension appliquée au compteur Geiger était la même. La figure (b) présente les durées de vie moyennes associées aux runs enregistrés avec le même seuil pour le discriminateur dont sont issus les signaux rapides (voie temps). L'évaluation de ces valeurs moyennes est expliquée dans le corps du texte. Ces informations concernent les données du lot N°1 ($DT = 2\mu s$).

La première hypothèse suppose que la divergence constatée est plutôt liée à l'insuffisance des données disponibles à la tension de 2600 V. Pour cela, on fera remarquer que la valeur moyenne déduite pour la durée de vie à cette tension est essentiellement gouvernée par la mesure issue du *run* 10. La raison est que la précision sur cette dernière est sensiblement meilleure que celles obtenues sur les autres mesures entrant dans l'extraction de la valeur moyenne en question (cf. figure 3.11). L'évaluation de celle-ci étant basée sur le principe de pondération des incertitudes individuelles, c'est le poids de la valeur précise qui prédomine. Ainsi, le fait que le résultat établi à la tension concernée repose principalement sur une mesure unique confère peu de fiabilité au jugement qui en découle.

La deuxième hypothèse repose sur le fait déjà invoqué (paragraphe 3.3.3), qui relie la fluctuation des valeurs individuelles de la durée de vie à un effet de variation de l'activité initiale de l'échantillon $^{38}\text{CaF}^+$ fourni à l'étude. On notera que le groupe de *runs* 6, 8–11, tributaire de la tension $HV = 2600$ V, se démarque par une activité relativement plus faible que la moyenne. On peut alors attribuer l'écart observé non pas à la modification du paramètre de détection HV mais plutôt assumer qu'il soit la manifestation d'un phénomène lié à la variation de l'intensité de production des molécules étudiées. Nous discuterons ce point dans le prochain paragraphe.

Un paramètre modifié périodiquement durant la prise de données est le seuil du discriminateur utilisé pour générer les signaux logiques de la voie temps qui déclenchaient l'événement de décroissance β . Les valeurs seuil utilisées variaient entre -0.100 et -0.450 mV ; elles ont été diminuées au fur à mesure que l'expérience progressait. Une fois les *runs* réalisés avec la même valeur pour ce paramètre sont regroupés, la valeur moyenne établie pour chaque seuil est reportée en guise de comparaison sur la figure 3.12b. Les résultats présentés proviennent de l'analyse du lot enregistré avec un temps mort fixé à $2 \mu s$.

En examinant qualitativement le comportement de la durée de vie avec la valeur du *seuil*, on peut constater que les valeurs moyennes déterminées pour celle-ci se partagent préférentiellement en deux groupes. Les mesures de chaque groupe sont relativement compatibles entre elles. Par ailleurs, la tendance au sein de chaque groupe est que la durée de vie moyenne semble devenir légèrement plus longue quand le seuil de discrimination augmente. Lorsqu'il s'agit d'interpréter l'origine du décalage entre les deux groupes de données, il est utile de signaler qu'à partir du *run* 25 (soit pour le seuil de -350 mV) le discriminateur employé depuis le début de l'expérience a été remplacé pour faire face à un problème de doubles déclenchements sur le compteur β . S'agissant d'expliquer l'incidence qu'a le changement de ce module électronique sur les résultats établis pour la durée de vie, notre analyse préliminaire n'est pas en mesure de fournir une réponse convaincante à cette question. Il est néanmoins clair que les différences observées sur la figure 3.12b suggèrent un lien implicite entre les valeurs mesurées pour la période β et la discrimination des déclenchements fortuits.

Il est toutefois possible d'évoquer, de manière provisoire, une piste pouvant aider à comprendre l'origine de ce lien. Notons d'abord que l'acquisition des données peut bien être déclenchée invariablement soit par un événement de décroissance attribué à ^{38}Ca ou encore au noyau ^{38m}K , généré par désintégration du premier. Du fait de la différence entre les bilans énergétiques de ces deux désintégrations β , la distribution en énergie des positons émis est plus dispersée pour ^{38}Ca tandis qu'elle est plus compacte pour ^{38m}K , ce dernier étant moins exotique (*end-point* situé vers 5 MeV). Il vient de ce fait que la discrimination des événements de basse énergie subie par ^{38}Ca et ^{38m}K est différente. Cet effet même étant subtile, il peut en revanche être responsable de la modification de la durée de vie déterminée avec un facteur proche de 2% [Bla07]. La précision recherchée sur la durée de vie de ^{38}Ca étant du même ordre de grandeur, cette variation devient alors prépondérante.

Ainsi, on peut remarquer que si globalement les valeurs individuelles de la durée de vie varient peu d'un *run* à l'autre à l'exception de quelques cas notables (cf. figure 3.11), la valeur associée à chaque groupe de *runs* réalisés dans les mêmes conditions prises séparément peut fluctuer de manière non négligeable. Ce constat nous invite à considérer avec beaucoup de circonspection l'absence d'effets systématiques probables liés à ces conditions. Il est clair que la confirmation de ces effets tout comme leur compréhension nécessite une étude plus approfondie et des données disponibles et de la chaîne de détection β .

Enfin, la majorité des *runs* 6–43 ont été accomplis avec un temps d'observation de la décroissance de 7.5 s tandis que le temps utilisé pour les deux derniers *runs* 54 et 55 était de 16 s . Pour ces mêmes *runs* (54 et 55), la résolution en temps du spectre de décroissance a été également élargie d'un facteur deux par rapport à sa valeur précédente (5 $ms/canal$). Ces changements n'ont pas induit un effet systématique observable sur la durée de vie compte tenu que les valeurs moyennes : 445.44 (86) et 454 (12) ms associées à ces deux séries de mesures sont raisonnablement dans les barres d'erreurs.

3.3.4.3 Effets en rapport avec la fluctuation de l'activité

Cette étude a été motivée en premier lieu par la valeur du χ^2 normalisé, associé à la moyenne faite sur les durées de vie déterminées pour le ^{38}Ca , qui s'est avérée sensiblement supérieure à 1 (cf. tableau 3.2). Ce constat témoigne d'une certaine inconsistance entre les valeurs individuelles qui rentrent dans l'établissement de la grandeur mesurée. Le point de départ de cette analyse relève de la tentative d'explication de la disparité constatée par la présence possible d'effets systématiques en rapport avec l'intensité de production des molécules $^{38}\text{CaF}^+$. Cette hypothèse a été initiée par la comparaison qualitative entreprise dans le paragraphe 3.3.3 qui montre une similitude entre la fluctuation des mesures individuelles de l'observable $T_{1/2}(^{38}\text{Ca})$, issues des 39 *runs* analysés, et celle de l'activité initiale disponible en moyenne au début des cycles constituant les *runs* en question.

Une façon plus formelle de conforter l'argument avancé est de représenter les valeurs individuelles $T_{1/2}(^{38}\text{Ca})$ en fonction de l'activité initiale estimée pour les mêmes *runs*, comme est montré sur la figure 3.13, et de voir s'il existe un lien entre ces deux quantités.

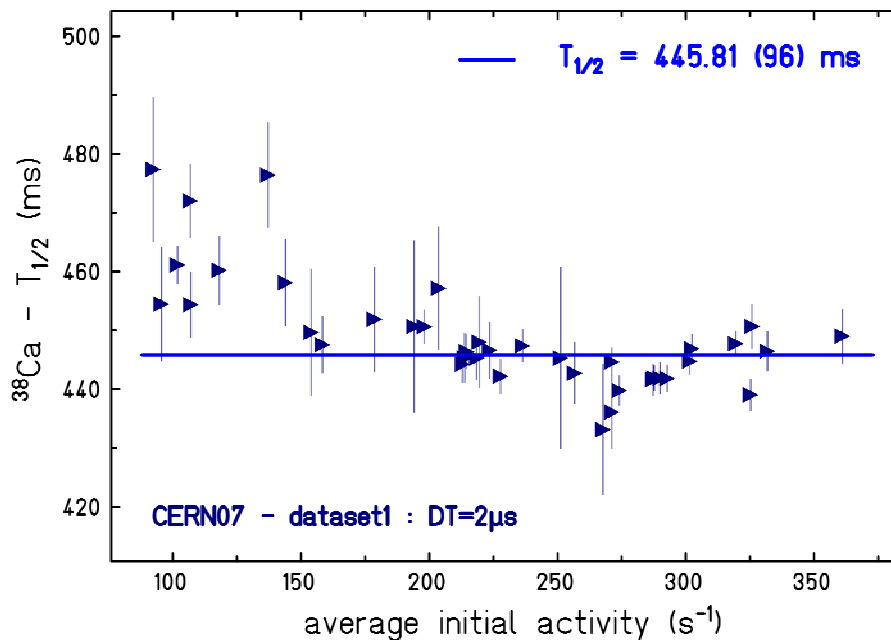


Fig. 3.13 : Recherche des effets systématiques en rapport avec l'activité dans la mesure de la durée de vie de ^{38}Ca . Les valeurs individuelles obtenues pour la durée de vie à partir des 39 *runs* considérés dans l'analyse sont représentées en fonction de l'activité initiale $^{38}\text{Ca}^{19}\text{F}^+$ disponible en moyenne pendant les *runs* en question. La ligne horizontale sur la figure représente la valeur moyenne $\bar{T}_{1/2}(^{38}\text{Ca}) = 445.81(96)$ ms estimée pour cet ensemble de mesures. Celles-ci concernent le lot de données enregistrées avec un temps mort fixe de 2 μs .

