



HAL
open science

**Mesures précises des demi-vies et rapports
d'embranchement pour la décroissance β des noyaux
miroir ^{23}Mg et ^{27}Si**

Cécile Magron

► **To cite this version:**

Cécile Magron. Mesures précises des demi-vies et rapports d'embranchement pour la décroissance β des noyaux miroir ^{23}Mg et ^{27}Si . Autre [cond-mat.other]. Université de Bordeaux, 2016. Français. NNT : 2016BORD0180 . tel-01409280

HAL Id: tel-01409280

<https://theses.hal.science/tel-01409280>

Submitted on 5 Dec 2016

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

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

THÈSE PRÉSENTÉE
POUR OBTENIR LE GRADE DE

**DOCTEUR DE
L'UNIVERSITÉ DE BORDEAUX**

ÉCOLE DOCTORALE
Sciences Physiques et de l'Ingénieur

SPÉCIALITÉ
Astrophysique, Plasmas, Nucléaire

par Cécile MAGRON

**Mesures précises des demi-vies et rapports
d'embranchement pour la décroissance β des noyaux
miroir ^{23}Mg et ^{27}Si**

Sous la direction de : Bertram BLANK

Soutenue le 29 septembre 2016

Membres du jury :

Mme. REDON, Nadine
M. LIENARD, Etienne
M. SEVERIJNS, Nathal
Mme. SMIRNOVA, Nadya
M. DELAHAYE, Pierre
M. GIOVINAZZO, Jérôme
M. BLANK, Bertram

Directrice de Recherches, IPN Lyon
Professeur, Université de Caen Normandie
Professeur, KU Leuven
Maitre de conférence, CENBG Gradignan
Chargé de Recherches, GANIL Caen
Chargé de Recherches, CENBG Gradignan
Directeur de Recherches, CENBG Gradignan

Présidente
Rapporteur
Rapporteur
Examinatrice
Examineur
Examineur
Directeur de thèse

Titre : Mesures précises des demi-vies et rapports d'embranchement pour la décroissance β des noyaux miroir ^{23}Mg et ^{27}Si

Résumé : L'étude de la décroissance β est un outil fantastique pour approfondir notre connaissance de l'interaction faible décrite par le Modèle Standard. Ce modèle et la physique au-delà peuvent être testés par des mesures précises de paramètres caractérisant ces décroissances. Parmi ces tests, la vérification de l'hypothèse de la conservation du courant vectoriel (CVC) et de l'unitarité de la matrice de mélange des quarks de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) sont d'un grand intérêt. Pour cela, les paramètres caractérisant les transitions β doivent être déterminés très précisément. Les meilleures précisions ont été obtenues pour les transitions super-permises de Fermi de type $0^+ \rightarrow 0^+$. Cependant, il existe d'autres types de décroissances pour réaliser ces tests, par exemple, les décroissances β miroir. À ce jour, elles ne permettent pas d'atteindre les précisions obtenues avec les transitions de type $0^+ \rightarrow 0^+$. Pour améliorer cela, de nouvelles mesures très précises des paramètres expérimentaux caractérisant ces transitions, comme la demi-vie et le rapport d'embranchement, sont nécessaires. C'est pourquoi une expérience a été réalisée à l'université de Jyväskylä en Finlande, afin d'étudier la décroissance β des noyaux miroir ^{23}Mg et ^{27}Si et de mesurer ces paramètres. Les valeurs des demi-vies obtenues pour ces deux noyaux sont respectivement dix fois et sept fois plus précises que les moyennes de la littérature. La valeur obtenue pour le rapport d'embranchement de ^{23}Mg est trois fois plus précise que la moyenne de la littérature, celui de ^{27}Si étant déjà connu avec une très grande précision (0,02%), n'a pas été déterminé avec une meilleure précision.

Mots clés : Décroissance β miroir — Transitions super-permises de Fermi $0^+ \rightarrow 0^+$ — Modèle Standard — Hypothèse CVC — Matrice de mélange des quarks CKM — ^{23}Mg et ^{27}Si — Demi-vies — Rapports d'embranchement — Correction de la brisure de la symétrie d'isospin

Title: Precise measurement of half-lives and branching ratios for the mirror β decay of ^{23}Mg and ^{27}Si

Abstract: Beta decays are a fantastic tool to study the weak interaction described by the Standard Model. This model and the physics beyond can be tested by precise measurements of nuclear β decays. Among these tests, the conserved vector current (CVC) hypothesis and the unitarity of the Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) quark-mixing matrix are of great interest. For these, the parameters of β transitions must be precisely determined. The highest precisions have been obtained with superallowed $0^+ \rightarrow 0^+$ Fermi β decays. However, there are other possibilities to make these tests, for example mirror β decays. For now, they do not allow to achieve the precision of the $0^+ \rightarrow 0^+$ transitions. To improve this, new accurate measurements of experimental parameters characterizing these transitions, such as the half-life and the branching ratio, are needed. For this purpose, an experiment has been carried out at the University of Jyväskylä to study the mirror β decays of ^{23}Mg and ^{27}Si and to measure these parameters. The half-life values obtained for these two nuclei are, respectively, ten times and seven times more precise than the literature averages. The value of the branching ratio obtained for ^{23}Mg is three times more precise than the literature average; the one of ^{27}Si has not been improved as it is already precisely known (0.02%).

Keywords: Mirror β decay — Superallowed $0^+ \rightarrow 0^+$ Fermi transitions — Standard Model — CVC hypothesis — CKM quark mixing matrix — ^{23}Mg and ^{27}Si — Half-lives — Branching ratios — Isospin symmetry breaking correction

Unité de recherche

[CENBG, UMR 5797, 19 Chemin du Solarium, CS 10120, F-33175 Gradignan Cedex]

Remerciements

Cela fait plusieurs mois que je repousse l'écriture de ces remerciements mais là je ne peux plus le faire. Tous ceux qui ont assisté à mon pot de thèse le savent je ne suis pas très douée pour prendre la parole devant un groupe. Ce sera peut-être plus facile par écrit.

Tout d'abord, je tiens à remercier les deux rapporteurs de ce travail : Nathal Severijns et Étienne Liénard ainsi que les autres membres du jury : Nadine Redon, Nadya Smirnova, Pierre Delahaye, Bertram Blank et Jérôme Giovinazzo (même si tous les deux vous n'aviez pas vraiment le choix !). Nadya je te remercie grandement pour l'aide que tu m'as apportée pour corriger et améliorer le premier chapitre de ce manuscrit.

Merci également à toutes les personnes venues assister à ma soutenance et au pot de l'après-midi.

Je souhaite remercier le directeur du CENBG Philippe Moretto pour m'avoir accueillie pendant trois ans au sein de son laboratoire, ainsi que toutes les personnes du service administration qui ont fait de mon séjour un moment très agréable.

Je souhaite également remercier Bertram Blank pour son grand travail d'encadrement. Avoir le bureau voisin du mien a fait de toi ma cible privilégiée pour toutes mes questions... Tu as toujours été très attentif et patient, quitte à me réexpliquer plusieurs fois des points que je pensais avoir compris (calculs d'incertitude, de rapports d'embranchement, ...). Merci pour tout, j'ai passé trois très bonnes années à travailler avec toi.

Bertram n'a pas été le seul à devoir s'occuper de moi pendant ces trois ans, Jérôme Giovinazzo a également beaucoup participé à cela. Merci ! Comme tu l'as dit lors de ma soutenance, la programmation ce n'est pas mon truc et sans toi je pense que j'en serais toujours à essayer d'écrire un programme pour relire les données et faire des courbes de décroissances. Enfin pas tout à fait j'aurais les programmes de Bertram en Fortran... Plus sérieusement, merci beaucoup parce que tu as toujours été disponible quand j'avais des questions.

Je souhaite ensuite remercier l'ensemble du groupe Noyaux Exotiques : Pauline, Mathias, Stéphane, Teresa, Mehdi, Thomas et Antoine pour m'avoir supportée pendant trois ans, il paraît que je râle beaucoup et vous avez fait avec à priori, donc merci !

Merci Stéphane d'avoir relu mon manuscrit, même si sur le moment à voir toutes tes corrections (en rouge !!) je me suis dit que je n'aurais pas dû te le faire lire ! Une fois prise en compte je pense que le manuscrit a été amélioré.

Merci Mathias d'avoir assisté à toutes mes répétitions de soutenance, je pense que tu la connaissais quasiment autant que moi à la fin. Cela a dû être lassant à force mais tu avais toujours des remarques constructives pour améliorer soit les diapositives soit le discours.

D'ailleurs, ces séances de répétition avaient quelque chose de déprimant, la première a eu lieu avec seulement Jérôme et Bertram, je pensais qu'une fois leurs corrections faites sur les diapositives et leurs remarques sur le discours les suivantes seraient plus faciles et avec moins de modifications. Mais pas du tout ! Je me souviens très bien qu'à la fin de chaque répétition vous me disiez que c'était « bien » et ensuite quand nous reprenions diapositives par diapositives les modifications pleuvaient... Je retournais ensuite à mon bureau (en râlant) avec plusieurs pages de corrections à faire pour la répétition suivante. Et quand vous me voyiez repartir un peu dépitée vous me disiez tous « non mais c'est bien ne t'inquiète pas, mais ce n'est pas parfait » !! Je ne pense pas que ma soutenance était parfaite mais grâce à vous tous elle a été la plus parfaite possible. Merci à tous.

Merci Pauline pour ton soutien, j'en ai eu bien besoin surtout après la séance de « questions » (deux jours avant la soutenance) au cours de laquelle j'ai eu l'impression (peut-être pas seulement une impression d'ailleurs) de ne rien savoir du coup. Je suis remontée dans mon bureau (cette fois-ci pas en râlant) mais avec le moral au plus bas et tu m'as rassurée en me disant que c'était normal et que le jour J tout se passerait bien. Je ne sais pas si ça a été le cas mais en tout cas ça m'a bien aidé. Merci !

Muchas gracias Teresa (pour l'instant mon espagnol se limite à ça peut-être que dans un an ce sera mieux) d'avoir partagé ton bureau avec moi pendant trois ans. Mon séjour au CENBG n'aurait pas été le même sans toi. Je me souviens le jour de mon arrivée, Bertram n'était pas là et c'est toi qui t'es occupée de moi. Tu m'as fait faire le tour du laboratoire pour faire tous les papiers et tu m'as présentée à toutes les personnes qu'on rencontrait, c'est en grande partie grâce à toi que je me suis sentie intégrée à la vie de ce laboratoire. Merci.

Thomas, Mehdi, lequel d'entre vous va prendre ma place pour râler ? Il ne reste pas assez de temps à Antoine pour prendre ma place et j'ai peur que pour les autres membres du groupe ce ne soit un changement trop brutal de ne plus avoir de doctorant qui râle pour tout et rien... En tout cas bon courage pour cette dernière année, elle est très enrichissante même si quelques fois « passer son temps » à écrire peut-être monotone.

Je finis par toi Antoine car tu es le dernier à être arrivé à Bordeaux (sur mes trois ans de thèse c'est vrai après je sais que tu étais au CENBG avant moi !). C'est d'ailleurs dommage qu'on n'ait finalement passé qu'un an ensemble au laboratoire, j'ai passé d'excellents moments avec toi (au laboratoire et en dehors). On se connaissait avant la thèse mais j'ai vraiment appris à te connaître cette dernière année et j'en suis très heureuse. Je me souviens de l'expérience de Jyväskylä j'étais très contente que tu sois là, déjà parce que je ne connaissais pas bien les membres du groupe et que je suis timide (si si c'est vrai, et quand je ne connais pas les gens je ne râle pas) et puis tu as été d'un grand soutien pendant ces deux semaines. Nos discussions dans ton bureau (surtout ces derniers temps depuis que Bertram est parti) ou dans le mien vont me manquer. Je pense qu'on a abordé tous les sujets possibles, et même si on n'était pas toujours d'accord, l'important est que tu te rappelles que j'ai toujours raison ! J'espère qu'on restera en contact (même si donner des nouvelles n'est pas vraiment ton fort !) et qu'on se reverra !

Puisque je parle des discussions que j'avais avec Antoine dans nos bureaux je suis obligée d'évoquer Arnaud, Jean, Maxime, Benjamin, Nicolas et Xavier. Les conversations qu'on a pu avoir tous ensemble sur le temps de midi (oui le reste du temps on travaille !!) ou en dehors du laboratoire, à Bordeaux par exemple même si ça faisait loin pour certains d'entre nous !

J'ai passé d'excellents moments avec vous tous (j'espère que c'est le cas pour vous aussi). Et juste pour Arnaud « qu'est ce qui dit ? » c'est moins bien à l'écrit mais je ne suis plus là pour le faire de vive voix... Bon courage pour ta troisième année de thèse Arnaud, ta deuxième année Xavier, ton année de licence pro Jean, ta dernière année de CDD Nicolas et pour ta première année de docteur Maxime !

Tu es restée peu de temps au laboratoire Gwenaëlle mais cela a suffi pour que l'on devienne amies. Merci d'être là quand j'en ai besoin même si tu es très loin. Je viendrais te voir aux USA puisque à priori tu vas y rester quelque temps ! Bon courage pour ta deuxième année de thèse.

Enfin je tiens à remercier Christine, Medhi, Manu, Fred, Fabrice, Bertrand, Philippe A., Beatriz, Ludovic M., Giovanna, Aziz, Mathieu, Anne pour les bons moments passés lors des repas au restaurant CNRS, ou au laboratoire. Un merci spécial pour toi Christine qui a assisté à une de mes répétitions de soutenance et avec ton regard extérieur a permis de l'améliorer. Également pour toi Aziz, tu m'as sauvée lors de ma soutenance en ayant prévu un ordinateur de secours (pendant que le mien faisait tranquillement ses mises à jour). Et pour finir, merci à toi Medhi, tu m'as permis d'enseigner pendant deux ans à l'IUT GEII et tu as pris de ton temps pour m'aider à préparer les TD et pour répondre à mes questions. Ce fut une très bonne expérience, très différente du travail de recherche et très enrichissante et c'est grâce à toi que ce fut possible.

Pour finir (ça commence à être long, moi qui n'arrivait pas à commencer) je voudrais remercier ma famille, mes parents et ma sœur. J'étais très heureuse que vous soyez là. J'ai vu que vous étiez très attentifs quand je parlais alors que je pense que c'était difficile à suivre pour vous, donc merci. Laure je sais que tu as beaucoup de travail et que l'année qui s'annonce ne va pas être simple, en plus je ne serai pas là pour te soutenir, je suis d'autant plus heureuse que tu aies fait le déplacement, malgré ce que je disais ça comptait pour moi de t'avoir près de moi. Je tiens également à remercier la famille, les parents et les frères d'Alexandre qui même s'ils n'ont pas pu venir m'ont toujours soutenue pendant ces trois ans et ont toujours été curieux de mon travail bien que ce soit loin de ce qu'ils connaissent.

Le meilleur pour la fin, je te remercie toi Alexandre bien que comme tu viens de me le dire tu ne m'as pas beaucoup supportée pendant ces trois ans. C'est grâce à toi et à ton soutien que j'ai accepté de partir à Bordeaux, je ne le regrette absolument pas puisque c'est également grâce à cela qu'on s'apprête à vivre sûrement la plus belle année de notre vie à deux. Avant plein d'autres j'en suis sûre.

Un immense merci à tous !

Table des matières

Introduction	1
1 Motivations scientifiques	3
1.1 Le Modèle Standard	3
1.1.1 Les particules élémentaires	3
1.1.2 Les interactions	4
1.2 Les décroissances bêta	6
1.2.1 Hamiltonien de la transition	6
1.2.2 Taux de transition	9
1.2.3 Règles de sélection	10
1.2.4 Éléments de matrice	10
1.2.5 Valeur $\log ft$	11
1.2.6 Valeur $\mathcal{F}t$	12
1.2.7 Test du Modèle Standard	14
1.2.7.1 Hypothèse CVC	15
1.2.7.2 Unitarité de la matrice CKM	17
1.3 Expérience JYFL13	19
2 Expérience JYFL13	23
2.1 Dispositif expérimental	23
2.1.1 Dispositif IGISOL	23
2.1.2 Dispositif expérimental	25
2.1.3 Déroulement de l'expérience	25
2.1.4 Détection des particules β^+	27
2.1.5 Détection des rayonnements γ	30
2.1.5.1 Interaction rayonnement γ matière	30
2.1.5.2 Détecteurs semi-conducteur	30
2.1.5.3 Détecteur germanium de l'expérience JYFL13	32
2.2 Électronique de traitement des signaux	34
2.3 Acquisition des données	34
2.3.1 Acquisition VME-LM	36
2.3.2 Acquisition multi-échelles	37
2.3.2.1 Acquisition PXI	37
2.3.2.2 Acquisition VME-MS	37
2.3.2.3 Comparaison des acquisitions PXI et VME-MS	38

3	Traitement et analyse des données	41
3.1	Temps mort de l'acquisition	41
3.1.1	Correction du temps mort par un temps mort fixe	42
3.1.2	Correction du temps mort pour un temps mort variable	43
3.1.3	Correction du temps mort événement par événement	45
3.2	Analyse des données	48
3.2.1	Détermination des demi-vies	48
3.2.1.1	Sélection et ajustement des cycles	48
3.2.1.2	Ajustement des <i>runs</i>	49
3.2.1.3	Comparaison des deux analyses	50
3.2.2	Détermination des rapports d'embranchement	51
3.2.2.1	Construction des spectres gamma	54
3.2.2.2	Sélection des cycles	55
3.2.2.3	Ajustement des pics	55
4	Résultats concernant le noyau ^{23}Mg	59
4.1	Demi-vie du noyau ^{23}Mg	59
4.1.1	Premiers résultats	60
4.1.1.1	Demi-vie moyenne déterminée à l'aide des données de la série b	60
4.1.1.2	Demi-vie moyenne déterminée à l'aide des données de la série a	61
4.1.1.3	Conclusion	63
4.1.2	Prise en compte des dépendances systématiques	63
4.1.2.1	Demi-vie en fonction du nombre d'évènements par cycle . .	64
4.1.2.2	Demi-vie en fonction du taux de bruit de fond	65
4.1.2.3	Demi-vie en fonction des hautes tensions des photomultipliateurs	65
4.1.2.4	Demi-vie en fonction du début de l'ajustement	68
4.1.2.5	Demi-vie en fonction de la fin de l'ajustement	68
4.1.2.6	Conclusion	69
4.1.3	Conclusion générale à propos de la demi-vie du noyau ^{23}Mg	72
4.2	Rapport d'embranchement du noyau ^{23}Mg	73
4.2.1	Résultat avec les paramètres de référence	75
4.2.2	Recherche des dépendances systématiques	77
4.2.2.1	Types de fond	77
4.2.2.2	Limites d'ajustement	79
4.2.2.3	Conclusion sur cette recherche d'incertitudes systématiques	81
4.2.3	Conclusion	81
5	Résultats concernant le noyau ^{27}Si	83
5.1	Demi-vie du noyau ^{27}Si	83
5.1.1	Premiers résultats	83
5.1.1.1	Demi-vie moyenne déterminée à l'aide des données de la série c	84
5.1.1.2	Demi-vie moyenne déterminée à l'aide des données des séries a et b	87
5.1.1.3	Conclusion	88
5.1.2	Prise en compte des dépendances systématiques	88

5.1.2.1	Demi-vie en fonction du nombre d'évènements par cycle . . .	89
5.1.2.2	Demi-vie en fonction du bruit de fond	89
5.1.2.3	Demi-vie en fonction des hautes tensions des photomultipl- cateurs	91
5.1.2.4	Demi-vie en fonction du début de l'ajustement	93
5.1.2.5	Demi-vie en fonction de la fin de l'ajustement	97
5.1.2.6	Conclusion	97
5.1.3	Conclusion	98
5.2	Rapport d'embranchement du noyau ^{27}Si	101
5.2.1	Résultats avec les paramètres de référence	101
5.2.1.1	Détermination du rapport d'embranchement, $B.R.^{\beta}_{exc.}$ pour la série b avec les paramètres de référence	101
5.2.1.2	Détermination du rapport d'embranchement, $B.R.^{\beta}_{exc.}$ pour les séries a et c avec les paramètres de référence	105
5.2.1.3	Conclusion	105
5.2.2	Recherche des dépendances systématiques	106
5.2.2.1	Type de fond	106
5.2.2.2	Limites de l'ajustement	107
5.2.2.3	Largeur des canaux du spectre γ	108
5.2.2.4	Conclusion	109
5.2.3	Conclusion	110
6	Calcul de la correction δ_C pour ^{23}Mg et ^{27}Si	113
6.1	Corrections radiatives	113
6.1.1	Correction radiative indépendante de la transition, Δ_R^V	114
6.1.2	Correction radiative dépendante de la transition, δ_R	114
6.1.2.1	Correction radiative indépendante de la structure nucléaire, δ'_R	115
6.1.2.2	Correction radiative dépendante de la structure nucléaire, δ_{NS}	115
6.2	Correction de la brisure de la symétrie d'isospin δ_C	116
6.2.1	Correction de mélange de configurations δ_{C1}	118
6.2.2	Correction de recouvrement des parties radiales des fonctions d'onde δ_{C2}	120
6.3	Détermination de la correction δ_C avec l'aide du groupe Théorie du CENBG	123
6.3.1	Principe de calcul de la correction de la brisure de la symétrie d'isospin δ_C	124
6.3.2	Outils nécessaires au calcul de la correction de la brisure de la symétrie δ_C	126
6.3.2.1	Modèle en couches	127
6.3.2.2	Interactions effectives	127
6.3.2.3	Code NuShellX@MSU	128
6.3.2.4	Puits de potentiel de Woods-Saxon	128
6.3.3	Calcul de la correction de la brisure de la symétrie d'isospin δ_C	130
6.3.3.1	Calcul du terme correctif dû au mélange des configurations δ_{C1}	130
6.3.3.2	Calcul du terme correctif dû au recouvrement des parties ra- diales des fonctions d'onde δ_{C2}	131
6.4	Cas des noyaux ^{23}Mg et ^{27}Si	131
6.4.1	Détermination du terme correctif δ_{C1}	132

6.4.2	Détermination du terme correctif δ_{C2}	133
6.4.3	Comparaison des valeurs des corrections de la brisure de la symétrie d'isospin δ_C	135
	Conclusion	139
	Bibliographie	141

Table des figures

1.2.1 Valeurs de $\mathcal{F}t$ et $\mathcal{F}t_0$ pour les transitions utilisées comme référence.	16
1.2.2 Valeurs de V_{ud} pour les quatre types de décroissances β	19
1.3.1 Incertitude des paramètres nécessaires au calcul de $\mathcal{F}t_0$ pour sept transitions miroir.	20
2.1.1 Schéma du dispositif IGISOL à Jyväskylä.	24
2.1.2 Photo et schéma du dispositif expérimental.	26
2.1.3 Schéma du dispositif expérimental.	26
2.1.4 Modélisation des différentes phases d'un cycle de mesure.	27
2.1.5 Photo de la chambre avec le scintillateur plastique au milieu.	29
2.1.6 Schéma d'un photomultiplicateur.	29
2.1.7 Section efficace en fonction de l'énergie du photon incident.	31
2.2.1 Schéma de l'électronique de l'expérience.	35
2.3.1 Schéma très partiel de l'électronique concernant l'acquisition VME-LM.	36
2.3.2 Comparaison des acquisitions VME-MS et PXI.	39
3.1.1 Temps mort enregistré par l'acquisition VME-LM.	42
3.1.2 Comparaison des demi-vies issues des données simulées corrigées pour différents temps morts fixes.	44
3.1.3 Distribution des temps morts par évènement expérimentale et simulée.	46
3.1.4 Comparaison des demi-vies issues des données simulées obtenues avec un temps mort variable.	46
3.1.5 Comparaison des demi-vies issues des données simulées corrigées par un temps mort évènement par évènement.	47
3.2.1 Exemples de cycles rejetés.	49
3.2.2 Exemple de cycle ajusté.	50
3.2.3 Exemple de <i>run</i> ajusté.	51
3.2.4 Comparaison entre les analyses <i>C++</i> et <i>Fortran</i> pour la détermination des demi-vies.	52
3.2.5 Schémas de la décroissance β^+ des noyaux ^{23}Mg et ^{27}Si	53
3.2.6 Exemples d'ajustements avec plusieurs types de fond d'un même pic pour un <i>run</i> pour le noyau ^{23}Mg	58
4.1.1 Demi-vies en fonction du numéro de <i>run</i> pour les deux voies de l'acquisition VME-MS.	62
4.1.2 Demi-vies en fonction du numéro de <i>run</i> pour les acquisitions VME-LM et VME-MS.	63
4.1.3 Demi-vies en fonction du numéro de <i>run</i> pour l'acquisition VME-LM.	64
4.1.4 Demi-vies en fonction du nombre de décroissances par cycle pour les deux séries de <i>runs</i>	66

4.1.5 Demi-vies en fonction du taux de bruit de fond par cycle pour les deux séries de <i>runs</i>	66
4.1.6 Demi-vies en fonction des hautes tensions des photomultiplicateurs.	67
4.1.7 Demi-vies moyennes (à gauche) et différences entre ces demi-vies (à droite) déterminées en faisant varier le début de l'ajustement de la décroissance.	70
4.1.8 Demi-vies moyennes en fonction de la fin de l'ajustement de la décroissance.	71
4.1.9 Différentes mesures de la demi-vie de ^{23}Mg	73
4.2.1 Schéma de la décroissance β du noyau ^{23}Mg	74
4.2.2 Centre des pics en canaux en fonction du <i>run</i>	75
4.2.3 Ajustement du pic d'énergie 440 keV avec les paramètres de référence.	76
4.2.4 Rapport d'embranchement, $B.R.^{\beta}_{exc.}$, en fonction du numéro de <i>run</i>	77
4.2.5 Quatre ajustements du pic d'énergie 440 keV par une fonction gaussienne et quatre fonds pour le <i>run</i> 34.	78
4.2.6 Fond Compton du pic d'énergie 511 keV pour un <i>run</i>	80
4.2.7 Ajustement avec deux intervalles différents du pic d'énergie 440 keV.	80
4.2.8 Différentes mesures du rapport d'embranchement, $B.R.^{\beta}_{exc.}$ de ^{23}Mg	82
5.1.1 Demi-vies pour les deux voies de l'acquisition VME-MS et les différents temps morts en fonction du numéro de <i>run</i>	86
5.1.2 Demi-vies pour l'acquisition VME-LM et les deux voies de l'acquisition VME-MS en fonction du numéro de <i>run</i>	87
5.1.3 Demi-vies pour l'acquisition VME-LM en fonction du numéro de <i>run</i> pour les séries a et b.	88
5.1.4 Demi-vies pour les séries a, b et c en fonction de N_0/cyc	90
5.1.5 Demi-vies pour les séries a, b et c en fonction de BG/cyc	91
5.1.6 Demi-vies en fonction des hautes tensions des photomultiplicateurs.	93
5.1.7 Demi-vies en fonction des hautes tensions des photomultiplicateurs prises séparément pour la série c.	94
5.1.8 Demi-vies moyennes (à gauche) et différences entre ces demi-vies (à droite) déterminées en faisant varier le début de l'ajustement de la décroissance.	96
5.1.9 Demi-vies moyennes en fonction de la fin de l'ajustement.	99
5.1.10 Différentes mesures de la demi-vie de ^{27}Si	100
5.2.1 Schéma de la décroissance β du noyau ^{27}Si	102
5.2.2 Ajustement du pic d'énergie 2211 keV avec tous les paramètres libres.	103
5.2.3 Ajustement du pic d'énergie 2614, 51 keV avec tous les paramètres libres.	104
5.2.4 Ajustement du pic d'énergie 2211 keV avec l'écart-type fixe.	104
5.2.5 Ajustement du pic d'énergie 2211 keV avec l'écart-type fixe pour les séries a et c.	105
5.2.6 Rapports d'embranchement selon le type de fond pour toutes les séries de mesures.	107
5.2.7 Rapports d'embranchement selon l'intervalle d'ajustement pour toutes les séries de mesures.	108
5.2.8 Rapports d'embranchement selon la largeur des canaux pour toutes les séries de mesures.	109
5.2.9 Différentes mesures du rapport d'embranchement, $B.R.^{\beta}_{exc.}$ de la décroissance de ^{27}Si	111

Liste des tableaux

1.1.1	Résumé des particules élémentaires et de leurs principales caractéristiques. . . .	5
1.3.1	Demi-vies et rapports d'embranchement mesurés pour la décroissance β des noyaux miroir ^{23}Mg et ^{27}Si	21
1.3.2	Valeurs de la littérature pour plusieurs paramètres caractéristiques de la décroissance β des noyaux miroir ^{23}Mg et ^{27}Si	21
3.1.1	Résumé des paramètres qui ont varié au cours des différentes simulations.	44
4.1.1	Résumé des demi-vies calculées pour l'acquisition VME-MS pour différents temps morts, pour la série b.	61
4.1.2	Résumé des demi-vies calculées pour les acquisitions VME-LM et VME-MS pour la série b.	62
4.1.3	Récapitulatif des différentes demi-vies calculées en fonction des HT	67
4.1.4	Récapitulatif des différentes demi-vies calculées quand le début de l'ajustement varie.	69
4.1.5	Récapitulatif des différentes demi-vies calculées quand la fin de l'ajustement varie.	71
4.2.1	Résumé des valeurs de N_γ et $B.R.^{\beta}_{exc.}$ déterminées lors des ajustements du pic d'énergie 440 keV avec quatre fonds différents pour le <i>run</i> 34.	79
4.2.2	Résumé des rapports d'embranchement moyens déterminés lors des ajustements du pic d'énergie 440 keV avec quatre fonds différents pour tous les <i>runs</i>	79
4.2.3	Résumé des valeurs de N_γ et $B.R.^{\beta}_{exc.}$ pour deux intervalles différents d'ajustement du pic d'énergie 440 keV pour le <i>run</i> 34.	81
4.2.4	Résumé des valeurs de $B.R.^{\beta}_{exc.}$ et $B.R.^{\beta}_{fond.}$ pour deux intervalles différents d'ajustement du pic d'énergie 440 keV pour tous les <i>runs</i>	81
5.1.1	Durées des différentes phases des cycles selon les séries de <i>runs</i>	84
5.1.2	Résumé des demi-vies calculées pour l'acquisition VME-MS pour différents temps morts, pour la série c.	85
5.1.3	Résumé des demi-vies calculées pour les acquisitions VME-LM et VME-MS, pour la série c.	86
5.1.4	Récapitulatif des demi-vies calculées en fonction des hautes tensions des photomultiplicateurs pour les deux séries de <i>runs</i> concernées.	92
5.1.5	Récapitulatif des demi-vies calculées en fonction des variations d'une seule des deux hautes tensions à la fois pour la série c.	94
5.1.6	Résumé des différentes demi-vies calculées quand le début de l'ajustement varie.	95
5.1.7	Résumé des différentes demi-vies calculées quand la fin de l'ajustement varie.	98

5.2.1 Valeurs obtenues pour différents paramètres après ajustement du pic d'énergie 2211 keV.	103
5.2.2 Valeurs obtenues pour différents paramètres après ajustement du pic d'énergie 2211 keV.	105
5.2.3 Résumé des différentes valeurs du nombre d'évènements et des rapports d'embranchement β selon le type de fond pour la série b.	106
5.2.4 Comparaison des différentes valeurs des rapports d'embranchement selon l'intervalle choisi pour la série b.	108
5.2.5 Comparaison des différentes valeurs des rapports d'embranchement selon la largeur des canaux pour la série b.	109
5.2.6 Résumé des valeurs des différentes incertitudes déterminées en fonction de la série étudiée.	110
6.1.1 Résumé des valeurs des paramètres utilisés pour le calcul des corrections radiatives dépendante de la transition pour les cinq décroissances miroir de référence. . . .	116
6.2.1 Résumé des valeurs de δ_{C1} et δ_{C2} pour les cinq décroissances miroir de référence puis de la correction complète δ_C	124
6.4.1 Résumé des valeurs de $\langle M_F^0 \rangle^2$ et $\langle M_F^i \rangle^2$ ainsi que les valeurs de δ_{C1} correspondantes pour les deux transitions étudiées.	133
6.4.2 Résumé des paramètres nécessaires au calcul du recouvrement de la partie radiale des fonctions d'onde du proton et du neutron pour les transitions étudiées. . . .	134
6.4.3 Valeurs de δ_{C2} en fonction de l'interaction effective utilisée pour les deux transitions étudiées.	134
6.4.4 Comparaison des valeurs δ_{C1} , δ_{C2} et δ_C selon les calculs effectués pour les deux transitions étudiées.	136
6.4.5 Paramètres nécessaires au calcul de $\mathcal{F}t^{permise}$ n'ayant pas été réévalués depuis [Se08].	138
6.4.6 Valeurs de $\mathcal{F}t^{permise}$ et ρ en fonction de la valeur de δ_C choisie.	138

Chapitre 1

Motivations scientifiques

Ce chapitre a pour but d'apporter une justification scientifique à l'expérience que nous avons menée à Jyväskylä, au cours de laquelle nous avons étudié la décroissance β des noyaux miroir ^{23}Mg et ^{27}Si . Nous reviendrons sur les détails de cette expérience et de notre étude dans les chapitres suivants.

L'étude de la décroissance β est un outil fantastique pour approfondir notre connaissance de l'interaction faible décrite par le Modèle Standard. Ce modèle et la physique au-delà peuvent être testés par des mesures précises de paramètres caractérisant ces décroissances. Parmi ces tests, la vérification de l'hypothèse de la conservation du courant vectoriel (CVC) et de l'unitarité de la matrice de mélange des quarks de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) sont d'un grand intérêt.

Le Modèle Standard sera brièvement abordé dans une première partie, la deuxième partie est consacrée à quelques rappels théoriques à propos de la décroissance β . Enfin la dernière partie est dédiée à un état de l'art des paramètres caractéristiques des transitions que nous avons étudiées lors de notre expérience.

1.1 Le Modèle Standard

Le Modèle Standard est le nom donné dans les années 1970 à un modèle théorique basé sur la théorie quantique des champs qui décrit les particules élémentaires et leurs interactions. Seule l'interaction gravitationnelle n'est pas incluse dans ce modèle. Les dernières particules théoriques prédites par le modèle et découvertes sont le neutrino tau en 2000 et le boson de Higgs en 2012.

Le premier paragraphe est consacré aux particules élémentaires, le second aux interactions décrites par ce modèle.

1.1.1 Les particules élémentaires

Il existe dix-sept particules élémentaires dans ce modèle : douze fermions et cinq bosons. A chaque fermion, un anti-fermion est associé. Ces particules, dont les propriétés sont résumées dans la TABLE 1.1.1, sont décrites par leur spin, leur charge, leur couleur, leur masse.

Ces particules sont divisées en deux groupes, celles qui constituent la matière, les fermions, de spin demi-entier, et les médiateurs des interactions fondamentales, les bosons de spin entier.

Les fermions obéissent aux règles statistiques décrites par E. Fermi, P. Dirac et W. Pauli, ils possèdent deux hélicités. L'hélicité correspond à la projection du spin du fermion sur la direction de propagation. Lorsque le spin est parallèle au déplacement on parle d'hélicité droite, lorsqu'il est antiparallèle on parle d'hélicité gauche.

La famille des fermions est subdivisée en quarks et leptons. Ces particules sont associées en paires, on parle de générations. Il existe trois générations, hiérarchisées par les masses des particules qui les forment. La première génération est constituée des quarks et leptons les moins massiques, la deuxième génération est constituée de quarks et leptons un peu plus massique et la dernière génération des fermions les plus massiques. La première génération est constituée des quarks u et d , de l'électron et du neutrino électronique. Les quarks c et s , le muon et le neutrino muonique constituent la deuxième génération. Finalement, la troisième génération est constituée des quarks t et b , du lepton tau et du neutrino tauique. Les masses de ces fermions sont rappelées dans la dernière colonne de la TABLE 1.1.1.