En examinant qualitativement les données montrées sur la figure 3.13, on en déduit que ce sont les durées de vie individuelles issues des *runs* caractérisés par une faible activité initiale ($\sim < 150 \text{ s}^{-1}$) qui s'écartent le plus souvent par rapport à la valeur moyenne de l'ensemble. On remarque de ce fait que selon l'activité, les durées de vie déterminées se partagent préférentiellement suivant deux groupes dont les données témoignent d'une meilleure consistance (χ^2 normalisés de 1.37 et 1.09). Cette observation est en accord avec le constat

fait précédemment (cf. paragraphe 3.3.3) en considérant l'allure de la fluctuation des mesures individuelles de la durée de vie. L'analyse faite ici est en faveur de l'existence d'erreur systématique se manifestant avec la fluctuation de l'activité de l'échantillon employé dans la mesure de la durée de vie.

On peut supposer que les effets systématiques diagnostiqués ici sont dus à la présence de contaminants dans l'échantillon mesuré. Si tel était le cas, la non prise en considération d'impuretés de courtes périodes lors de l'ajustement des courbes de décroissance peut effectivement altérer le résultat obtenu pour la durée de vie. Cependant et comme indiqué précédemment, l'avantage de la technique de séparation isotopique utilisée dans la présente expérience est qu'elle garantit une suppression très efficace des impuretés. Cette éventualité, même n'étant pas complètement écartée, demeure donc peu probable du fait de la haute pureté de l'échantillon préparé pour l'étude.

L'explication la plus plausible que l'on puisse avancer, pour le moment, pointe la fluctuation du bruit de fond de la salle d'expérience. En effet, l'analyse préliminaire entreprise pendant l'expérience avait révélé l'instabilité du bruit de fond β sur la durée de prise des données. La conséquence qu'a cet effet, même étant subtil, reste pour le moins perceptible. L'ajustement opéré sur les spectres en temps des événements de décroissance repose sur une modélisation linéaire et constante pour le fond. La variation de ce dernier peut alors influencer le résultat obtenu pour les autres paramètres libres de l'ajustement dont la durée de vie recherchée. Cette influence est plus clairement prononcée avec les spectres constitués pour les *runs* caractérisés par une activité ^{38}Ca faible. Pour une faible statistique, la hauteur maximale de la distribution en temps devient plus sensible aux fluctuations du fond.

3.3.4.4 Effets liés aux paramètres d'analyse

L'investigation des erreurs systématiques a également concerné les paramètres qui interviennent dans l'analyse des données de décroissance, décrite dans les paragraphes 3.3.1 et 3.3.2. Ces paramètres conditionnent la détermination du résultat final à adopter pour la durée de vie de ^{38}Ca ; leur influence mérite donc d'être vérifiée. En effet, la sélection des cycles de mesure peut être réalisée avec différentes valeurs pour les paramètres pertinents qui définissent les critères de réjection. Il est de même pour les coupures imposées à la distribution temporelle des événements de radioactivité lors de l'ajustement de celle-ci.

Pour commencer, le tableau 3.3 rappelle les valeurs de référence pour ces paramètres d'analyses, employées jusqu'ici lors de la procédure visant à sélectionner les cycles puis ajuster la courbe de décroissance totale constituée pour chaque *run* étudié. Pour tous les tests effectués, une démarche commune est adoptée lorsqu'il s'agit de quantifier l'incidence qu'a la variation de la valeur d'un paramètre sur l'observable $T_{1/2}(^{38}\text{Ca})$. Cette démarche consiste à évaluer l'effet global de la modification, soit sur la valeur moyenne des durées de vie déterminées à partir des 39 *runs* traités. Elle considère par ailleurs les trois lots de données (temps morts fixés à 2, 8 et 100 μs) enregistrés durant l'expérience.

La sélection des cycles de mesure est la première étape dans l'analyse, elle peut affecter le résultat final établi pour la durée de vie considérablement. L'étude de l'éventuelle variation de la valeur expérimentale obtenue pour la durée de vie avec les valeurs des paramètres qui déterminent cette sélection s'avère donc souhaitable.

Condition	Comptage minimum	χ^2 normalisé	Canaux exclus		Valeur initiale	
			Début (ms)	Fin (s)	$T_{1/2}$ (ms)	Fond
Référence	30	2	300	0.05	450	0
Marge de variation	20–150	1.2–10	200–500	0.1–4	750,1200	1

Tab. 3.3 : Paramètres utilisés dans l'analyse des données de décroissance. La deuxième ligne du tableau donne les valeurs de référence pour ces paramètres. La troisième ligne indique l'intervalle dans lequel est variée la valeur de chaque paramètre afin de tester son influence sur la durée de vie $T_{1/2}$ (^{38}Ca) déterminée.

Le critère de réjection le plus important impose à un cycle d'être titulaire d'un comptage au minimum égal à une valeur limite donnée, sous peine de se trouver disqualifié pour la suite de l'analyse. La valeur référence pour cette condition est de 30 *coups* minimum. Nous avons varié ce paramètre de sélection entre 20 et 150 *coups*. Les valeurs moyennes obtenues pour la durée de vie, pour certaines coupures, sont reportées sur la figure 3.14. On peut constater que la valeur moyenne déterminée ainsi pour la durée de vie tend à diminuer, invariablement du lot de données considéré, lorsque cette coupure augmente avant de se stabiliser vers la limite de 150 *coups*.

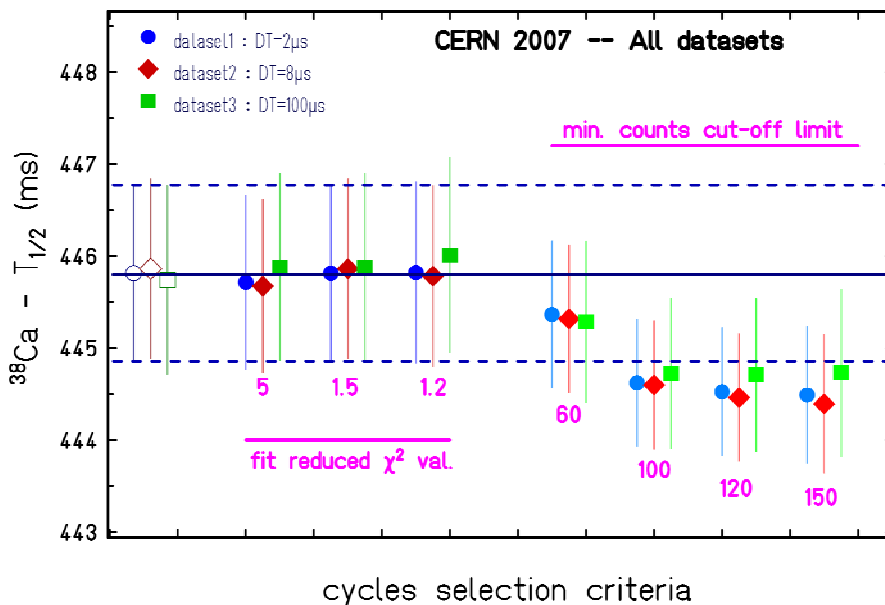


Fig. 3.14 : Influence des conditions définissant les critères de sélection des cycles sur la durée de vie déterminée pour ^{38}Ca . Les paramètres variés sont le χ^2 normalisé donné lors de l'ajustement du spectre en temps et le taux de comptage minimum. En dehors des limites exigées, les cycles bruts traités se trouvent rejetés. Les valeurs moyennes déduites pour la durée de vie lorsque les trois lots de données (temps morts fixés à 2,8 et 100 μs) sont analysés avec le jeu de paramètres de référence χ^2 normalisé = 2, comptage minimum = 30 coups sont présentées par les symboles vides. La ligne horizontale continue sur la figure désigne la valeur moyenne de la durée de vie obtenue pour le lot N°1 ($DT = 2\mu\text{s}$) avec les conditions de référence. L'incertitude sur celle-ci (1σ) est également indiquée par les deux lignes discontinues.

L'ensemble des résultats restent en revanche consistant à 1 déviation standard près. Cette tendance trouve son origine en évoquant le fait suivant : plus le comptage exigé est grand, moins il y a des cycles qui répondent à cette condition. La raison est que l'intensité de production des molécules $^{38}\text{CaF}^+$ étudiées était en moyenne de 150 *coups/s*. Ainsi, avec des coupures de plus en plus conséquentes, ce sont des *runs* en entier qui se trouvent rejetés. Leurs mesures individuelles ne contribuent pas alors à l'évaluation de la valeur moyenne présentée. Etant donné que les *runs* sujets à cette discrimination sont ceux qui donnent manifestement des durées de vie plus longues (cf. figure 3.13), leur exclusion conduit donc à un abaissement de la valeur moyenne de l'ensemble. Cette analyse ne semble pas, a priori, établir un comportement systématique de la durée de vie en fonction de la coupure imposée.

Le choix de référence pour ce paramètre (taux de comptage) résulte d'un compromis entre qualité de l'ajustement et nombre de cycles à utiliser. La valeur de 30 *coups* minimum nous est apparue la plus judicieuse dans la mesure où elle permettait d'éliminer les cycles avec une activité très faible et dont l'ajustement risquait d'être incorrect.

Le deuxième paramètre de sélection concerne la valeur du χ^2 normalisé donné lors de l'ajustement des cycles individuels mesurant la décroissance. Nous avons accompli les tests de cette condition avec les limites de 1.2, 1.5, 5 et 10. Nous avons exigé à chaque fois que le χ^2 normalisé, associé à l'ajustement fait sur un cycle, devait être inférieur ou égal à l'une des valeurs limites indiquées pour que le cycle en question soit considéré dans la prochaine étape de l'analyse. Certaines valeurs du χ^2 testées sont présentées sur la figure 3.14.

On peut constater que le fait de varier cette limite n'induit, en moyenne, aucun effet significatif sur la durée de vie $T_{1/2}(^{38}\text{Ca})$ déterminée, indépendamment du lot de données considéré. Nous avons noté, en revanche, que les valeurs du χ^2 associés aux *runs* individuels tendent à augmenter avec la limite imposée comme de moins en moins de déclenchements fortuits (*étincelles*) du détecteur de particules β sont éliminés. Nous avons conclu que cette condition n'altère pas le résultat final obtenu pour la durée de vie et nous avons retenu la valeur référence $\chi^2 = 2$ pour ce critère. La valeur choisie permet de s'affranchir de façon efficace de la contribution des cycles ayant pour origine des événements autres que ceux d'intérêt.

Comme mentionné dans le paragraphe 3.3.2, l'ajustement du spectre de décroissance β nécessite de spécifier le point de départ en temps étant donné que les cycles de mesure débutaient sans que l'activité $^{38}\text{CaF}^+$ ne soit présente à l'endroit de détection. Le retard dû à l'acheminement de celle-ci depuis le point de collection était approximativement de 200 *ms*. Cependant, du fait de l'incertitude liée au déplacement de la bande de transport et par mesure de précaution, cette valeur a été élevée de 100 *ms* supplémentaires. Un test de l'effet qu'a cette coupure sur la durée de vie déterminée consiste à débiter l'ajustement de la courbe de décroissance expérimentale plus tard ou plus tôt que 300 *ms*.

La figure 3.15 montre les valeurs moyennes estimées pour la durée de vie de ^{38}Ca , en conditionnant le spectre en temps par l'exclusion des 200, 250 et 400 *ms* au début. La coupure de 400 *ms* semble prolonger la valeur $T_{1/2}(^{38}\text{Ca})$ de 0.31 *ms* tandis que la coupure à 200 *ms* l'écourte de 0.46 *ms*. Ces variations restent cependant tolérables comme elles sont suffisamment en dessous de la marge d'erreur expérimentale (~ 0.96 *ms*). Les résultats obtenus pour les différentes coupures testées étant en assez bon accord, on peut considérer que la valeur de cette coupure ne modifie pas la durée de vie déterminée. On adoptera la valeur 300 *ms* pour ce paramètre, comme référence, lorsqu'on aura à établir la valeur finale adoptée pour la durée de vie de ^{38}Ca .

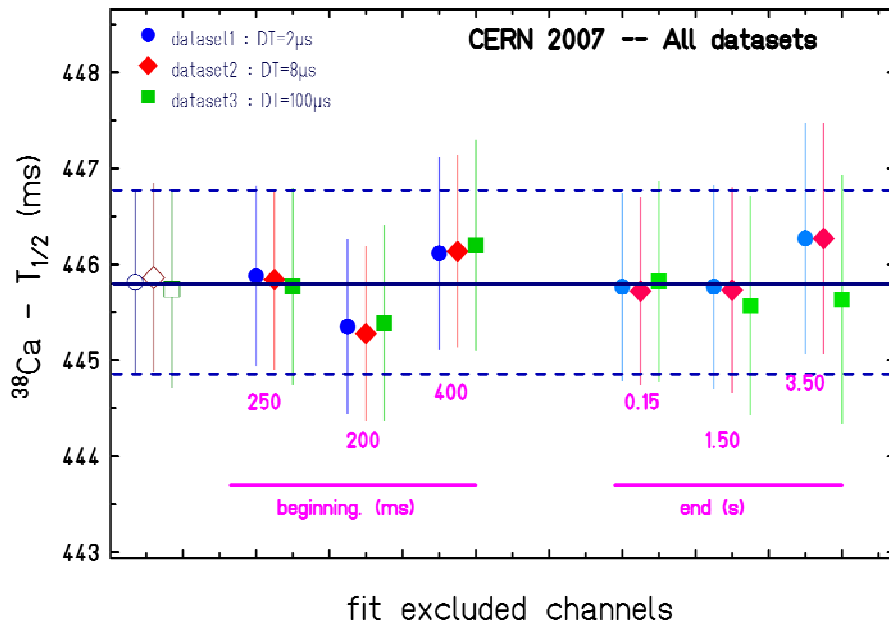


Fig. 3.15 : Effets des coupures en temps imposées au spectre de décroissance sur la durée de vie déterminée pour l'isotope ^{38}Ca . Les paramètres concernés par ces tests sont le nombre de canaux exclus (donnés en temps) au début ainsi qu'à la fin du spectre de décroissance et cela lors de l'ajustement de ce dernier. Les valeurs de référence jusqu'ici adoptées pour ces coupures sont les suivantes : coupure au début = 300 ms, coupure à la fin = 50 ms. La description des autres éléments de cette figure est identique à celle proposée précédemment (cf. figure 3.14).

Nous nous sommes aussi intéressés à la coupure imposée en fin du spectre en temps par mesure de précaution (cf. paragraphe 3.3.1). L'augmentation de cette coupure permet de vérifier si l'exclusion de 50 ms, considérée au départ, est suffisante pour s'affranchir d'éventuelles aberrations (signaux de saturation par exemple) pouvant se présenter vers la fin de la courbe de décroissance expérimentale. Les coupures testées s'étendent de 0.15 à 4 s. Certaines des valeurs moyennes établies ainsi pour la période β de ^{38}Ca sont représentées sur la figure 3.15. On remarque que ces valeurs sont indépendantes de la coupure imposée étant donné qu'elles restent comprises dans l'intervalle de confiance délimité par un écart type. Compte tenu de ces résultats, il paraît légitime de supposer que ce paramètre d'analyse n'affecte pas la durée de vie déterminée.

Nous avons également varié les valeurs de départ indiquées pour la durée de vie (450 ms) et pour le bruit de fond constant (1 coup), lors de l'ajustement du spectre de décroissance expérimental. Nous n'avons décelé aucune incidence sur la durée de vie déterminée, que ce soit pour les *runs* individuels ou sur la valeur moyenne qui leur est associée. Nous reportons le même constat concernant le nombre maximum d'itérations permises afin que la procédure de minimisation converge.

Enfin, nous avons utilisé des combinaisons variées des paramètres étudiés dans ce paragraphe sans toutefois établir un effet systématique sur la durée de vie recherchée. Compte tenu de l'ensemble des traitements abordés ici, nous sommes arrivés à la conclusion que le jeu de paramètre de référence permettait d'accomplir l'analyse entreprise de manière satisfaisante.

3.4 Interprétation des résultats

L'analyse des données relatives à la décroissance β^+ de ^{38}Ca accomplie, même étant préliminaire, a ciblé cependant les points essentiels qui doivent être explorés en vue d'établir un résultat final pour la durée de vie mesurée. L'étude menée offre une image assez précise des objectifs atteints et des aspects qui méritent d'être investigués, plus en détail, afin de mieux interpréter certains phénomènes qui se sont révélés comme sources potentielles d'incertitude.

Globalement, les valeurs individuelles déterminées pour la durée de vie de ^{38}Ca , à partir de l'analyse de 39 *runs* réalisés durant l'expérience IS437b et correspondant aux lots de données enregistrées avec les trois valeurs de temps mort fixe, sont en accord satisfaisant (paragraphe 3.3.3). Les rares différences constatées, même n'étant pas pour l'instant complètement comprises, ne sont pas suffisamment importantes pour témoigner d'une réelle inconsistance au sein des données recueillies ou encore remettre en cause la procédure expérimentale adoptée. À l'inverse, les résultats obtenus montrent que le protocole expérimental employé, de la production et sélection des isotopes d'intérêt au dispositif de détection, est bien adapté à la mesure avec précision de la durée de vie recherchée. En particulier, c'est surtout la procédure basée sur une acquisition à temps de traitement prédéfini qui se trouve validée étant donné la compatibilité des durées de vie mesurées pour les trois canaux de temps mort fixe.

De l'investigation des sources d'erreurs expérimentales, la consistance des résultats concernant les trois temps morts fixes utilisés (2, 8 et 100 μs) suggère de l'indépendance de la durée de vie de ce paramètre (cf. tableau 3.2). Ce constat est corroboré par l'analyse complémentaire entreprise dans le paragraphe 3.3.4.1 et qui est basée sur l'imposition de coupures en temps au début du spectre de décroissance. Il est aussi possible de tirer la même conclusion au sujet des valeurs de référence employées pour traiter les cycles de décroissance et permettant l'établissement de la période β de ^{38}Ca . Il paraît donc légitime d'accorder suffisamment de crédit à la compatibilité constatée et d'écarter la piste d'erreurs systématiques liées aux procédures de correction du temps mort et d'analyse.

En revanche, les traitements décrits dans le paragraphe 3.3.4.3 révèlent la présence d'effets systématiques en rapport avec la variation de l'activité de l'échantillon $^{38}\text{CaF}^+$. La différence constatée pour certaines durées de vie peut être attribuée à la fluctuation du bruit de fond β environnant. L'incidence de cette dérive se manifeste indirectement quant à elle lors de l'ajustement des courbes de décroissance expérimentales. Les durées de vie issues des *runs* caractérisés par une faible statistique se sont avérées plus longues.

L'analyse préliminaire réalisée reste cependant peu concluante au sujet des effets en rapport avec la détection des événements de décroissance β . Elle préconise néanmoins la nécessité d'une étude plus approfondie de la chaîne de détection afin de mieux caractériser la réponse des détecteurs utilisés vis-à-vis des différentes variations dans les conditions expérimentales. La dépendance des valeurs établies pour la durée de vie en fonction du seuil de discrimination du fond suggèrent fortement la présence d'erreur systématique liée à ce paramètre. Même si il n'est pas aisé à l'état actuel de l'avancée de l'analyse d'interpréter le sens des différences constatées, il se peut en revanche qu'elles aient pour origine l'effet discuté dans le paragraphe 3.3.4.2. Quant aux divergences observées pour la durée de vie lors de la modification de la haute tension des compteurs Geiger, l'explication la plus plausible qui y apparaît est que celles-ci sont plutôt la manifestation accidentelle des effets liés à la fluctuation du fond.