Les bosons sont décrits par les statistiques de S. Bose et A. Einstein. Chaque boson est associé à une interaction, les gluons sont les médiateurs de l'interaction forte, le photon celui de l'interaction électromagnétique, et les bosons W^\pm et Z^0 , noté Z , ceux de l'interaction faible et du boson de Higgs, H . Les collaborations CMS et ATLAS au CERN ont annoncé la découverte d'un nouveau boson en juillet 2012 qui serait compatible avec le boson de Higgs décrit par le Modèle Standard.

Les quarks n'existent pas à l'état libre, ils doivent s'associer. L'association de trois quarks est appelée baryon. Un baryon est de spin demi-entier et est donc un fermion, par exemple, les nucléons sont des baryons constitués des quarks u et d . Un quark peut également s'associer à un anti-quark, ils forment dans ce cas un méson, les pions en sont un exemple, le pion π^+ est constitué des quarks u et \bar{d} . Un méson est de spin entier et est donc un boson. Au contraire les leptons existent indépendamment. On peut noter que seuls les neutrinos gauches sont prédits par le Modèle Standard.

Ensemble, les quarks, les baryons et les mésons forment les hadrons.

1.1.2 Les interactions

Seule l'interaction gravitationnelle n'est pas décrite pas le Modèle Standard. Les trois autres interactions, électromagnétique, forte et faible sont incluses dans ce modèle.

Interaction électromagnétique. Elle est décrite par la théorie de l'électrodynamique quantique (*Quantum Electrodynamics*, QED), de portée infinie, son médiateur est le photon de masse nulle et électriquement neutre. Seules les particules chargées sont sensibles à cette interaction. D'après la TABLE 1.1.1, les quarks (et les anti-quarks) portent une charge qui est une fraction de la charge élémentaire e . Étant donné que les quarks à l'état libre n'existent pas, mais s'associent pour former des baryons ou des mésons qui sont alors de charge entière (non nulle ou nulle), ces particules composites sont donc sensibles (ou non) à cette interaction.

famille	particule	spin	charge	couleur	masse (c^{-2})	
fermions	quarks	u	$1/2$	$+2/3$	r, v, b	$2, 3_{-0,5}^{+0,7}$ MeV
		d	$1/2$	$-1/3$	r, v, b	$4, 8_{-0,3}^{+0,5}$ MeV
		c	$1/2$	$+2/3$	r, v, b	$1, 275 \pm 0, 05$ GeV
		s	$1/2$	$-1/3$	r, v, b	95 ± 5 MeV
		t	$1/2$	$+2/3$	r, v, b	$173, 21 \pm 0, 51 \pm 0, 71$ GeV
		b	$1/2$	$-1/3$	r, v, b	$4, 18 \pm 0, 03$ GeV
	leptons	e	$1/2$	-1	aucune	511 keV
		μ	$1/2$	-1	aucune	$105, 658$ MeV
		τ	$1/2$	-1	aucune	$1776, 82 \pm 0, 16$ MeV
		ν_e	$1/2$	0	aucune	< 2 eV
		ν_μ	$1/2$	0	aucune	< 190 keV
	ν_τ	$1/2$	0	aucune	$< 18, 2$ MeV	
bosons	g	1	0	8	0	
	γ	1	0	aucune	0	
	W^\pm	1	± 1	aucune	$80, 385 \pm 0, 015$ GeV	
	Z	1	0	aucune	$91, 188 \pm 0, 002$ GeV	
	H	0	0	aucune	$125, 7 \pm 0, 4$ GeV	

TABLE 1.1.1 – Résumé des particules élémentaires et de leurs principales caractéristiques. Les particules sont séparées en fermions et bosons. Leur nom, leur spin, leur charge, leur couleur et leur masse sont indiqués. En ce qui concerne la couleur, r signifie rouge, v signifie vert et b signifie bleu. Les valeurs des masses sont issues de [Ol14].

Interaction faible. Elle est responsable entre autres des réactions β nucléaires (nous allons y revenir dans la suite). La première théorie qui a décrit cette interaction est celle développée par Pauli dans les années 1930. Elle introduit l'existence d'une nouvelle particule, le neutrino, qui n'avait pas été détectée à l'époque mais qui était indispensable pour satisfaire la conservation de l'énergie et de l'impulsion lors de la réaction. En 1956, C. S. Wu [Wu57] réalise une expérience qui prouve la violation de la parité par l'interaction faible. Cette interaction agit uniquement sur les fermions d'hélicité gauche. A la suite de cette découverte, une nouvelle théorie a été développée pour inclure le couplage des particules d'hélicité gauche, on parle de théorie $V - A$.

Les médiateurs de l'interaction faible sont les bosons massifs W^+ , W^- et Z . Tous les fermions sont sensibles à cette interaction et sa portée est de l'ordre de $0, 1$ fm.

Autour de quelques GeV, l'interaction faible et l'interaction électromagnétique sont d'intensité comparable. Cela a conduit les théoriciens à développer un modèle qui unifie ces deux interactions. Cette théorie porte le nom de théorie électrofaible et a été développée par Glashow, Weinberg et Salam [Gl61, Sa68, We67].

Interaction forte. Elle permet la cohésion du noyau, elle a une portée de l'ordre du fermi (10^{-15} m), ses médiateurs sont les gluons. L'observation de particules constituées de trois quarks identiques, comme la particule Δ^{++} (trois quarks u) semble cependant violer le principe d'exclusion de Pauli. Pour régler ce problème, un nouveau nombre quantique a été

assigné aux quarks : la charge dite de couleur [Ha65], par analogie à la charge électrique. Il y a trois charges de couleurs, par convention avec la synthèse additive des couleurs, les couleurs choisies sont : le rouge, le vert et le bleu, auxquelles sont associées trois charges d'anti-couleurs. Toute particule composée de quarks est « incolore ». Les gluons eux portent à la fois une charge de couleur et une charge d'anti-couleur, de sorte qu'avec les trois couleurs possibles : rouge, vert et bleu, il soit possible d'obtenir huit gluons différents (TABLE 1.1.1). Par analogie avec l'électrodynamique quantique, l'interaction forte est décrite par la chromodynamique quantique (*Quantum ChromoDynamics*, QCD). Seules les particules possédant une charge de couleur sont sensibles à l'interaction forte.

En résumé, les quarks sont sensibles aux trois interactions décrites par le Modèle Standard, les leptons, eux, ne sont sensibles qu'aux interactions faible et électromagnétique. Chaque interaction a son/ses médiateurs attitrés : les gluons (non massiques) pour l'interaction forte, le photon (non massique) pour l'interaction électromagnétique et les bosons W^\pm et Z (massiques) pour l'interaction faible. Le boson de Higgs confère quant à lui une masse aux bosons de l'interaction faible (W^\pm et Z).

Le Modèle Standard est un modèle qui demande à être testé. En effet, il contient beaucoup de paramètres libres, tels que les masses des particules ou les valeurs des constantes de couplage, qui doivent être déterminés expérimentalement. En physique nucléaire, nous pouvons étudier la décroissance β au sein des noyaux. Cette décroissance est un laboratoire d'intérêt pour tester l'interaction faible.

1.2 Les décroissances bêta

Ce paragraphe présente de façon succincte le formalisme théorique lié aux transitions β , en terme d'hamiltonien, de taux de transition et d'éléments de matrice. Ensuite les forces de transitions nucléaires sont présentées puis leur valeur corrigée des effets des interactions forte et électromagnétique est définie. Enfin leur utilité dans le test de l'interaction faible décrite par le Modèle Standard est abordée.

1.2.1 Hamiltonien de la transition

Il existe trois types de décroissances β nucléaires :

- la décroissance β^+ : $(A, Z) \rightarrow (A, Z - 1) + e^+ + \nu_e$;
- la décroissance β^- : $(A, Z) \rightarrow (A, Z + 1) + e^- + \bar{\nu}_e$;
- la capture électronique : $(A, Z) + e^- \rightarrow (A, Z - 1) + \nu_e$;

où A représente le nombre de nucléons dans le noyau et Z le nombre de protons.

Par la suite, nous nous consacrerons à l'étude de la décroissance β^+ . L'hamiltonien le plus général qui décrit cette décroissance prend en compte cinq types d'interaction :

- une interaction de type scalaire (S) ;
- une interaction de type vectorielle (V) ;
- une interaction de type tensorielle (T) ;
- une interaction de type axiale vectorielle (A) ;
- une interaction de type pseudo-scalaire (P).

Cet hamiltonien s'écrit sous la forme [Se06] :

$$\mathcal{H}_{\beta^+} = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{k=S,V,T,A,P} G_k (\bar{\psi}_n(x) \mathcal{O}^k \psi_p(x)) [\bar{\psi}_{\nu_e}(x) \mathcal{O}_k \psi_e(x)], \quad (1.2.1)$$

où :

- G_k est la constante de couplage du type d'interaction considérée ;
- ψ et $\bar{\psi}$ sont les opérateurs des champs quantiques spinoriels (de Dirac) ; pour la transition β^+ , $\bar{\psi}_n$, $\bar{\psi}_{\nu_e}$ et ψ_e décrivent la création d'un neutron, d'un neutrino électronique et d'un positon dans l'état final, ψ_p la destruction d'un proton ;
- \mathcal{O}_k est l'opérateur associé à la transition considérée.

Expérimentalement, il a été montré que seuls les interactions de type vectoriel et axial vectoriel sont nécessaires pour décrire les transitions β , on parle de théorie $V-A$. L'expression 1.2.1 peut se simplifier sous la forme [Be08] :

$$\mathcal{H}_{\beta^+} = \frac{1}{\sqrt{2}} \bar{\psi}_n(x) \gamma^\mu (G_V + G_A \gamma_5) \psi_p(x) \bar{\psi}_{\nu_e}(x) \gamma_\mu (1 - \gamma_5) \psi_e(x), \quad (1.2.2)$$

où :

- γ^μ avec $\mu \in [0, 3]$ et $\gamma_5 = -i\gamma_0\gamma_1\gamma_2\gamma_3$ sont les opérateurs classiques de Dirac ;
- G_V et G_A sont les constantes de couplage vectoriel et axial vectoriel.

A l'aide de cette expression, toutes les grandeurs expérimentales mises en jeu lors d'une décroissance β^+ peuvent être calculées en termes d'élément de matrice, M_{fi} , de la densité de l'hamiltonien 1.2.2 entre des états initial et final appropriés. Pour la désintégration d'un nucléon, $|i\rangle = |p\rangle$, $|f\rangle = |ne^+\nu_e\rangle$, alors :

$$M_{fi} = \langle ne^+\nu_e | \int \mathcal{H}_{\beta^+}(x) d^4(x) | p \rangle. \quad (1.2.3)$$

Cet élément de matrice peut être factorisé en des éléments de matrice hadronique et leptonique et un facteur cinétique [Bl73] :

$$M_{fi} = \frac{1}{\sqrt{2}} [\bar{u}_n \gamma^\mu (G_V + G_A \gamma_5) u_p] [\bar{u}_{\nu_e} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) v_e] (2\pi)^4 \delta^4(p_f - p_i), \quad (1.2.4)$$

où :

- u_n , u_p , u_{ν_e} et v_e sont les spineurs de Dirac à quatre composantes ;
- la fonction delta exprime les lois de la conservation de l'énergie et de l'impulsion.

En faisant l'approximation non-relativiste, $k = p_p - p_n \ll Mc$, où M est la masse d'un nucléon, nous pouvons réduire les spineurs u_n et u_p de Dirac vers les spineurs χ_n et χ_p de Pauli à deux composantes. La matrice γ_0 se réduit vers la matrice unité $\mathbf{1}$ (composante vectorielle), les matrices γ_μ (avec $\mu = \{1, 2, 3\}$), elles, se réduisent vers les matrices de Pauli $\vec{\sigma}$ (composante axiale vectorielle). En négligeant les termes d'ordre k/Mc , nous obtenons :

$$M_{fi} = \frac{1}{\sqrt{2}} [G_V (\chi_n^\dagger \chi_p) (\bar{u}_{\nu_e} \gamma_0 (1 - \gamma_5) v_e) + G_A (\chi_n^\dagger \vec{\sigma} \chi_p) (\bar{u}_{\nu_e} \vec{\gamma} (1 - \gamma_5) v_e)] (2\pi)^4 \delta^4(p_f - p_i). \quad (1.2.5)$$

Cet élément de matrice peut être réécrit comme un élément de matrice entre les états hadroniques initial et final d'un hamiltonien β^+ effectif :

$$M_{fi} = 2\pi\delta(E_f - E_i) \langle n | H_{\beta^+} | p \rangle, \quad (1.2.6)$$

avec :

$$H_{\beta^+} = \frac{1}{\sqrt{2}} [G_V (\bar{\phi}_{\nu_e}(\vec{r}) \gamma_0 (1 - \gamma_5) \phi_e(\vec{r})) + G_A \vec{\sigma}(\vec{r}) (\bar{\phi}_{\nu_e}(\vec{r}) \vec{\gamma} (1 - \gamma_5) \phi_e(\vec{r}))] \tau_+, \quad (1.2.7)$$

où :

- $\phi_{\nu_e}(\vec{r}) = u_\nu \exp(i\vec{p}_{\nu_e} \vec{r})$ et $\phi_e(\vec{r}) = v_e \exp(-i\vec{p}_e \vec{r})$ sont les solutions de l'équation de Dirac sous forme d'ondes planes ;
- τ_+ est la composante d'isospin.

Alors l'hamiltonien β^+ effectif pour un noyau composé de A nucléons, dans l'approximation d'impulsion, s'écrit comme la somme sur tous les nucléons :

$$H_{\beta^+} = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{k=1}^A [G_V (\bar{\phi}_{\nu_e}(\vec{r}_k) \gamma_0 (1 - \gamma_5) \phi_e(\vec{r}_k)) + G_A \vec{\sigma}(k) (\bar{\phi}_{\nu_e}(\vec{r}_k) \vec{\gamma} (1 - \gamma_5) \phi_e(\vec{r}_k))] \tau_+(k). \quad (1.2.8)$$

Alors l'élément de matrice de cet hamiltonien entre les états nucléaires initial et final s'écrit :

$$\langle N_f | H_{\beta^+} | N_i \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (G_V M_V + G_A M_A), \quad (1.2.9)$$

avec :

$$M_V = \langle N_f | \sum_{k=1}^A (\bar{\phi}_{\nu_e}(\vec{r}_k) \gamma_0 (1 - \gamma_5) \phi_e(\vec{r}_k)) \tau_+(k) | N_i \rangle, \quad (1.2.10)$$

$$M_A = \langle N_f | \sum_{k=1}^A \vec{\sigma}(k) (\bar{\phi}_{\nu_e}(\vec{r}_k) \vec{\gamma} (1 - \gamma_5) \phi_e(\vec{r}_k)) \tau_+(k) | N_i \rangle. \quad (1.2.11)$$

Ces éléments de matrice vectoriel, M_V , et axial vectoriel, M_A , peuvent être développés en différents termes d'ordre de magnitude décroissant et caractérisés par des règles de sélection concernant le moment angulaire, la parité et l'isospin des noyaux mis en jeu. Ces différents termes correspondent à la classification des transitions β en transitions permises, 1^{ère} interdite, 2^{ème} interdite, ...

En ce qui concerne les transitions permises, qui sont les seules qui nous intéresseront par la suite, elles résultent d'une première approximation dans laquelle les nucléons sont considérés comme non relativistes et les fonctions d'onde leptoniques sont déterminées à l'origine et leurs variations au sein du noyau sont négligées. La partie vectorielle de l'interaction dans le cas des transitions permises est caractérisée par la matrice identité $\mathbf{1}$. La partie axiale vectorielle est quant à elle caractérisée par l'opérateur de spin $\vec{\sigma}$.

1.2.2 Taux de transition

Habituellement les éléments de matrice vectoriel, M_V (équation 1.2.10), et axial vectoriel, M_A (équation 1.2.11), sont aussi appelés élément de matrice de Fermi, M_F , et élément de matrice de Gamow-Teller, M_{GT} , respectivement.

Le taux d'une transition β^+ est proportionnel à $M^2 = G_V^2 \langle M_F \rangle^2 + G_A^2 \langle M_{GT} \rangle^2$, où $\langle \rangle$ désigne la somme sur tous les états des moments angulaires des leptons et sur toutes les orientations de l'état final du noyau, moyennée selon toutes les orientations de son état initial. Pour une transition permise, pour un noyau composé de A nucléons, ce taux devient :

$$T(\beta) \propto G_V^2 \langle M_F \rangle^2 + G_A^2 \langle M_{GT} \rangle^2, \quad (1.2.12)$$

avec :

$$M_F = \langle N_f | \mathbf{1} \sum_{k=1}^A \tau_+(k) | N_i \rangle, \quad (1.2.13)$$

$$M_{GT} = \langle N_f | \sum_{k=1}^A \vec{\sigma}(k) \tau_+(k) | N_i \rangle. \quad (1.2.14)$$

Les états initial et final de la transition sont définis par le spin du noyau initial, J_i , et celui du noyau final, J_f , la projection de ce spin pour le noyau initial, M_i , et la projection pour le noyau final, M_f , l'isospin du noyau initial, T_i , et celui du noyau final, T_f , et enfin la projection de l'isospin du noyau initial, T_{iz} , et la projection de l'isospin pour le noyau final, T_{fz} . Les carrés des éléments de matrice de Fermi et de Gamow-Teller peuvent être écrits en utilisant ces nombres qui définissent les états des noyaux initial et final de la transition :

$$\begin{aligned} \langle M_F \rangle^2 &= \frac{1}{2J_i + 1} \sum_{M_i, M_f} | \langle J_f M_f T_f T_{fz} | \mathbf{1} \sum_{k=1}^A \tau_+(k) | J_i M_i T_i T_{iz} \rangle |^2 \\ &= | \langle J_f M_f T_f T_{fz} | \mathbf{1} \sum_{k=1}^A \tau_+(k) | J_i M_i T_i T_{iz} \rangle |^2, \end{aligned} \quad (1.2.15)$$

$$\langle M_{GT} \rangle^2 = \frac{1}{2J_i + 1} \sum_{m, M_i, M_f} | \langle J_f M_f T_f T_{fz} | \sum_{k=1}^A \sigma_m(k) \tau_+(k) | J_i M_i T_i T_{iz} \rangle |^2, \quad (1.2.16)$$

l'opérateur $\frac{1}{2J_i + 1} \sum_{M_i, M_f}$ n'affecte pas le carré de l'élément de matrice de Fermi car l'opérateur de coordonnées d'espace $\mathbf{1}$ est un scalaire, donc la seule contribution qui ne disparaît pas est celle pour laquelle $M_i = M_f = M$.

Ces deux expressions permettent de définir des règles de sélection pour les transitions permises, ces transitions sont séparées en deux catégories :

- les transitions super-permises de Fermi ;
- les transitions permises de Gamow-Teller.

1.2.3 Règles de sélection

Les règles de sélection pour ces deux types de transitions permises peuvent être trouvées en écrivant la conservation du moment angulaire :

$$J_i = J_f + L_{e\nu} + S_{e\nu}, \quad (1.2.17)$$

- J_i et J_f sont les spins des noyaux initial et final ;
- $L_{e\nu}$ et $S_{e\nu}$ représentent le moment angulaire total et le spin total de la paire positon-neutrino émise.

Au cours d'une transition β^+ permise ou super permise, seul $L_{e\nu} = 0$ est possible. Puisque les deux leptons possèdent un spin intrinsèque $s = \frac{1}{2}$, on peut obtenir soit $S_{e\nu} = 0$ ou 1.

Une transition de Fermi correspond à la situation où les spins des leptons sont antiparallèles et donc sont dans l'état $S_{e\nu} = 0$. Cette transition ne modifie que l'orientation de l'isospin. Cela conduit aux règles de sélection suivantes :

- $\Delta J = 0$ (pas de changement du spin) ;
- $\Delta T = 0$ (pas de changement de l'isospin) ;
- $\Pi_i = \Pi_f$ (pas de changement de la parité).

Lors d'une transition de Gamow-Teller permise, les spins intrinsèques des leptons émis sont parallèles, ils sont dans l'état $S_{e\nu} = 1$, cela conduit à $J_i = J_f + 1$. Comme pour une transition de Fermi, la parité ne change pas lors d'une transition de Gamow-Teller permise, et l'isospin se comporte comme le spin. Les règles de sélection pour ces transitions permises sont :

- $\Delta J = 0$ ou 1 (sauf $J_i = 0 \rightarrow J_f = 0$) ;
- $\Delta T = 0$ ou 1 ;
- $\Pi_i = \Pi_f$ (pas de changement de la parité).

1.2.4 Éléments de matrice

L'opérateur τ_+ , cité dans les expressions 1.2.13 et 1.2.14, est l'opérateur d'isospin pour un nucléon. Si on considère un noyau contenant A nucléons, alors :

$$\mathbf{1} \sum_{k=1}^A \tau_+(k) = \mathbf{1} T_+ = (T_x + iT_y), \quad (1.2.18)$$

où T_+ est l'opérateur d'isospin total pour le noyau étudié.

Comme les fonctions d'onde nucléaire sont supposées être fonctions propres de l'isospin, l'élément de matrice de Fermi peut être évalué par :

$$\begin{aligned} \langle M_F \rangle &= \langle J_f M_f T_f T_{fz} | \mathbf{1} \sum_{k=1}^A \tau_+(k) | J_i M_i T_i T_{iz} \rangle \\ &= \sqrt{(T - T_{iz})(T + T_{iz} + 1)} = \sqrt{T(T + 1) - T_{iz} T_{fz}}, \end{aligned} \quad (1.2.19)$$

car $T_{fz} = T_{iz} + 1$.

Alors l'élément de matrice de Fermi au carré est donné par :

$$\langle M_F \rangle^2 = T(T + 1) - T_{iz}T_{fz}. \quad (1.2.20)$$

Cette expression est complètement indépendante des coordonnées d'espace des fonctions d'onde de l'état initial et de l'état final, c'est une constante, elle est donc complètement indépendante du modèle tant que l'isospin est un bon nombre quantique.

Quant à l'élément de matrice de Gamow-Teller, il ne peut pas être déterminé de façon aussi simple, excepté dans le cas de la décroissance du neutron libre pour laquelle, l'élément de matrice au carré vaut 3.

1.2.5 Valeur $\log ft$

Les probabilités de transitions β sont calculées en terme de théorie des perturbations. Pour un moment donné des leptons émis, la probabilité de transition est proportionnelle au volume de l'espace des phases disponibles. Cela détermine la forme du spectre β . Le taux de décroissance β d'un état nucléaire vers un autre est obtenu après intégration sur tout le spectre de l'énergie de l'électron, on parle de « règle d'or » de Fermi.

Nous avons vu que le taux de décroissance β^+ était proportionnel à la somme des produits des constantes de couplage avec l'élément de matrice correspondant (équation 1.2.12). Il est défini par :

$$T(\beta^+) = \frac{m^5 c^4}{2\pi^3 \hbar^7} f(Z, W_0) [G_V^2 \langle M_F \rangle^2 + G_A^2 \langle M_{GT} \rangle^2], \quad (1.2.21)$$

avec :

- $f(Z, W_0)$ le facteur d'espace de phase, c'est une fonction sans dimension qui décrit la dépendance du taux de transition de la charge nucléaire Ze et l'énergie disponible W_0 , son expression est $f(Z, W_0) = \int_{m_e}^{W_0} F(Z, E_e) p_e E_e (W_0 - E_e)^2 dE_e$, où m_e est la masse de l'électron, $F(Z, E_e)$ la fonction de Fermi qui tient compte de l'interaction du positon avec le champ coulombien, p_e et E_e l'impulsion et l'énergie de l'électron ;
- G_V et G_A les constantes de couplage qui déterminent la force de l'interaction faible.

Généralement, plutôt que de considérer les taux de transitions β , on s'intéresse à la force de la transition qui est définie par le produit de la fonction statistique, $f(Z, W_0)$, et de la demi-vie partielle, t :

$$f(Z, W_0)t = f(Z, W_0) \frac{\ln 2}{T(\beta^+)} = \frac{K}{G_V^2 \langle M_F \rangle^2 + G_A^2 \langle M_{GT} \rangle^2}, \quad (1.2.22)$$

avec : $\frac{K}{(\hbar c)^6} = \frac{2\pi^3 \hbar \ln 2}{(mc^2)^5} = 8120,278(4) \times 10^{-10} \text{GeV}^{-4} \cdot \text{s}$.

Cette valeur ft s'exprime en secondes, elle varie de plusieurs ordres de grandeurs, c'est pourquoi on cite généralement le $\log ft$. Pour les transitions β permises, le « $\log ft$ » varie de 3 à 6, il augmente pour les transitions interdites.

La fonction statistique $f(Z, W_0)$ dépend de la chaleur de la réaction qui est mesuré expérimentalement. La fonction statistique est déterminée théoriquement en utilisant ce paramètre. La demi-vie partielle, t , est égale à :

$$t = \frac{T_{1/2}}{B.R.}(1 + P_{EC}), \quad (1.2.23)$$

- $T_{1/2}$ est la demi-vie totale du noyau parent ;
- $B.R.$ est le rapport d'embranchement de la transition permise ;
- P_{EC} est la probabilité de capture électronique, calculée.

Ce terme corrige la valeur du rapport d'embranchement qui est déterminé expérimentalement et qui prend en compte à la fois la décroissance β^+ et la capture électronique des états considérés.

Ainsi, les constantes de couplage vectorielle et axiale vectorielle peuvent être déduites à l'aide des mesures expérimentales. Nous allons tout d'abord nous intéresser à la constante de couplage vectorielle, G_V . D'après les règles de sélection décrites dans le paragraphe 1.2.3, nous savons que lors d'une transition super-permise de Fermi $J_i = 0^+ \rightarrow J_f = 0^+$, seule la partie vectorielle de l'interaction est à prendre en compte, alors l'expression 1.2.22 se réécrit :

$$f_V t = \frac{K}{G_V^2 \langle M_F \rangle^2}. \quad (1.2.24)$$

Cette expression permet de déterminer la constante de couplage vectorielle, G_V , car l'élément de matrice de Fermi est facilement calculable comme nous l'avons vu au paragraphe précédent.

En ce qui concerne la constante de couplage axiale vectorielle, une fois la constante de couplage vectorielle G_V connue, il est possible de déterminer G_A . En effet, l'expression 1.2.22 peut se réécrire :

$$f_V t = \frac{K/G_V^2}{\langle M_F \rangle^2 + \left(\frac{G_A}{G_V}\right)^2 \langle M_{GT} \rangle^2}. \quad (1.2.25)$$

Par exemple, dans le cas « simple » de la décroissance du neutron libre, pour laquelle les éléments de matrice de Fermi et de Gamow-Teller valent respectivement 1 et 3, la constante de couplage axiale vectorielle peut être déterminée. Dans les autres cas ce n'est plus si simple. Nous allons revenir sur ce problème par la suite.

1.2.6 Valeur $\mathcal{F}t$

D'après ce que nous venons de voir, la valeur ft devrait être une constante pour un isospin donné. Cependant, comme les réactions ont lieu dans le milieu nucléaire, il est nécessaire d'ajouter des corrections théoriques pour prendre en compte les effets des interactions forte et électromagnétique. Nous allons nous intéresser à ces corrections dans ce paragraphe. Elles sont de plusieurs types :

- la correction de la brisure de la symétrie d'isospin, δ_C ;
- la correction radiative dépendante de la transition, δ'_R ;
- la correction radiative dépendante de la structure, δ_{NS} ;

◦ la correction radiative indépendante de la transition, Δ_R .

Nous reviendrons plus en détails sur ces termes dans le Chapitre 6. Les éléments de matrice de Fermi et de Gamow-Teller se réécrivent, en prenant en compte ces corrections, comme suit :

$$\langle M_F \rangle^2 = \langle M_F^0 \rangle^2 (1 - \delta_C^V), \quad (1.2.26)$$

$$\langle M_{GT} \rangle^2 = \langle M_{GT}^0 \rangle^2 (1 - \delta_C^A), \quad (1.2.27)$$

dans ces deux expressions, les exposants V et A signifient que l'on s'intéresse aux parties vectorielle et axiale vectorielle de l'interaction.

L'expression générale de la demi-vie partielle, en prenant en compte ces corrections et en explicitant les termes dus aux parties vectorielle et axial vectorielle, s'écrit sous la forme [Se08] :

$$t = \frac{K}{(1 + \delta'_R) [f_V G_V^2 \langle M_F^0 \rangle^2 (1 + \delta_{NS}^V - \delta_C^V) (1 + \Delta_R^V) + f_A G_A^2 \langle M_{GT}^0 \rangle^2 (1 + \delta_{NS}^A - \delta_C^A) (1 + \Delta_R^A)]}. \quad (1.2.28)$$

Pour une transition super permise $0^+ \rightarrow 0^+$ de Fermi, $\langle M_{GT}^0 \rangle^2 = 0$, alors l'expression de la demi-vie partielle donnée dans l'expression 1.2.28 devient :

$$t = \frac{K}{(1 + \delta'_R) f_V G_V^2 \langle M_F^0 \rangle^2 (1 + \delta_{NS}^V - \delta_C^V) (1 + \Delta_R^V)}, \quad (1.2.29)$$

ce que l'on peut réécrire sous la forme :

$$\mathcal{F}t^{0^+ \rightarrow 0^+} = f_V t (1 + \delta'_R) (1 + \delta_{NS}^V - \delta_C^V) = \frac{K}{G_V^2 \langle M_F^0 \rangle^2 (1 + \Delta_R^V)}. \quad (1.2.30)$$

Cette expression 1.2.30 est notée $\mathcal{F}t^{0^+ \rightarrow 0^+}$ et est appelée « valeur $\mathcal{F}t^{0^+ \rightarrow 0^+}$ corrigée », elle est constante pour les transitions super permises de Fermi pour un isospin donné. Elle permet de séparer les contributions, d'un côté les quantités déterminées expérimentalement, aux corrections près (terme de gauche), et d'un autre côté ce qui est déterminé théoriquement (terme de droite).

Mais cette valeur $\mathcal{F}t^{0^+ \rightarrow 0^+}$ n'est pas constante pour les transitions permises qui sont un mélange de transitions de Fermi et de Gamow-Teller. Pour ces transitions, aucun terme de l'expression 1.2.28 ne s'annule, on peut factoriser le dénominateur par le premier des deux termes entre les crochets, et cela donne :

$$t = \frac{K}{(1 + \delta'_R) f_V G_V^2 \langle M_F^0 \rangle^2 (1 + \delta_{NS}^V - \delta_C^V) (1 + \Delta_R^V) \left[1 + \frac{f_A G_A^2 \langle M_{GT}^0 \rangle^2 (1 + \delta_{NS}^A - \delta_C^A) (1 + \Delta_R^A)}{f_V G_V^2 \langle M_F^0 \rangle^2 (1 + \delta_{NS}^V - \delta_C^V) (1 + \Delta_R^V)} \right]}. \quad (1.2.31)$$

En notant :

$$\begin{aligned}\rho &= \left[\frac{G_A^2 \langle M_{GT}^0 \rangle^2 (1 + \delta_{NS}^A - \delta_C^A)(1 + \Delta_R^A)}{G_V^2 \langle M_F^0 \rangle^2 (1 + \delta_{NS}^V - \delta_C^V)(1 + \Delta_R^V)} \right]^{1/2} \\ &= \frac{G_A \langle M_{GT}^0 \rangle}{G_V \langle M_F^0 \rangle} \left[\frac{(1 + \delta_{NS}^A - \delta_C^A)(1 + \Delta_R^A)}{(1 + \delta_{NS}^V - \delta_C^V)(1 + \Delta_R^V)} \right]^{1/2} \simeq \frac{G_A \langle M_{GT}^0 \rangle}{G_V \langle M_F^0 \rangle},\end{aligned}$$

le paramètre de mélange des transitions, alors l'expression 1.2.31 devient :

$$t = \frac{K}{(1 + \delta'_R) f_V G_V^2 \langle M_F^0 \rangle^2 (1 + \delta_{NS}^V - \delta_C^V)(1 + \Delta_R^V) \left[1 + \frac{f_A}{f_V} \rho^2 \right]}, \quad (1.2.32)$$

soit pour retrouver une forme semblable à l'expression 1.2.30 :

$$\mathcal{F}t^{permise} = f_V t (1 + \delta'_R)(1 + \delta_{NS}^V - \delta_C^V) = \frac{K}{G_V^2 \langle M_F^0 \rangle^2 (1 + \Delta_R^V) \left(1 + \frac{f_A}{f_V} \rho^2 \right)}. \quad (1.2.33)$$

Cette valeur $\mathcal{F}t^{permise}$ n'est pas constante pour les transitions permises, car elle prend en compte le mélange des transitions de Fermi et de Gamow-Teller, ρ .

Si l'on considère une transition super permise de Fermi $0^+ \rightarrow 0^+$ dont l'isospin est $T = 1$, alors $\langle M_F^0 \rangle^2 = T(T + 1) - T_{iz}T_{fz} = 2$. Dans ce cas, l'expression 1.2.30 devient :

$$\mathcal{F}t^{0^+ \rightarrow 0^+} = f_V t (1 + \delta'_R)(1 + \delta_{NS}^V - \delta_C^V) = \frac{K}{2G_V^2 (1 + \Delta_R^V)}. \quad (1.2.34)$$

Si l'on considère maintenant une transition permise entre deux états d'isospin $T = 1/2$, alors $\langle M_F^0 \rangle^2 = 1$. Dans ce cas, l'expression 1.2.33 devient :

$$\mathcal{F}t^{permise} = f_V t (1 + \delta'_R)(1 + \delta_{NS}^V - \delta_C^V) = \frac{K}{G_V^2 (1 + \Delta_R^V) \left(1 + \frac{f_A}{f_V} \rho^2 \right)} = \frac{2\mathcal{F}t^{0^+ \rightarrow 0^+}}{\left(1 + \frac{f_A}{f_V} \rho^2 \right)}. \quad (1.2.35)$$

Les valeurs $\mathcal{F}t^{0^+ \rightarrow 0^+}$ et $\mathcal{F}t^{permise}$ sont reliées entre elles par le rapport entre l'élément de matrice de Fermi de la transition super permise avec celui de la transition permise et le terme $1/\left(1 + \frac{f_A}{f_V} \rho^2\right)$. Cette relation n'est exacte que si le rapport entre les constantes de couplage vectorielle des deux transitions vaut 1, c'est-à-dire si cette constante de couplage est une constante universelle quelle que soit la transition β^+ étudiée.

1.2.7 Test du Modèle Standard

Comme nous l'avons vu dans le paragraphe 1.1, le Modèle Standard est un modèle prédictif qui contient des paramètres libres (les masses des particules ou les valeurs des constantes de couplage). Ceux-ci doivent être déterminés expérimentalement, pour cela l'étude de la décroissance β (processus faible) est un outil de choix. En déterminant très précisément les paramètres caractérisant cette décroissance, l'hypothèse CVC peut être éprouvée. Le test de cette hypothèse mène tout naturellement à vérifier l'unitarité de la matrice CKM.

Les états de l'art concernant l'hypothèse CVC et l'unitarité de la matrice CKM sont présentés dans les deux paragraphes suivants.

1.2.7.1 Hypothèse CVC

« CVC » signifie *Conserved Vector Current*, on parle de la conservation du courant vectoriel. R. P. Feynman et M. Gell-Mann ont émis l'hypothèse de la conservation du courant vectoriel en 1958 [Fe58]. Elle consiste à postuler le fait que la constante de couplage vectoriel G_V est une constante universelle, unique pour tous les processus faibles.

Cette hypothèse peut être vérifiée par l'expérience à travers l'étude des décroissances β . Quatre types de décroissances β peuvent être utilisées pour cela :

- la décroissance du pion, $\pi^+ \rightarrow \pi^0 + e^+ + \nu_e$;
- les transitions super permises de Fermi $0^+ \rightarrow 0^+$;
- la décroissance du neutron libre ;
- les transitions miroir.