Il est communément courant en physique expérimentale de se baser sur des simulations pour quantifier les erreurs systématiques ayant pour origine l'instabilité des détecteurs et/ou de l'électronique associée. La démarche suivie consiste souvent à évaluer les dérives (liées à la haute tension, température, temps mort...) à partir de mesures effectuées à l'aide d'une source de rayonnement appropriée à la situation étudiée. La modélisation des fluctuations observées dans les données générées (ou encore leur extrapolation/ interpolation) permet en principe de déterminer leurs effets sur la quantité mesurée.

À ce titre, nous avons examiné les informations disponibles au sujet des fluctuations constatées ici, à partir de l'étude réalisée sur les détecteurs de rayonnement β durant la phase des tests. Celle-ci avait pour but de déterminer leur comportement en fonction de différents paramètres tel le gaz utilisé, la pression de celui-ci ou encore la position de la source (^{90}Sr) par rapport à la fenêtre d'entrée du détecteur. Les tests menés ont montrés que les deux compteurs réagissaient de manière similaire à l'ensemble des paramètres étudiés. En particulier, la variation extrême de la position de la source ne semblait pas avoir d'impact significatif sur le taux de comptage. En revanche, il est apparu que l'augmentation de la pression du gaz tend à diminuer le taux de comptage des détecteurs. Cette conclusion laisse supposer qu'un changement de pression pourrait avoir un effet, même indirect, sur la durée de vie déterminée. Certes, nous avons relevé une légère baisse de pression du gaz durant l'expérience vers le *run* 32. Il n'est cependant pas possible d'expliquer, de manière ad hoc, certaines divergences observées pour les valeurs individuelles $T_{1/2}(^{38}\text{Ca})$ en les attribuant à cette chute de pression.

En conclusion, indépendamment de la difficulté à identifier et quantifier avec certitude les phénomènes systématiques révélés, on peut néanmoins se fier à l'analyse entreprise dans le cadre de cette thèse pour valider la mesure de la demi-vie de ^{38}Ca . On doit en revanche se contenter d'annoncer un résultat préliminaire, où les effets qui influencent la durée de vie et les erreurs qui en découlent sont estimés du seul point de vue global. De l'étude menée, il est fortement probable que l'incertitude dominante provient de la fluctuation du bruit de fond. Les effets induisant une dépendance de la valeur obtenue pour la durée de vie en fonction d'un paramètre expérimental témoignent de l'existence d'erreurs qui doivent être considérées lors de l'évaluation de l'incertitude sur cette quantité. Une façon permettant de rendre compte des fluctuations observées consiste à appliquer la procédure recommandée par la référence [Hag02], comme nous le rappelons brièvement dans ce qui suit.

S'agissant d'établir un résultat final pour la durée de vie de ^{38}Ca , nous allons nous servir de l'ensemble des valeurs déterminées pour cette observable. La démarche adoptée consiste à extraire la valeur $T_{1/2}(^{38}\text{Ca})$ à partir des durées de vie moyennes ($\bar{T}_{1/2}$) obtenues pour les trois lots de données enregistrées avec les temps morts fixes (2,8 et 100 μs) utilisés. Ce choix est principalement motivé par le fait que les résultats obtenus pour chaque lot sont quasi-identiques (cf. tableau 3.2). Quant à la durée de vie établie pour chaque lot ($\bar{T}_{1/2}$), elle est obtenue comme la moyenne pondérée par les incertitudes sur les valeurs individuelles données par ajustement des courbes de décroissance constituées pour les 39 *runs* considérés dans l'étude (cf. paragraphe 3.3.3). En ce qui concerne l'erreur sur chaque valeur moyenne ainsi déduite, nous avons tenu en considération des deux points suivants lors de l'évaluation de celle-ci :

- Le χ^2 normalisé associé à la moyenne faite sur les 39 mesures individuelles $T_{1/2}^i(^{38}\text{Ca})$, où l'incertitude sur la durée vie déterminée pour chaque *run* est purement statistique, est plus au moins élevé ($\chi^2 = 2.48\text{--}2.99$). La fluctuation des valeurs individuelles $T_{1/2}^i(^{38}\text{Ca})$ s'avère donc relativement importante.

- Les 39 valeurs individuelles $T_{1/2}^i(^{38}\text{Ca})$ disponibles sont indépendantes statistiquement étant donné qu'elles proviennent de mesures expérimentales (*runs*) différentes.

Pour cela, nous avons d'abord opéré une pondération des incertitudes individuelles ($\Delta T_{1/2}^i$). Nous avons ensuite appliqué la procédure suggérée par la référence [Hag02] pour ce type de situation (χ^2 normalisé > 1), où nous avons agrandi les barres d'erreurs par un facteur correctif qui rend compte de la dispersion constatée. Celui-ci est donné par la racine quadratique du χ^2 normalisé associé à la moyenne faite.

La moyenne pondérée des valeurs obtenues pour les trois lots conduit à la durée de vie suivante : $T_{1/2}(^{38}\text{Ca}) = 445.80$ (98) *ms*, où l'incertitude sur cette dernière est estimée en sommant quadratiquement les erreurs individuelles ($\Delta \bar{T}_{1/2}$). Enfin, n'étant pas en mesure de quantifier l'amplitude des erreurs systématiques identifiées, en procédant ainsi, nous avons opté pour une majoration de l'erreur sur le résultat préliminaire établi par la présente étude. Des trois déterminations précédentes de la durée de vie de ^{38}Ca (cf. tableau 3.2), on adopte l'incertitude la plus grande. L'imprécision d'origine expérimentale sur l'observable mesurée est de 1.02 *ms*. Elle prend en charge les deux composantes de l'erreur : statistique et systématique. Le résultat finalement obtenu pour la durée de vie de ^{38}Ca à partir de ce travail est : $T_{1/2}(^{38}\text{Ca}) = 445.8$ (10) *ms*.

3.5 Conclusion et perspectives

Comme indiqué dans le tableau 3.4, la durée de vie de ^{38}Ca a été mesurée précédemment lors de quatre expériences indépendantes [Kav68, Gal69, Zio72, Wis80]. Cependant, dans aucun des cas cités, la mesure réalisée n'a été effectuée avec un échantillon d'activité ^{38}Ca pure. La procédure adoptée par les quatre auteurs consistait à déterminer cette observable en se servant de la raie γ à 1568 *keV*, émise suite au dépeuplement du 3^{ème} état excité dans le noyau fils ^{38m}K (cf. figure 3.16). En effet, 21% de la décroissance β^+ de ^{38}Ca procède via une transition de type Gamow-Teller et l'état 1^+ peuplé lors de cette transition se désexcite en émettant le rayonnement γ en question (à 1568 *keV*). Par ailleurs, la décroissance β^+ de ^{38m}K vers l'isobare stable ^{38}Ar ne s'accompagne d'aucune émission γ , à l'exception de la raie à 511 *keV* qui signe l'annihilation du positon émis dans la matière. En utilisant ces faits, le conditionnement du spectre d'événements β par la détection du signal γ à l'énergie 1568 *keV* permettrait de s'affranchir de toute la contribution due à la décroissance de ^{38m}K . La courbe de décroissance ainsi constituée devrait donc refléter uniquement la décroissance de ^{38}Ca . L'ajustement de cette courbe, à l'aide d'une exponentielle reposant sur un fond constant, suffirait alors à extraire la période β du noyau précurseur.

Avec la durée de vie déterminée lors de cette thèse : $T_{1/2}(^{38}\text{Ca}) = 445.8$ (10) *ms*, nous avons également mentionné à titre comparatif (cf. tableau 3.4), le résultat préliminaire obtenu par l'étude des données de l'expérience IS437a [Bla07]. Celle-ci précéda l'expérience analysée ici, avec qui elle partage la particularité d'être menée auprès de la même installation (ISOLDE) où la technique de séparation employée fournissait à l'étude une activité ($^{38}\text{CaF}^+$) isotopiquement pure. Les deux durées de vie déterminées atteignent des précisions comparables à 3.5 et 2.3% ; reste que notre mesure est de 3.8 *ms* plus courte que la valeur proposée par B. Blank *et al.* [Bla07]. Cependant, les deux résultats sont compatibles avec la valeur expérimentale de référence, donnée par J.C. Hardy *et al.* [Har05], compte tenu de la grande imprécision sur cette dernière : $T_{1/2}(^{38}\text{Ca}) = 440.0$ (78) *ms*.

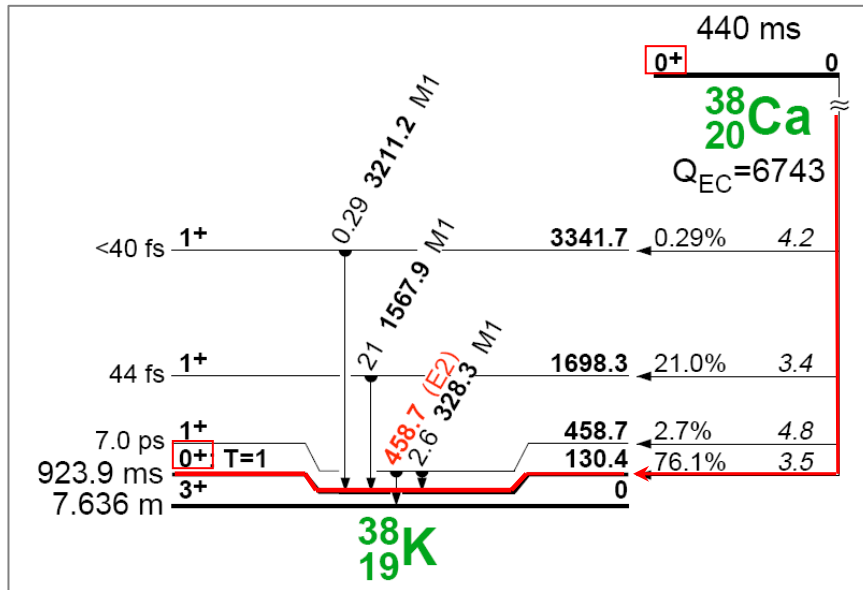


Fig. 3.16 : Schéma de décroissance de l'isotope ^{38}Ca . La transition super-permise ($0^+ \rightarrow 0^+$) de Fermi domine à raison de 76.1% la décroissance β^+ de ce noyau. Cette transition est mise en évidence avec un trait épais et une couleur différente sur la figure.

Les données actuellement disponibles sur la période β de la transition super-permise ($0^+ \rightarrow 0^+$) de l'émetteur ^{38}Ca sont reportées sur la figure 3.17. Le résultat préliminaire établi au cours de cette thèse est relativement en accord avec les quatre valeurs répertoriées dans la littérature, vu les grandes incertitudes qui pèsent sur ces mesures. Les durées de vie établies récemment au CERN constituent pour le moment les estimations les plus précises de l'observable $T_{1/2}(^{38}\text{Ca})$.

Référence	[Kav68]	[Gal69]	[Zio72]	[Wis80]	[Bla07]	Ce travail	Moyenne
$^{38}\text{Ca} - T_{1/2}$ (ms)	470 (20)	439 (12)	450 (70)	430 (12)	449.6 (16)	445.8 (10)	446.8 (11)

Tab. 3.4 : Valeurs de la durée de vie de l'isotope ^{38}Ca répertoriées dans la littérature. Ces valeurs sont comparées au résultat expérimental préliminaire établi dans le cadre de cette thèse. La valeur moyenne indiquée a été obtenue par pondération des incertitudes du fait que l'ensemble des mesures présentées sont statistiquement indépendantes.

En moyennant par pondération des incertitudes l'ensemble des données connues sur la durée de vie de ^{38}Ca (cf. figure 3.17), nous obtenons la valeur suivante : $\bar{T}_{1/2}(^{38}\text{Ca}) = 446.8(11)$ ms. Le χ^2 normalisé associé à la moyenne ainsi faite est de 1.54. Cette valeur raisonnable accrédite notre résultat et montre par ailleurs que l'accord avec les autres mesures est globalement appréciable. La nouvelle valeur moyenne déduite de cette façon améliore la précision sur la durée de vie mesurée d'un facteur de 8.

Ainsi, au regard des objectifs fixés pour l'expérience IS437b : la production est l'étude de la décroissance β de l'isotope 38 du calcium, la campagne expérimentale menée auprès d'ISOLDE a abouti à des résultats satisfaisants. La méthode de production alliée à la

séparation isotopique assistée par REXTRAP a fourni à la mesure et pour la première fois une activité ^{38}Ca hautement pure. L'utilisation de détecteurs à gaz standards a permis, du fait de la grande sélectivité de la ligne de séparation, de constituer les spectres des événements de radioactivité du noyau d'intérêt et d'accéder ainsi directement à la période β recherchée.

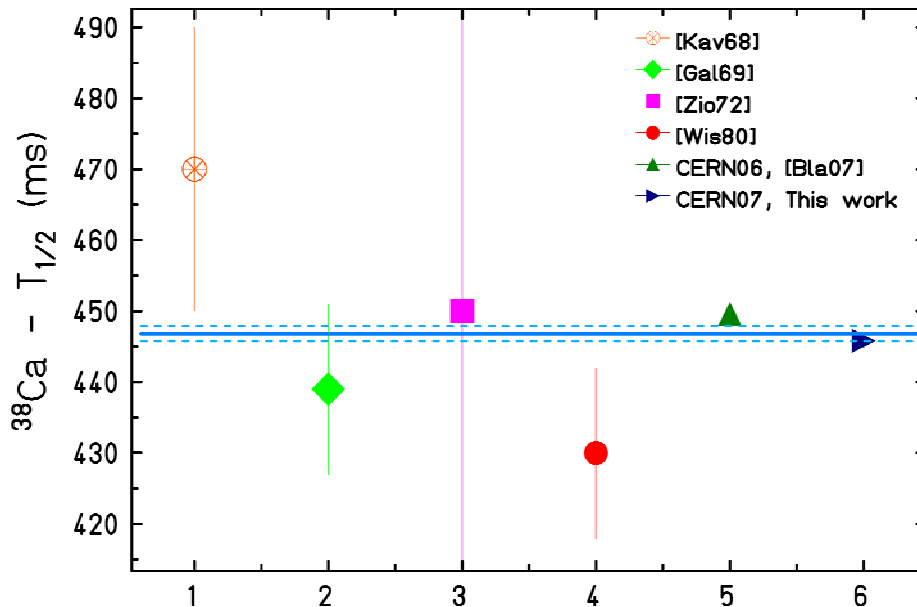


Fig. 3.17 : Comparaison des valeurs connues sur la durée de vie de ^{38}Ca au résultat établi dans le cadre de cette étude. Les durées de vie représentées sont résumées dans le tableau 3.4. La ligne horizontale indique la valeur moyenne de toutes ces mesures : 446.8(11) ms. Le χ^2 normalisé associé à cette moyenne est de 1.54.

Reste que la précision souhaitée sur la période β de ^{38}Ca n'a pas été atteinte. L'imprécision pesant encore sur cette observable est causée par deux facteurs. Le premier est d'ordre statistique : le taux de production de l'isotope d'intérêt (^{38}Ca) était beaucoup plus faible par rapport à celui initialement espéré. Le second est systématique : la dépendance de la durée de vie déterminée vis-à-vis des conditions de détection se trouve à l'origine des effets systématiques présumés. Certes, la précision de 2.3×10^{-3} sur la valeur $T_{1/2}(^{38}\text{Ca})$ n'est pas encore suffisante pour tester notre compréhension de l'interaction faible ou encore des corrections radiatives et nucléaires. Cependant, notre but final d'inclure la transition superpermise ($^{38}\text{Ca} \rightarrow ^{38m}\text{K}$) dans la systématique des valeurs Ft ($0^+ \rightarrow 0^+$, $T = 1$), qui requiert un effort de longue haleine, se trouve désormais amorcé grâce au protocole expérimental développé par nos travaux. En effet et comme nous venons de le voir, la qualité d'ensemble de la méthode de production, l'acquisition des données et des outils d'analyse a permis d'obtenir des résultats très encourageants.

De façon générale, la conclusion que l'on peut tirer de l'ensemble des traitements décrits dans les paragraphes précédents est la nécessité d'une caractérisation plus poussée de la chaîne de détection β employée. Il est vrai que les compteurs à gaz de type Geiger sont des détecteurs de conception simple. Reste que leur réponse peut être instable. Le changement dans certaines conditions peut engendrer des modifications importantes dans la réponse du détecteur et donc affecter la mesure effectuée. Cette caractérisation permettra une meilleure compréhension des fluctuations observées au sein des durées de vie individuelles déterminées,

voire même leur maîtrise s'il s'avère que celles-ci peuvent être évitées (ou contrôlées). L'erreur systématique sur la mesure de la durée de vie induite par les phénomènes de dérives pourrait ainsi être diminuée de manière significative. En revanche, une telle procédure ne pourra être entreprise qu'à la condition de s'appuyer sur des données de simulations fiables. Les effets présentant une source potentielle d'erreur systématique peuvent être mis en évidence en menant une série de tests, à l'aide d'une source radioactive par exemple.

Les tests suggérés devraient portés sur tous les paramètres susceptibles d'influencer la détection des particules β émises, telle la haute tension appliquée aux compteurs Geiger ou encore le seuil de discrimination du fond. En ce qui concerne la variation du taux de comptage, on pourrait penser à interposer des plaques d'épaisseurs variables entre l'entrée du détecteur et la source de rayonnement β , afin de créer un changement dans le taux de comptage auquel est exposé le détecteur. L'utilisation de sources émettrices β avec des activités différentes permettrait aussi de produire cet effet. Dans ce même esprit, il serait utile de réfléchir à la conception d'un support annexe qui rendrait possible le déplacement rapide des sources ou plaques afin d'explorer le comportement du détecteur vis-à-vis d'un changement subite dans le taux de comptage. Il conviendrait, par ailleurs, d'étudier la réponse des compteurs à gaz sur un long terme afin de voir si des effets de dérives peuvent se produire dans le temps. Ces tests devraient permettre, en principe, de comprendre l'origine de l'incompatibilité observée entre les mesures de la présente expérience et serviront, en cas de nécessité, dans l'analyse des données des prochaines expériences.

L'analyse des *runs* mesurant la décroissance β de l'isotope ^{39}Ca apportera des renseignements utiles quant à la présence et l'ampleur des effets systématiques diagnostiqués d'après l'étude des données enregistrées pour le ^{38}Ca . En ce qui concerne la question des contaminants, l'analyse des spectres d'énergie γ permettrait de s'assurer de la pureté de l'échantillon mesuré. Dans le cas contraire, c'est-à-dire si des impuretés s'avèrent présentes, l'identification de celles-ci est rendue possible.

Enfin, la présente étude pourrait être complétée en considérant les données de simulation générées par le programme d'analyse. En effet, pour chacun des cycles sélectionnés, le programme employé est chargé de simuler un cycle de décroissance. Toutes les caractéristiques de ce dernier, à l'exception de la demi-vie, sont déterminées à partir du cycle expérimental associé. À ces données de décroissance simulées est ensuite imposé un temps mort fixe prédéfini avant qu'elles ne soient enregistrées sur disque, cycle par cycle. La comparaison aux résultats expérimentaux obtenus permettra de vérifier la consistance de l'analyse en même temps qu'elle validera la durée de vie expérimentalement établie.