La décroissance du pion π^+ en pion neutre, positon et neutrino électronique est une pure transition vectorielle, libre des corrections théoriques liées à la structure nucléaire [Na09a]. Cependant, la probabilité de décroissance est de l'ordre de 10^{-9} ce qui engendre une grande difficulté expérimentale lorsque des mesures précises sont nécessaires.

Concernant la décroissance de neutron libre, elle a lieu hors du milieu nucléaire donc aucune correction liée à la structure n'est à prendre en compte. Cependant, la transition étant mixte Fermi et Gamow-Teller, il est nécessaire de déterminer le coefficient de mélange des transitions, ρ , ce qui est très difficile expérimentalement. De plus la demi-vie du neutron a été mesurée plusieurs fois et toutes les valeurs ne sont pas compatibles entre elles [Na09a]. Une des difficultés majeures lors des expériences avec les neutrons vient de la détection de ces particules.

Les transitions super permises de Fermi $0^+ \rightarrow 0^+$ sont les transitions qui apportent la plus grande précision pour tester l'hypothèse CVC. Actuellement, quatorze transitions permettent de déterminer une valeur $\mathcal{F}t^{0^+ \rightarrow 0^+}$ corrigée avec une précision excellente. Les quatorze noyaux parents utilisés pour cela sont : ^{10}C , ^{14}O , ^{22}Mg , ^{34}Ar , ^{38}Ca pour lesquels $T_z = -1$ et ^{26m}Al , ^{34}Cl , ^{38m}K , ^{42}Sc , ^{46}V , ^{50}Mn , ^{54}Co , ^{62}Ga , ^{74}Rb pour lesquels $T_z = 0$. Dans le cas de ces transitions super permises, nous avons vu que l'expression de la valeur $\mathcal{F}t^{0^+ \rightarrow 0^+}$ corrigée est donnée par l'équation 1.2.30. L'hypothèse CVC implique que la constante de couplage vectorielle est unique pour tous les processus faibles, cela se traduit dans ce cas par une valeur $\mathcal{F}t$ corrigée unique pour toutes les transitions super permises de Fermi de même isospin. La valeur moyenne pour ces quatorze transitions est : $\overline{\mathcal{F}t^{0^+ \rightarrow 0^+}} = 3072,27(72)$ s avec un χ^2 normalisé de 0,52 [Ha15], cela représente une précision de 0,02%.

Enfin nous allons nous intéresser aux transitions miroir, ce sont des transitions permises entre deux noyaux qui échangent leur nombre de protons et de neutrons lors de la décroissance. Ces transitions ne sont utilisées que depuis quelques années pour tester l'hypothèse CVC. Ces transitions sont mixtes Fermi et Gamow-Teller, donc pour vérifier que G_V est une constante, après avoir déterminé la valeur corrigée $\mathcal{F}t^{\text{permise}}$, il est nécessaire de connaître le paramètre de mélange des transitions, ρ . Expérimentalement, ce paramètre est difficile à déterminer, il existe néanmoins trois méthodes pour le faire, mesurer :

- la corrélation angulaire entre le positon et le neutrino émis, $a_{\beta\nu}$, en pratique on s'intéresse au positon émis et au noyau de recul (pas au neutrino) ;

- les paramètres d'asymétrie du positon ou du neutrino, A_β et B_ν respectivement, expérimentalement il faut mesurer soit le moment du positon émis soit celui du neutrino émis et connaître le spin nucléaire initial ;

pour ces deux derniers paramètres il est nécessaire de travailler avec des noyaux polarisés, ce qui est techniquement délicat.

Ceci explique pourquoi les transitions super permises de Fermi ont longtemps été privilégiées pour ces tests.

Pour tester l'hypothèse CVC avec les décroissances de type miroir nous avons besoin d'un paramètre qui ne dépend pas de la transition et de l'isospin, cette valeur est notée $\mathcal{F}t_0$ et vaut :

$$\mathcal{F}t_0 = \mathcal{F}t^{permise} \langle M_F^0 \rangle^2 \left(1 + \frac{f_A}{f_V} \rho^2 \right) = \frac{K}{G_V^2 (1 + \Delta_R^V)}. \quad (1.2.36)$$

Si l'hypothèse CVC est vérifiée, cela signifie que la valeur $\mathcal{F}t_0$ est une constante pour toutes les transitions miroir. A ce jour, le paramètre de mélange des transitions, ρ , a été mesuré pour seulement cinq transitions miroir. Seules ces transitions sont utilisées pour déterminer cette valeur $\mathcal{F}t_0$, ce sont celles impliquant les noyaux ^{19}Ne , ^{21}Na , ^{29}P , ^{35}Ar , ^{37}K . La valeur moyenne déterminée pour ces cinq transitions est : $\overline{\mathcal{F}t_0} = 6173(22)$ s avec un χ^2 normalisé de 0,75 [Na09b], cela représente une précision de 0,4%.

La FIGURE 1.2.1 présente les différentes valeurs de $\mathcal{F}t^{0^+ \rightarrow 0^+}$ et $\mathcal{F}t_0$ pour les transitions de référence en fonction du nombre de protons dans le noyau parent. La ligne et les pointillés rouges représentent les valeurs moyennes de $\mathcal{F}t^{0^+ \rightarrow 0^+}$ et $\mathcal{F}t_0$. En ce qui concerne les transitions super permises, les valeurs les plus précises de $\mathcal{F}t^{0^+ \rightarrow 0^+}$ ont été déterminées pour les

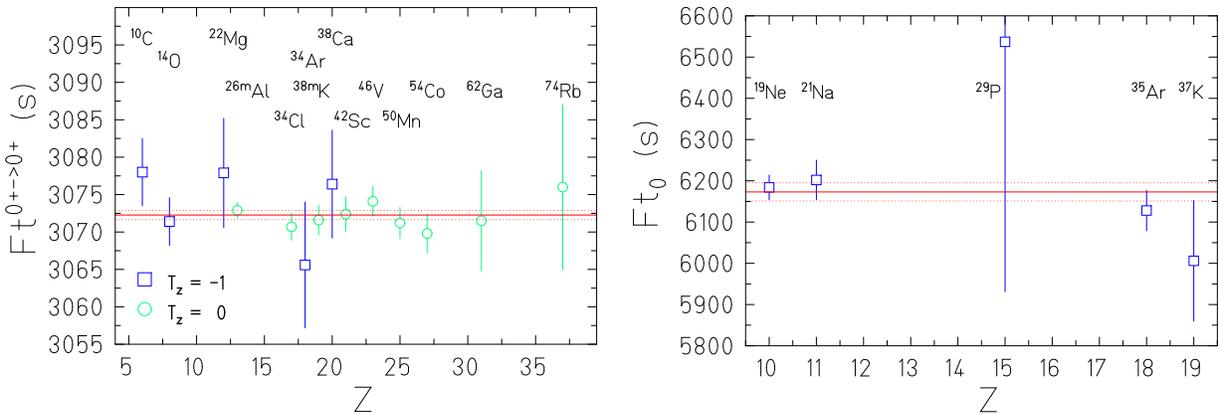


FIGURE 1.2.1 – Valeurs de $\mathcal{F}t$ et $\mathcal{F}t_0$ pour les transitions utilisées comme référence. Tous les noyaux parents des transitions considérées sont indiqués au-dessus du symbole correspondant. La figure de gauche présente les différentes valeurs de $\mathcal{F}t$ en secondes pour les quatorze transitions super permises de Fermi de référence en fonction du nombre de protons du noyau parent. La figure de droite présente les cinq valeurs $\mathcal{F}t_0$ en secondes des transitions miroir de référence en fonction du nombre de protons du noyau parent. Pour les deux figures, la ligne et les pointillés rouges représentent la valeur moyenne de $\mathcal{F}t$ et $\mathcal{F}t_0$ citée dans le texte et les incertitudes à un sigma.

transitions avec une projection de l'isospin égale à 0. Quant aux transitions miroir de référence, seule la transition mettant en jeu le noyau ^{29}P présente une très grande incertitude, due à la très mauvaise précision sur la valeur du rapport de mélange, ρ , pour cette transition.

En conclusion, les transitions super permises de Fermi ont permis de vérifier l'hypothèse CVC avec une grande précision, 2×10^{-4} . Les paramètres qui contribuent le plus à l'incertitude sur la valeur $\mathcal{F}t^{0^+ \rightarrow 0^+}$ pour chaque transition sont les corrections théoriques δ_C et δ_{NS} .

Les transitions miroir sont quant à elles vues comme une nouvelle opportunité de vérifier l'hypothèse CVC, à ce jour la précision est de l'ordre de 4×10^{-3} . La FIGURE 1.3.1 présente les incertitudes des différents paramètres nécessaires à la détermination de $\mathcal{F}t_0$ pour les cinq transitions miroir de référence (^{19}Ne , ^{21}Na , ^{29}P , ^{35}Ar et ^{37}K sont les noyaux parents de ces transitions), ainsi que pour les noyaux ^{23}Mg et ^{27}Si , nous y reviendrons au paragraphe 1.3. Les corrections théoriques sont calculées très précisément pour ces transitions. Cependant, un effort pourrait être réalisé sur les mesures des paramètres expérimentaux. Parmi ceux-ci, le plus délicat à déterminer est le paramètre de mélange des transitions, ρ , c'est aussi le paramètre limitant pour la majorité de ces transitions. Dans les années à venir des expériences doivent être dédiées à des mesures de ce paramètre.

1.2.7.2 Unitarité de la matrice CKM

N. Cabibbo a introduit le premier une matrice de mélange des quarks. Il a postulé la brisure de la symétrie $SU(3)$ par l'interaction faible, c'est-à-dire que cette interaction ne conserve pas la saveur des quarks [Be08]. Dès lors, une matrice est nécessaire pour passer des états propres de l'interaction forte à ceux de l'interaction faible. En 1963, lorsque N. Cabibbo a fait ce postulat, seuls les quarks u , d et s étaient connus. Pour garder une certaine symétrie, il a introduit le quark c partenaire du quark s . La matrice de mélange était donc une matrice 2×2 .

Cependant la violation de la symétrie CP découverte en 1964 remettait en cause la forme de cette matrice, elle devait être complexe. Pour réaliser cela, M. Kobayashi et K. Maskawa proposèrent d'ajouter une troisième génération de quarks, les quarks (b, t) . Ainsi la matrice de mélange que l'on appelle aujourd'hui matrice de Cabibbo Kobayashi Maskawa (CKM), V_{CKM} , est de taille 3×3 définie par :

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = V_{CKM} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} ; \quad V_{CKM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix}. \quad (1.2.37)$$

Le module de l'élément V_{ij} de la matrice représente l'amplitude de la probabilité de la transition d'un quark $i = (u, c, t)$ en quark $j = (d', s', b')$. Comme les états propres de masse des quarks (u, c, t) sont orthonormés, il en est de même pour leurs partenaires (d', s', b') . Lors d'une transition β^+ , transition qui nous intéresse particulièrement, un quark u est transformé en quark d , l'état propre de masse du quark u est noté $|u\rangle$, son partenaire est noté $|d'\rangle$. D'après l'expression 1.2.37, on a :

$$|u\rangle \xrightarrow[\text{faible}]{\text{interaction}} |d'\rangle = V_{ud}|d\rangle + V_{us}|s\rangle + V_{ub}|b\rangle. \quad (1.2.38)$$

Les coefficients V_{ij} de la matrice correspondent à des amplitudes de probabilité, alors par définition :

$$|V_{ud}|^2 + |V_{us}|^2 + |V_{ub}|^2 = 1. \quad (1.2.39)$$

Cette expression est généralisable à toutes les lignes et les colonnes de la matrice. La matrice CKM est donc une matrice unitaire :

$$V_{CKM}^* \cdot V_{CKM} = 1. \quad (1.2.40)$$

Dans l'expression 1.2.39, V_{ud} est le terme prépondérant. Cela signifie que le couplage $u-d$ est plus important que les couplages $u-s$ et $u-b$, ce dernier couplage étant le moins probable. L'élément de matrice V_{ud} qui traduit le mélange entre les quarks u et d se détermine à l'aide de l'expression :

$$V_{ud} = \frac{G_V}{G_\mu}, \quad (1.2.41)$$

où G_μ est la constante de couplage de la décroissance du muon (transition purement leptonique), et vaut : $G_\mu/(\hbar c)^3 = 1,1663787(6) \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$.

Comme nous l'avons vu précédemment, la valeur de G_V peut être obtenue expérimentalement. Il est alors possible de calculer la valeur du coefficient V_{ud} .

Il est calculé pour les quatre types de transitions β , les valeurs obtenues sont :

- $V_{ud} = 0,9728(30)$ pour la décroissance du pion, soit une précision de 0,31% [Na09a] ;
- $V_{ud} = 0,9746(19)$ pour la décroissance du neutron libre, soit une précision de 0,19% [Na09a] ;
- $V_{ud} = 0,97417(21)$ pour les transitions super permises de Fermi $0^+ \rightarrow 0^+$, soit une précision de 0,02% [Ha15] ;
- $V_{ud} = 0,9719(17)$ pour les transitions miroir, soit une précision de 0,17% [Na09a].

La FIGURE 1.2.2 présente les valeurs de V_{ud} calculées pour les différentes décroissances. Comme pour la détermination de la valeur corrigée de la force de la transition, les transitions super permises de Fermi fournissent la valeur de V_{ud} la plus précise. La valeur déduite des transitions miroir est dix fois moins précise.

En ce qui concerne les autres termes de l'équation 1.2.39, les dernières valeurs publiées dans le *Particle Data Group* [O14] sont :

- $V_{us} = 0,2253(8)$;
- $V_{ub} = 4,15(49) \times 10^{-3}$.

En utilisant ces deux valeurs et la valeur la plus précise pour V_{ud} , on obtient :

$$|V_{ud}|^2 + |V_{us}|^2 + |V_{ub}|^2 = 0,99978(55). \quad (1.2.42)$$

Dans cette somme, le coefficient V_{us} est responsable au $2/3$ de l'incertitude sur la somme des coefficients au carré. Cette somme est compatible avec l'unité. Des mesures plus précises sont nécessaires pour s'assurer qu'elle le reste.

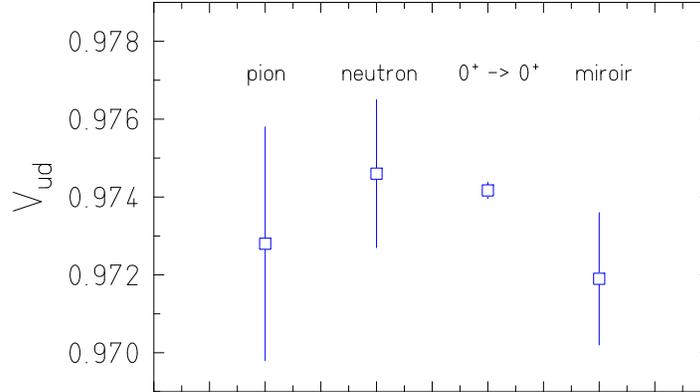


FIGURE 1.2.2 – Valeurs de V_{ud} pour les 4 types de décroissances β . Au-dessus de chaque symbole est indiqué le type de transition utilisé pour déterminer la valeur de V_{ud} présentée. Celle déterminée avec l'aide des transitions super permises de Fermi est de loin la plus précise.

1.3 Expérience JYFL13

L'expérience JYFL13 a été réalisée dans le cadre de l'étude de l'interaction faible à l'aide des décroissances β nucléaires. Nous avons vu dans le paragraphe 1.2.7 que seules cinq transitions miroir sont utilisées pour tester l'hypothèse CVC et l'unitarité de la matrice CKM. En comparaison avec les quatorze transitions super permises de Fermi qui sont utilisées pour ces tests, ces cinq transitions sont insuffisantes pour obtenir une précision de l'ordre du pour mille. Il est nécessaire d'ajouter de nouvelles transitions à ces cinq de référence et/ou d'améliorer les valeurs des paramètres utilisés pour calculer $\mathcal{F}t_0$ et V_{ud} pour ces cinq transitions.

La FIGURE 1.3.1 présente les incertitudes des différents paramètres nécessaires pour déterminer les valeurs $\mathcal{F}t^{permise}$ et $\mathcal{F}t_0$ pour ces cinq transitions miroir, les seules pour lesquelles le paramètre de mélange des transitions Fermi et Gamow-Teller, ρ , a été mesuré. Ce paramètre est connu relativement précisément pour le noyau ^{19}Ne (de l'ordre de 0,25% de précision), pour les quatre autres transitions, la précision est supérieure à 0,6%.

Outre ces cinq transitions, la FIGURE 1.3.1 présente également les incertitudes des différents paramètres nécessaires à la détermination des valeurs $\mathcal{F}t^{permise}$ et $\mathcal{F}t_0$ pour la décroissance β des noyaux miroir ^{23}Mg et ^{27}Si , noyaux que nous avons étudiés au cours de l'expérience JYFL13. Nous reviendrons sur les détails de cette expérience dans le Chapitre 2. Excepté le paramètre de mélange ρ , la demi-vie, le rapport d'embranchement et la chaleur de la réaction ont déjà fait l'objet de mesures pour ces deux noyaux. De plus toutes les corrections théoriques liées à ces noyaux ont été calculées par I. S. Towner et sont présentées dans l'article de N. Severijns *et al.* [Se08].

La TABLE 1.3.1 présente, pour la décroissance β des noyaux ^{23}Mg et ^{27}Si , les mesures de la demi-vie, du rapport d'embranchement entre l'état fondamental du noyau parent et un état excité du noyau fils ainsi que le rapport d'embranchement entre les états fondamentaux, inventoriées par N. Severijns *et al.* [Se08]. Ces grandeurs sont celles que nous avons mesurées à notre tour lors de l'expérience JYFL13, les valeurs que nous avons obtenues seront présentées dans les Chapitres 4 et 5.

Enfin, la TABLE 1.3.2 résume les valeurs des paramètres auxquels nous nous sommes intéressés au cours de ce travail pour les deux transitions étudiées, qu'ils soient expérimentaux ou théoriques. Les valeurs de demi-vie et de rapport d'embranchement sont les moyennes pondérées des valeurs présentées dans la TABLE 1.3.1, l'incertitude sur ces valeurs est l'incertitude pondérée multipliée par le facteur d'échelle (la racine carrée du χ^2 normalisé) pour prendre en compte la non compatibilité des différents résultats. La correction δ_C a été calculée par I. S. Towner, les détails de calculs seront présentés dans le dernier chapitre. Dans cette table, sont aussi présentées les valeurs de $\mathcal{F}t^{permise}$ et la valeur du paramètre de mélange.

Pour ces deux transitions, le paramètre de mélange n'a pas encore été mesuré expérimentalement, alors la valeur $\mathcal{F}t_0$ (équation 1.2.36) qui est une constante pour toutes les transitions miroir ne peut pas être calculée. Cependant, la valeur $\mathcal{F}t^{permise}$ peut l'être ; pour des noyaux d'isospin $T = 1/2$, ce qui est le cas pour les transitions étudiées, son expression est donnée par l'équation 1.2.35. Connaissant $\mathcal{F}t^{permise}$, $\mathcal{F}t^{0^+ \rightarrow 0^+}$ (valeur la plus précise citée dans la référence [Ha15]) et le rapport $\frac{f_A}{f_V}$ (déterminé à l'aide d'un calcul qui dépend peu du modèle en couches), la valeur du carré du paramètre de mélange, ρ , peut être extraite. Pour connaître le signe de ρ , il est nécessaire d'effectuer un calcul de type modèle en couches pour déterminer le signe du rapport des éléments de matrice de Gamow-Teller et de Fermi sachant que le rapport G_A/G_V est négatif.

C'est ainsi qu'ont été calculées les valeurs du paramètre de mélange présentées dans la TABLE 1.3.2 pour les deux transitions étudiées.

Dans le Chapitre 6, la valeur de la correction δ_C que nous avons calculée, ainsi que les nouvelles valeurs de $\mathcal{F}t^{permise}$ et ρ que l'on peut déduire à l'aide de notre étude seront présentées et comparées aux valeurs actuelles.

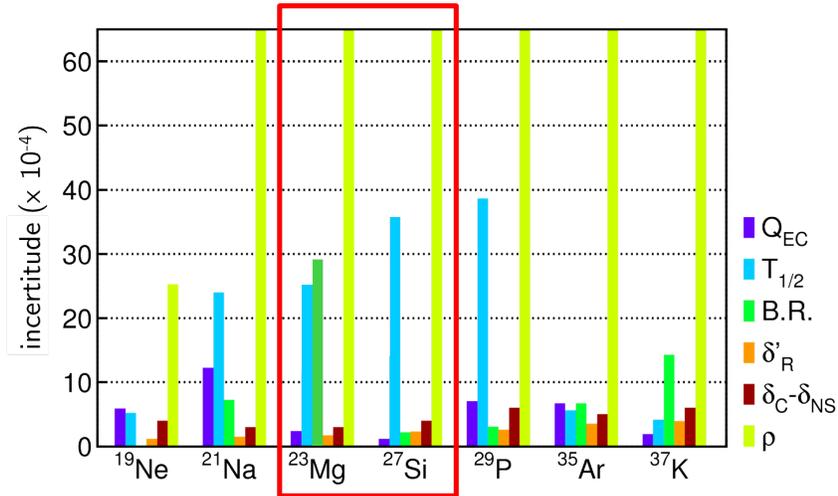


FIGURE 1.3.1 – Incertitude des paramètres nécessaires au calcul de $\mathcal{F}t_0$ pour les cinq transitions miroir de référence et les transitions miroir étudiées lors de l'expérience JYFL13. Les noyaux parents des transitions concernées sont rangés par nombre de protons croissants. Les deux noyaux d'intérêt sont encadrés en rouge. Nous remarquons que le paramètre limitant est toujours le paramètre de mélange des transitions, ρ .

Noyaux parents	Demi-vies mesurées (s)	
^{23}Mg	12, 1(1) [Mi58]	11, 41(5) [Go68a]
	11, 36(4) [Al74]	11, 26(8) [Az74]
	11, 327(14) [Az75]	11, 317(11) [Az77]
^{27}Si	4, 14(3) [Mi58]	4, 16(3) [Su62]
	4, 19(2) [Bl68]	4, 17(1) [Go68a]
	4, 21(3) [Gr71]	4, 109(4) [Az75]
	4, 206(8) [Ge76]	4, 09(2) [Ba77]

Noyaux parents	Rapports d'embranchement β « excités » mesurés (%)		Rapports d'embranchement « fondamentaux » déduits (%)	
^{23}Mg	9, 1(5) [Ta60]	8, 6(3) [Go68b]	90, 9(5) [Ta60]	91, 4(3) [Go68b]
	9, 1(4) [Al74]	8, 1(4) [Ma74]	90, 9(4) [Al74]	91, 9(4) [Ma74]
	7, 79(15) [Az77]		92, 2(2) [Az77]	
^{27}Si	0, 10(2) [Go64]	0, 18(5) [Be71]	99, 90(2) [Go64]	99, 82(5) [Be71]
	0, 15(7) [De71]	0, 181(14) [Ma74]	99, 80(7) [De71]	99, 77(2) [Ma74]
	0, 148(7) [Az77]		99, 81(1) [Az77]	

TABLE 1.3.1 – Demi-vies et rapports d'embranchement mesurés pour la décroissance β des noyaux miroir ^{23}Mg et ^{27}Si . Pour les deux tableaux, la première colonne présente les noyaux parents des transitions étudiées. Les autres colonnes présentent les différentes valeurs mesurées de la demi-vie et du rapport d'embranchement pour chacune des deux transitions étudiées ainsi que la référence associée à chacune de ces valeurs.

Noyaux parents	$T_{1/2}$ (s)	$B.R.^{\beta}_{exc.}$ (%)	$B.R.^{fond.}$ (%)	δ_C (%)	$\mathcal{F}t^{permise}$ (s)	ρ
^{23}Mg	11, 33(3)	8, 13(24)	91, 85(24)	0, 293(22)	4725(17)	0, 5426(44)
^{27}Si	4, 135(15)	0, 15(1)	99, 80(2)	0, 312(33)	4160(20)	0, 6812(53)

TABLE 1.3.2 – Valeurs de la littérature pour plusieurs paramètres caractéristiques de la décroissance β des noyaux miroir ^{23}Mg et ^{27}Si . La première colonne présente les noyaux parents des transitions étudiées, les six colonnes suivantes présentent les valeurs de la demi-vie, du rapport d'embranchement entre l'état fondamental du noyau parent et un état excité du noyau fils, de celui entre les états fondamentaux, de la correction de la brisure de la symétrie d'isospin, de la valeur $\mathcal{F}t^{permise}$ et du paramètre de mélange des transitions avant nos nouvelles mesures et nos nouveaux calculs. Toutes les valeurs sont issues de l'article de N. Severijns et al. [Se08].

Chapitre 2

Expérience JYFL13

L'expérience JYFL13 s'est déroulée à la fin de l'année 2013 auprès de l'installation IGISOL de l'Université de Jyväskylä en Finlande. L'objectif de cette expérience était de mesurer avec une grande précision les durées de vie et rapports d'embranchement des noyaux ^{23}Mg et ^{27}Si dans le cadre de l'étude des transitions de type miroir utilisées pour étudier l'interaction faible et tester le Modèle Standard. Pour cela une partie de l'expérience a été dédiée à la production puis l'étude de ^{23}Mg , une autre à celle de ^{27}Si . Des mesures ont été consacrées aux demi-vies et d'autres aux rapports d'embranchement pour ces deux noyaux.

Dans une première partie, nous allons décrire le dispositif expérimental nécessaire à ces études, ensuite l'électronique sera présentée, et enfin les différents types de données *list-mode* et multi-échelles seront décrits.

2.1 Dispositif expérimental

Dans ce paragraphe, nous présenterons brièvement le dispositif IGISOL, puis le dispositif expérimental nécessaire pour réaliser nos mesures. Ensuite nous détaillerons le déroulement de l'expérience, avant d'expliquer la détection des particules β^+ et des rayonnements γ .

2.1.1 Dispositif IGISOL

Ce dispositif a été développé à l'université de Jyväskylä, il est présenté sur la FIGURE 2.1.1.

La méthode IGISOL (Ion Guide Isotope Separator On-Line [Mo13]) consiste à utiliser des faisceaux de noyaux légers ou de masse intermédiaire, par exemple des protons (d'énergie comprise entre 5 et 100 MeV) ou des noyaux de calcium (à une énergie d'environ 5 MeV/A), et à les implanter sur une cible mince. Les produits de la réaction sont ensuite arrêtés dans un gaz (hélium) puis extraits avec une faible énergie dans un guide qui les mène en dehors de la cellule de gaz vers un sextupole radio-fréquence sur lequel sont appliquées des hautes tensions. Ce sextupole est utilisé pour accélérer les ions à une énergie de 30 q.keV. Les ions sont ensuite séparés en masse à l'aide d'un dipôle magnétique de pouvoir de résolution $R = M/\Delta M$ d'environ 300. Les ions sélectionnés sont ensuite envoyés sur une ligne de mesure (notre cas) ou bien vers JYFLTRAP. Ce dispositif est utilisé pour purifier le faisceau d'ions,

son pouvoir de résolution est d'environ 10^5 , il est constitué de trois pièges, un quadrupole radio-fréquence et deux pièges de Penning [Er08].

Ces différents éléments sont présentés sur la FIGURE 2.1.1. Le guide d'ions et le sextupole sont dans la chambre de réaction, ensuite vient le dipôle magnétique en sortie duquel sont présentées la ligne de mesure que nous avons utilisée et la ligne qui contient le dispositif JYFLTRAP.

Lors de notre expérience, le faisceau de protons était produit par le cyclotron K130 à une énergie de 15 MeV puis guidé jusqu'à la cible mince.

Pour quelques séries de mesures de la demi-vie de ^{27}Si , l'énergie du faisceau était de 30 MeV. En effet l'énergie avait été optimisée pour produire des noyaux ^{26}Si par réaction $(p, 2n)$ sur une cible de ^{27}Al . La transmission de JYFLTRAP étant proche de zéro lors de notre présence à Jyväskylä, et l'étude de ce noyau ne pouvant être réalisée sans ce dispositif (nécessaire pour purifier le faisceau), nous avons choisi d'étudier les noyaux ^{23}Mg et ^{27}Si . Cette décision ayant été prise la nuit, l'énergie du faisceau n'a pu être changée que le lendemain matin, ce qui explique les quelques mesures avec cette énergie.

La cible mince était constituée de ^{23}Na ou ^{27}Al , selon le noyau étudié, ^{23}Mg ou ^{27}Si , respectivement. Les protons fusionnaient avec les noyaux de la cible pour produire les noyaux ^{24}Mg ou ^{28}Si , excités. Ceux-ci se désexcitaient, en partie, en émettant un neutron pour produire respectivement les noyaux ^{23}Mg et ^{27}Si . Ces noyaux étaient arrêtés dans la cellule de gaz. Le faisceau secondaire était ensuite guidé jusqu'au dipôle magnétique. Ce dipôle séparait les isotopes de Mg et de Si , pour ne garder que les noyaux d'intérêt. Les autres noyaux produits sont ceux de ^{23}Na et ^{27}Al , ils sont stables, ils n'étaient donc pas des contaminants. Ainsi seuls les noyaux étudiés étaient transportés jusqu'à la station de mesure, où notre dispositif expérimental (FIGURE 2.1.2) était installé.

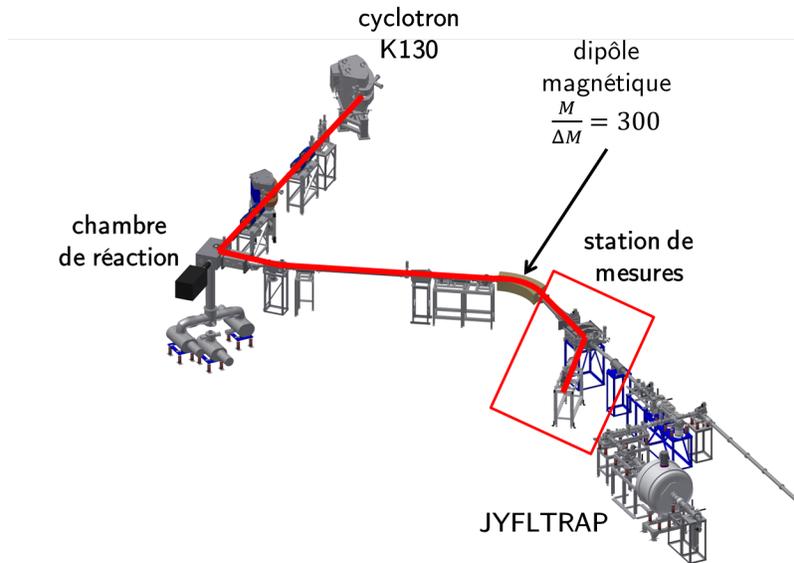
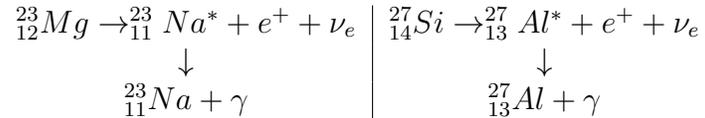


FIGURE 2.1.1 – Schéma du dispositif IGISOL à Jyväskylä. En rouge est représentée la portion de la ligne utilisée lors de notre expérience. Notre dispositif se situait à la suite de cette portion de ligne.

2.1.2 Dispositif expérimental

Les noyaux ^{23}Mg ou ^{27}Si étaient implantés sur une bande de mylar aluminisée de $50\ \mu\text{m}$ d'épaisseur et de $1,25\ \text{cm}$ de largeur. Cette bande était gérée par un contrôle commande qui permettait de la déplacer. Chaque déplacement étant d'une dizaine de centimètres, le dépôt de noyaux radioactifs pouvaient ainsi être déplacé du point d'accumulation au point de mesure, entre le scintillateur plastique et le détecteur germanium. La FIGURE 2.1.3 présente un schéma de principe du dispositif expérimental qui nous a permis d'observer les décroissances radioactives des deux noyaux étudiés selon les réactions suivantes :



Le dispositif était constitué d'un scintillateur plastique pour détecter les particules β^+ , couplé à deux photomultiplicateurs (*PM*), et d'un détecteur germanium pour mesurer les énergies des rayonnements γ (FIGURE 2.1.2).

2.1.3 Déroulement de l'expérience

Les mesures se sont déroulées sous forme de cycles, ceux-ci étant constitués de plusieurs phases (FIGURE 2.1.4) :

- phase 1 : mesure du bruit de fond ;
- phase 2 : accumulation des noyaux sur la bande de mylar ;
- phase 3 : déplacement de la bande jusqu'au point de mesure, entre le scintillateur et le détecteur germanium ;
- phase 4 : mesure de la décroissance des noyaux ;
- phase 5 : évacuation de l'activité résiduelle (plusieurs déplacements successifs de la bande) avant le début du prochain cycle.

La collection des ions sur la bande était réalisée uniquement lors de la phase d'accumulation, pour toutes les autres phases, le faisceau était arrêté.

Ces différentes phases étaient générées par un module dédié, chaque phase correspond à une porte en temps dont la taille était définie.

Au cours de l'expérience, les durées de chaque phase ont été optimisées selon le but de la mesure : durée de vie ou rapport d'embranchement, et selon le noyau d'intérêt : ^{23}Mg ou ^{27}Si .

Cycles longs. Pour déterminer très précisément la demi-vie du noyau étudié, la phase de décroissance doit être longue, au moins dix fois cette demi-vie. Une mesure longue permet de bien définir le bruit de fond. Ainsi l'incertitude sur l'ajustement de la phase de décroissance par une fonction « exponentielle décroissante + une constante » sera très faible, la constante ajoutée à la fonction exponentielle décroissante représentant ce bruit de fond (seule une constante est nécessaire car il n'y a pas de contaminants).

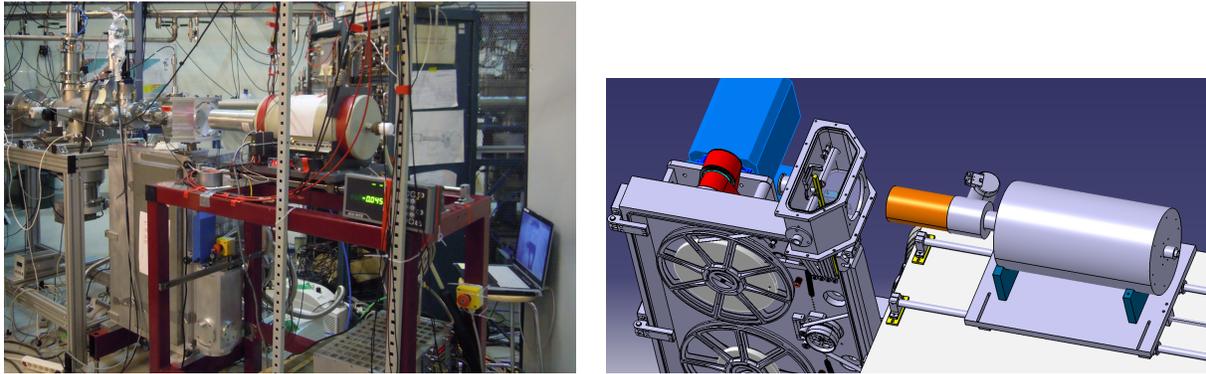


FIGURE 2.1.2 – Photo et schéma du dispositif expérimental. Sur la photo, nous pouvons voir le détecteur germanium, la chambre de réaction dans laquelle se trouve le scintillateur plastique, et le dérouleur de bande sous la chambre. Sur le schéma, le détecteur germanium ainsi que son réservoir d'azote sont au premier plan et la chambre ouverte avec le scintillateur plastique, en marron, à l'intérieur, au second plan. La bande est en jaune, et les deux photomultiplicateurs entourent le scintillateur plastique.