Conclusion générale

Ce manuscrit a présenté les résultats obtenus à la suite de deux expériences de haute précision concernant les transitions β^+ de Fermi super-permises dans les noyaux riches en protons ^{62}Ga ($Z = 31$, $T_Z = 0$) et ^{38}Ca ($Z = 20$, $T_Z = -1$). L'intérêt des études menées est de mettre à l'épreuve les prédictions de modèles théoriques rattachés à la description des interactions fondamentales opérant à l'échelle subatomique. La détermination expérimentale des durées de vie comparées (ft) pour ces transitions permet de vérifier directement l'hypothèse de conservation du courant vectoriel (CVC) hadronique dans les processus régis par l'interaction faible. La comparaison systématique des valeurs corrigées $Ft(0^+ \rightarrow 0^+, T=1)$ associées à de telles transitions donne une valeur à l'élément V_{ud} de la matrice de mélange de saveur des quarks (CKM) du Modèle Standard et demeure aujourd'hui l'outil le plus précis pour tester l'unitarité de cette matrice. Par ailleurs, ces émetteurs β (^{62}Ga , ^{38}Ca) s'avèrent des candidats de choix dès lors qu'il s'agit de valider la modélisation théorique des interactions ne conservant pas la symétrie de l'isospin dans les noyaux situés loin de la stabilité. Plus généralement, c'est la fiabilité des corrections calculées pour rendre compte de ces effets sensibles aux détails de la structure nucléaire qui est questionnée.

L'étude de la décroissance $\beta\text{-}\gamma$ de ^{62}Ga visait la détermination précise du rapport d'embranchement de la transition de Fermi reliant les états isobariques analogues (0^+ , $T = 1$) dans les noyaux partenaires. L'expérience JYFL05 a été réalisée auprès du séparateur en ligne IGISOL à l'Université de Jyväskylä. La sélection isotopique opérée à l'aide du piège magnétique de type Penning (JYFLTRAP) a permis de disposer d'un faisceau secondaire de haute pureté durant une partie de la prise de données. L'emploi d'un dispositif expérimental de détection adéquat a permis la mesure absolue et précise du rapport d'embranchement recherché.

L'exploitation des spectres en énergie γ s'est avérée une tâche particulièrement délicate du fait des phénomènes de dérive constatés et surtout de l'absence de raies γ de référence à haute énergie. La mise en place d'une procédure d'analyse spécifique a permis de résoudre certaines des difficultés rencontrées. Par ailleurs, le recours à la technique *add-back* lors de la sommation des énergies γ a permis de gagner en efficacité de détection photopique et a conduit à une amélioration significative du rapport signal/bruit. L'ensemble de ces traitements a rendu possible l'observation de raies γ consécutives à l'émission β de ^{62}Ga de très faible intensité.

Ainsi, quatre raies γ identifiées aux énergies : 851, 1388, 1852 et 2227 keV, d'une intensité typiquement de l'ordre de 0.020 %, ont été assignées au schéma de niveaux excités dans le ^{62}Zn . Les intensités mesurées pour ces transitions ont servi à l'évaluation de l'intensité totale des branches β non-analogues et donc à l'établissement du taux d'alimentation de l'état analogue 0^+ dans le ^{62}Zn : $B.R._A(^{62}\text{Ga}) = 99.893$ (24)%. La nouvelle force de transition corrigée déterminée : $Ft(^{62}\text{Ga}) = 3071.4$ (72) s atteint désormais une précision égale à 2.34%. Elle est en accord appréciable avec les 12 autres valeurs étudiées avec précision et recensées dans la littérature. L'ensemble des informations issues de la désintégration β nucléaire valide l'hypothèse CVC à une excellente échelle de précision 2.6×10^{-4} et ne semble pas indiquer, du moins à l'état actuel des connaissances, la violation de l'unitarité de la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa.

Les calculs théoriques type modèle en couches entrepris par les auteurs de la référence [Tow07] restituent de façon convaincante la structure nucléaire des noyaux fils dans la désintégration β^+ des émetteurs de Fermi ($A \geq 62$), telle qu'elle a été déduite de l'étude du processus de décroissance de ^{62}Ga . Conformément à la prédiction théorique, la décroissance β de cet émetteur est bien caractérisée par la présence de nombreuses branches de type Gamow-Teller de très faible intensité ; même si celles-ci n'ont pas été mises en évidence directement. Ce sont surtout les corrections théoriques imposées à la valeur expérimentale $ft(^{62}\text{Ga})$ qui se trouvent validées pour ce noyau. En effet, ces calculs prévoient des corrections relativement élevées à la force de transition en question. Le degré de consistance de la valeur $Ft(^{62}\text{Ga})$ avec la prédiction de l'hypothèse CVC apparaît comme un bon indicateur de la fiabilité des corrections appliquées. Ceci témoigne notamment de l'importance du phénomène de mélange de configurations d'isospin pour les noyaux occupant la couche fp. Par ailleurs, la limite supérieure établie à partir de ce travail pour la correction : $\delta_{IM}^1 \leq 0.013$ (23) % est en accord satisfaisant avec les estimations théoriques.

L'expérience IS437b menée auprès de l'installation ISOLDE au CERN avait pour objectif principal d'améliorer, d'un facteur proche de 20, la précision sur la période β de la transition de Fermi super-permise dans le ^{38}Ca . L'utilisation de la fluoration des fragments produits dans la réaction initiale $p@1.4\text{GeV}+\text{Ti}$, comme moyen chimique pour isoler les ions d'intérêt, a permis de réduire efficacement la contamination isobarique due au ^{38m}K . Cette technique sélective alliée au piégeage d'ions assisté par REXTRAP a permis de s'affranchir totalement de toute contribution parasite. Au final, c'est un échantillon d'activité $^{38}\text{CaF}^+$ pure qui est fourni à l'étude. Ainsi et pour la première fois, la mesure de la demi-vie de ^{38}Ca est effectuée directement à partir de sa décroissance β .

La technique de mesure adoptée reposant sur l'emploi d'une source ^{38}Ca pure associée à l'utilisation de la détection β comme moyen pour construire la courbe de décroissance expérimentale apporte satisfaction. Elle s'avère adéquate à la réalisation de l'étude précise envisagée. En particulier, c'est la procédure de traitement du temps mort qui se trouve validée. Le recours à une acquisition de données basée sur un temps de traitement prédéfini a permis d'apporter de façon précise la correction de temps mort aux cycles de décroissance enregistrés. Cette conclusion est fondée sur la consistance des valeurs obtenues pour la durée de vie pour les trois canaux (2, 8 et 100 μs) de temps mort fixe utilisés. L'analyse des mesures effectuées a permis d'établir un résultat préliminaire : $T_{1/2}(^{38}\text{Ca}) = 445.8(10)$ ms qui améliore la précision sur la durée de vie de ^{38}Ca d'un facteur proche de 10.

Le bilan concernant l'expérience elle-même reste positif, même si la précision requise sur la grandeur mesurée n'a pas été atteinte. L'incertitude pesant encore sur celle-ci reflète la difficulté rencontrée lorsqu'il s'agit d'accomplir des mesures de haute précision. Ces projets porteurs nécessitent souvent la réalisation de plusieurs campagnes expérimentales avant de comprendre et maîtriser les nombreux aspects liés à la production comme à la détection des espèces radioactives étudiées. L'aboutissement à un résultat final nécessite encore un long travail de dépouillement des données. Néanmoins, les résultats de l'étude faite offrent d'ores et déjà des perspectives optimistes quant à la précision voulue. C'est d'abord le protocole expérimental mis au point qui se trouve validé dans son ensemble. Même étant préliminaire, l'analyse entreprise dans le cadre de cette thèse a aussi révélé l'existence d'effets pouvant potentiellement induire des erreurs systématiques et qui méritent en conséquence d'être explorés en détail. Si elle ne fournit pas d'explications définitives quant à l'origine des disparités constatées, cette analyse donne quelques renseignements utiles quant à la manière de les traiter en proposant une série de tests permettant d'examiner et quantifier les effets en

question. Une telle étude associée à la réalisation de simulations devrait permettre d'évaluer plus finement les erreurs systématiques et donc de réduire l'incertitude sur la demi-vie déterminée.

Enfin, la caractérisation précise en cours de réalisation d'un détecteur Ge, afin de mesurer le rapport d'embranchement de la transition super-permise dans le ^{38}Ca , laisse envisager l'inclusion prochaine de cet émetteur dans la systématique des valeurs $Ft(0^+ \rightarrow 0^+, T=1)$. En effet, le résultat préliminaire obtenu approche désormais la précision requise de 1% sur l'intensité de la transition analogue.

Bibliographie

- [Abe02] H. Abele *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 211801 (2002).
- [Alb78] D. E. Alburger, *Phys. Rev. C* **18**, 1875 (1978).
- [Ale04] T. Alexopoulos *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 181802 (2004).
- [Alv37] L. W. Alvarez, *Phys. Rev.* **52**, 134 (1937).
- [Amb06] F. Ambrosino *et al.*, *Phys. Lett. B* **632**, 43 (2006).
- [Ams08] C. Amsler *et al.*, (Particle Data Group), *Phys. Lett. B* **667**, 1 (2008).
- [Arn83] G. Arnison *et al.*, *Phys. Lett. B* **122**, 103 (1983).
- [Arz00] S. Arzumanov *et al.*, *Phys. Lett. B* **483**, 15 (2000).
- [Äys01] J. Äystö, *Nucl. Phys. A* **693**, 477 (2001).
- [Ärj81] J. Ärje *et al.*, *Nucl. Instr. and Meth.* **186**, 149 (1981).
- [Ban83] M. Banner *et al.*, *Phys. Lett. B* **122**, 476 (1983).
- [Bam77] W. Bambynek *et al.*, *Rev. Mod. Phys.* **49**, 77 (1977).
- [Bec84] P. Becher, M. Böhm, and H. Joos, in *Gauge Theories of Strong and Electroweak Interactions*, edited by John Wiley and Sons. (1984).
- [Bla02] B. Blank, *Eur. Phys. J. A* **15**, 121 (2002).
- [Bla04] B. Blank *et al.*, *Phys. Rev. C* **69**, 015502 (2004).
- [Bla06] B. Blank *et al.*, *not published*.
- [Bla07] B. Blank, *private communication*.
- [Bli70] R. J. Blin-Stoyle and J. M. Freeman, *Nucl. Phys. A* **150**, 369 (1970).
- [Bli73] R. J. Blin-Stoyle, in *Fundamental Interactions and the Nucleus* (North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1973).
- [Bnl07] BNL *web page at* <http://www.nndc.bnl.gov/nudat2/>
- [Bol06] G. Bollen *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 152501 (2006).
- [Cab63] N. Cabibbo, *Phys. Rev. Lett.* **10**, 531 (1963).
- [Cab03] N. Cabibbo, E. C. Swallow and R. Winston, *Annu. Rev. Part. Sci.* **53**, 39 (2003).
- [Can05] G. Canchel *et al.*, *Eur. Phys. J. A* **23**, 409 (2005).
- [Chi78] R. Chiba *et al.*, *Phys. Rev. C* **17**, 2219 (1978).
- [Chr64] J. H. Christensen *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **13**, 138 (1964).
- [Cir04] V. Cirigliano, H. Neufeld and H. Pichl, *Eur. Phys. J. C* **35**, 53 (2004).
- [Dav79] C. N. Davids *et al.*, *Phys. Rev. C* **19**, 1463 (1979).
- [Deb88] K. Debertin and R. G. Helmer in *Gamma and X-ray Spectrometry with Semiconductor Detectors*, edited by North Holland, Elsevier Science Publishers B.V., Amsterdam. (1988).
- [Den97] P. Dendooven, *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B* **126**, 182 (1997).
- [Dis52] N. Dismuke *et al.*, *U.S. Atomic Energy Comm. Report ORNL-1222* (1952); *Tables for the Analysis of Beta Spectra*, U.S. Nat. Bur. Standards, Applied Math. Ser. No. **13**, Washington, D.C. (1952).

- [Dör02] J. Döring *et al.*, *Proceedings of ENAM2001, the 3rd International Conference on Exotic Nuclei and Atomic Masses*, July 2-7, 2001, Hämeenlinna, Finland, edited by J. Äystö, P. Dendooven, A. Jokinen, M. Leino (Springer-Verlag, Berlin, 2002) p. 323.
- [Eid04] S. Eidelman *et al.*, (Particle Data Group), *Phys. Lett. B* **592**, 1 (2004).
- [Eng64] F. Englert and R. Brout, *Phys. Rev. Lett.* **13**, 321 (1964).
- [Ero06] T. Eronen *et al.*, *Phys. Lett. B* **636**, 191 (2006).
- [Fer34] E. Fermi, *Nuovo Cimento* **11**, 1 (1934); *Z. für Phys.* **88**, 161 (1934).
- [Fey58] R. P. Feynman and M. Gell-Mann, *Phys. Rev.* **109**, 193 (1958).
- [Fie37] M. Fierz, *Z. für Phys.* **104**, 553 (1937).
- [Fin54] R. J. Finkelstein and S. A. Moszkowski, *Phys. Rev.* **95**, 1695 (1954).
- [Frè03] J. –M. Frère, in *La Théorie Électrofaible et Au Delà*, Ecole Joliot-Curie 2003. <http://www.cenbg.in2p3.fr/joliot-curie>
- [Fri57] J. I. Friedman and V. L. Telegdi, *Phys. Rev.* **105**, 1681 (1957).
- [Fuk98] Y. Fukuda *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 1562 (1998).
- [Gal69] A. Gallmann *et al.*, *Phys. Rev.* **186**, 1160 (1969).
- [Gam36] G. Gamow and E. Teller, *Phys. Rev.* **49**, 895 (1936).
- [Gám05] E. Gámiz *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 011803 (2005).
- [Gar57] R. L. Garwin, L. M. Lederman, and M. Weinrich, *Phys. Rev.* **105**, 1415 (1957).
- [Geo07] S. George *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 162501 (2007).
- [Ger55] S. S. Gershtein and Y. B. Zeldovich, *JETP* **29**, 698 (1955).
- [Gla61] S. L. Glashow, *Nucl. Phys.* **22**, 579 (1961).
- [Gla70] S. L. Glashow, J. Iliopoulos, and L. Maiani, *Phys. Rev. D* **2**, 1285 (1970).
- [God58] M. L. Goldberger and S. B. Treiman, *Phys. Rev.* **111**, 354 (1958).
- [Gol58] M. Goldhaber, L. Grodzins, and A. W. Sunyar, *Phys. Rev.* **109**, 1015 (1958).
- [Gos62] J. Goldstone, A. Salam and S. Weinberg, *Phys. Rev.* **127**, 965 (1962).
- [Gre93] W. Greiner and B. Müller, in *Gauge Theory of Weak Interactions*, 2nd ed. (Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, 1993).
- [Gri08] G. F. Grinyer *et al.*, *Phys. Rev. C* **77**, 015501 (2008).
- [Hag02] K. Hagiwara *et al.*, (Particle Data Group), *Phys. Rev. D* **66**, 010001 (2002).
- [Hal69] T.A. Halpern, *Phys. Rev. C* **1**, 1928 (1969).
- [Har75] J. C. Hardy and I. S. Towner, *Nucl. Phys. A* **254**, 221 (1975).
- [Har98] J. C. Hardy and I. S. Towner, arXiv: nucl-th /9812036 v1 (1998).
- [Har02] J. C. Hardy and I. S. Towner, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 252501 (2002).
- [Har05] J. C. Hardy and I. S. Towner, *Phys. Rev. C* **71**, 055501 (2005);
J. C. Hardy and I. S. Towner, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 092502 (2005).
- [Has73] F. J. Hasert *et al.*, *Phys. Lett. B* **46**, 138 (1973).
- [Her98] M. Herrero, in *The Standard Model*, arXiv: hep-ph/ 9812242 v1 (1998).
- [Hig66] P. W. Higgs, *Phys. Rev.* **145**, 1156 (1966).
- [Hof55] R. Hofstadter and R.W. McAllister, *Phys. Rev.* **98**, 217 (1955).
- [Huf63] J. N. Huffaker and E. Greuling, *Phys. Rev.* **132**, 738 (1963).
- [Hyl05] B. Hyland *et al.*, *J. Phys. G* **31**, 1885 (2005).
- [Hyl06] B. Hyland *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 102501 (2006).

- [Hym03] B. C. Hyman *et al.*, *Phys. Rev. C* **68**, 015501 (2003).
- [Jau87] W. Jaus and G. Rasche, *Phys. Rev. D* **35**, 3420 (1987).
- [Kav68] R. W. Kavanagh *et al.*, *Phys. Rev.* **175**, 1426 (1968).
- [Kib67] T. W. Kibble, *Phys. Rev.* **155**, 1554 (1967).
- [Kob73] M. Kobayashi and K. Maskawa, *Prog. Theor. Phys.* **49**, 652 (1973).
- [Koc02] V. Koch, in *Aspects of Chiral Symmetry*, arxiv: preprint nucl-th/9706075 (1997).
- [Kol03] V. Kolhinen, PhD thesis, University of Jyväskylä (2003).
- [Kno00] G. F. Knoll, in *Radiation Detection and Measurement*, third edition, John Wiley and Sons, Inc. (2000).
- [Lai04] A. Lai *et al.*, *Phys. Lett. B* **602**, 41 (2004).
- [Lan49] L. M. Langer and H. C. Price, Jr., *Phys. Rev.* **76**, 641 (1949).
- [Lee49] T. D. Lee, M. Rosenbluth and C. N. Yang, *Phys. Rev.* **75**, 9905 (1949).
- [Lee56] T. D. Lee and C. N. Yang, *Phys. Rev.* **104**, 254 (1956).
- [Lee57] T. D. Lee and C. N. Yang, *Phys. Rev.* **105**, 1671 (1957).
- [Leu84] T. Leutwyler et M. Roos, *Z. Phys. C* **25**, 91 (1984).
- [Mac86] W. J. Marciano and A. Sirlin, *Phys. Rev. Lett.* **56**, 22 (1986).
- [Mac06] W. J. Marciano and A. Sirlin, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 032002 (2006).
- [Mar57] R. E. Marshak, in *The Nature of the Four Fermion Interaction*, Proc. of the Conference on Mesons and Newly Discovered Particles, Padua-Venice, Sept. 1957, N. Zanichelli, Bologna (1958); Reprinted in *Development of the Theory of Weak Interaction*, P. K. Kabir (ed.), World Scientific, Singapore (1949), pp. 508-515.
- [Mar58] R. E. Marshak, in *Chirality Invariance and the Universal V-A Theory of Weak Interactions*; in Frontier Physics: Essays in Honour of Jayme Tiomno, World Scientific Publishing Company, Singapore (1991), pp. 18-42. See also *A Gift of Prophecy*, E. C. G. Sudarshan (ed.), World Scientific Publishing Co., Singapore (1995), pp. 516-532.
- [Mar84] R. E. Marshak and E. C. G. Sudarshan, in *Origin of the Universal V-A Theory*, in proceedings *50 Years of Weak Interactions*, Wingspread Conference, University of Wisconsin, Madison, Wisconsin (1984), pp. 1-15.
- [Nam60] Y. Nambu, *Phys. Rev. Lett.* **4**, 380 (1960).
- [Nav03] O. Naviliat-Cunic, in *Tests of the Standard Model at Low Energies*, École Joliot-Curie 2003. <http://www.cenbg.in2p3.fr/joliot-curie>
- [Orm85] W. E. Ormand and B. A. Brown, *Nucl. Phys. A* **440**, 274 (1985).
- [Orm95] W. E. Ormand and B. A. Brown, *Phys. Rev. C* **52**, 2455 (1995).
- [Pau36] W. Pauli, *Ann. Inst. Henri Poincaré* **6**, 109 (1936).
- [Pen97] H. Penttillä *et al.*, *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B* **126**, 213 (1997).
- [Poc04] D. Pocanic *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 181803 (2004).
- [Ros50] M. N. Rosenbluth, *Phys. Rev.* **79**, 615 (1950).
- [Sal68] A. Salam, in *Elementary Particle Physics*, Proc. 8th Nobel. Symp. pp. 367 (1968).
- [Sav03] G. Savard *et al.*, *ANL Physics Annual Report*, 2003 pp. 77 (unpublished).
- [Ser05] A. Serebrov *et al.*, *Phys. Lett. B* **605**, 72 (2005).