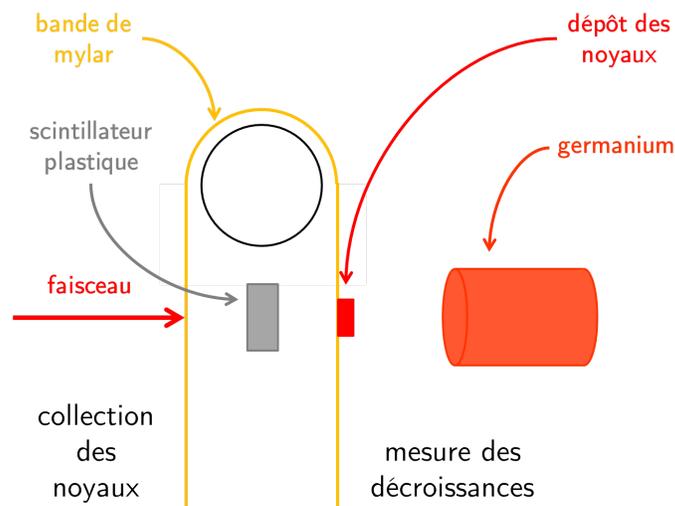


FIGURE 2.1.3 – Schéma du dispositif expérimental. Sur le schéma sont représentés la bande de mylar en jaune, le scintillateur plastique en gris entre la bande et le détecteur germanium en orange. Sur le côté gauche est représenté le faisceau arrivant sur la bande, on parle de point de collection. Sur la droite se trouve le point de mesure, le dépôt de noyaux radioactifs est représenté en rouge.

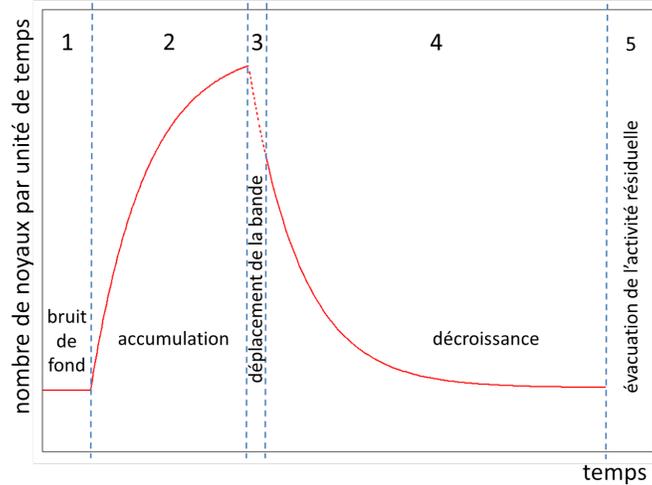


FIGURE 2.1.4 – Modélisation des différentes phases d'un cycle de mesure (voir détails dans le texte).

Cycles courts. Déterminer les rapports d'embranchement très précisément nécessite une grande statistique dans les spectres γ . Ainsi le début de la phase de décroissance est particulièrement intéressant puisque le nombre de décroissances β^+ y est plus important, donc les rayonnements γ susceptibles d'être détectés et enregistrés sont d'autant plus nombreux. L'enregistrement de l'énergie de ces rayonnements γ est conditionné par la détection des particules β^+ .

Des cycles longs ont été enregistrés pour les deux noyaux étudiés, mais seul le noyau ^{23}Mg a bénéficié de mesures avec des cycles courts. En effet, le rapport d'embranchement de ^{27}Si est déjà connu très précisément, sa détermination n'est donc pas cruciale. Malgré tout, une analyse des cycles longs consacrés à ce noyau sera réalisée en vue de déterminer une valeur du rapport d'embranchement d'intérêt et le résultat sera comparé à la valeur citée dans la littérature.

Par la suite, la somme de plusieurs cycles portera le nom de *runs*. Le passage d'un *run* au suivant est réalisé lorsque le nombre de cycles enregistré est important ou lorsque des paramètres expérimentaux ont été changés.

2.1.4 Détection des particules β^+

La détection des particules β^+ était réalisée par un scintillateur plastique de type *EJ-212* [EL15], parallélépipédique de 3 mm d'épaisseur, 46 mm de longueur et 17 mm de largeur. Deux photomultiplicateurs [Ha16] étaient placés de part et d'autre de ce scintillateur (FIGURE 2.1.5) pour maximiser la détection de vrais événements.

Les scintillateurs sont des détecteurs qui convertissent l'énergie cinétique des particules chargées en photons [Kn00a]. Nous avons choisi un détecteur plastique pour son temps de réponse court, son faible coût et son utilisation facile. Les positons émis lors de la désexcitation des noyaux ^{23}Mg et ^{27}Si ont une énergie maximale de 4 et 4,8 MeV, respectivement, ils perdent environ 200 keV par millimètre [Ta08], alors l'épaisseur du scintillateur plastique n'est

pas suffisante pour que les positons s'arrêtent (excepté dans le cas où ils partiraient sur la tranche). La mesure de l'énergie des positons n'était pas un des buts de l'expérience, seul leur dépôt d'énergie nous intéresse car sur leur passage ils excitent un ou des atomes constituant le scintillateur. Ces atomes se désexcitent en émettant des photons. Le scintillateur utilisé lors de l'expérience a son maximum d'émission autour de 420 nm de longueur d'onde [EL15].

Ce signal lumineux doit être récupéré car il résulte du passage d'une particule, émise lors de la décroissance d'un noyau. C'est le rôle des photomultiplicateurs. Ils transforment la lumière qu'ils reçoivent en un signal électrique qu'ils amplifient pour créer un signal assez important pour être traité par l'électronique. Une très faible partie de ces photons seulement était détectée, alors pour maximiser la transmission des photons à l'interface entre le détecteur plastique et les photomultiplicateurs, celle-ci était recouverte de graisse optique.

Les photomultiplicateurs sont constitués de différents éléments (FIGURE 2.1.6) :

- une photocathode ;
- une électrode de focalisation ;
- plusieurs dynodes ;
- une anode ;
- des connecteurs électriques.

Les photomultiplicateurs fonctionnent avec une alimentation haute tension appliquée à la photocathode et l'anode est à la masse. Une partie des photons arrivant sur la photocathode transmettent la totalité de leur énergie (effet photoélectrique) aux électrons de valence du matériau constituant la photocathode. Ces électrons sont alors éjectés et vont se propager dans le tube. La haute tension appliquée entre les bornes du photomultiplicateur permet de les focaliser. Ces n électrons sont ensuite « conduits » sur la première dynode, de gain g_1 . Le nombre d'électrons secondaires alors émis vers la deuxième dynode est $n \times g_1$. Ces électrons sont dirigés vers la deuxième dynode par la différence de potentiel qui existe entre la première et la deuxième dynode. Ils sont à nouveau multipliés, et ainsi de suite jusqu'à la dernière dynode, on parle de cascade d'électrons. Le nombre d'électrons qui arrive sur l'anode de collection est donc $n \prod_{i=1}^{10} g_i$, s'il y a dix dynodes à l'intérieur du photomultiplicateur ; ce qui est le cas pour les deux photomultiplicateurs utilisés lors de notre expérience. Les hautes tensions appliquées aux photomultiplicateurs lors de notre expérience étaient -1000 V pour l'un et -1100 V pour l'autre. Chaque dynode a donc une tension de 100 ou 110 V de moins (en valeur absolue) que la précédente en allant vers l'anode qui est à la masse.

Le signal électrique arrivant sur l'anode est maintenant exploitable. Le signal en coïncidence des deux photomultiplicateurs, nécessaire pour compter les particules β^+ , était enregistré par les acquisitions, la coïncidence était utilisée pour réduire les déclenchements dans le bruit de fond (voir paragraphe 2.2 à propos de l'électronique de l'expérience).

L'émission des positons lors de la décroissance est isotrope, ainsi dans la configuration présentée sur la FIGURE 2.1.3, scintillateur plastique entre la bande de mylar, l'efficacité de détection des positons (e^+) est d'environ 40%.

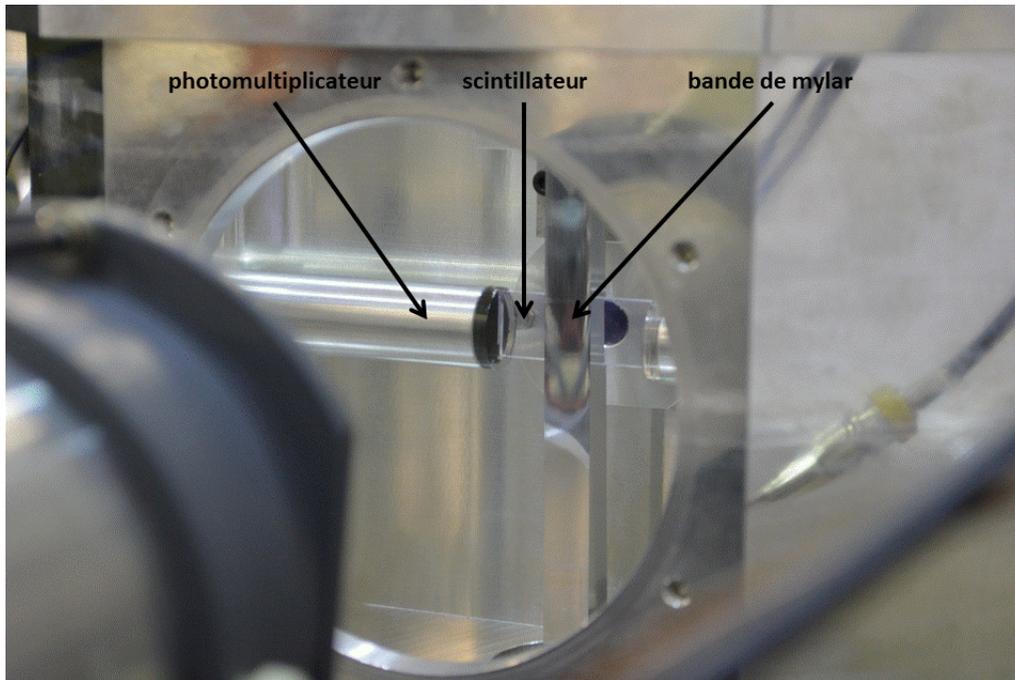


FIGURE 2.1.5 – Photo de la chambre avec le scintillateur plastique au centre, entre la bande de mylar. Un des deux photomultiplicateurs et la bande de mylar sont aussi visibles. Au premier plan de la photo, le « nez » du détecteur germanium apparaît.

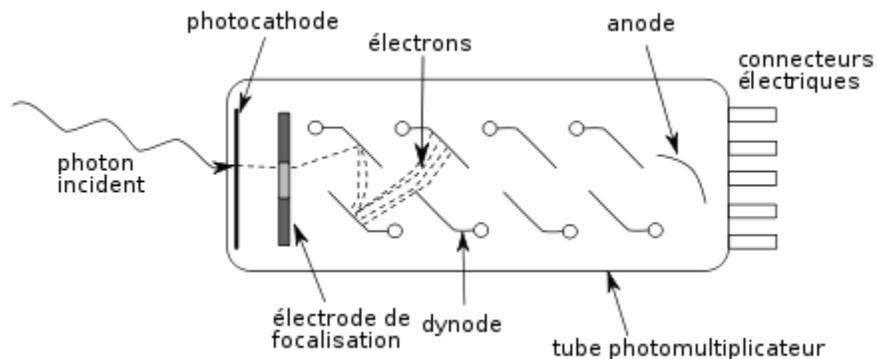


FIGURE 2.1.6 – Schéma d'un photomultiplicateur. Sur le schéma, un photon incident arrive sur la photocathode où il est converti en électrons, ensuite focalisés par l'électrode. Ces électrons sont emmenés de dynode en dynode (huit sur ce schéma, dix dans notre cas), par la différence de potentiel appliquée au photomultiplicateur. Ils sont multipliés, on parle alors d'avalanche (voir le texte pour plus de détail). Finalement ce signal électrique est collecté sur l'anode et peut être exploité par l'électronique d'acquisition.

2.1.5 Détection des rayonnements γ

Les rayonnements γ émis par les noyaux ^{23}Na et ^{27}Al se désexcitant étaient détectés par un détecteur germanium co-axial, ultra pur, de type n , avec une efficacité relative de 70%. Ce détecteur a été étalonné en efficacité avec une très grande précision : 0,15% entre 100 keV et 3,4 MeV et 0,5% en dessous de 100 keV [B115]. Le choix d'un détecteur semi-conducteur, germanium, va être expliqué. Mais avant, les interactions des rayonnements γ avec la matière seront rappelées brièvement.

2.1.5.1 Interaction rayonnement γ matière

Les rayonnements γ interagissent de trois façons différentes avec la matière. Ces trois interactions sont :

- l'effet photoélectrique : un photon cède toute son énergie à un électron lié d'un atome, l'énergie récupérée par l'électron est l'énergie du photon incident à laquelle est soustraite l'énergie de liaison de l'électron ;
- l'effet Compton : un photon cède une partie de son énergie à un électron lié d'un atome pour le diffuser, le reste de l'énergie crée un nouveau photon diffusé à son tour ;
- la création de paire : un photon d'énergie supérieure à 1,022 MeV, en présence de matière, peut être absorbé et donner naissance à une paire électron-positon, le positon créé s'annihile très rapidement dans la matière en se recombinant avec un électron pour former deux photons de 511 keV chacun émis dans des directions opposées (si l'annihilation a lieu au repos).

Selon l'énergie des photons, certains effets prédominent. La FIGURE 2.1.7 présente les sections efficaces de ces différents effets en fonction de l'énergie du photon incident pour un détecteur germanium : l'effet photoélectrique prédomine entre 0,01 et 0,2 MeV, l'effet Compton entre 0,2 et 5 MeV puis la création de paire au-delà de cette énergie. Pour d'autres types de matériau (d'autres Z) les sections efficaces en fonction de l'énergie du photon incident sont différentes pour ces trois effets.

Les signaux électriques générés par ces différentes interactions permettent de remonter à l'énergie des rayonnements γ . Dans le cas de l'effet photoélectrique, l'énergie déterminée est l'énergie totale du photon incident. Dans le cas des deux autres interactions ce n'est pas le cas sauf si le(les) photon(s) diffusé(s) par effet Compton reste(nt) dans le cristal, et si les deux rayonnements γ à 511 keV suivant l'annihilation du positon avec un électron lors de la création de paire déposent toute leur énergie dans le détecteur. Il existe toute une gamme de détecteurs, chacun avec ses particularités propres (sensibilité, temps de réponse, résolution en énergie, ...). Dans notre cas, les plus adaptés pour la détection des rayonnements γ , lorsque la résolution en énergie est privilégiée, sont les détecteurs à semi-conducteurs [Le94].

2.1.5.2 Détecteurs semi-conducteur

Ces détecteurs sont constitués de cristaux semi-conducteurs, le plus souvent de silicium ou de germanium. Ces détecteurs sont développés depuis les années 1950, ce sont des détecteurs de haute résolution, utilisés pour détecter les particules chargées et pour mesurer l'énergie des rayonnements γ ; c'est ce dernier point qui nous intéresse plus particulièrement.

Leur principe de fonctionnement est similaire à celui des détecteurs à gaz, c'est-à-dire que le passage d'un rayonnement γ crée une paire électron-trou (à la place d'une paire électron-ion pour les détecteurs à gaz). L'avantage des détecteurs à semi-conducteurs par rapport à ceux à gaz est que l'énergie moyenne pour créer cette paire électron-trou est dix fois plus faible, ce qui conduit à une résolution en énergie trois fois supérieure pour ces détecteurs. De plus ils sont plus compacts et ont un pouvoir d'arrêt plus grand que les détecteurs à gaz. Cependant, excepté les détecteurs silicium, ce sont des détecteurs qui ne fonctionnent qu'à très basses températures. De plus, comme ce sont des détecteurs à structure cristalline ils sont susceptibles d'être endommagés par les radiations, ce qui limite leur durée de vie [Le94].

Les semi-conducteurs possèdent une structure en bandes d'énergie : une bande de conduction, une bande interdite en énergie et une bande de valence. Pour ces détecteurs, la bande interdite en énergie est très faible ce qui permet très facilement aux électrons de passer de la bande de valence à la bande de conduction.

Ceci explique le fait que tous les détecteurs germanium doivent être refroidis pour limiter le bruit de fond. En effet, l'énergie thermique suffit à exciter les électrons qui passent alors de la bande de valence à la bande de conduction car la bande interdite est très petite, ce qui crée ce bruit. Les détecteurs germanium sont refroidis à -183 °C par de l'azote liquide.

Le silicium ($Z = 14$) et le germanium ($Z = 32$) ont quatre électrons de valence (structure électronique en $[Ne]3s^23p^2$ et $[Ar]4s^24p^2$ respectivement), cette couche n'est pas pleine, en effet elle peut contenir huit électrons. Ainsi dans le cristal, les atomes mettent en commun leurs électrons de valence. A 0 K, les électrons de valence participent exclusivement aux liaisons covalentes entre les atomes de la structure. Si la température est supérieure à 0 K, la bande interdite étant faible, les électrons ont suffisamment d'énergie pour passer dans la

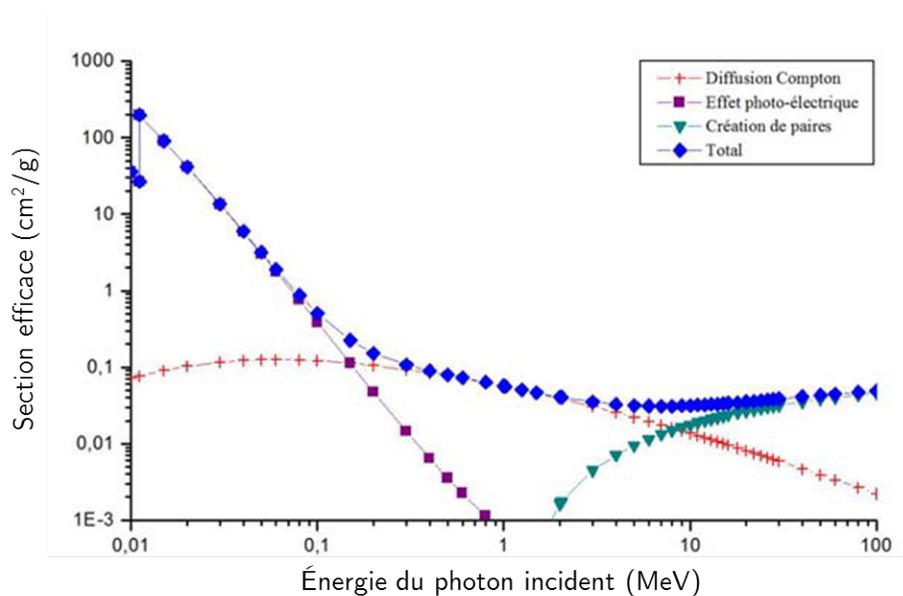


FIGURE 2.1.7 – Section efficace des différents effets en fonction de l'énergie du photon incident dans le germanium. L'effet photoélectrique (en violet) prédomine entre 0,01 et 0,2 MeV, l'effet Compton (en rouge) entre 0,2 et 5 MeV puis la création de paire (en vert) au delà de cette énergie. La section efficace totale est représentée en bleu.

bande de conduction et ainsi créer des « paires électrons-trous ». Les « trous » jouent le rôle de charges positives. Ainsi un courant électrique est créé dans le cristal, d'une part par les électrons qui se déplacent dans la bande de conduction et d'autre part par le mouvement des « trous » dans la bande de valence. Dans un cristal pur, les densités d'électrons et de trous sont égales, ce nombre est noté n_i .

Typiquement, n_i est de l'ordre de $2,5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ pour le germanium et de l'ordre de $1,5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ pour le silicium à $T = 300 \text{ K}$. La densité atomique étant d'environ 10^{22} atomes par cm^3 , seulement 1 sur 10^9 atomes de germanium est ionisé et seulement 1 sur 10^{12} pour le silicium, ce qui représente une très faible concentration [Kn00b].

Pour augmenter ce nombre de porteurs de charge et donc la conductivité du matériau, les cristaux sont « dopés », c'est-à-dire que des impuretés sont ajoutées. Selon le type d'impureté, on parle de type n (apport d'électrons supplémentaires) ou de type p (apport de « trous » supplémentaires). Par exemple, un détecteur de type n peut être dopé avec des ions de bore et un détecteur de type p avec du lithium. Les dopants sont déposés sur la surface du cristal, le dépôt d'ions de bore est réalisé sur une très faible épaisseur, quelques dixièmes de micromètre, celui de lithium sur une épaisseur de quelques centaines de micromètres. Cette épaisseur est appelée « zone morte », zone dans laquelle un dépôt d'énergie ne résulte pas en un signal détecté. Ces différentes épaisseurs mènent à des propriétés distinctes pour ces deux types [Kn00b].

Les signaux créés dans le cristal sont amplifiés par un pré-amplificateur présent dans le détecteur puis ces signaux sont ensuite traités par l'électronique (paragraphe 2.2).

Pour la détection des rayonnements γ , les détecteurs au germanium sont préférés à ceux au silicium car le numéro atomique du germanium est supérieur à celui du silicium. Ainsi le rapport « pic / total » pour le détecteur germanium est supérieur à celui pour le détecteur silicium (la section efficace de l'effet photoélectrique est soixante fois supérieure dans le germanium que dans le silicium [Le94]).

2.1.5.3 Détecteur germanium de l'expérience JYFL13

Le détecteur germanium utilisé lors de l'expérience JYFL13 est un détecteur de haute pureté, de type n , avec une efficacité relative de 70%. Cela correspond à l'efficacité photopique relative du détecteur par rapport à un cristal cylindrique de NaI(Tl) de dimension $3 \text{ in} \times 3 \text{ in}$, pour une source placée à 25 cm du détecteur pour le pic à 1,333 MeV de ^{60}Co [Kn00b]. Ce détecteur a été choisi de type n car il est plus performant pour la détection des rayonnements γ de basse énergie. La faible épaisseur de la « zone morte » permet aux rayonnements γ de basse énergie de pénétrer dans le cristal et de produire un signal.

Il est l'un des deux détecteurs germanium les plus précisément étalonnés en efficacité au monde. Il est le fruit d'un long travail, réalisé par Bertram Blank, et décrit dans [Bl15]. Un résumé est présenté dans la section suivante.

Étalonnage en efficacité de ce détecteur

Ce détecteur germanium a été acheté puis étalonné spécifiquement pour la détermination précise des rapports d'embranchement dans le cadre des tests de l'interaction faible décrite par le Modèle Standard.

Le travail d'étalonnage a été effectué à l'aide de dix sources de rayonnement γ pour déterminer le rapport « pic / total », ^{57}Co , ^{51}Cr , ^{85}Sr , ^{137}Cs , ^{58}Co , ^{54}Mn , ^{65}Zn , ^{60}Co , ^{22}Na et ^{41}Ar , placées à 15 cm de la fenêtre d'entrée du détecteur. Quatorze sources ont été utilisées pour déterminer l'efficacité photopic relative, les noyaux de ^{24}Na , ^{27}Mg , ^{48}Cr , ^{56}Co , ^{60}Co , ^{66}Ga , ^{75}Se , ^{88}Y , ^{133}Ba , ^{134}Cs , ^{137}Cs , ^{152}Eu , $^{180}\text{Hf}^m$ et ^{207}Bi . Ces sources couvrent une large gamme en énergie, leur durée de vie varie de quelques minutes à quelques années. Deux sources de ^{60}Co ont été utilisées pour l'étalonnage absolu en efficacité car leur activité était connue avec une très grande précision, 0,09%.

De plus, des simulations ont été réalisées avec le code CYLTRAN pour produire un modèle de détecteur permettant de retrouver les efficacités de détection déterminées avec les sources radioactives. Ce code a été amélioré pour inclure l'intégralité des schémas de niveaux des sources radioactives et prendre en compte le processus d'annihilation en vol des positons. Finalement, ce modèle de détecteur a été implanté également dans GEANT4.

Pour produire un modèle du détecteur germanium convenable, il est nécessaire de connaître parfaitement les dimensions et la position du cristal. Le fabricant avait fourni ces caractéristiques, mais une radiographie au rayons X a été réalisée et a révélé une légère inclinaison du cristal par rapport à l'horizontal. D'après des simulations GEANT4, cette inclinaison n'induit pas d'incertitude dans l'étude actuelle. Pour que les simulations coïncident avec les mesures expérimentales, les dimensions caractéristiques du détecteur ont dû être ajustées.

Finalement, ce long travail a permis un étalonnage très précis en efficacité, 0,15% entre 100 keV et 3,4 MeV et 0,5% en-dessous de 100 keV [B115]. Ces valeurs sont justes uniquement lorsque la source radioactive et le détecteur germanium sont distants de 15 cm.

Au cours de l'expérience ce paramètre a été respecté scrupuleusement à l'aide d'un détecteur de fin de course qui permettait de positionner très précisément le détecteur germanium à une distance de 15 cm entre de la bande de mylar sur laquelle le dépôt des noyaux radioactifs était réalisé.

Ce dépôt n'était pas ponctuel. En effet, le diaphragme à l'entrée de la chambre étant circulaire, de 1 cm de diamètre, l'extension du faisceau était de même, le dépôt également. L'étalonnage du détecteur germanium a quant à lui été réalisé avec des sources d'extension de l'ordre de 5 mm de diamètre. Malgré cette différence de taille de tache entre les sources d'étalonnage et le dépôt des ions d'intérêt sur la bande, les efficacités utilisées lors de notre étude sont celles obtenues lors du travail d'étalonnage, et ceci pour plusieurs raisons :

1. les incertitudes relatives recherchées sur les rapports d'embranchement des transitions étudiées (transition de Fermi entre les états fondamentaux), $B.R._{fond.}$, sont de l'ordre du pour mille ; les rapports d'embranchement mesurés (vers les états excités), $B.R._{exc.}^{\beta}$, sont eux de l'ordre de dix pour cent (voire moins), les incertitudes relatives sur ces valeurs doivent être mesurées avec une précision de l'ordre de un pour cent ;
2. la variation de distance entre les ions déposés le plus en périphérie de la tache faisceau (ce qui correspond à une distance de 15,008 cm du centre du détecteur germanium) et ceux le plus au centre (à 15 cm du détecteur germanium) est inférieure au pour mille.

En conclusion, l'erreur réalisée sur la distance effective des ions induit une erreur au plus de l'ordre du pour mille de l'efficacité ; dans nos conditions expérimentales et au vue des résultats que nous souhaitons obtenir, l'utilisation des efficacités déterminées lors de l'étalonnage précis de ce détecteur était donc tout à fait appropriée.

2.2 Électronique de traitement des signaux

Détecter les particules est une chose mais il est nécessaire de traiter les signaux qui en découlent pour ensuite enregistrer les données (paragraphe suivant) et enfin les exploiter (Chapitre 3) pour déterminer les grandeurs d'intérêt (demi-vies et rapports d'embranchement). Cette électronique de traitement des signaux est décrite dans ce paragraphe.

Le principe général du traitement des signaux par l'électronique sera présenté dans la suite de ce paragraphe, pour les détails il sera nécessaire de se reporter à la FIGURE 2.2.1.

Détection des particules β . Le signal logique issu de la coïncidence entre deux signaux venant des photomultiplicateurs était utilisé comme déclenchement principal et signalait un évènement de décroissance.

Le signal analogique de chaque photomultiplicateur était traité par un amplificateur spectroscopique pour déterminer l'amplitude du « signal β » qui est proportionnel à l'énergie des particules β déposée dans le scintillateur plastique (partie en rouge sur le schéma de la FIGURE 2.2.1). Cette information était utilisée comme vérification lors de l'analyse en ligne mais n'a pas été utilisée lors de l'analyse des données.

Détection des rayonnements γ . La sortie temps du détecteur germanium est amplifiée par un amplificateur rapide puis discriminée. Cette voie est utilisée lors de l'étalonnage, lorsqu'un déclenchement γ est nécessaire. La sortie analogique du détecteur passe par un amplificateur spectroscopique, cela permet de remonter à l'énergie du rayonnement γ . Le signal γ n'est accepté que lorsqu'il est en coïncidence avec un signal β .

Le signal β en coïncidence est le déclencheur de la chaîne d'électronique, il conditionne l'enregistrement des signaux γ lorsque ceux-ci sont en coïncidence. Les seules phases pendant lesquelles l'électronique accepte les déclenchements des signaux β sont celles de mesure du bruit de fond, d'accumulation et de décroissance.

2.3 Acquisition des données

Lors de l'expérience nous avons utilisé plusieurs acquisitions différentes pour enregistrer les données, nous allons voir pourquoi. Lors des mesures, un point critique, en ce qui concerne la détermination de la demi-vie, est la correction de temps mort.

Le temps mort correspond au temps de traitement d'un évènement par l'acquisition. Pendant ce temps si un autre évènement arrive, l'acquisition ne pourra pas le traiter. Ce temps mort varie au cours du cycle. Il est très important quand le taux de comptage est grand, c'est-à-dire au début de la décroissance. Dès lors, le spectre de décroissance pendant cette phase est déformé car il manque des évènements, principalement au début. Ces évènements manquants peuvent être ajoutés au spectre dans toutes les phases du cycle mesurées (bruit de fond, accumulation et décroissance) si le temps mort est connu. En pratique, il est nécessaire d'imposer un temps mort aux acquisitions pour être en mesure de le corriger.

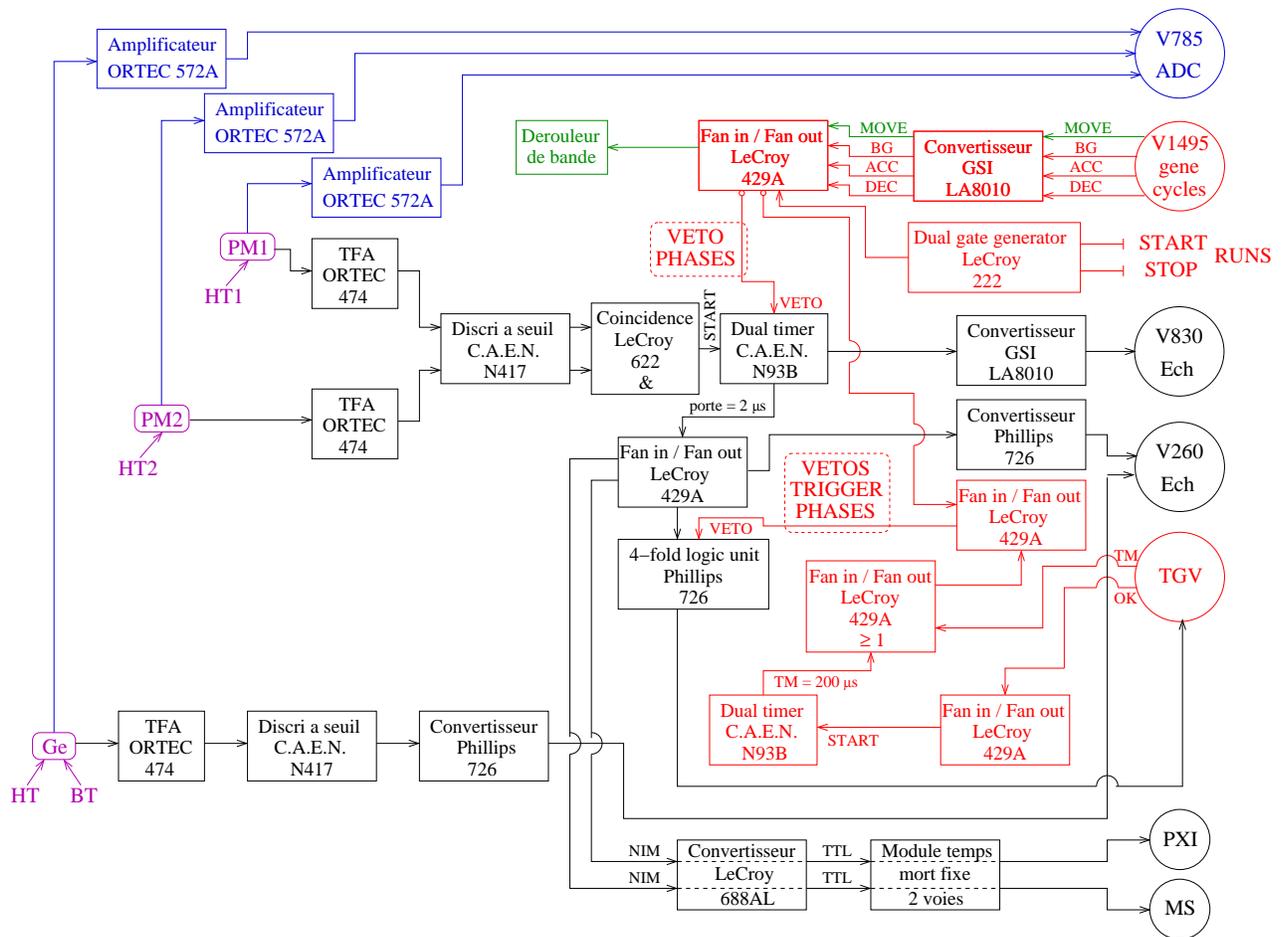


FIGURE 2.2.1 – Schéma de l'électronique de l'expérience. En violet sont représentés les trois détecteurs et leurs alimentations. En bleu sont représentées les voies énergie de ces détecteurs. En rouge, la logique d'autorisation des déclenchements est représentée. En vert est représenté le contrôle commande de la bande.

Pour cela, deux types d'acquisition ont été utilisés lors de l'expérience, des temps morts différents leur ont été appliqués (nous y reviendrons dans les paragraphes 2.3.1 et 2.3.2). Ces deux principes de mesure étaient :

- type « échelle de comptage », dans ce cas l'information enregistrée est minimale car seule l'information temporelle est gardée, et le temps de traitement très rapide, donc le temps mort est très faible, ce sont les acquisitions PXI et VME-MS (MS pour *multi-scale*) ;
- type « évènement par évènement », dans ce cas plus d'informations sont enregistrées, le temps mort est donc plus long (environ $100 \mu\text{s}$), c'est la seule acquisition qui permet de déterminer le rapport d'embranchement car elle enregistre les énergies des rayonnements γ , c'est l'acquisition VME-LM (LM pour *list-mode*).

Ces deux types d'acquisition sont complémentaires.

Historiquement, pour ce genre de mesures, le groupe NEX (Noyaux EXotiques) utilisait l'acquisition VME-LM ainsi que l'acquisition PXI (développée au CENBG). Au cours de

l'expérience JYFL13 nous avons ajouté à ces deux acquisitions une nouvelle, l'acquisition VME-MS (développée au CENBG également).

2.3.1 Acquisition VME-LM

L'acquisition VME-LM est déclenchée par un « événement β », elle permet d'enregistrer un grand nombre d'informations :

- les énergies des particules β^+ , les énergies des rayonnements γ ;
- le temps dans le cycle déterminé à l'aide d'une échelle qui est incrémentée par une horloge de 1 MHz, remise à zéro en début de cycle ;
- le numéro de cycle déterminé à l'aide d'une échelle incrémentée à chaque début de cycle ;
- le temps mort de l'évènement déterminé à l'aide d'une échelle qui est incrémentée par une horloge 1 MHz lorsqu'elle coïncide avec le signal temps mort de l'acquisition (porte logique).

A partir de l'information « temps dans le cycle », il est possible de reconstruire les distributions temporelles (les cycles) nécessaires pour déterminer les demi-vies. Cette information permet également de reconstruire les spectres γ cycle par cycle nécessaires à la détermination des rapports d'embranchement.

Nous venons de voir que le temps mort intrinsèque de cette acquisition est de l'ordre de $100 \mu\text{s}$ et il varie. D'après la FIGURE 2.3.1, proposant un schéma partiel de l'électronique concernant l'acquisition VME-LM, sans la porte de $200 \mu\text{s}$, chaque évènement imposerait son propre temps mort. La correction de ce temps mort variable est impossible. C'est pourquoi la porte de $200 \mu\text{s}$ est utilisée comme VETO. Cela permet de fixer le temps mort dans le cycle à une valeur connue et ainsi de le corriger.

Toutes les informations sont enregistrées sur un *buffer* qui transfère les données sur le disque de l'acquisition dès qu'il est plein ou quand il n'a pas transféré de données depuis longtemps.

Cette acquisition a été utilisée tout au long de l'expérience pour les mesures des demi-vies et des rapports d'embranchement des noyaux ^{23}Mg et ^{27}Si .

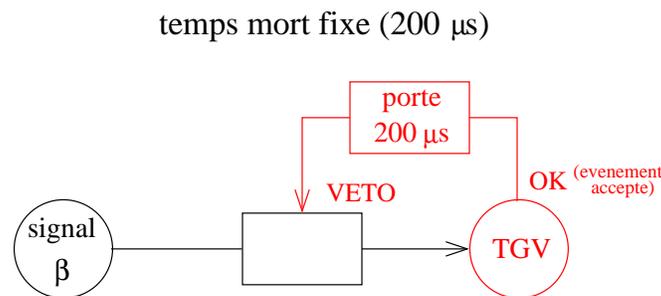


FIGURE 2.3.1 – Schéma très partiel de l'électronique concernant l'acquisition VME-LM. Après l'arrivée d'un évènement, aucun autre ne peut être traité par l'acquisition pendant $200 \mu\text{s}$, cela permet d'imposer un temps mort fixe à l'acquisition.

2.3.2 Acquisition multi-échelles

Deux acquisitions de type multi-échelles ont été utilisées, l'acquisition PXI et l'acquisition VME-MS. Ces deux acquisitions vont être décrites dans les deux paragraphes suivants et comparées dans le troisième.

2.3.2.1 Acquisition PXI

Cette acquisition a été développée au CENBG spécifiquement pour les expériences de mesures de durée de vie, elle possède huit entrées de comptage. Lors de l'expérience JYFL13, nous avons utilisé deux de ces voies. Nous allons revenir sur ce point dans la suite, mais nous allons commencer par expliquer le fonctionnement de cette acquisition.

Le début de l'enregistrement des données et sa fin, par l'acquisition PXI, sont déclenchés par le *Start* et le *Stop* produits par le générateur de cycles (FIGURE 2.2.1). Chaque « signal logique β » permet d'enregistrer un « temps β », tous les temps d'un même cycle sont rangés dans un tableau. A la fin du cycle, l'acquisition génère un spectre à partir du contenu de sa mémoire (tableau des « temps β »).

Le temps mort fixe imposé à cette acquisition est très faible. L'intérêt d'utiliser deux des voies d'entrée est de pouvoir imposer deux temps morts différents et tester ainsi la cohérence des corrections de temps mort (paragraphe 3.1). Ces deux voies seront notées par la suite PXI1 et PXI2.

Lors des différents *runs*, les temps morts imposés à la première voie étaient soit $2 \mu\text{s}$ soit $16 \mu\text{s}$, et ceux imposés à la seconde voie étaient soit $8 \mu\text{s}$ soit $32 \mu\text{s}$. La majorité des données a été enregistrée avec les temps morts fixes 2 et $8 \mu\text{s}$, les autres temps morts ont été utilisés pour tester les incertitudes systématiques sur la détermination des demi-vies dues à la correction de ce temps mort fixe (paragraphe 3.2.1).

Les avantages de cette acquisition sont qu'elle est très rapide et enregistre les données cycles par cycles, son temps mort intrinsèque est donc très faible. Elle a cependant deux limitations, elle ne peut pas enregistrer plus de 100 000 événements par cycles et ces derniers ne doivent pas excéder 51,2 s. A cause de ces limitations, cette acquisition n'a pas pu être utilisée tout au long de l'expérience. En effet les cycles optimisés pour les mesures de la demi-vie de ^{23}Mg duraient environ 200 s ce qui est très supérieur aux 51,2 s disponibles pour l'acquisition PXI. Dans le cas des mesures de la demi-vie de ^{27}Si , les cycles duraient environ 70 s, l'acquisition a été utilisée en enregistrant seulement les données relatives à la phase de décroissance. Le bruit de fond n'était quant à lui pas enregistré. Les détails des durées des différentes phases des cycles selon les noyaux sont donnés aux paragraphes 4.1.1 et 5.1.1.

2.3.2.2 Acquisition VME-MS

Cette acquisition a également été développée au CENBG et a été utilisée pour la première fois lors de cette expérience. Deux voies de cette acquisition ont été utilisées lors de l'expérience JYFL13. Nous allons y revenir mais nous commencerons par expliquer le principe de fonctionnement de cette acquisition.

L'acquisition VME-MS fonctionne sur le principe du comptage des particules β . Le signal logique β incrémente une échelle. Cette échelle est lue toutes les 10 ms par l'acquisition. Sont

alors enregistrés la valeur de l'échelle, le numéro et la phase du cycle. La différence entre deux valeurs successives lues dans l'échelle permettra de remplir un spectre de décroissance. Une remise à zéro de l'échelle est effectuée à chaque début de cycle.

Comme pour l'acquisition PXI, le temps mort imposé est également très faible.

Pour les raisons évoquées au paragraphe précédent, les deux jeux de temps morts (2 ou 16 μs et 8 ou 32 μs) ont été imposés aux deux voies de l'acquisition VME-MS. Ces voies seront notées pas la suite MS1 et MS2.

2.3.2.3 Comparaison des acquisitions PXI et VME-MS

Les acquisitions VME-MS et PXI n'enregistrent pas les données de la même façon (cycles par cycles pour l'acquisition PXI et lecture d'échelle pour l'acquisition VME-MS) mais les informations que l'on peut extraire de ces données enregistrées sont les mêmes. Ce sont deux acquisitions qui permettent seulement d'obtenir des cycles de décroissances qui une fois analysés permettent d'obtenir les durées de vie des noyaux étudiés. Aucune des deux n'apportent d'informations complémentaires par rapport à l'autre. L'intérêt d'utiliser ces deux acquisitions lors de cette expérience était de tester l'acquisition VME-MS qui venait d'être mise au point.

A cause des limitations de l'acquisition PXI évoquées précédemment, elle n'a pu être utilisée que lors des mesures dédiées à la détermination de la demi-vie de ^{27}Si . Dans le cadre de cette étude, les résultats obtenus avec ces deux acquisitions ont été comparés pour vérifier que l'utilisation de seulement l'acquisition VME-MS était possible. Pour cela quelques *runs* ont été analysés avec les deux acquisitions et les résultats de cette comparaison sont présentés sur la FIGURE 2.3.2. Les détails de l'analyse seront expliqués au Chapitre 3.

Sur la FIGURE 2.3.2, aucune incompatibilité n'est observée entre les valeurs des demi-vies déterminées grâce aux données enregistrées par l'acquisition VME-MS ou par l'acquisition PXI. Les incertitudes obtenues sur les demi-vies déterminées à l'aide des données enregistrées par l'acquisition PXI sont légèrement supérieures à celles obtenues sur les demi-vies déterminées à l'aide des données enregistrées par l'acquisition VME-MS ; cela vient de la définition du bruit de fond. En effet, à cause des limitations que nous avons évoquées concernant l'acquisition PXI (paragraphe 2.3.2.1), le bruit de fond n'a pas été mesuré indépendamment de la décroissance, ce qui est le cas pour l'acquisition VME-MS. Cette moins bonne définition du bruit de fond entraîne des incertitudes systématiques plus grandes.

Nous en déduisons que l'utilisation de l'une ou l'autre de ces acquisitions n'influe pas dans la détermination de la demi-vie du noyau étudié. Ainsi, seules les acquisitions VME-LM et VME-MS seront utilisées pour l'analyse présentée dans la suite.

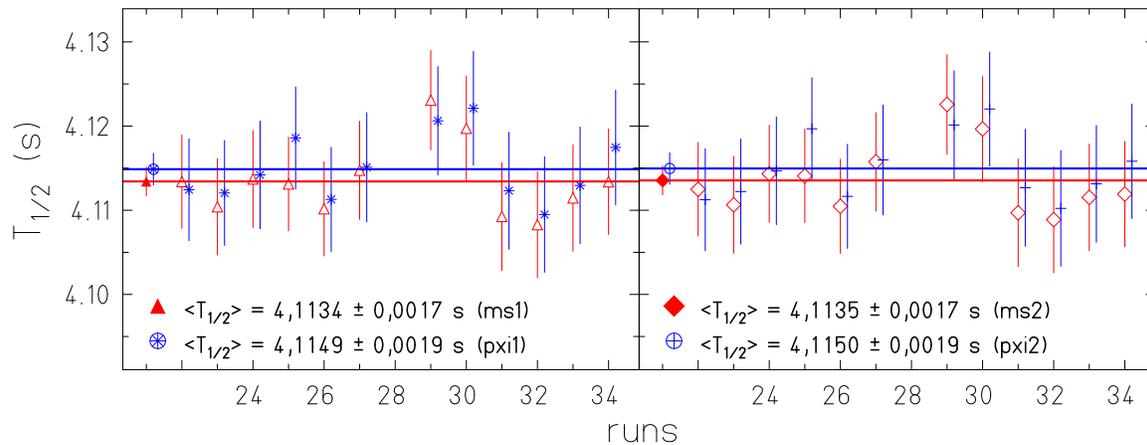


FIGURE 2.3.2 – *Comparaison des acquisitions VME-MS et PXI. Pour chaque figure, l'axe des ordonnées représente la durée de vie en secondes et l'axe des abscisses le numéro de run. La figure de gauche représente les demi-vies déduites des données enregistrées par la première voie des deux acquisitions (temps morts fixes de 2 ou 16 μ s) et celle de droite par la seconde voie des deux acquisitions (temps morts fixes de 8 ou 32 μ s). Sur les deux figures, les symboles vides rouges représentent les demi-vies pour l'acquisition VME-MS en fonction du numéro de run et les deux symboles pleins rouges, les moyennes de ces différentes demi-vies. Les astérisques et les croix bleus représentent les demi-vies pour l'acquisition PXI en fonction du numéro de runs, l'astérisque entouré bleu et la croix entourée bleue, les moyennes de ces demi-vies.*

Chapitre 3

Traitement et analyse des données

Le but de l'expérience était de mesurer très précisément les durées de vie et rapports d'embranchement de la transition de Fermi dans la décroissance des noyaux ^{23}Mg et ^{27}Si . L'analyse des données a été réalisée en deux parties, une première dédiée à l'étude des demi-vies et une seconde consacrée aux rapports d'embranchement. Les méthodes d'analyse pour les durées de vie d'une part et les rapports d'embranchement d'autre part sont semblables pour les deux noyaux. Nous expliquerons ces deux méthodes de façon générale avant de les appliquer aux deux noyaux étudiés (Chapitres 4 et 5).

La trame des codes d'analyse existaient déjà car plusieurs expériences de ce type (mesures de demi-vies et de rapports d'embranchement) ont été réalisées au sein du groupe. Les études précédentes avaient été menées avec des codes en *Fortran* développés par Bertram Blank, basés sur *PAW*. Avant l'expérience JYFL13, Jérôme Giovinazzo a développé des programmes d'analyse en *C++*, basés sur *ROOT*. L'algorithme de minimisation du programme en *Fortran* est basé sur la méthode de Marquardt [Be03] et celui du programme en *C++* est *MINUIT* [Ja94]. Les deux méthodes sont tout à fait semblables. Nous l'avons vérifié en analysant les données avec les programmes en *Fortran* et en *C++* afin de comparer les résultats obtenus ; une fois établie la compatibilité entre ceux-ci, la suite de l'analyse a été achevée avec les programmes en *C++*.

Pour commencer nous allons nous intéresser au temps mort des acquisitions, plus particulièrement aux méthodes de correction de ce temps mort qui sont vraiment cruciales pour la suite de l'analyse des durées de vies. Puis nous nous intéresserons à l'analyse des données, que ce soit pour déterminer la demi-vie ou le rapport d'embranchement.

3.1 Temps mort de l'acquisition

Comme nous l'avons vu dans la partie sur les acquisitions de données (paragraphe 2.3), un temps mort fixe a été imposé à chaque acquisition. Un temps mort fixe de 200 μs pour l'acquisition VME-LM et des temps morts fixes de 2 et 16 μs ou 8 et 32 μs pour les deux voies de l'acquisition VME-MS.

Cependant, au cours de l'expérience, nous nous sommes aperçus qu'une erreur de branchement avait été réalisée. Cette erreur a conduit l'acquisition VME-MS à enregistrer les données avec le même temps mort que celui imposé à l'acquisition VME-LM (200 μs) pour

douze *runs* sur les vingt-huit dédiés à la mesure de la demi-vie de ^{23}Mg ainsi que vingt-et-un *runs* sur les quarante-quatre dédiés à celle de ^{27}Si .

En analysant les données enregistrées par l'acquisition VME-LM, à l'aide des programmes en *C++*, nous nous sommes rendus compte que le temps mort par évènement supposé fixe de $200\ \mu\text{s}$ ne l'était pas, comme le montre la FIGURE 3.1.1. Cette figure présente un exemple de distribution du temps mort par évènement pour un run, avec dans ce cas une valeur moyenne de $212\ \mu\text{s}$. L'occupation du processeur VME augmente parfois le temps mort de $200\ \mu\text{s}$ imposé à l'acquisition. Par exemple, le transfert des données du *buffer* au disque dès que celui-ci est plein peut durer plus de $200\ \mu\text{s}$. Pour les quelques valeurs de temps morts inférieurs à $200\ \mu\text{s}$ nous n'avons pas d'explication, mais cela représente 1% des évènements (en ce qui concerne le temps mort du *run* présenté sur la FIGURE 3.1.1).

Dans les trois paragraphes suivants nous allons nous intéresser à la correction de ce temps mort par différentes méthodes. Tout d'abord nous allons présenter la correction pour un temps mort fixe, cas le plus classique. Ensuite nous tenterons de corriger le temps mort variable de l'acquisition VME-LM par une valeur moyenne. Finalement nous présenterons une méthode alternative de correction de temps mort évènement par évènement, utilisable uniquement pour l'acquisition VME-LM.

3.1.1 Correction du temps mort par un temps mort fixe

Un temps mort fixe a été imposé aux acquisitions pendant toute l'expérience. Celui-ci était 2 et $16\ \mu\text{s}$ pour la première voie de l'acquisition VME-MS, 8 et $32\ \mu\text{s}$ pour la seconde et enfin $200\ \mu\text{s}$ pour l'acquisition VME-LM. Pour pouvoir déterminer avec précision les demi-vies des noyaux d'intérêt, les données doivent être corrigées de ce temps mort fixe. Cette correction est faite canal par canal, selon la formule suivante :

$$c = \frac{1}{1 - \frac{\text{val} \times \text{TM}}{T_{\text{bin}}}}, \quad (3.1.1)$$

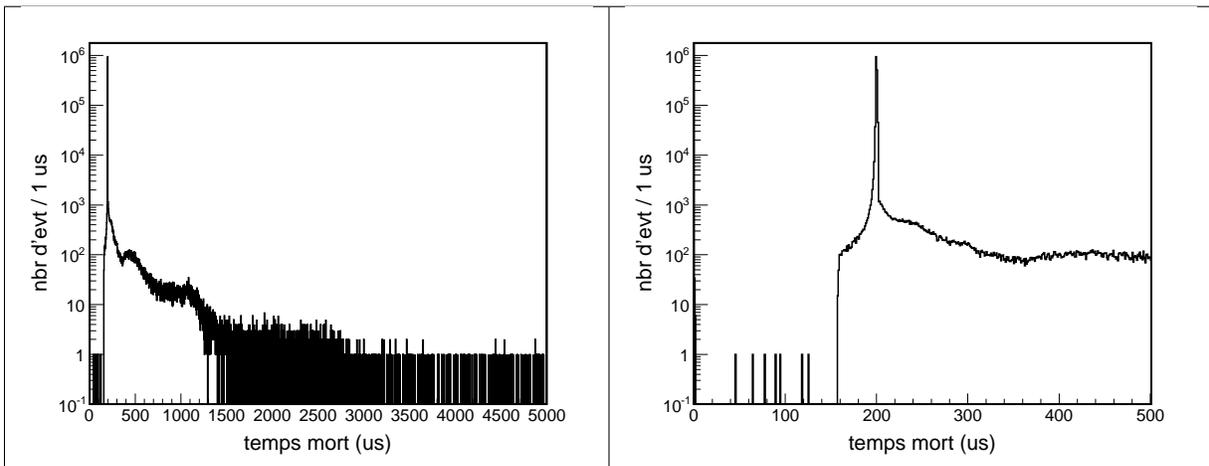


FIGURE 3.1.1 – Temps mort enregistré par l'acquisition VME-LM. Les deux graphiques présentent une distribution de temps mort d'un run de mesures lors de l'étude de ^{23}Mg . Celui de droite est un zoom autour du temps mort imposé à l'acquisition : $200\ \mu\text{s}$.

- c est la correction à appliquer pour obtenir le nombre d'évènements réel dans le canal ;
- val est le nombre d'évènements dans le canal avant correction du temps mort ;
- TM est le temps mort fixe imposé à l'acquisition, en millisecondes ;
- T_{bin} est la largeur du canal, en millisecondes.

Des simulations ont été réalisées pour tester la fiabilité de cette méthode de correction et les résultats sont concluants. Ces simulations consistaient à reproduire la phase de mesure du bruit de fond ainsi que la phase de décroissance. Le bruit de fond est simulé par une constante et la partie décroissance par une exponentielle décroissante, la fonction résultante a l'expression suivante :

$$A(t) = \frac{\ln 2 \times N_0}{T_{1/2}} \exp\left(-\frac{\ln 2 \times t}{T_{1/2}}\right) + BG, \quad (3.1.2)$$

- $A(t)$ est le nombre de décroissances par unité de temps à l'instant t ;
- N_0 est le nombre de noyaux au début de la décroissance (paramètre de la simulation) ;
- $T_{1/2}$ est la demi-vie en secondes (paramètre de la simulation) ;
- BG est le bruit de fond par unité de temps (paramètre de la simulation).

Les données simulées par cette fonction sont les données « brutes » sans temps mort donc elles ne reproduisent pas celles enregistrées lors de l'expérience. Pour les reproduire il faut leur appliquer un temps mort pour lequel nous devons choisir la distribution. Pour un temps mort fixe de $x \mu s$, si le temps entre deux évènements simulés est inférieur à $x \mu s$, le deuxième évènement est supprimé et ainsi de suite. En conséquence, un cycle avec un temps mort de $x \mu s$ est créé, cycle qu'il est nécessaire de corriger à l'analyse pour retrouver la demi-vie initialement imposée.

Quatre simulations ont été réalisées pour tester différents paramètres : le temps mort et le nombre de noyaux initiaux. Pour chaque jeu de données « brutes » ont été appliqués cinq temps morts différents : 2, 8, 16, 32 et 212 μs . Chacun de ces jeux de données a été créé en imposant la même demi-vie, 11,3 s et le même taux de bruit de fond, 0,7 évènement par seconde. Les autres paramètres sont résumés dans la TABLE 3.1.1. Tous les paramètres des différentes simulations ont été choisis pour reproduire au mieux les paramètres expérimentaux de la mesure de la demi-vie de ^{23}Mg . En ce qui concerne le nombre d'évènements simulés par cycle, les valeurs extrêmes ont été accentuées par rapport aux valeurs expérimentales, dans le but d'éprouver la méthode de correction. Des résultats similaires ont été obtenus avec des paramètres adaptés à la mesure de la demi-vie de ^{27}Si .

Ces résultats sont présentés dans la FIGURE 3.1.2. Quel que soit le nombre de noyaux qui se désexcitent par cycle, la correction du temps mort fixe permet d'obtenir des demi-vies identiques à la demi-vie obtenue par l'ajustement des données simulées brutes.

3.1.2 Correction du temps mort pour un temps mort variable

Comme expliqué précédemment, nous nous sommes aperçus pendant l'analyse des données que le temps mort fixe de 200 μs imposé à l'acquisition VME-LM n'était pas fixe du tout (FIGURE 3.1.1). Ainsi, *run* par *run* ou cycle par cycle il est possible de déterminer un temps mort moyen. La question est de savoir si la correction de temps mort fixe expliquée au paragraphe précédent est valable, en considérant le temps mort moyen comme fixe.

jeux de données	nombre de cycles	nombre de noyaux par cycle qui se désexcitent
1	100 000	500
2	20 000	5 000
3	10 000	25 000
4	2 500	100 000

TABLE 3.1.1 – Résumé des paramètres qui ont varié au cours des différentes simulations.

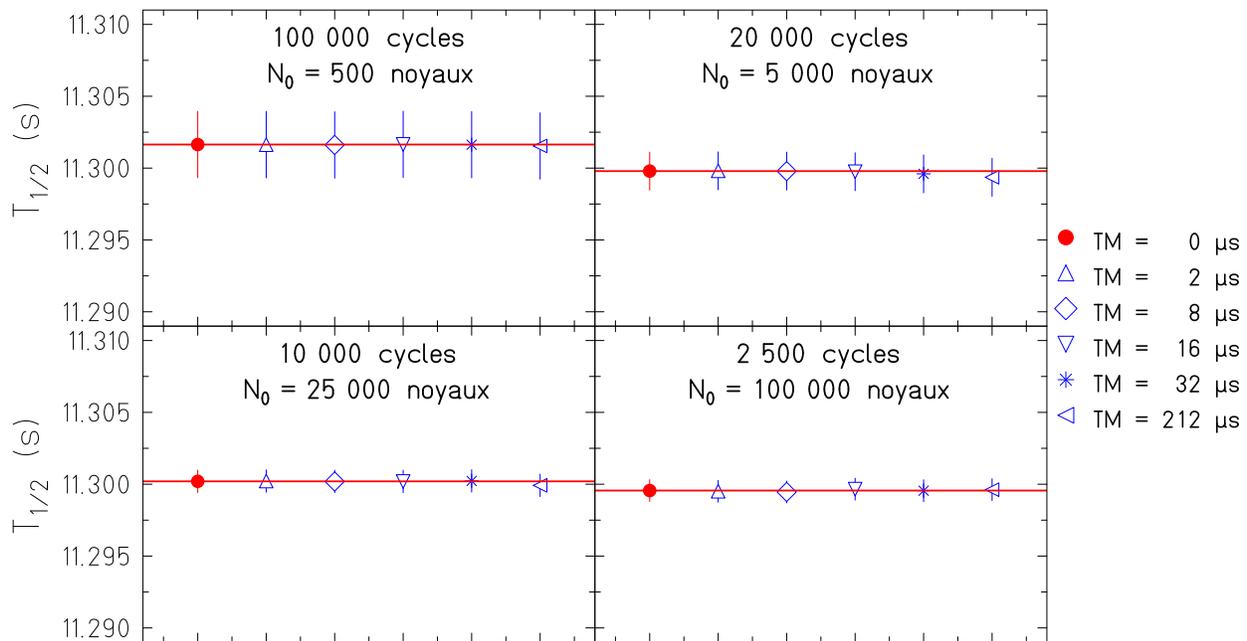


FIGURE 3.1.2 – Comparaison des demi-vies issues des données simulées corrigées pour différents temps morts fixes. L'axe des ordonnées représente la demi-vie en secondes. Les quatre graphiques représentent les quatre jeux de données simulées avec certains paramètres qui varient. Sur chaque graphique ces paramètres sont indiqués, 2 paramètres n'ont pas varié : la demi-vie imposée, 11,3 s pour chacune des simulations et le taux de bruit de fond, 0,7 événements par seconde. Les symboles correspondent à différentes valeurs de temps mort fixe. Sur chacune des figures, est représentée par un point rouge la demi-vie obtenue par un ajustement réalisé directement sur les données simulées sans temps mort (c'est pourquoi la légende du symbole correspondant est $TM = 0 \mu s$). En bleu sont représentées les demi-vies déterminées une fois qu'un temps mort fixe de 2, 8, 16, 32 ou 212 μs a été pris en compte dans les données simulées et que les cycles ont été corrigés par le temps mort fixe correspondant (paragraphe 3.1.1).

Pour cela des simulations ont été réalisées pour comparer les données simulées et les données corrigées par le temps mort moyen dans le *run*. Quatre jeux de données ont été simulés, tous les paramètres de la simulation sont identiques à ceux présentés dans le paragraphe 3.1.1.

La seule différence par rapport aux simulations décrites au paragraphe précédent a été les temps morts imposés. Pour chacun des quatre jeux de données, un temps mort variable a été appliqué. Ce temps mort variable a été créé en essayant de reproduire au mieux le temps mort variable expérimental (FIGURE 3.1.3). Pour cela, une fraction très importante (97%) de la composante de temps mort est fixée à $200 \mu s$ (ce qu'on observe expérimentalement) et l'autre partie de la composante est une composante exponentielle décroissante censée reproduire la traîne observée expérimentalement. Le temps mort moyen simulé est alors $212 \mu s$.

Les demi-vies obtenues avec cette correction sont présentées sur la FIGURE 3.1.4. Sont aussi présentes sur cette figure, à titre de comparaison, les demi-vies obtenues lorsqu'un temps mort fixe de $212 \mu s$ est appliqué aux données simulées puis corrigé par la méthode décrite au paragraphe précédent. Nous pouvons noter que les demi-vies obtenues avec la correction par un temps mort moyen fixe d'un temps mort variable n'est pas satisfaisante, elle ne permet pas de retrouver les demi-vies attendues. Les différences sont d'autant plus flagrantes quand le nombre d'évènements par cycle est très grand. A partir de 25 000 noyaux dans la phase de décroissance, la demi-vie calculée à partir des données corrigées par un temps mort moyen est hors des incertitudes à un écart-type. Lorsque le nombre d'évènements par cycle est plus faible (jusqu'à 5 000 noyaux dans la phase de décroissance), les résultats obtenus avec cette correction sont compatibles avec les résultats obtenus à l'aide de l'ajustement des données simulées.

En conclusion, les résultats obtenus avec la correction d'un temps mort variable par un temps mort moyen fixe ne sont pas toujours compatibles avec les résultats obtenus avec l'ajustement des données simulées. Donc cette méthode ne sera pas utilisée dans l'analyse. Il est nécessaire de corriger autrement les données enregistrées par l'acquisition VME-LM avec un temps mort variable. C'est l'objet du paragraphe suivant.

3.1.3 Correction du temps mort évènement par évènement

Cette méthode de correction ne va concerner que les données enregistrées par l'acquisition VME-LM. Nous noterons LM2 les données corrigées par cette méthode de correction du temps mort évènement par évènement.

La correction du temps mort évènement par évènement est possible pour l'acquisition VME-LM car elle enregistre évènement par évènement de nombreux paramètres entre autre les temps auxquels arrivent les signaux issus des particules β^+ (paragraphe 2.3.1). Une échelle enregistre tous les déclenchements β qui ont lieu pendant le temps mort effectif lié à l'évènement antérieur. Ces évènements manqués sont ceux qu'il faudra ajouter aux cycles pour obtenir les cycles corrigés. A la reconstruction des cycles, il est possible d'ajouter après chaque évènement (pour lequel on connaît l'instant dans le cycle et le temps mort associé) le nombre d'évènements manqués. Ainsi le cycle est corrigé des évènements manqués en raison du temps mort.

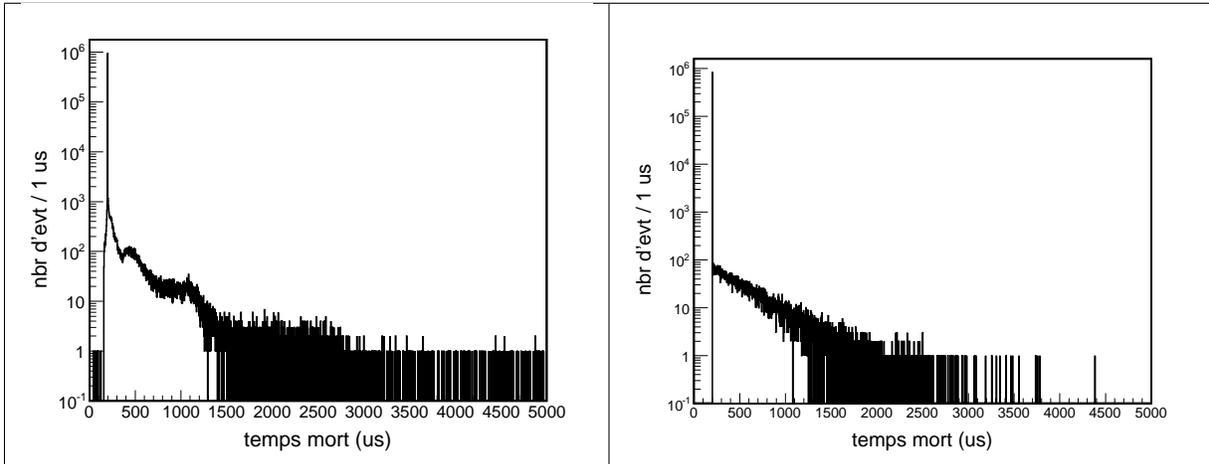


FIGURE 3.1.3 – Distribution des temps morts par évènement expérimentale et simulée. La figure de gauche représente le temps mort expérimental pour un run de 38 cycles dédié à la mesure de la demi-vie de ^{23}Mg , le nombre d'évènements par cycle est d'environ 23 000. La figure de droite représente le temps mort simulé pour reproduire au mieux le temps mort expérimental. La partie fixe de 200 μs est de 97%, la traine est simulée par une exponentielle décroissante. Quarante cycles ont été simulés comportant chacun 25 000 évènements. Dans les deux cas, le temps mort moyen est 212 μs .

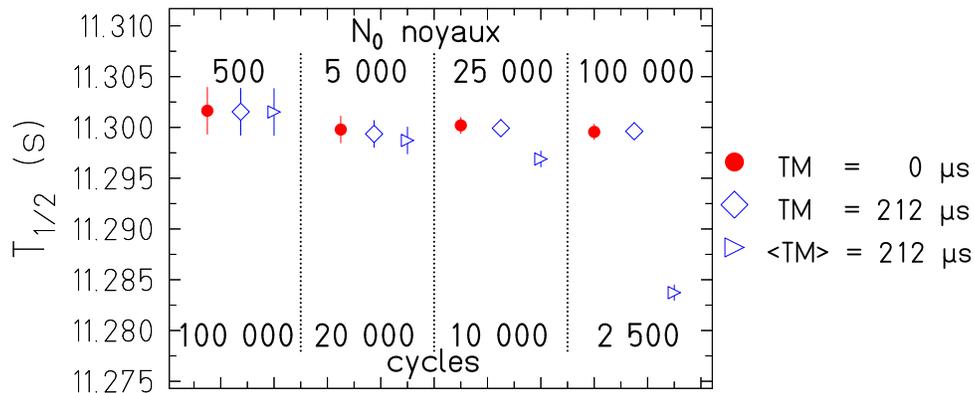


FIGURE 3.1.4 – Comparaison des demi-vies issues des données simulées obtenues avec un temps mort variable. L'axe des ordonnées représente la demi-vie en secondes. Les quatre parties du graphique, séparées par des pointillés verticaux, représentent les quatre jeux de données simulées avec certains paramètres qui varient. Sur chaque partie du graphique ces paramètres sont indiqués, deux paramètres n'ont pas varié : la demi-vie imposée, 11,3 s pour chacune des simulations et le taux de bruit de fond, 0,7 évènements par seconde. Les points rouges représentent les demi-vies obtenues par un ajustement réalisé directement sur les données simulées sans temps mort (c'est pourquoi la légende indique $TM = 0 \mu\text{s}$ pour ce symbole). En bleu sont représentées les demi-vies déterminées une fois qu'un temps mort variable a été pris en compte dans les données simulées et que les cycles ont été corrigés par le temps mort moyen correspondant (paragraphe 3.1.2). Le temps mort variable a été choisi pour reproduire le temps mort variable expérimental pour chacun des jeux de données simulées (voir le graphique de droite de la FIGURE 3.1.3). Dans tous les cas, les moyennes de ces distributions de temps mort était 212 μs .

Des simulations ont été réalisées en utilisant cette méthode de correction du temps mort pour corriger les données simulées auxquelles un temps mort variable a été appliqué. Les paramètres de ces simulations sont les mêmes que pour les simulations précédentes (voir le détail dans le paragraphe 3.1.1).

La FIGURE 3.1.5 présente les résultats de cette simulation. A titre de comparaison avec la correction du temps mort événement par événement présentée dans ce paragraphe, ont été représentées sur cette figure, les demi-vies déterminées une fois qu'un temps mort variable a été pris en compte dans les données simulées puis les cycles corrigés par le temps mort moyen fixe correspondant (méthode décrite au paragraphe précédent). Nous remarquons que contrairement à la correction décrite au paragraphe précédent qui ne permet de retrouver les durées de vie voulues que pour de faibles taux de comptage (inférieurs à 25 000 décroissances par cycles), cette correction du temps mort événement par événement permet quel que soit le taux de comptage de retrouver les demi de vie attendues.

En conclusion, cette correction du temps mort événement par événement sera utilisée pour corriger les données enregistrées par l'acquisition VME-LM tout au long de l'analyse concernant les demi-vies de ^{23}Mg et ^{27}Si .

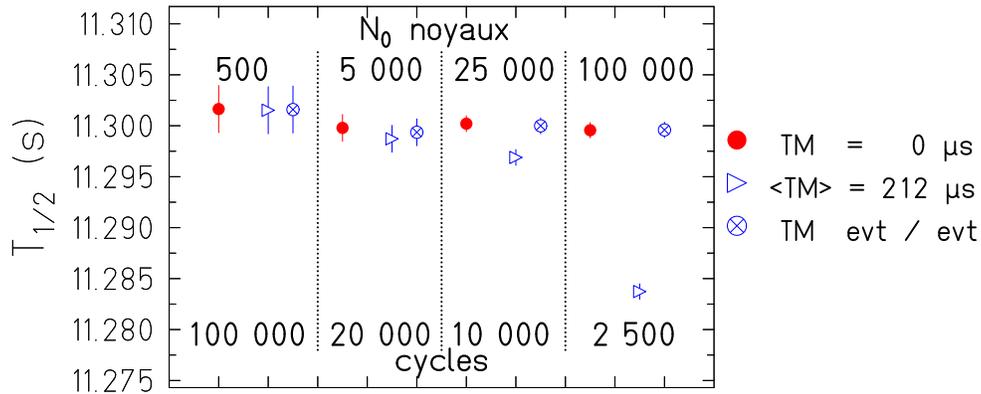


FIGURE 3.1.5 – Comparaison des demi-vies issues des données simulées corrigées par un temps mort événement par événement. L'axe des ordonnées représente la demi-vie en secondes. Les quatre parties du graphique, séparées par des pointillés verticaux, représentent les quatre jeux de données simulées avec certains paramètres qui varient. Sur chaque partie du graphique ces paramètres sont indiqués, deux paramètres n'ont pas varié : la demi-vie imposée, 11,3 s pour chacune des simulations et le taux de bruit de fond, 0,7 événements par seconde. Les points rouges représentent les demi-vies obtenues par un ajustement réalisé directement sur les données simulées sans temps mort (c'est pourquoi la légende indique $TM = 0 \mu s$ pour ce symbole). Les triangles bleus représentent les demi-vies déterminées une fois qu'un temps mort variable a été pris en compte dans les données simulées et que les cycles ont été corrigés par le temps mort moyen fixe correspondant (paragraphe 3.1.2). Les astérisques entourés bleus représentent les demi-vies déterminées une fois qu'un temps mort variable a été pris en compte dans les données simulées et que les cycles ont été corrigés par le temps mort événement par événement.

3.2 Analyse des données

Dans ce paragraphe nous allons expliquer l'analyse des données réalisée pour déterminer les demi-vies et les rapports d'embranchement. Ces deux analyses sont similaires quels que soient les noyaux étudiés. La détermination de la demi-vie à l'aide des deux analyses, l'une avec des programmes en *C++* et l'autre avec des programmes en *Fortran*, est présentée en premier. Ensuite sera présentée l'analyse des données pour déterminer le rapport d'embranchement à l'aide de programmes en *C++* uniquement.