- [Sev02] N. Severijns, *Eur. Phys. J. A* **15**, 217 (2002).
- [Sev06] N. Severijns, M. Beck and O. Naviliat-Cunic, *Rev. Mod. Phys.* **78**, 3 (2006).
- [She03] A. Sher *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 261801 (2003).
- [Sho66] H.F. Schopper, in *Weak Interaction and Nuclear Beta Decay*, (North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1966).
- [Sir67] A. Sirlin, *Phys. Rev.* **164**, 1767 (1967).
- [Sir74] A. Sirlin, *Nucl. Phys. B* **71**, 29 (1974).
- [Sir86] A. Sirlin and R. Zucchini, *Phys. Rev. Lett.* **57**, 1994 (1986).
- [Sir87] A. Sirlin, *Phys. Rev. D* **35**, 3423 (1987).
- [Sir94] A. Sirlin in *Precision Test of the Standard Electroweak Model*, edited by P. Langacker (World Scientific, Singapore, 1994).
- [Sud58] E. C. G. Sudarshan and R. E. Marshak, *Phys. Rev.* **109**, 1860 (1958).
- [tHo71] G. t'Hooft, *Nucl. Phys. B* **35**, 167 (1971).
- [Tho02] J.-C Thomas, thèse de doctorat, Université de Bordeaux I (2002).
- [Tow77] I. S. Towner, J. C. Hardy and M. Harvey, *Nucl. Phys. A* **284**, 269 (1977).
- [Tow94] I. S. Towner, *Phys. Lett. B* **333**, 13 (1994).
- [Tow95] I. S. Towner and J. C. Hardy, in *Symmetries and Fundamental Interactions in Nuclei*, edited by W. C. Haxton and E. M. Henley, World Scientific Publishing Company, London (1995).
- [Tow02] I. S. Towner and J. C. Hardy, *Phys. Rev. C* **66**, 035501 (2002).
- [Tow03] I. S. Towner and J. C. Hardy, *J. Phys. G* **29**, 197 (2003).
- [Tow07] I. S. Towner, *private communication*.
- [Tow08] I. S. Towner and J. C. Hardy, *Phys. Rev. C* **77**, 025501 (2008).
- [Vol03] C. Volpe, in *Description des Processus Faibles dans les Noyaux : un problème clos ?*, École Joliot-Curie 2003. <http://www.cenbg.in2p3.fr/joliot-curie>
- [Wei58] S. Weinberg, *Phys. Rev.* **112**, 1375 (1958).
- [Wei67] S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* **19**, 1964 (1967).
- [Wil93] D. H. Wilkinson, *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A* **335**, 172 (1993).
- [Wis80] H. S. Wilson, R. W. Kavanagh and F. M. Mann, *Phys. Rev. C* **22**, 1696 (1980).
- [Wu49] C. S. Wu and R. D. Albert, *Phys. Rev.* **75**, 312 (1949).
- [Wu50] C. S. Wu, *Rev. Mod. Phys.* **22**, 386 (1950).
- [Wu57] C. S. Wu *et al.*, *Phys. Rev.* **105**, 1413 (1957).
- [Wu64] C. S. Wu, *Rev. Mod. Phys.* **36**, 618 (1964).
- [Wu96] C. S. Wu and S. A. Moszkowski, in *Beta Decay*, (Interscience Publishers, University of Rochester, New York, Vol. XVI, 1996).
- [Yao06] W. -M. Yao *et al.*, *J. Phys. G* **33**, 1 (2006).
- [Yuk35] H. Yukawa and S. Sakata, *Proc. Phys. Soc. Japan* **17**, 467 (1935).
- [Zio72] J. Zioni *et al.*, *Phys. Rev. A* **181**, 465 (1972).

Résumé :

L'étude précise des transitions β de Fermi super-permises $0^+ \rightarrow 0^+$ offre un outil précieux pour explorer les propriétés de l'interaction faible dans le cadre du Modèle Standard (SM). Collectivement, les forces (ft) mesurées pour ces transitions permettent de vérifier l'hypothèse CVC et contribuent au test le plus rigoureux de l'unitarité de la première ligne de la matrice de mélange des quarks CKM en fournissant l'évaluation la plus précise de l'élément dominant (V_{ud}). Jusqu'à récemment, un apparent défaut d'unitarité a semé le doute sur la validité du SM minimal et a mobilisé un effort considérable afin d'élargir le champ d'étude à d'autres émetteurs de Fermi. Le ^{62}Ga et ^{38}Ca sont parmi des noyaux clés pour mener ces tests de précision au travers de la vérification de la fiabilité des corrections imposées aux valeurs ft expérimentales. La décroissance β de ^{62}Ga a été étudiée auprès du séparateur IGISOL à Jyväskylä, avec un dispositif composé de 3 Clovers EUROBALL pour la détection du rayonnement γ . La mise en évidence de raies γ de très faible intensité ($<1\%$), au travers de corrélations β - γ et β - γ - γ , a permis de reconstruire partiellement le schéma de niveaux excités dans le ^{62}Zn . Le rapport d'embranchement analogue déduit (B.R._A = 99.893(24) %) est utilisé pour extraire la valeur $Ft(^{62}\text{Ga})$ universelle. Celle-ci s'avère en bon accord avec les 12 valeurs précises connues de la littérature. La compatibilité constatée entre la limite supérieure dressée ici sur le terme (δ^1_{IM}) et la prédiction théorique confirme l'importance des corrections de brisure de symétrie d'isospin dans les émetteurs β ($A \geq 62$). L'étude de la décroissance de ^{38}Ca a été réalisée auprès de l'installation ISOLDE du CERN. L'utilisation de la fluoration des fragments de réaction, pour isoler chimiquement les isotopes d'intérêt, alliée au piégeage d'ions assisté par REXTRAP et l'analyse TOF, ont permis de s'affranchir totalement du contaminant contraignant $^{38\text{m}}\text{K}$. Pour la première fois, la durée de vie de ^{38}Ca est mesurée avec un échantillon de haute pureté. Le résultat préliminaire établi $T_{1/2}(^{38}\text{Ca}) = 445.8(10) \text{ ms}$ améliore la précision par rapport à l'ancienne valeur d'un facteur proche de 10.

Mots clés : Structure nucléaire – Noyaux exotiques – Modèle Standard électrofaible – Hypothèse CVC – Transitions β super-permises – Rayonnement γ – Rapports d'embranchement – Durée de vie

Abstract:

Precise measurements of Fermi superallowed $0^+ \rightarrow 0^+$ β decays provide a powerful tool to study the weak interaction properties in the framework of the Standard Model (SM). Collectively, the comparative half-lives (ft) of these transitions allow a sensitive probe of the CVC hypothesis and contribute to the most demanding test of the unitarity of the quarks-mixing CKM matrix top-row, by providing, so far, the most accurate determination of its dominant element (V_{ud}). Until recently, an apparent departure from unity enhanced a doubt on the validity of the minimal SM and thus stimulated a considerable effort in order to extend the study to other Fermi emitters available. The ^{62}Ga and ^{38}Ca are among key nuclei to achieve these precision tests and verify the reliability of the corrections applied to the experimental ft -values. The ^{62}Ga β -decay was investigated at the IGISOL separator in Jyväskylä, with an experimental setup composed of 3 EUROBALL Clovers for γ -ray detection. Very weak intensity ($<1\%$) γ -rays were identified, via β - γ and β - γ - γ correlations, and allowed a partial decay scheme reconstruction in ^{62}Zn . The newly established analog branching-ratio (B.R._A = 99.893(24) %) was used to compute the universal Ft -value (^{62}Ga). The latter turned out to be in good agreement with the 12 well-known cases. Compatibility between the upper limit set here on the term (δ^1_{IM}) and the theoretical prediction suggests that the isospin-symmetry-breaking correction is indeed large for the heavy ($A \geq 62$) β -emitters. The study of the ^{38}Ca decay was performed at the CERN-ISOLDE facility. Injection of fluorine into the ion source, in order to chemically select the isotopes of interest, assisted by the REXTRAP Penning trap facility and a TOF analysis, enabled us to eliminate efficiently the troublesome $^{38\text{m}}\text{K}$. For the first time, the ^{38}Ca half-life is measured with a highly purified radioactive sample. The preliminary result obtained, $T_{1/2}(^{38}\text{Ca}) = 445.8(10) \text{ ms}$, improves the precision on the half-life as determined from previous measurements by a factor close to 10.

Keywords: Nuclear structure – Exotic nuclei – Electroweak Standard Model – CVC hypothesis – superallowed β decays – γ Rays – Branching ratios – half-life