Les méthodes présentées dans ce paragraphe seront ensuite appliquées aux deux noyaux ^{23}Mg et ^{27}Si (Chapitre 4 et Chapitre 5).

3.2.1 Détermination des demi-vies

Les analyses des données pour déterminer les demi-vies de ^{23}Mg et ^{27}Si sont similaires, les seules choses qui changent sont les données à analyser. Elles nécessitent de travailler avec des cycles corrigés du temps mort. Les données utilisées sont alors celles corrigées par le temps mort événement par événement (enregistrées par l'acquisition VME-LM) et celles corrigées par un temps mort fixe de 2, 8, 16 ou 32 μs (enregistrées par l'acquisition VME-MS). Nous allons comparer les analyses réalisées avec les programmes en *C++* et *Fortran* puis conclure quant à l'utilisation de l'une ou l'autre des analyses. Quels que soient les programmes utilisés, l'analyse se fait en plusieurs temps, nous allons détailler ces étapes dans la suite.

3.2.1.1 Sélection et ajustement des cycles

Au cours de l'expérience, plusieurs cycles ont été enregistrés alors qu'ils ne contenaient que peu ou pas d'événements. Cela a pu être causé par l'arrêt du faisceau pendant un *run* mais les acquisitions n'ont pas été stoppées tout de suite, ou bien une erreur dans le déclenchement des phases du cycle, etc. Deux exemples de tels cycles sont présentés sur la FIGURE 3.2.1.

Dans les deux analyses ces cycles sont rejetés, cela se fait lors de la présélection qui teste le nombre d'événements dans le cycle ainsi que le nombre d'événements dans le bruit de fond. Cela constitue un gain de temps puisqu'aucun ajustement n'est nécessaire.

Pour les deux analyses, les ajustements sont réalisés sur des cycles corrigés du temps mort, par la fonction suivante :

$$A(t) = \frac{\ln 2 \times N_0}{T_{1/2}} \exp\left(-\frac{\ln 2 \times t}{T_{1/2}}\right) + BG, \quad (3.2.1)$$

avec :

- t le temps en secondes ;
- N_0 le nombre de noyaux présents au début de l'ajustement de la phase de la décroissance ;
- $T_{1/2}$ la demi-vie du noyau étudié en secondes ;
- BG le bruit de fond par unité de temps.

Dans le cas de l'analyse avec les programmes en *Fortran*, ces ajustements sont la seule façon de sélectionner les « bons » cycles et de rejeter les « mauvais ». Pour cela ils doivent satisfaire aux conditions suivantes :

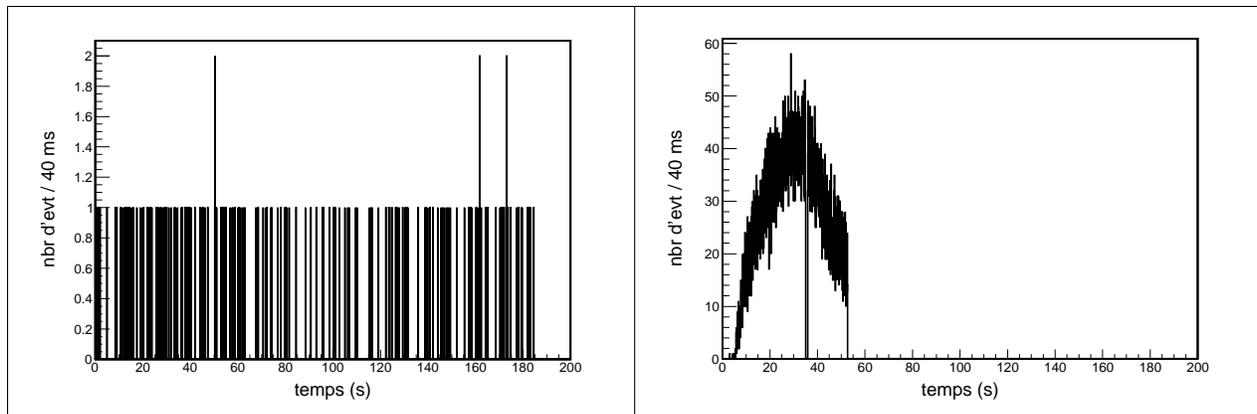


FIGURE 3.2.1 – Exemples de cycles rejetés lors de l’analyse des données relatives au ^{23}Mg .

1. une limite supérieure quant à la valeur du χ^2 normalisé ;
2. des limites supérieure et inférieure quant aux nombres de noyaux qui se désactivent dans la phase de décroissance ;
3. des limites supérieure et inférieure quant au taux de bruit de fond.

Les deux dernières limites sont ajustées en fonction du noyau étudié.

Bien qu’une présélection ait lieu dans le cas de l’analyse avec les programmes en *C++*, chaque cycle ajusté doit également satisfaire aux conditions évoquées précédemment.

Les premiers et derniers canaux des phases de mesure du bruit de fond et de la décroissance doivent être rejetés. Cela est lié au fait qu’on ne sait pas exactement quand se fait le changement de phase, donc ces canaux contiennent en partie du signal de la phase concernée et en partie celui de la phase précédente ou suivante. Pour les deux analyses et pour les deux noyaux étudiés, le premier canal des phases de mesure du bruit de fond et de décroissance, le dernier pour la phase de mesure du bruit de fond ainsi qu’une dizaine de canaux à la fin de la phase de décroissance ont été rejetés.

La FIGURE 3.2.2 présente un exemple d’un ajustement par la fonction 3.2.1 de la phase de la décroissance corrigée du temps mort pour un cycle. Cet ajustement est issu de l’analyse en *C++* des données enregistrées pour l’étude de la demi-vie de ^{23}Mg .

Une fois que seuls les « bons » cycles sont gardés, ils sont sommés par *run*.

3.2.1.2 Ajustement des *runs*

L’ajustement par *runs* ne se fait que sur une somme de cycles corrigés. La fonction d’ajustement est alors la suivante :

$$A(t) = A_0 \exp\left(\frac{-\ln 2 \times t}{T_{1/2}}\right) + BG, \quad (3.2.2)$$

avec :

- t le temps en secondes ;

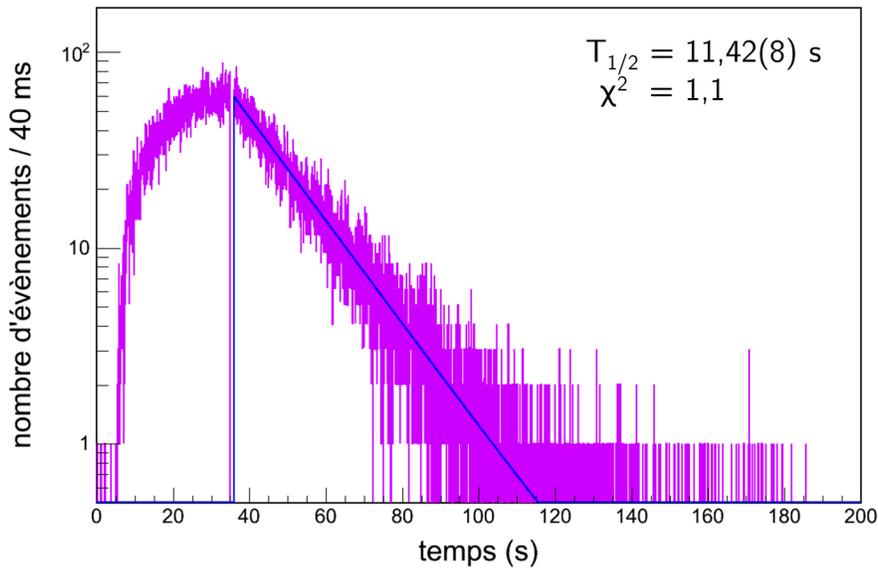


FIGURE 3.2.2 – Exemple de cycle ajusté. L'axe des ordonnées représente le nombre d'évènements par canal et celui des abscisses le temps en secondes. Ce cycle est issu de l'étude de la demi-vie de ^{23}Mg , les données ont été enregistrées par l'acquisition list-mode. Seule la phase de la décroissance corrigée du temps mort (évènement par évènement) à été ajustée par la fonction 3.2.1.

- $A_0 = \frac{\langle N_0 \rangle \times n \times \ln 2}{T_{1/2}}$, où n est le nombre de cycles dans le *run*, $\langle N_0 \rangle$ le nombre moyen de noyaux par cycle dans la phase de décroissance ;
- BG le nombre d'évènement dans la phase de bruit de fond.

Chaque ajustement d'un *run* permet d'obtenir une valeur pour la demi-vie du noyau étudié. Une fois tous les *runs* ajustés, la moyenne pondérée de toutes ces valeurs permettra d'obtenir la demi-vie expérimentale du noyau considéré.

Deux programmes d'analyse existent pour la détermination des demi-vies des noyaux ^{23}Mg et ^{27}Si , nous allons comparer les résultats qu'ils permettent d'obtenir dans le paragraphe suivant.

3.2.1.3 Comparaison des deux analyses

Les programmes en *Fortran* sont basés sur l'algorithme de minimisation de Marquardt [Be03], ceux en *C++* sont basés sur *ROOT* qui utilise *MINUIT* comme algorithme de minimisation [Ja94]. Les paramètres d'ajustement dans les deux analyses sont un peu différents mais les cycles rejetés et conservés par celles-ci sont strictement les mêmes. Le nombre de canaux et leur largeur sont identiques ainsi que les bornes d'ajustement choisies pour les phases de bruit de fond et de décroissance.

Pour s'assurer que les deux analyses sont identiques nous avons décidé d'analyser six *runs* concernant la demi-vie du noyau ^{23}Mg .

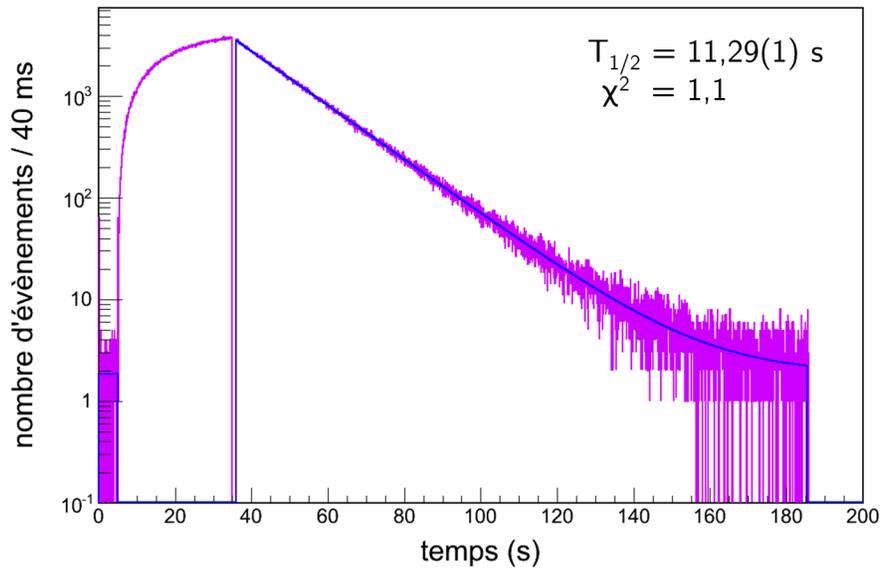


FIGURE 3.2.3 – Exemple de run ajusté. L’axe des ordonnées représente le nombre d’évènement par canal, celui des abscisses le temps en secondes. Ce run est issu de l’analyse des données dédiées à l’étude de la demi-vie de ^{23}Mg enregistrées par l’acquisition list-mode. Seule la phase de décroissance corrigée du temps mort (évènement par évènement) a été ajustée par la fonction 3.2.2.

Nous avons choisi de comparer les demi-vies obtenues à partir des données enregistrées par l’acquisition VME-LM, notées LM2, et celles obtenues à partir des données enregistrées par la première voie de l’acquisition VME-MS, notées MS1 et analysées par les programmes en *C++* et en *Fortran*. Les résultats de cette comparaison sont présentés sur la FIGURE 3.2.4. Les différents symboles représentent les différentes acquisitions, les symboles rouges correspondent aux demi-vies déterminées par l’analyse avec les programmes en *C++* et ceux en bleu correspondent aux demi-vies déterminées par l’analyse avec les programmes en *Fortran*. Les résultats obtenus sont tout à fait compatibles entre eux.

L’utilisation de l’une ou l’autre des analyses ne semble pas fournir des résultats différents, ainsi, arbitrairement, la suite de l’analyse sera réalisée avec les programmes en *C++*.

3.2.2 Détermination des rapports d’embranchement

La FIGURE 3.2.5 représente les schémas de la décroissance β^+ des noyaux ^{23}Mg et ^{27}Si vers leur noyau fils respectif, ^{23}Na et ^{27}Al . Les rapports d’embranchement à déterminer très précisément sont ceux reliant les états fondamentaux des noyaux parents à ceux des noyaux fils, en rouge sur la FIGURE 3.2.5, que nous noterons *B.R.fond.*. Cependant ces rapports d’embranchement ne peuvent pas être déterminés précisément de façon simple en utilisant la détection des particules β . En effet, pour cela l’efficacité du scintillateur plastique doit être connue très précisément, ainsi que la forme des spectres en énergie β . Or même avec ces informations cela resterait compliqué et cela devient quasiment impossible dans la mesure où lors de notre expérience les particules β traversaient le scintillateur plastique sans y déposer

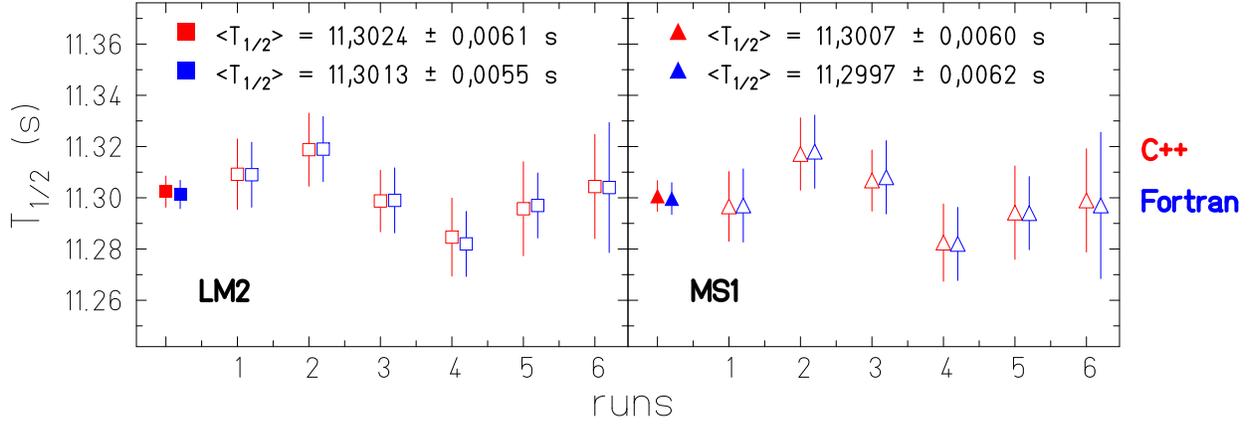


FIGURE 3.2.4 – Comparaison entre les analyses C++ (symboles rouges) et Fortran (symboles bleus) pour la détermination des demi-vies. L'axe des abscisses représente le numéro de run. L'axe des ordonnées représente la demi-vie en secondes. Les carrés vides représentent les demi-vies déterminées à l'aide des données enregistrées par l'acquisition LM2 (voie de l'acquisition corrigée du temps mort événement par événement). Les carrés pleins représentent les valeurs moyennes des demi-vies pour les analyses en C++ (rouge) et en Fortran (bleu). Les triangles vides représentent les demi-vies déterminées à l'aide des données enregistrées par l'acquisition VME-MS voie 1 (MS1). Les moyennes de ces valeurs sont représentées par les triangles pleins.

toute leur énergie car celui-ci était trop fin. Pour contourner cette difficulté, ce sont les rapports d'embranchement β entre les états fondamentaux des noyaux parents et les états excités des noyaux fils qui ont été mesurés, en bleus sur la FIGURE 3.2.5, notés $B.R.^{\beta}_{exc.}$. Pour chacune des transitions étudiées, d'autres états sont peuplés par la décroissance β^+ des noyaux ^{23}Mg et ^{27}Si . Tous sont représentés sur cette figure. Les valeurs des différents rapports d'embranchement sont issues de [Fi07] pour la transition $^{23}Mg \rightarrow ^{23}Na$ et [Ba11] pour la transition $^{27}Si \rightarrow ^{27}Al$.

Les rapports d'embranchement, $B.R.^{\beta}_{exc.}$, ont pu être déterminés très précisément en détectant les rayonnements γ , à 440 keV dans le cas de ^{23}Mg et à 2211 keV pour le noyau ^{27}Si , en coïncidence avec les particules β^+ émises. Pour cela le détecteur germanium, étalonné en efficacité à 10^{-3} (au-delà de 100 keV), a été utilisé. Ainsi la précision voulue de quelques pour mille pour les rapports d'embranchement entre les états fondamentaux, $B.R.^{\beta}_{fond.}$ a été atteinte.

Le rapport d'embranchement entre les états fondamentaux, $B.R.^{\beta}_{fond.}$, s'écrit :

$$B.R.^{\beta}_{fond.} = 1 - \sum_i B.R.^{\beta}_{i,exc.} = B.R.^{\beta}_{fond.} + B.R.^{EC}_{fond.} = B.R.^{\beta}_{fond.} (1 + P_{EC}), \quad (3.2.3)$$

où l'exposant et l'indice EC signifient *Electron Capture*.

La demi-vie partielle de la transition β^+ étudiée est définie par :

$$t = \frac{T_{1/2}}{B.R.^{\beta}_{fond.}}, \quad (3.2.4)$$

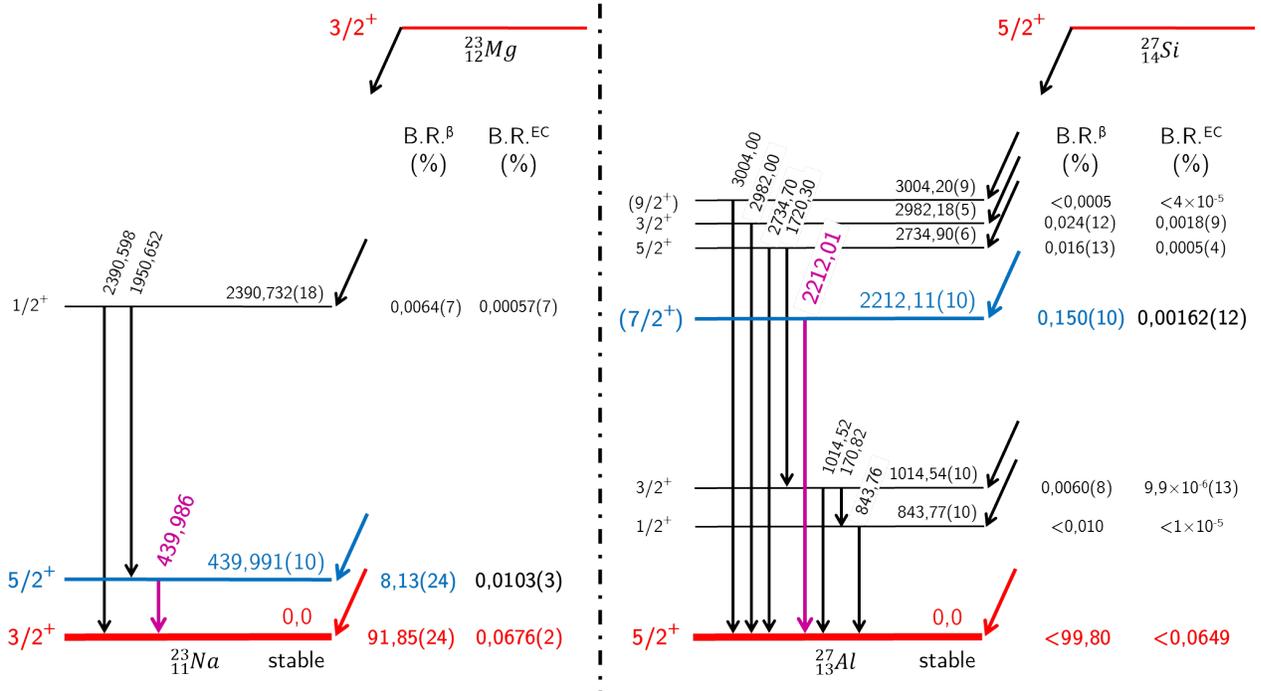


FIGURE 3.2.5 – Schémas de la décroissance β^+ des noyaux ^{23}Mg et ^{27}Si . Les rapports d'embranchement entre les états fondamentaux, $B.R._{fond.}$, à déterminer très précisément sont en rouge et ceux qui ont été mesurés directement, entre l'état fondamental du noyau parent et un état excité du noyau fils, $B.R._{exc.}^\beta$, sont en bleus. Les rayonnements γ nécessaires à ces calculs sont représentés en rose. Les autres états excités et les autres transitions γ peuplés lors de la décroissance β^+ des noyaux étudiés sont représentés en noir. Leur rapport d'embranchement est également indiqué à côté des états concernés. Toutes les valeurs des énergies des rayonnements γ sont données en keV. Les valeurs des $B.R._{fond.}$ et des $B.R._{exc.}^\beta$ d'intérêt sont issues de la TABLE 1.3.2, toutes les autres de la référence [Fi07] pour le noyau ^{23}Mg , et [Ba11] pour celui de ^{27}Si .

ce qui signifie que l'expression de la demi-vie partielle devient, si on utilise l'équation 3.2.3, :

$$t = \frac{T_{1/2} (1 + P_{EC})}{B.R._{fond.}}, \quad (3.2.5)$$

on retrouve ainsi l'expression 1.2.23 que nous avons vu au Chapitre 1.

Le fait que l'on détermine le rapport d'embranchement entre les états fondamentaux comme la somme de tous les rapports d'embranchement β et de capture électronique que l'on soustrait à 1 n'est donc pas un problème puisque la valeur est ensuite corrigée par le terme P_{EC} .

Pour calculer le rapport d'embranchement $B.R._{fond.}$ pour chaque noyau étudié, nous allons utiliser les valeurs des rapports d'embranchement β et de capture électronique données dans les références [Fi07] et [Ba11]. Le rapport d'embranchement β que nous avons mesuré est celui qui lie les états fondamentaux des noyaux ^{23}Mg et ^{27}Si aux états excités d'énergie 440 keV et 2212 keV des noyaux ^{23}Na et ^{27}Al , respectivement. Il se calcule avec l'équation 3.2.6 :

$$B.R.^{\beta}_{exc.} = \frac{N_{\gamma, \text{détectés}}}{N_{\beta} \varepsilon_{\gamma}}, \quad (3.2.6)$$

où :

- $N_{\gamma, \text{détectés}}$ est le nombre de rayonnements γ détectés à l'énergie considérée en coïncidence avec une particule β^+ ;
- N_{β} est le nombre de particules β^+ qui ont déclenché l'acquisition et permis l'enregistrement de l'énergie des rayonnements γ ;
- ε_{γ} est l'efficacité du détecteur germanium à l'énergie considérée.

Nous reviendrons en détail sur les termes de cette équation par la suite. Comme nous venons de le voir, le rapport d'embranchement entre les états fondamentaux, se détermine avec l'équation 3.2.3, son incertitude est calculée avec l'équation 3.2.7 :

$$\Delta B.R.^{\beta}_{exc.} = \sqrt{\sum_i \left(\Delta B.R.^{\beta_i}_{exc.} \right)^2 + \left(\sum_i \Delta B.R.^{EC_i}_{exc.} \right)^2}, \quad (3.2.7)$$

où les incertitudes sont sommées linéairement lorsqu'elles sont dépendantes les unes des autres (cas des incertitudes sur les rapports d'embranchement de capture électronique qui sont calculées) et quadratiquement lorsqu'elles sont indépendantes les unes des autres (cas des rapports d'embranchement β mesurés indépendamment).

Nous allons commencer par expliquer la construction des spectres gamma à partir des données ; puis nous parlerons de la nécessité de sélectionner les cycles de décroissance β^+ à utiliser dans ce cas là ; et enfin nous expliquerons la méthode utilisée pour ajuster les pics des rayonnements γ d'intérêt.

3.2.2.1 Construction des spectres gamma

Les données nécessaires à la construction des spectres gamma ont été enregistrées uniquement par l'acquisition VME-LM. Les paramètres qui seront utiles ici sont le nombre de particules β^+ détectées, le temps auquel elles arrivent, le nombre de rayonnements γ en coïncidence avec ces particules β^+ et leur énergie. A chaque détection d'une particule β^+ , l'acquisition est déclenchée et enregistre les données venant du détecteur germanium (voir paragraphe 2.2).

L'analyse de ces données a été réalisée avec des programmes en *C++* développés par Jérôme Giovinazzo. Le programme dédié à la construction des spectres γ permet de reconstruire les cycles de mesures β (paragraphe 2.1.3, FIGURE 2.1.4), de choisir une fenêtre en temps pendant la phase de décroissances pendant laquelle tous les rayonnements γ détectés en coïncidence sont utilisés pour construire un spectre.

Pour construire des spectres γ corrects, il est nécessaire d'utiliser des cycles de mesures corrects. Comme dans le cas de la détermination de la demi-vie de ^{23}Mg et ^{27}Si , une sélection des cycles doit être réalisée.

3.2.2.2 Sélection des cycles

Dans le cas de l'étude des rapports d'embranchement β , $B.R.^{\beta}_{exc.}$, des noyaux ^{23}Mg et ^{27}Si , deux cas se présentent pour sélectionner les cycles.

Le premier concerne le noyau ^{27}Si , en effet, son rapport d'embranchement, $B.R.^{\beta}_{fond.}$ est déjà connu avec une grande précision et sa mesure lors de l'expérience JYFL13 n'était donc pas cruciale. C'est pourquoi, aucune partie de l'expérience n'a été consacrée à son étude. Néanmoins, les mesures dédiées à la détermination de la demi-vie de ce noyau, les cycles longs, seront utilisées pour déterminer le rapport d'embranchement $B.R.^{\beta}_{exc.}$ et déduire $B.R.^{\beta}_{fond.}$. Cela permettra d'ajouter une valeur à celles déjà utilisées dans la littérature pour calculer le rapport d'embranchement entre états fondamentaux. Ainsi la sélection des cycles (voir paragraphe 3.2.2.2) n'est pas un problème puisque les mêmes cycles seront utilisés pour déterminer la demi-vie de ce noyau et construire les spectres γ nécessaires pour calculer $B.R.^{\beta}_{exc.}$.

Le second cas concerne le noyau ^{23}Mg , son rapport d'embranchement $B.R.^{\beta}_{fond.}$ est connu mais pas assez précisément, ainsi un des buts de l'expérience était d'améliorer cette précision. Lors de l'expérience, des cycles de mesures ont été réalisés spécifiquement dans cette optique. Comme les décroissances β^+ sont plus nombreuses au début de la phase de décroissance, c'est au début de cette phase que le plus grand nombre de rayonnements γ est émis et est donc susceptible d'être détecté en coïncidence avec des particules β^+ . Donc pour avoir le plus d'évènements possible dans le pic à 440 keV, il est préférable de privilégier le début de la phase de décroissance. Dans ce cadre-là, des cycles courts ont été enregistrés, cycles pour lesquels la phase de décroissance est réduite à environ deux demi-vies de ^{23}Mg . Dans ce cas, il est nécessaire de réaliser une sélection de ces cycles pour en supprimer les mauvais. Le principe est exactement le même que celui pour sélectionner les cycles longs dédiés à la mesure de la demi-vie. Ces cycles sont analysés par les programmes en $C++$ pour subir les tests d'acceptation et d'ajustements des cycles décrits dans le paragraphe 3.2.2.2. Les conditions pour ces tests sont les mêmes que celles utilisées pour sélectionner les cycles utilisés pour déterminer la demi-vie. Les ajustements des phases de décroissance de tous les cycles de mesure permettent de déterminer le nombre de particules β^+ , N_{β} .

Cette sélection de cycles réalisée, un spectre γ est construit pour chaque phase de décroissance de chaque cycle. Pour chaque *run*, somme de n cycles, les n spectres γ sont sommés. Il ne reste plus qu'à déterminer le nombre de rayonnements γ détectés à l'énergie considérée (440 keV pour le noyau ^{23}Mg et 2211 keV pour celui de ^{27}Si), N_{γ} .

3.2.2.3 Ajustement des pics

Pour déterminer le rapport d'embranchement $B.R.^{\beta}_{fond.}$, il faut connaître $B.R.^{\beta}_{exc.}$ (équation 3.2.3). Pour cela, il est indispensable de déterminer le nombre d'évènements dans le pic d'énergie d'intérêt dans le spectre γ conditionné par les particules β , N_{γ} ; le nombre de ces particules β , N_{β} et l'efficacité du détecteur germanium à l'énergie considérée, ε_{γ} (équation 3.2.6).

L'efficacité du détecteur germanium, ε_{γ} est très bien connue [B115], elle varie selon l'énergie du rayonnement γ considéré :

- 0,4053(23)% à 440 keV ;

- 0, 1241(111)% à 2211 keV.

Les particules β^+ déclenchent l'enregistrement des rayonnements γ et conditionnent la construction des spectres γ , ainsi leur nombre est parfaitement connu. Il faut cependant penser à soustraire à ce nombre de particules β^+ le bruit de fond présent tout au long de l'expérience. Ce bruit de fond est déterminé lors des ajustements des phases de décroissance nécessaires à la détermination de la demi-vie du noyau. Ainsi, le nombre de vrais événements « β^+ » est :

$$N_{\beta} = N_{\beta, \text{détectés}} - N_{bg}, \quad (3.2.8)$$

où :

- $N_{\beta, \text{détectés}}$ est le nombre de particules β ayant permis la construction des spectres γ ;
- N_{bg} est le nombre d'évènements dans le bruit de fond présent dans la phase de décroissance utilisée pour construire le spectre γ .

Ainsi, l'incertitude sur ce nombre de vrais événements est d'après l'équation 3.2.8 :

$$\Delta N_{\beta} = \Delta N_{bg}, \quad (3.2.9)$$

où ΔN_{bg} est l'incertitude sur le nombre d'évènements dans le bruit de fond présent dans la phase de décroissance utilisée pour construire le spectre γ .

Finalement le paramètre de l'équation 3.2.6 le plus difficile à déterminer est le nombre de rayonnements γ détectés, N_{γ} . Une des méthodes pour déterminer le nombre d'évènements dans le pic d'énergie d'intérêt consiste à ajuster ce pic par une fonction gaussienne en prenant en compte le fond. Ce nombre est alors l'intégrale sous la courbe gaussienne auquel est soustrait le fond.

Pour un pic d'énergie donnée, chaque ajustement est réalisé avec les mêmes limites, et avec la méthode du maximum de vraisemblance. Les paramètres libres de l'ajustement sont :

- le nombre d'évènements dans le pic ;
- le centre du pic ;
- l'écart-type, σ ;
- le choix du type de distribution du fond.

La prise en compte du fond dans le spectre γ est délicate, il doit reproduire au mieux le spectre autour du pic. C'est pourquoi plusieurs types de distribution du fond ont été testés pour chaque ajustement d'un pic. Nous avons choisi quatre formes pour ce fond sous le pic :

- linéaire ($p_0 + p_1x$) ;
- quadratique ($p_0 + p_1x + p_2x^2$) ;
- linéaire avec une marche (même pente de part et d'autre du pic mais pas la même ordonnée à l'origine pour les deux droites, $p_{0-G} + p_1x$ à gauche et $p_{0-D} + p_1x$ à droite) ;
- linéaire gauche-droite (pas la même pente de part et d'autre du pic, $p_{0-G} + p_{1-G}x$ à gauche, $p_{0-D} + p_{1-D}x$ à droite).

Sur la FIGURE 3.2.6, l'ajustement d'un même pic avec les quatre formes de fond évoqués au-dessus est présenté. Cet exemple est tiré de l'étude du rapport d'embranchement de ^{23}Mg , sur la FIGURE 3.2.6 le spectre n'est pas étalonné, le pic a son centroïde au canal 494.

Nous pouvons voir sur la FIGURE 3.2.6 que le seul ajustement qui est un petit peu différent des autres en terme de nombre d'évènements dans le pic est celui réalisé avec le fond « linéaire

gauche-droite ». Ce type de fond semble surestimer le fond à enlever dans le pic par rapport aux trois autres types de fond. Malgré cela, le nombre de coups dans le pic reste compatible avec les autres valeurs déterminées.

Dans la suite, ces quatre types de fond seront utilisés pour tous les ajustements de pic. Cela nous permettra de déterminer un rapport d'embranchement moyen et de déterminer les incertitudes systématiques à prendre en compte. Quant à l'incertitude statistique sur la détermination du rapport d'embranchement $B.R._{exc.}^\beta$, elle est déterminée par :

$$\Delta B.R._{exc.}^\beta = \sqrt{\left[\left(\frac{\Delta N_\gamma}{N_\gamma} \right)^2 + \left(\frac{\Delta N_\beta}{N_\beta} \right)^2 + \left(\frac{\Delta \varepsilon_\gamma}{\varepsilon_\gamma} \right)^2 \right]} \times B.R._{exc.}^\beta. \quad (3.2.10)$$

D'après l'équation 3.2.9, nous pouvons réécrire cette équation sous la forme :

$$\Delta B.R._{exc.}^\beta = \sqrt{\left[\left(\frac{\Delta N_\gamma}{N_\gamma} \right)^2 + \left(\frac{\Delta N_{bg}}{N_\beta} \right)^2 + \left(\frac{\Delta \varepsilon_\gamma}{\varepsilon_\gamma} \right)^2 \right]} \times B.R._{exc.}^\beta. \quad (3.2.11)$$

Dans les paragraphes 4.2 et 5.2 nous reviendrons en détail sur les déterminations de ces rapports d'embranchement. Nous discuterons l'ajout ou non d'incertitudes systématiques à nos résultats, leur cohérence et précision relative par rapport aux mesures précédentes.

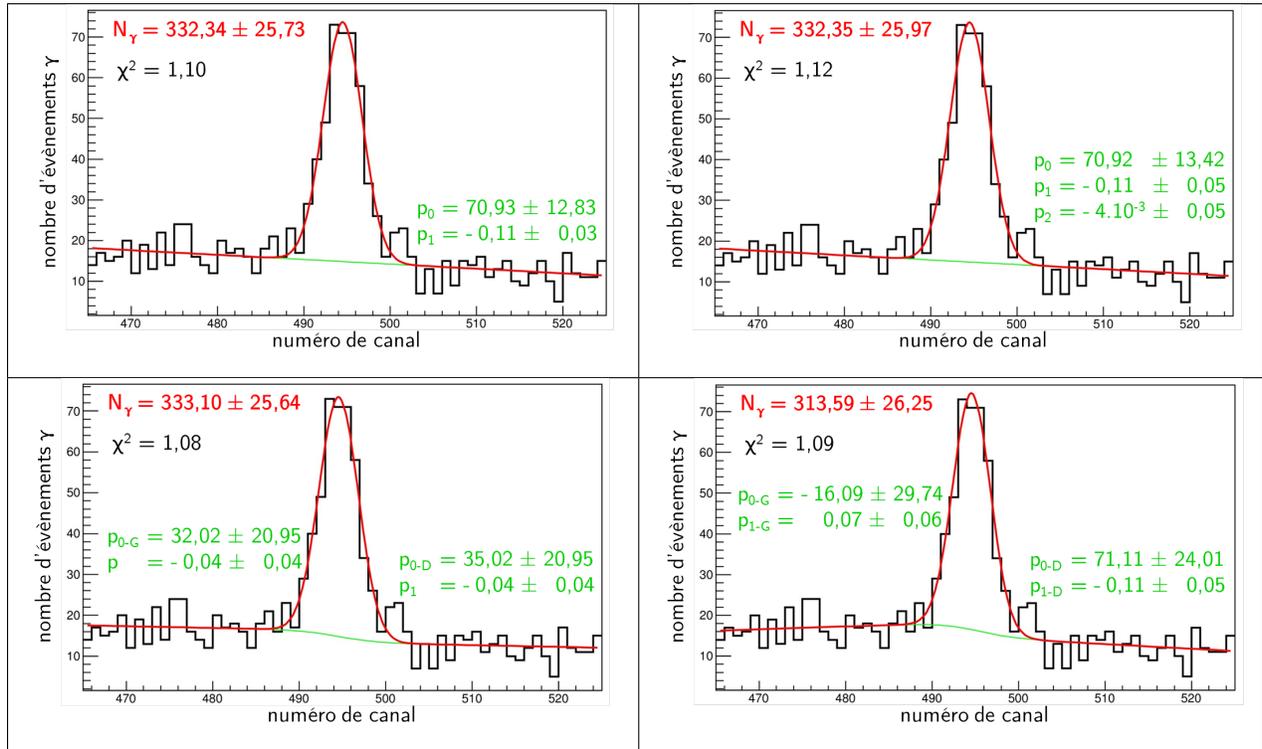


FIGURE 3.2.6 – Exemples d'ajustements avec plusieurs types de fond d'un même pic pour un run pour le noyau ^{23}Mg . Pour chaque graphique, l'axe des ordonnées représente le nombre d'événements, l'axe des abscisses les numéros de canaux de l'histogramme représentant la distribution en énergie des rayonnements γ détectés. Le premier graphique en haut à gauche représente un ajustement avec un fond linéaire, le second en haut à droite un fond quadratique, le troisième en bas à gauche un fond linéaire avec une marche et le quatrième en bas à droite un fond linéaire gauche-droite (voir détails dans le texte). Sur chaque graphique, sont renseignés le nombre d'événements, N_γ , déterminé par l'ajustement (en rouge), le χ^2 normalisé (en noir) de l'ajustement et les paramètres définissant les différents fonds utilisés (en vert).

Chapitre 4

Résultats concernant le noyau ^{23}Mg

Les noyaux ^{23}Mg étaient obtenus par réaction (p, n) sur une cible de noyaux de ^{23}Na . L'énergie du faisceau de protons était de 15 MeV pour l'ensemble de l'expérience dédiée à l'étude de ^{23}Mg . Les mesures concernant ce noyau ont été regroupées en trois séries distinctes. Deux dédiées à la détermination de la demi-vie de ce noyau (deux auront été nécessaires à cause d'une erreur lors de la première série de mesures, nous y reviendrons dans le paragraphe qui suit), notées séries a et b. Puis une série de mesures, notée série c, dédiée à la détermination du rapport d'embranchement entre les états fondamentaux, $B.R.fond.$, des noyaux ^{23}Mg et ^{23}Na .

La demi-vie de ^{23}Mg et le rapport d'embranchement entre les états fondamentaux de ce noyau et de celui de ^{23}Na sont connus avec une précision de 0,3% chacun. Ces incertitudes relatives ne sont pas suffisantes pour tester les hypothèses CVC et d'unitarité de la matrice CKM. Pour cela, une incertitude relative de l'ordre de un pour mille est requise. Cette expérience avait donc pour but d'améliorer les précisions sur ces deux paramètres. C'est pourquoi, pour ce noyau, des mesures ont été dédiées à la détermination de la demi-vie d'une part et à celle du rapport d'embranchement d'autre part.

Tout d'abord, nous présenterons l'étude dédiée à la détermination de la demi-vie de ^{23}Mg puis nous nous consacrerons à la détermination du rapport d'embranchement entre les états fondamentaux, $B.R.fond.$, des noyaux ^{23}Mg et ^{23}Na . Les méthodes d'analyse présentées dans le Chapitre 3 seront utilisées tout au long de ce chapitre consacré aux résultats concernant le noyau ^{23}Mg .

4.1 Demi-vie du noyau ^{23}Mg

Comme le traitement des données ainsi que les méthodes d'analyse pour déterminer les demi-vies ont été expliqués dans le Chapitre 3, nous pouvons nous intéresser en particulier à la détermination de la demi-vie de ^{23}Mg . Tout d'abord les résultats avec les paramètres d'analyse de référence seront présentés, ensuite les éventuels biais seront étudiés. Finalement nous mettrons en perspective les résultats obtenus avec les anciennes valeurs de la demi-vie de ^{23}Mg citées dans la littérature [Se08]. Tous les résultats présentés dans la suite ont été obtenus par l'analyse des données avec les programmes en $C++$.

4.1.1 Premiers résultats

Les acquisitions VME-LM et VME-MS ont été utilisées pour enregistrer les données optimisées pour la détermination de la demi-vie de ^{23}Mg . Ces acquisitions ont chacune deux voies, seule la voie 2 de l'acquisition VME-LM (pour les raisons évoquées précédemment, voir paragraphe 3.1.3), notée LM2, et les deux voies de l'acquisition VME-MS, notées MS1 et MS2 ont été utilisées.

A la suite d'un problème de branchement, les premières données ont été enregistrées avec le même temps mort imposé ($200\ \mu\text{s}$, en réalité non fixe (FIGURE 3.1.1), la moyenne était environ $212\ \mu\text{s}$), celui de l'acquisition VME-LM. Ainsi, seule cette acquisition pourra être utilisée pour analyser ce premier jeu de données et déterminer une valeur moyenne de la demi-vie du noyau ^{23}Mg . Ces données, dont le temps mort a été corrigé événement par événement (méthode détaillée au paragraphe 3.1.3), représentent $8,7 \times 10^6$ décroissances de ^{23}Mg réparties en 349 cycles regroupés en douze *runs*.

Une fois l'erreur de branchement découverte, de nouvelles mesures ont été réalisées. Le même temps mort était imposé à l'acquisition VME-LM et des temps morts fixes différents ont été imposés aux deux voies de l'acquisition VME-MS, 2 ou $16\ \mu\text{s}$ pour la voie 1 (MS1) et 8 ou $32\ \mu\text{s}$ pour la voie 2 (MS2). Ce second jeu de données représente pour les deux acquisitions $8,7 \times 10^6$ décroissances de ^{23}Mg réparties en 230 cycles regroupés en seize *runs*. Trois valeurs moyennes de demi-vies seront extraites de ces données, une pour chaque acquisition.

Dans les deux cas, les cycles étaient composés comme suit :

- mesure du bruit de fond pendant 5 s ;
- accumulation des noyaux d'intérêt sur la bande pendant 30 s ;
- 0,9 s de déplacement de la bande pour positionner les noyaux accumulés devant le dispositif de mesure ;
- mesure de la décroissance pendant 150 s ;
- déplacement de la bande pour évacuer l'activité résiduelle pendant 4,1 s.

Les phases utilisées pour l'ajustement et donc la détermination de la demi-vie de ^{23}Mg sont celle de mesure du bruit de fond et celle de décroissance qui commence 35,9 s et se termine 185,9 s après le début du cycle. Nous reviendrons sur l'importance de ces différents paramètres (début et fin de l'ajustement de la phase de décroissance) dans la suite de l'analyse au cours de la recherche de dépendances systématiques.

Dans un premier temps, nous commencerons par étudier les données de la seconde série de mesures puis nous reviendrons aux données issues de la première série de mesures.

4.1.1.1 Demi-vie moyenne déterminée à l'aide des données de la série b

Nous allons commencer par vérifier que les demi-vies déterminées à l'aide des données enregistrées puis corrigées des temps morts fixes de 16 et $32\ \mu\text{s}$ (six *runs*) sont compatibles avec celles enregistrées puis corrigées des temps morts fixes de 2 et $8\ \mu\text{s}$ (dix *runs*) respectivement. Les différentes demi-vies déterminées sont résumées dans la TABLE 4.1.1.

	Temps mort (μs)	Demi-vie (s)
MS1	2	$11,3066 \pm 0,0051$
	16	$11,3023 \pm 0,0080$
MS2	8	$11,3082 \pm 0,0051$
	32	$11,3038 \pm 0,0080$

TABLE 4.1.1 – *Résumé des demi-vies calculées pour l'acquisition VME-MS pour les deux temps morts différents appliqués à chaque voie de cette acquisition pour la série b.*

Les incertitudes prises en compte dans ce cas n'étant que statistiques, elles sont bien supérieures pour les demi-vies déterminées avec les temps morts de 16 et 32 μs (71 cycles) que pour celles déterminées avec les temps morts de 2 et 8 μs (159 cycles).

Les demi-vies moyennes déterminées dans le cas des temps morts de 2 et 16 μs d'une part et de 8 et 32 μs d'autre part sont compatibles à une déviation standard (FIGURE 4.1.1).

Ainsi il est possible d'analyser tous ces *runs* ensemble et de déterminer deux demi-vies moyennes, une à l'aide des données enregistrées par la voie 1 de l'acquisition VME-MS (temps morts de 2 et 16 μs) et l'autre avec celles enregistrées avec la voie 2 de cette acquisition (temps morts de 8 et 32 μs). Une demi-vie moyenne a également été déterminée à l'aide des données enregistrées par l'acquisition VME-LM, données ensuite corrigées par le temps mort événement par événement. Ces différents résultats sont résumés dans la TABLE 4.1.2.

L'évolution des demi-vies en fonction du numéro de *runs* pour la seconde série de mesures est présentée sur la FIGURE 4.1.2. Les valeurs moyennes résumées dans la TABLE 4.1.2 et représentées sur la FIGURE 4.1.2 sont toutes compatibles entre elles à un écart-type.

La valeur moyenne de ces trois valeurs est 11,3059(43) s, l'incertitude sur cette valeur est uniquement l'incertitude sur l'ajustement des paramètres. Les trois jeux de données n'étant pas indépendants, l'incertitude sur la demi-vie moyenne est la moyenne des trois incertitudes.

Nous avons pu constater grâce à l'analyse de ce jeux de données par deux types d'acquisitions différentes, et deux méthodes différentes de correction du temps mort que les valeurs moyennes obtenues pour la demi-vie de ^{23}Mg sont compatibles les unes avec les autres. Cela nous conforte dans la validité de nos résultats quand seulement une acquisition a été utilisée, cas de la série a. Les légères différences observées entre ces résultats seront prises en compte quand nous aborderons la recherche de dépendance systématique au paragraphe 4.1.2.

4.1.1.2 Demi-vie moyenne déterminée à l'aide des données de la série a

Pour cette série de mesure, 349 cycles répartis en douze *runs* ont été enregistrés. Comme expliqué précédemment, seule l'acquisition VME-LM a enregistré des données exploitables. Ces données ont été corrigées du temps mort événement par événement. Les différentes demi-vies mesurées pour les *runs* de cette série sont présentées sur la FIGURE 4.1.3. La demi-vie moyenne calculée à partir de ces valeurs est 11,2995(43) s, l'incertitude prend en compte uniquement l'incertitude sur l'ajustement des paramètres.

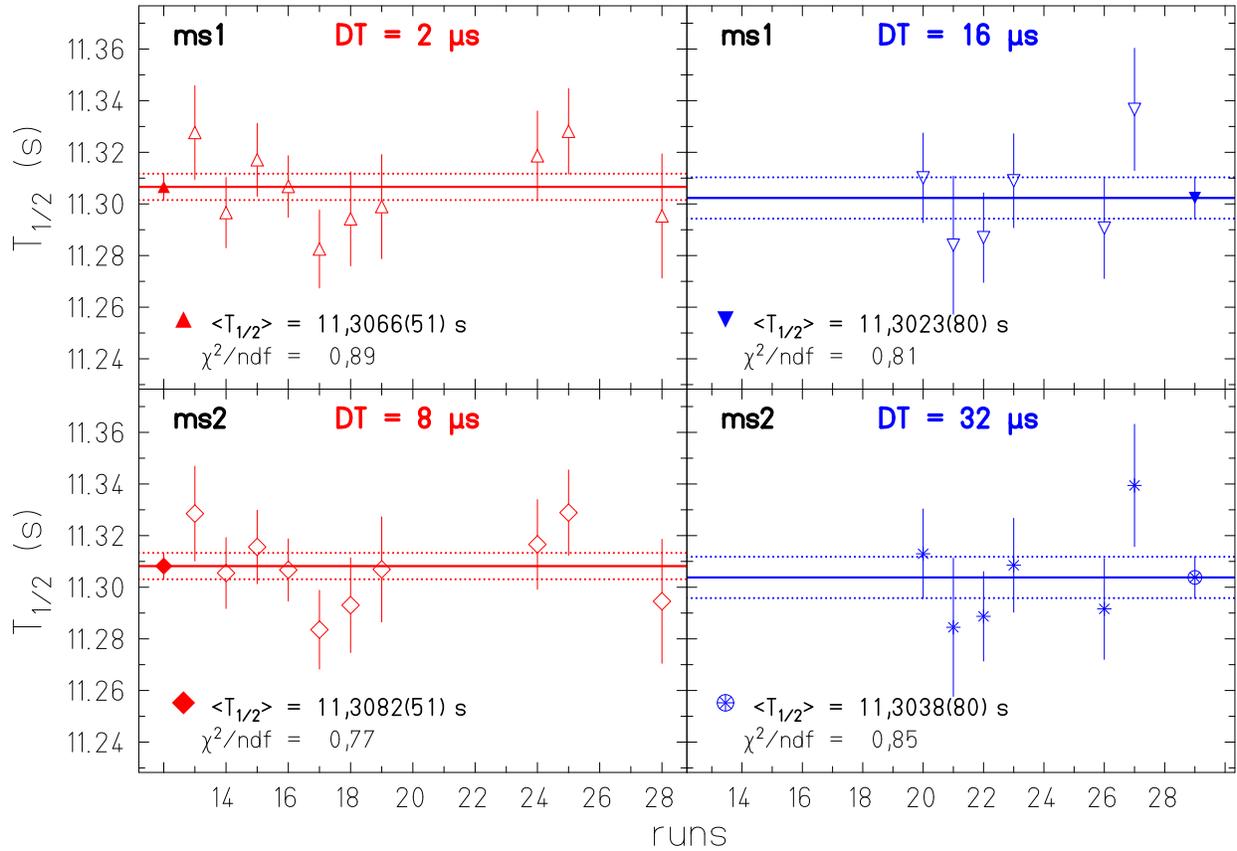


FIGURE 4.1.1 – Demi-vies en fonction du numéro de run pour les deux voies de l’acquisition VME-MS avec les deux temps morts par voie pris séparément. Pour les quatre figures, l’axe des ordonnées représente la demi-vie en secondes, et l’axe des abscisses le numéro de run. Les deux figures du haut représentent les données enregistrées par la voie 1 de l’acquisition VME-MS et les deux du bas celles enregistrées par la voie 2. (figures du haut) Les triangles vides pointés vers le haut (rouges) et vers le bas (bleus) représentent les demi-vies mesurées pour le temps mort de 2 et 16 μs respectivement. Les triangles et les traits pleins rouges et bleus symbolisent les valeurs moyennes de ces deux jeux de mesures, les pointillés rouges et bleus les incertitudes à un écart-type. (figure du bas) Ces explications sont transposables pour la voie 2 de cette acquisition. Les demi-vies déterminées à l’aide des données enregistrées avec les temps morts de 8 et 32 μs sont représentées sur les deux figures du bas ainsi que les moyennes et leurs incertitudes à une déviation standard.

	Demi-vies (s)
LM2	11,3053 \pm 0,0043
MS1	11,3054 \pm 0,0043
MS2	11,3069 \pm 0,0043

TABLE 4.1.2 – Résumé des demi-vies calculées pour les acquisitions VME-LM et VME-MS pour la série b. Pour les deux voies de l’acquisition VME-MS, les résultats combinent les mesures effectuées avec les différentes valeurs de temps mort fixe.

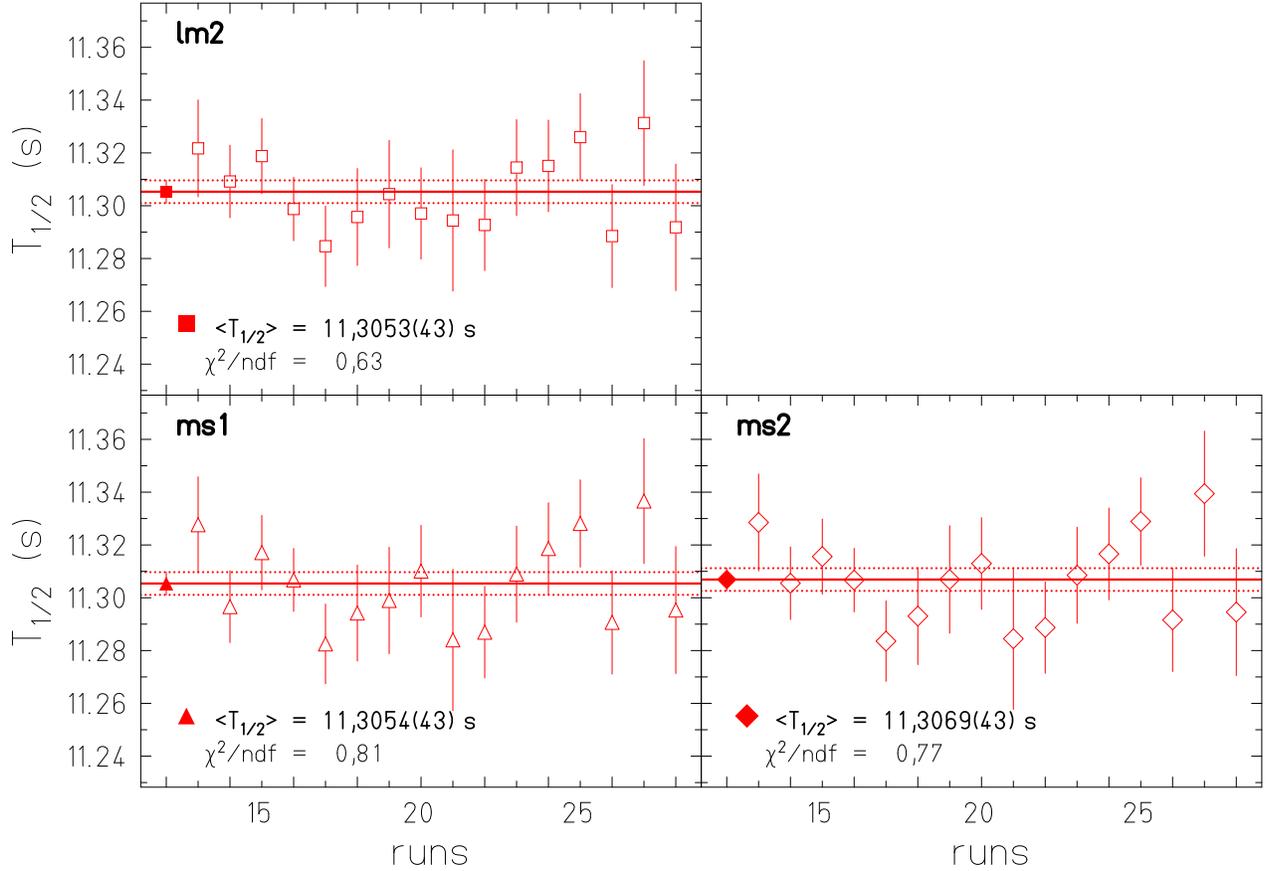


FIGURE 4.1.2 – Demi-vies en fonction du numéro de run pour les acquisitions VME-LM et VME-MS. Pour toutes les figures, l'axe des ordonnées représente la demi-vie en secondes et l'axe des abscisses le numéro de run. La figure du haut concerne les données issues de l'acquisition LM2, celle en bas à gauche l'acquisition MS1 et celle en bas à droite l'acquisition MS2. Tous les symboles vides représentent les différentes demi-vies mesurées pour chaque run de cette série. Les symboles pleins représentent les valeurs moyennes de ces demi-vies. Les lignes et les pointillés représentent ces valeurs, ainsi que leurs incertitudes à une déviation standard.

4.1.1.3 Conclusion

Ces deux séries de *runs* fournissent des demi-vies moyennes compatibles l'une avec l'autre et permettent ainsi de calculer une demi-vie moyenne globale ; les séries étant indépendantes l'une de l'autre, la demi-vie moyenne est la somme pondérée des demi-vies moyennes de chaque série, et l'incertitude sur cette moyenne est l'incertitude pondérée des incertitudes des demi-vies moyennes de chaque série. Ainsi, la demi-vie de ^{23}Mg est 11,3027(32) s. L'incertitude relative obtenue est 0,03%, seulement l'incertitude ici n'est que statistique, des dépendances systématiques doivent éventuellement être prises en compte.

4.1.2 Prise en compte des dépendances systématiques

La demi-vie de ^{23}Mg a été déterminée avec une grande précision, il est nécessaire de s'assurer que ce résultat ne dépend d'aucun paramètre de l'expérience ou de l'analyse tels

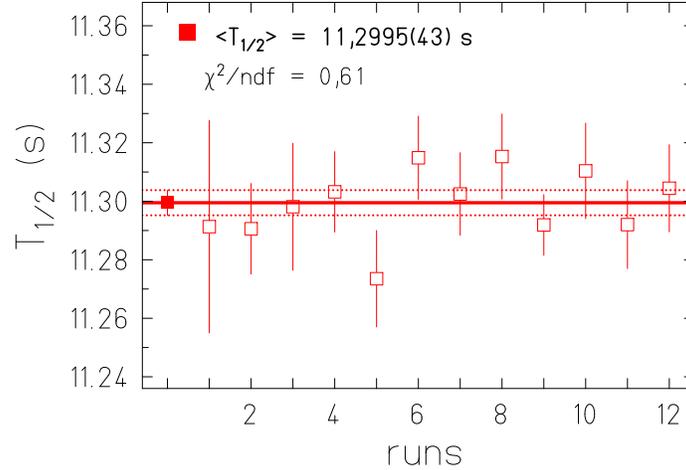


FIGURE 4.1.3 – Demi-vies en fonction du numéro de run pour l'acquisition VME-LM pour le premier jeu de données. L'axe des ordonnées représente la demi-vie en secondes et l'axe des abscisses le numéro de run. Les carrés rouges vides représentent les demi-vies pour les différents runs de la série a. Le carré rouge plein est la moyenne de ces valeurs. Le trait rouge ainsi que les pointillés représentent cette valeur et les incertitudes à un écart-type.

que le nombre de décroissances, le taux de bruit de fond, ou les bornes de l'ajustement de la phase de décroissance. C'est tout l'intérêt de cette partie de l'analyse, tester ces différents paramètres à la recherche de biais.

4.1.2.1 Demi-vie en fonction du nombre d'évènements par cycle

Nous allons commencer par tester l'influence du nombre moyen de décroissances par cycle de ^{23}Mg dans la phase de décroissance (nous noterons N_0/cyc ce paramètre) sur la détermination de la demi-vie de ce noyau. Pour cela, les demi-vies des différents runs ont été représentées en fonction de ce paramètre. Pour la série a, les demi-vies utilisées sont celles déterminées grâce aux données de la voie 2 de l'acquisition VME-LM, et pour la série b, les demi-vies utilisées sont les moyennes run par run des demi-vies déterminées grâce aux données des acquisitions LM2, MS1 et MS2. Des ajustements de ces données par des polynômes d'ordre zéro et un ont été réalisés.

L'ajustement par le polynôme d'ordre zéro doit permettre de retrouver la demi-vie moyenne du jeu de données analysées. De plus, si les données ne dépendent pas du paramètre « nombre de décroissances moyennes par cycle et par seconde » alors leur ajustement par un polynôme d'ordre un fournira un coefficient directeur de la droite qui devra être compatible avec 0 avec une incertitude supérieure au coefficient, et une valeur du χ^2 normalisé qui ne devra pas être meilleure que celle obtenue avec l'ajustement par une constante.

Les résultats de ces tests sont présentés sur la FIGURE 4.1.4. Nous pouvons remarquer sur celle-ci que le nombre moyen de décroissances par cycle varie peu au cours des deux séries de mesures (de $2,2$ à $4,4 \times 10^4$). Les ajustements réalisés avec les polynômes d'ordre zéro et un permettent de vérifier les conditions énoncées ci-dessus. Nous pouvons donc conclure à l'absence de dépendance des résultats par rapport au nombre d'évènements par cycle.

4.1.2.2 Demi-vie en fonction du taux de bruit de fond

Un test similaire que celui décrit dans le paragraphe précédent a été réalisé avec le taux de bruit de fond moyen par cycle et par seconde (nous noterons ce paramètre BG/cyc). Des ajustements par des polynômes d'ordre zéro et un des demi-vies déterminées expérimentalement en fonction du bruit de fond par seconde et par cycle ont été réalisés sur l'ensemble des données, c'est-à-dire, sur les données de l'acquisition LM2 seule pour la série a et les moyennes *run* par *run* de LM2, MS1 et MS2 pour la série b. Les résultats de ces ajustements sont présentés sur la FIGURE 4.1.5.

Nous pouvons remarquer que pour les deux séries de mesures, le bruit de fond moyen par seconde et par cycle reste relativement constant (compris entre 0,55 et 1,1 évènements par seconde et par cycle).

Comme dans le cas précédent, les différents ajustements confirment l'indépendance des résultats vis à vis du bruit de fond par seconde et par cycle, aucune incertitude systématique n'est à prendre en compte pour ce paramètre expérimental.

4.1.2.3 Demi-vie en fonction des hautes tensions des photomultiplicateurs

Un autre paramètre expérimental peut être source de biais : les hautes tensions (HT) d'alimentation des photomultiplicateurs (PM). Les hautes tensions HT_1 et HT_2 , alimentant respectivement les photomultiplicateurs PM_1 et PM_2 , ont été choisies pour maximiser les déclenchements pour les évènements de décroissance et minimiser ceux de bruit de fond. Pour les déterminer, les photomultiplicateurs ont été testés avant l'expérience et les hautes tensions retenues étaient les suivantes :

	série a	série b
HT_1 (V)	1000	1100
HT_2 (V)	1100	1200

Ces hautes tensions ont été changées de quelques dizaines de volts autour de ces valeurs de référence pour quelques *runs*, pour tester leur influence. Les différents tests sont résumés dans la TABLE 4.1.3.

Aucune tendance systématique de variation des demi-vies moyennes calculées en fonction des hautes tensions des photomultiplicateurs (FIGURE 4.1.6) n'est observée. Ce résultat est cohérent avec notre étude de la dépendance des demi-vies mesurées en fonction du taux de bruit de fond moyen par cycle et par seconde réalisée au paragraphe précédent. Ce paramètre expérimental n'induit aucun biais dans la détermination de la demi-vie de ^{23}Mg .

Jusque là nous nous sommes concentrés sur la recherche de dépendances systématiques dues aux paramètres expérimentaux, nous allons, dans les deux paragraphes qui suivent, nous intéresser à la recherche de biais dues aux paramètres de l'analyse.

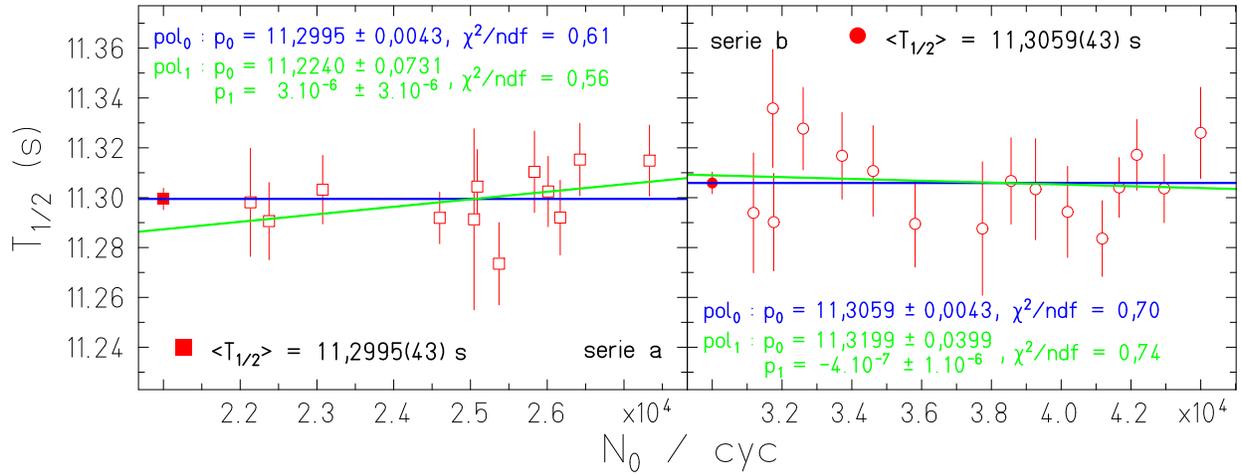


FIGURE 4.1.4 – Demi-vies en fonction du nombre de décroissances par cycle (N_0/cyc) pour les deux séries de runs. La figure de gauche représente les données de la série a et celle de droite, les données de la série b. Pour chaque figure, les symboles vides rouges représentent les différentes demi-vies mesurées par run en fonction de N_0/cyc . Les symboles pleins représentent les moyennes de ces demi-vies. La droite bleue représente l'ajustement par un polynôme d'ordre zéro et la droite verte représente l'ajustement par un polynôme d'ordre un. Les paramètres de ces ajustements sont indiqués sur chaque figure par la couleur correspondant aux deux ajustements.

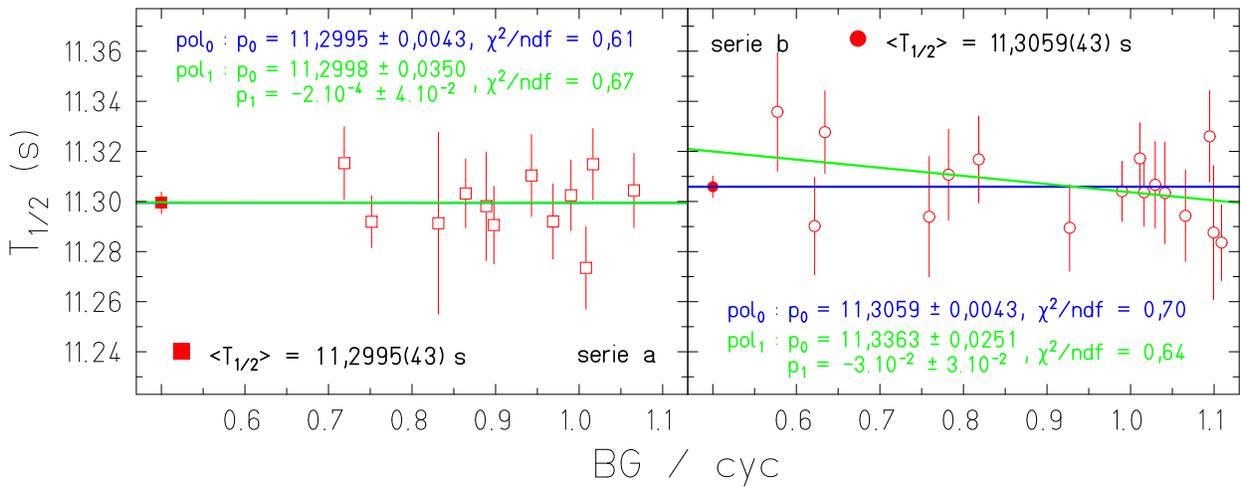


FIGURE 4.1.5 – Demi-vies en fonction du bruit de fond par seconde et par cycle pour les deux séries de runs. La figure de gauche représente les données de la série a et celle de droite, les données de la série b. Pour chaque figure, les symboles rouges vides représentent les différentes demi-vies mesurées par run en fonction de BG/cyc pour chaque série de mesures. Les symboles pleins représentent les moyennes de ces demi-vies. La droite bleue représente l'ajustement par un polynôme d'ordre zéro et la droite verte l'ajustement par un polynôme d'ordre un. Les différents paramètres de ces ajustements sont indiqués sur chaque figure par la couleur correspondante aux deux ajustements.

	<i>runs</i>	HT_1 (V)	HT_2 (V)	Demi-vies moyennes (s)	Demi-vies moyennes globales (s)
série a	1 à 4 et 12	1000	1100	$11,2992 \pm 0,0077$	$11,2995 \pm 0,0043$
	5 à 7	1050	1150	$11,2991 \pm 0,0086$	
	8 à 11	950	1050	$11,3000 \pm 0,0067$	
série b	13 à 22	1100	1200	$11,3027 \pm 0,0051$	$11,3059 \pm 0,0043$
	23 et 24	1100	1100	$11,3139 \pm 0,0125$	
	25 et 26	1100	1000	$11,3121 \pm 0,0126$	
	27 et 28	1000	1000	$11,3152 \pm 0,0169$	

TABLE 4.1.3 – Récapitulatif des différentes demi-vies calculées en fonction des hautes tensions des deux photomultiplicateurs pour chaque série de runs. La colonne de droite rappelle les demi-vies moyennes quand tous les runs d'une même série sont utilisés.

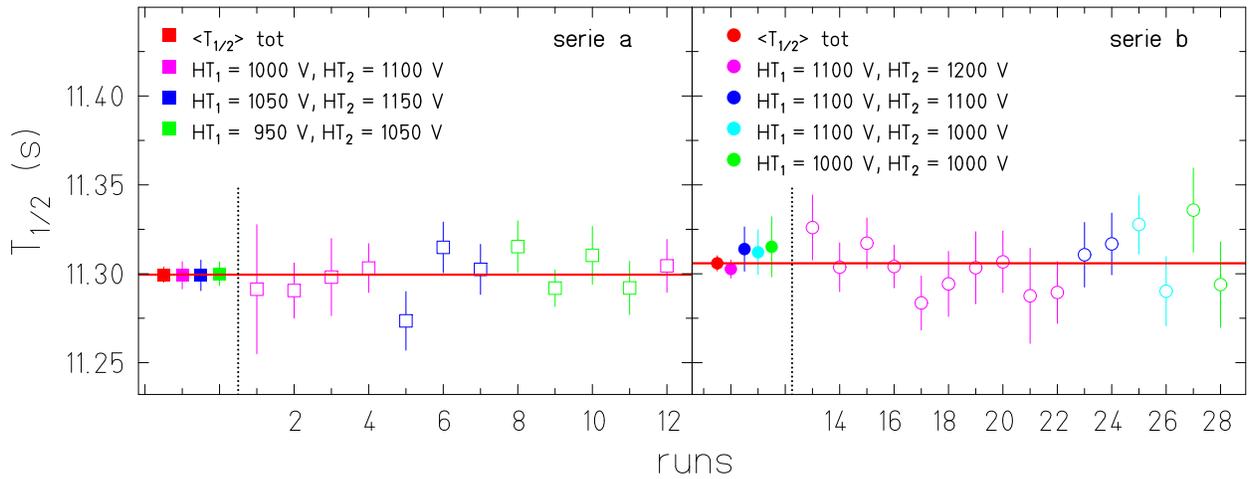


FIGURE 4.1.6 – Demi-vies en fonction des hautes tensions des photomultiplicateurs pour chaque série de runs. Pour les deux figures, l'axe des ordonnées est la demi-vie en secondes et celui des abscisses le numéro de run. Les symboles pleins les plus à gauche de chaque figure représentent les demi-vies moyennes calculées en incluant tous les runs de chaque série. Les autres symboles pleins représentent les différentes demi-vies moyennes calculées quand les mêmes hautes tensions sont appliquées aux photomultiplicateurs. Les différentes couleurs (pour les symboles pleins et vides) permettent d'identifier les runs ayant les mêmes hautes tensions alimentant les photomultiplicateurs.

4.1.2.4 Demi-vie en fonction du début de l'ajustement

Le temps à partir duquel l'ajustement de la décroissance débute peut être une source de dépendance systématique. En effet, le nombre d'évènements au début de la décroissance est très important, c'est à ce moment que la correction du temps mort est la plus cruciale. Pour tester cela, nous avons réalisé différents ajustements en changeant le temps auquel débute l'ajustement de la phase de la décroissance, nous noterons t_0 ce temps de début d'ajustement.

Notre temps de référence pour ce paramètre est 35,94 s. Rigoureusement, la décroissance débute à 35,9 s (détail au paragraphe 4.1), commencer l'ajustement à 35,94 s revient à supprimer le premier canal dans l'analyse de la phase de décroissance (la largeur des canaux est de 40 ms). Ce premier canal est rejeté de l'analyse car on ne sait pas exactement quand se fait le changement de phase (voir paragraphe 3.2.1.1 pour davantage de détails).

Pour tester l'influence de la suppression de canaux sur la détermination de la demi-vie de ^{23}Mg , le temps de référence t_0 a été augmenté de 2,5 s en 2,5 s cinq fois de suite, puis de 5 s en 5 s cinq fois à nouveau. Ces différentes augmentations représentent au total une suppression d'environ trois demi-vies de ^{23}Mg . Pour chaque temps t_0 , tous les *runs* ont été ré-analysés, et les demi-vies calculées à nouveau. Le résumé de ces demi-vies se trouve dans la TABLE 4.1.4, ainsi que les différentes durées d'ajustement.

Ces résultats sont présentés sur les figures de gauche de la FIGURE 4.1.7 pour les deux séries de mesures. Toutes ces valeurs ne sont pas indépendantes les unes des autres. En effet, elles ont été obtenues par l'ajustement des mêmes données, en supprimant progressivement une partie de plus en plus importante de la statistique, au début de la décroissance. Pour se faire une idée de l'impact de la variation de ce temps auquel débute l'ajustement de la phase de la décroissance, ce sont les figures de droite de cette FIGURE 4.1.7 qu'il faut regarder.

Pour ces deux figures de droite, l'écart observé avec zéro est très proche et bien inférieur à l'incertitude statistique. Aucune dépendance systématique n'est constatée dans cette étude.

Ce test est comparable à l'étude de la correction du temps mort en regard du nombre d'évènements moyen par cycle, N_0/cyc (voir paragraphe 4.1.2.1).

4.1.2.5 Demi-vie en fonction de la fin de l'ajustement

De la même façon que précédemment, nous pouvons nous demander si la fin de l'ajustement à une quelconque influence sur la demi-vie calculée. C'est ce que nous allons tester à présent en diminuant ce temps de façon similaire à l'augmentation du temps auquel débute l'ajustement (paragraphe 4.1.2.4). Nous allons diminuer ce temps que nous noterons t_1 de 2,5 s en 2,5 s cinq fois puis de 5 s en 5 s cinq fois à nouveau. Ces différentes diminutions représentent au total une suppression de trois demi-vies du noyau ^{23}Mg . Le temps de référence utilisé pour calculer les demi-vies jusqu'à présent est 185,48 s et la durée d'ajustement de référence est 149,56 s. Le résumé de ces différentes valeurs de demi-vies calculées est présenté dans la TABLE 4.1.5.

Les différentes demi-vies calculées quand le temps auquel se termine l'ajustement diminue varient très peu par rapport à la valeur de référence, et les incertitudes statistiques calculées restent les mêmes. Ces incertitudes ne changent pas car même si le temps global de l'ajustement est diminué, on supprime des canaux en fin de décroissance dans lesquels il y

a peu d'évènements, donc la statistique globale ne varie presque pas. La demi-vie ne varie quasiment pas non plus (FIGURE 4.1.8) car ces canaux supprimés sont du bruit de fond, la quasi totalité des noyaux étudiés a fini de se désexciter. Ce comportement ne nous surprend pas car le bruit de fond est mesuré séparément au début de chaque cycle (FIGURE 2.1.4), ainsi sa « suppression » en fin de décroissance n'a pas d'importance.

En conclusion, les demi-vies calculées ne dépendent pas de la fin de l'ajustement, aucune incertitude systématique n'est à prendre en compte pour ce paramètre de l'analyse.

4.1.2.6 Conclusion

Aucun des paramètres testés, qu'ils soient expérimentaux ou analytiques, n'a induit de biais dans la détermination de la durée de vie de ^{23}Mg .

Cependant, pour être tout à fait rigoureux nous pouvons ajouter une incertitude systématique due aux différences entre les demi-vies moyennes calculées pour la série b en fonction des acquisitions utilisées (voir la TABLE 4.1.2). L'incertitude systématique est choisie pour être égale à la demi différence entre les deux valeurs extrêmes (LM2 et MS2), c'est-à-dire 0,0008 s.

Ce biais peut être évalué uniquement à l'aide de la deuxième série de mesures puisque lors de la première série de mesures seules les données enregistrées par l'acquisition VME-LM ont pu être analysées. Néanmoins, nous allons supposer que le biais qui aurait été imposé par l'utilisation de trois voies d'analyse lors de cette première prise de données aurait été le même que celui déterminé à l'aide de la seconde série de mesures.

Alors, l'incertitude due à l'utilisation des trois voies d'analyse (LM2, MS1 et MS2) doit être sommée quadratiquement à l'incertitude statistique sur la valeur moyenne des deux séries de mesures à savoir : 0,0032 s. La demi-vie ainsi obtenue est 11,3027(33) s, ce qui représente une incertitude relative de 0,03%.

$t_0 + x$ (s)	Demi-vies moyennes (s)		Durée de l'ajustement (s)
	série a	série b	
$t_0 + 0,0$	11,2995 ± 0,0043	11,3059 ± 0,0043	149,56
$t_0 + 2,5$	11,3010 ± 0,0047	11,3092 ± 0,0047	147,06
$t_0 + 5,0$	11,3036 ± 0,0052	11,3077 ± 0,0051	144,56
$t_0 + 7,5$	11,3093 ± 0,0056	11,3087 ± 0,0055	142,06
$t_0 + 10,0$	11,3073 ± 0,0061	11,3066 ± 0,0060	139,56
$t_0 + 12,5$	11,3110 ± 0,0067	11,3030 ± 0,0066	137,06
$t_0 + 17,5$	11,3101 ± 0,0080	11,3075 ± 0,0078	132,06
$t_0 + 22,5$	11,3155 ± 0,0096	11,3100 ± 0,0093	127,06
$t_0 + 27,5$	11,3092 ± 0,0115	11,3074 ± 0,0112	122,06
$t_0 + 32,5$	11,3099 ± 0,0139	11,3073 ± 0,0135	117,06
$t_0 + 37,5$	11,3027 ± 0,0169	11,2963 ± 0,0163	112,06

TABLE 4.1.4 – Récapitulatif des différentes demi-vies calculées quand le début de l'ajustement varie pour chaque série de runs.

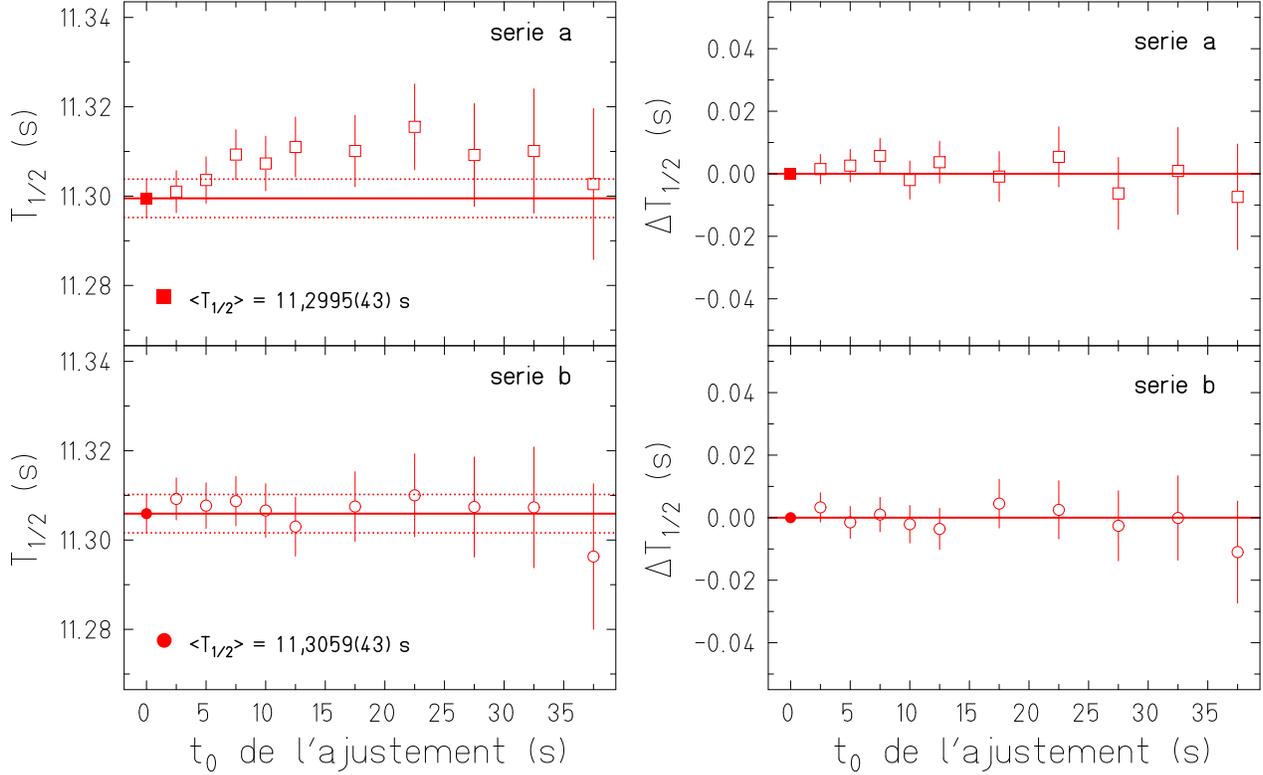


FIGURE 4.1.7 – Demi-vies moyennes (à gauche) et différences entre ces demi-vies (à droite) déterminées en faisant varier le début de l'ajustement de la décroissance. L'axe des abscisses représente l'écart en temps du début de l'ajustement par rapport au temps de référence, $t_{0,ref} = 35,94$ s, celui des ordonnées représente pour les figures de gauches les demi-vies moyennes déterminées et pour les figures de droites les différences entre ces demi-vies. Les figures du haut présentent les résultats concernant la première série de mesures (LM2), celles du bas la seconde série (moyenne des acquisitions LM2, MS1 et MS2). Les figures de gauche représentent les demi-vies moyennes obtenues quand le temps auquel débute l'ajustement de la phase de la décroissance varie, le symbole plein étant la moyenne de référence. Ces valeurs ne sont pas indépendantes puisqu'elles sont issues de l'ajustement des mêmes données avec de moins en moins de statistique. Chaque symbole des figures de droite représente la différence entre deux valeurs moyennes de demi-vies déterminées pour deux valeurs successives du temps de début d'ajustement. L'incertitude attribuée à chaque symbole est l'incertitude de la demi-vie moyenne déterminée pour le temps t_i testé. Le symbole plein représente un écart nul.

$t_1 - x$ (s)	Demi-vies moyennes (s)		Durée de l'ajustement (s)
	série a	série b	
$t_1 - 0,0$	$11,2995 \pm 0,0043$	$11,3059 \pm 0,0043$	149,56
$t_1 - 2,5$	$11,2993 \pm 0,0044$	$11,3059 \pm 0,0043$	147,06
$t_1 - 5,0$	$11,2991 \pm 0,0044$	$11,3056 \pm 0,0043$	144,56
$t_1 - 7,5$	$11,2988 \pm 0,0044$	$11,3053 \pm 0,0043$	142,06
$t_1 - 10,0$	$11,2991 \pm 0,0044$	$11,3056 \pm 0,0044$	139,56
$t_1 - 12,5$	$11,2999 \pm 0,0044$	$11,3049 \pm 0,0044$	137,06
$t_1 - 17,5$	$11,3000 \pm 0,0045$	$11,3048 \pm 0,0044$	132,06
$t_1 - 22,5$	$11,3004 \pm 0,0045$	$11,3046 \pm 0,0044$	127,06
$t_1 - 27,5$	$11,2998 \pm 0,0045$	$11,3049 \pm 0,0044$	122,06
$t_1 - 32,5$	$11,3002 \pm 0,0046$	$11,3055 \pm 0,0045$	117,06
$t_1 - 37,5$	$11,3005 \pm 0,0046$	$11,3053 \pm 0,0045$	112,06

TABLE 4.1.5 – Récapitulatif des différentes demi-vies calculées quand la fin de l'ajustement varie pour chaque série de runs.

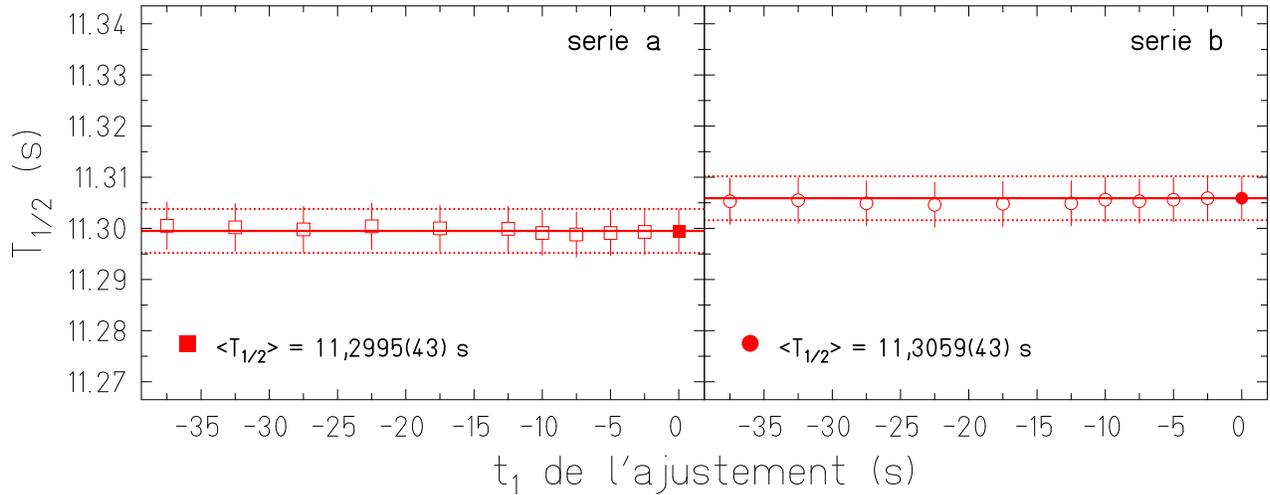


FIGURE 4.1.8 – Demi-vies moyennes en fonction de la fin de l'ajustement de la décroissance. Sur chaque figure, l'axe des ordonnées représente la demi-vie en secondes et celui des abscisses, le temps auquel se termine l'ajustement de la décroissance, en secondes, avec comme référence $t_1 = 185,48$ s. Pour toutes les figures, les symboles rouges pleins représentent les valeurs moyennes de référence présentées précédemment pour $t_1 = 185,48$ s. La figure de gauche représente les différentes valeurs moyennes de demi-vies calculées pour différentes valeurs de fin d'ajustement pour la première série de runs (acquisition LM2). La figure de droite représente les différentes valeurs moyennes de demi-vies calculées pour la seconde série de runs (acquisitions LM2, MS1 et MS2) quand la fin de l'ajustement varie.

4.1.3 Conclusion générale à propos de la demi-vie du noyau ^{23}Mg

L'analyse des données de l'expérience JYFL13 concernant l'étude du noyau ^{23}Mg nous permet de définir une valeur finale de la demi-vie de ce noyau : 11,3027(33) s.

Avant cette expérience, plusieurs mesures avaient été réalisées depuis une soixante d'année. Six valeurs ont été inventoriées par N. Severijns *et al.* [Se08], elles sont résumées dans la TABLE 1.3.1 et présentées sur la FIGURE 4.1.9. La moyenne pondérée de ces six résultats permet d'extraire une valeur de la demi-vie de ce noyau : 11,330(8) s. Or toutes ces mesures ne sont pas compatibles entre-elles à une déviation standard (FIGURE 4.1.9). Pour prendre cela en compte, l'incertitude pondérée sur la valeur moyenne doit être multipliée par le facteur d'échelle. Ce facteur est noté s , il est défini par : $s = \sqrt{\chi_n^2}$, où χ_n^2 est le χ^2 normalisé de la distribution des différentes valeurs. Pour la distribution de ces six valeurs le facteur d'échelle est $s = \sqrt{12,9}$. La demi-vie moyenne de ce noyau qui prend en compte la non compatibilité de ces six mesures est alors : 11,33(3) s, soit une incertitude relative de 0,26%. La plus ancienne de ces six mesures remonte à l'année 1958 et la plus récente à l'année 1977. Toutes ces mesures n'avaient pas pour but l'étude des transitions β nucléaires et l'interaction faible, mais c'étaient le cas des deux plus récentes. Ce sont aussi les deux mesures les plus précises (0,1% de précision) et elles sont compatibles à une déviation standard avec notre résultat.

Toutes ces valeurs ainsi que celle que nous avons obtenue doivent être prises en compte. En calculant la moyenne pondérée de ces sept mesures (six précédentes et celle issue de notre étude), la demi-vie moyenne déterminée est 11,3064(31) s. De nouveau toutes ces valeurs ne sont pas compatibles entre elles, pour prendre cela en compte, nous devons multiplier l'incertitude pondérée par le facteur d'échelle qui est $s = \sqrt{12,3}$. La valeur ainsi obtenue pour la demi-vie du noyau ^{23}Mg est 11,3064(107) s, ce qui représente une incertitude relative de 0,09%. Le résultat obtenu est donc presque trois fois plus précis que le précédent, il est représenté sur la figure de droite la FIGURE 4.1.9.

Le *Particle Data Group* et J. C. Hardy et I. S. Towner dans leurs articles sur les transitions super permises de Fermi prescrivent d'éliminer toutes les valeurs dix fois moins précises que la plus précise d'entre elles. Si on applique cela à notre étude, parmi les sept valeurs de demi-vie utilisées pour calculer la moyenne précédente, nous pouvons éliminer toutes les valeurs avec une précision inférieure à 0,30%, c'est-à-dire celles issues des références [Mi58], [Go68a] et [Az74]. La moyenne pondérée est maintenant calculée avec quatre mesures et la valeur obtenue est 11,3053(31) s, le facteur d'échelle est cette fois-ci $s = \sqrt{2,0}$. La demi-vie moyenne obtenue en prenant en compte ce facteur est alors 11,3053(44) s, ce qui représente cette fois-ci une précision de 0,04%. Ce résultat est présenté en vert sur la FIGURE 4.1.9 dans l'insert de la figure de droite. Cette nouvelle valeur est plus de six fois plus précise que celle obtenue avec les six mesures antérieures à celle déterminée par notre étude.

Supprimer les valeurs les moins précises permet d'améliorer grandement la précision mais le critère choisi pour le faire est relativement arbitraire.

Quel que soit la valeur moyenne de la demi-vie du noyau ^{23}Mg conservée, l'incertitude relative sur ce paramètre est de l'ordre de un pour mille (et même inférieure). La précision sur ce paramètre est largement suffisante pour ne pas être le paramètre limitant lors des tests de l'hypothèse CVC et d'unitarité de la matrice CKM avec cette décroissance. Comme nous l'avons vu au paragraphe 1.3, le paramètre limitant pour cette décroissance est le paramètre de mélange des transitions, ρ qui n'a jamais été mesuré pour cette transition. Le rapport

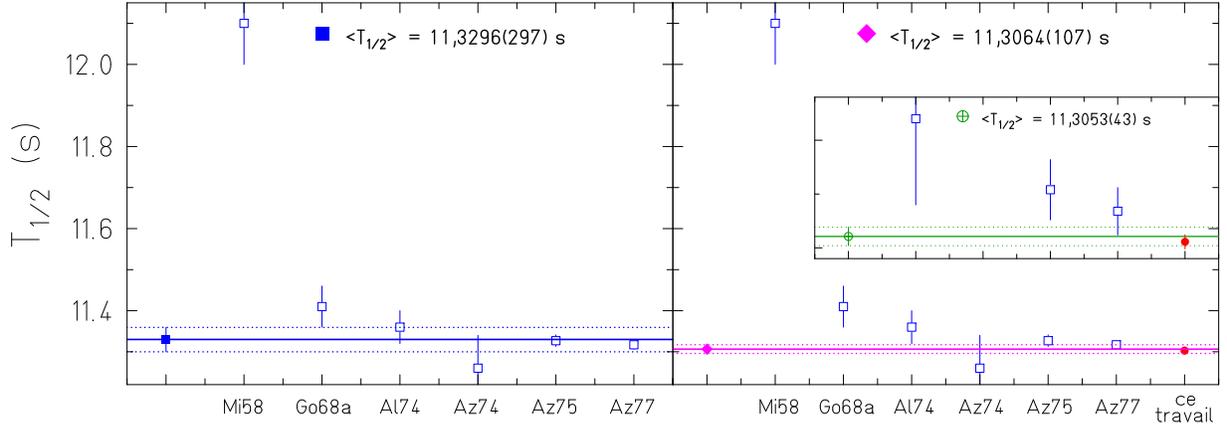


FIGURE 4.1.9 – Différentes mesures de la demi-vie de ^{23}Mg . Pour les deux figures, l'axe des ordonnées représente la demi-vie en secondes et l'axe des abscisses les différents auteurs des mesures présentées (voir le détail des articles dans la bibliographie). La figure de gauche présente les six mesures antérieures à ce travail (carrés bleus vides), ainsi que la demi-vie moyenne (carré bleu plein et trait bleu) calculée à partir de ces valeurs et dont l'incertitude à une déviation standard a été multipliée par le facteur d'échelle (pointillés bleus) pour prendre en compte la non compatibilité des différentes mesures. La figure de droite présente ces mêmes valeurs (carrés bleus vides) avec en plus la valeur déterminée dans ce travail (rond rouge plein). Le losange et le trait rose représentent la demi-vie moyenne de ces sept valeurs, les pointillés rose, l'incertitude à une déviation standard multipliée par le facteur d'échelle pour prendre en compte la non compatibilité des différentes valeurs. L'insert à l'intérieur de cette figure est un zoom de cette dernière autour des valeurs les plus précises ([Al74, Az75, Az77] et notre valeur) utilisées pour calculer une autre valeur de la demi-vie de ce noyau (voir détails dans le texte). Le symbole, la ligne et les pointillés verts représentent cette moyenne ainsi que l'incertitude à un écart-type multipliée par le facteur d'échelle.

d'embranchement n'est pas non plus pour l'instant connu avec une précision de un pour mille, c'est pourquoi nous l'avons mesuré lors de notre expérience, les résultats sont présentés dans le paragraphe suivant.

4.2 Rapport d'embranchement du noyau ^{23}Mg

L'incertitude relative sur la mesure expérimentale du rapport d'embranchement, $B.R.fond.$ de ^{23}Mg n'est pas connue très précisément, 0,26% [Se08].

Lors de l'expérience JYFL13, une série de mesures a été dédiée à cela, un grand nombre de cycles courts a été enregistré pour maximiser la statistique. Ces données, nécessaires pour déterminer le rapport d'embranchement, $B.R.fond.$, ont été exclusivement enregistrées par l'acquisition VME-LM. En ajoutant notre résultat aux précédents, la précision doit être améliorée dans l'idéal au moins d'un facteur deux, pour obtenir l'incertitude relative souhaitée.

Comme expliqué au paragraphe 3.2.2, le rapport d'embranchement que nous pouvons déterminer précisément par l'analyse des données est le rapport d'embranchement β entre

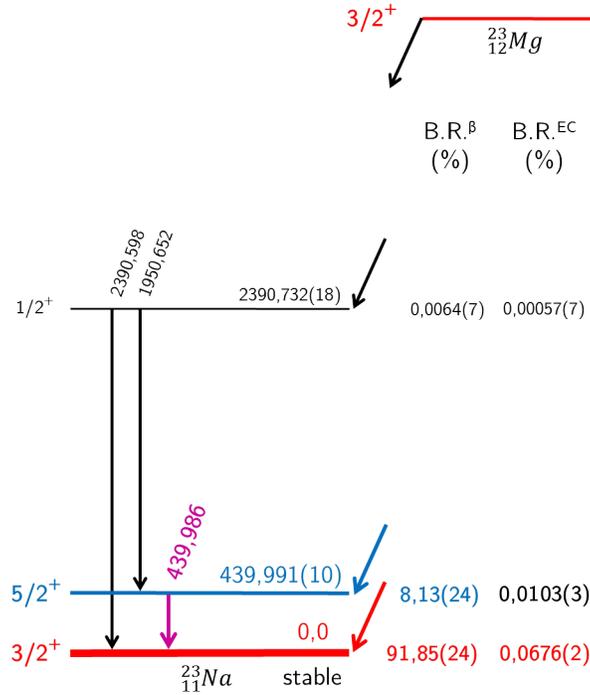


FIGURE 4.2.1 – Schéma de la décroissance β du noyau ^{23}Mg . Le rapport d'embranchement β que nous voulons connaître très précisément est représenté en rouge et est noté $B.R._{fond.}$ dans le texte. Celui que nous avons mesuré est représenté en bleu et noté $B.R._{exc.}^{\beta}$ dans le texte. Les valeurs numériques de ces deux rapports d'embranchement sont issues de la TABLE 1.3.2, les autres de la référence [Fi07].

l'état fondamental $3/2^+$ de ^{23}Mg et l'état excité $5/2^+$ de ^{23}Na , $B.R._{exc.}^{\beta}$ (voir la FIGURE 4.2.1 présentant le schéma de décroissance de ^{23}Mg). Le rapport d'embranchement entre les états fondamentaux de ces deux noyaux, $B.R._{fond.}$, est déduit de cette valeur.

Cette partie de l'expérience compte 3170 cycles regroupés en 52 *runs*. Les durées des différentes phases étaient les suivantes :

- 5 s de mesure du bruit de fond ;
- 26 s d'accumulation des noyaux ^{23}Mg sur la bande de mylar ;
- 0,9 s de déplacement de la bande de mylar pour être face au détecteur germanium et au scintillateur ;
- 26 s de mesure de décroissances ;
- 4,1 s de déplacement de la bande pour évacuer l'activité résiduelle.

L'analyse s'est déroulée en deux temps, une première phase avec les paramètres de référence pour déterminer un rapport d'embranchement dont l'incertitude est statistique ; une seconde phase au cours de laquelle des biais ont été recherchés. Les résultats obtenus seront présentés dans cet ordre dans la suite. Le principe de l'analyse, pour déterminer le rapport d'embranchement qui nous intéresse, a été détaillé au paragraphe 3.2.2, tout ce qui suit s'y rapporte.

4.2.1 Résultat avec les paramètres de référence

Un spectre γ a été construit pour chaque cycle de décroissances, puis, tous les spectres issus d'un même *run* ont été sommés. A la construction de ces 52 spectres γ (non étalonnés en énergie), nous nous sommes aperçus que le centre des pics d'énergie 440 keV déviait. Pour vérifier cela, chaque pic d'énergie 440 keV a été ajusté par une fonction gaussienne et un fond linéaire, dans un intervalle d'à peu près trente canaux autour du centre du pic (1 canal représentant environ 1 keV). L'ajustement a été réalisé avec la méthode du maximum de vraisemblance. Le résultat de ces ajustements en terme de centre de pic est présenté sur la FIGURE 4.2.2. La variation du centroïde des pics que nous observons sur cette figure nous a amené à distinguer les différents *runs* en fonction de la valeur de ce centroïde. Chaque couleur représente un groupe de *runs* à l'intérieur duquel le centre du pic est resté quasiment constant. Nous pouvons classer les *runs* en quatre groupes :

- les *runs* 1 à 5 en rouge, dont la valeur moyenne pour le centre du pic est le canal 492,2 ;
- les *runs* 6 à 9 en bleu, dont la valeur moyenne pour le centre du pic est le canal 493,4 ;
- les *runs* 10 à 14 en vert, dont la valeur moyenne pour le centre du pic est le canal 493,9 ;
- les *runs* 15 à 52 en rose, dont la valeur moyenne pour le centre du pic est le canal 494,4.

La déviation du centre du pic entre les premiers et les derniers *runs* est trop importante pour qu'ils soient tous traités de la même façon lors de l'ajustement. Il y a deux solutions, soit les ajustements (en fait les intervalles d'ajustement) doivent être réalisés groupe par groupe, soit tous les spectres γ doivent être étalonnés. Nous avons choisi la première solution, c'est-à-dire travailler avec les quatre groupes de *runs* présentés ci-dessus.

Pour chaque *run*, le pic d'énergie 440 keV dans le spectre total est ajusté, par la méthode

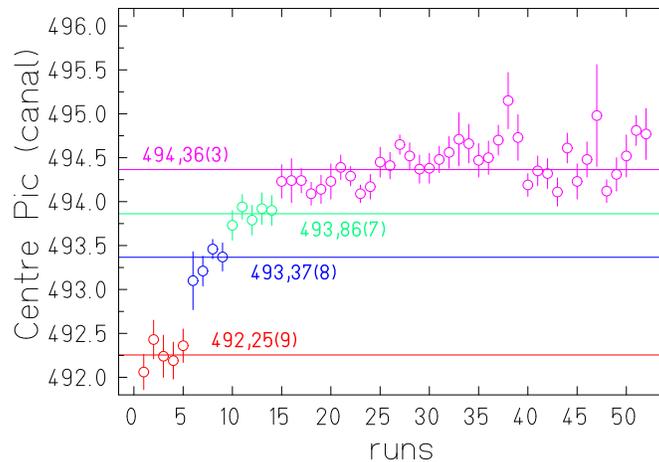


FIGURE 4.2.2 – Centre des pics en canaux en fonction du run. L'axe des ordonnées représente le centre du pic en numéro de canal et l'axe des abscisses, le numéro de run. Pour garder une notation consistante toute au long de cette étude, nous avons choisi de représenter chaque valeur par un rond quand l'ajustement a été réalisé avec un fond linéaire. Chaque couleur correspond à un groupe de runs dans lequel le centre du pic a été relativement constant. Les centres moyens ainsi déterminés ont été utilisés dans la suite de l'analyse.

du maximum de vraisemblance avec une fonction gaussienne à laquelle on ajoute un fond. Les paramètres de référence pour les ajustements sont :

- un fond linéaire ;
- un intervalle d'ajustement de plus ou moins 30 canaux autour du centre de ce pic.

Les intervalles d'ajustement de ces quatre groupes de *runs* sont différents pour prendre en compte le fait que les centroïdes des pics pour ces groupes ne sont pas les mêmes. Un exemple du pic à 440 keV pour un *run* (le *run* 34), ainsi que son ajustement avec les paramètres de référence sont présentés sur la FIGURE 4.2.3.

Ce *run* 34 sera ensuite utilisé comme référence à chaque fois que des résultats doivent être présentés pour un *run* avant de généraliser à l'ensemble des 52 *runs* dédiés à la détermination du rapport d'embranchement, $B.R._{exc.}^{\beta}$.

Un ajustement du même type a été réalisé sur les 52 spectres de cette partie de l'expérience, et un rapport d'embranchement, $B.R._{exc.}^{\beta}$, a pu être déterminé pour chacun de ces spectres. Ces 52 valeurs (ronds bleus vides) ainsi que leur moyenne pondérée (rond bleu plein) sont représentées sur la FIGURE 4.2.4.

Le rapport d'embranchement moyen, $B.R._{exc.}^{\beta}$, déterminé et présenté sur la FIGURE 4.2.4 est 7,805(79)%. Pour déterminer la valeur du rapport d'embranchement entre les états fondamentaux des noyaux ^{23}Mg et ^{23}Na et son incertitude, nous utilisons les expressions 3.2.3 et 3.2.7 et les valeurs présentées sur la FIGURE 4.2.1 :

$$B.R._{fond.} = 100 - 7,805 - 0,0103 - 0,0064 - 0,00057 = 92,178\%,$$

$$\Delta B.R._{fond.} = \sqrt{[(0,079)^2 + (0,0003 + 7 \times 10^{-5})^2 + (0,0007)^2]} = 0,079\%,$$

soit une incertitude relative de 0,09%. La précision de cette valeur représente une amélioration d'un facteur trois par rapport à celle de la littérature [Se08].

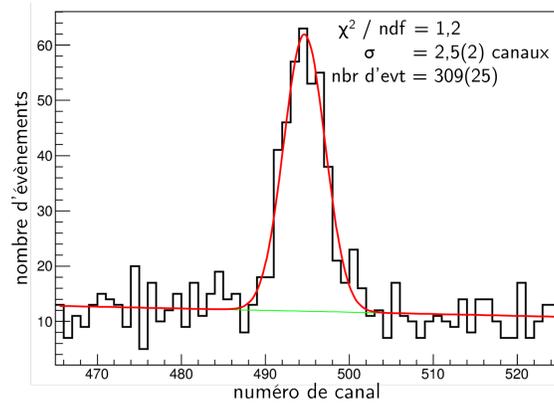


FIGURE 4.2.3 – Spectre γ non étalonné zoomé sur le pic d'énergie 440 keV pour un *run*. L'axe des ordonnées représente le nombre d'évènements et celui des abscisses le numéro de canal de codeur. L'ajustement de ce pic a été réalisé avec les paramètres de référence qui sont : un fond linéaire, un intervalle d'ajustement de plus ou moins 30 canaux autour du centre du pic. L'ajustement est représenté en rouge et le fond en vert.

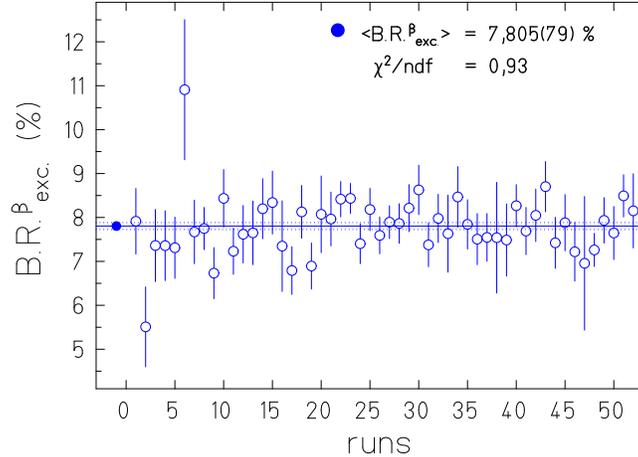


FIGURE 4.2.4 – Rapport d’embranchement, $B.R._{exc.}^{\beta}$, en fonction du numéro de run. Les différents rapports d’embranchement déterminés en fonction du numéro de run sont représentés par des ronds bleus vides, le rond plein et le trait bleus représentent la moyenne pondérée de ces cinquante-deux valeurs.

4.2.2 Recherche des dépendances systématiques

Le rapport d’embranchement, $B.R._{exc.}^{\beta}$, que nous venons de déterminer, 7,805(79)%, ne prend en compte que l’incertitude statistique, or pour déterminer le résultat final, il est nécessaire de vérifier qu’aucune dépendance systématique ne modifie ce résultat auquel cas il faudra l’ajouter. Le résultat mentionné ci-dessus a été obtenu avec les paramètres suivants :

- ajustement par une gaussienne avec un fond linéaire ;
- ajustement sur un intervalle de plus ou moins 30 canaux autour du centre du pic.

Ce sont ces deux paramètres qu’il est nécessaire de tester : le type de fond et l’intervalle utilisés pour l’ajustement. Nous commencerons par présenter les résultats obtenus lors de l’utilisation de différents fonds, ceux cités dans le paragraphe 3.2.2.3, ensuite nous nous intéresserons aux ajustements avec un autre intervalle.

4.2.2.1 Types de fond

Le nombre d’évènements gamma dans le pic d’énergie 440 keV correspond à l’aire de la gaussienne qui comporte deux composantes : le pic et le fond. Ainsi, le nombre d’évènements dans le pic gamma d’énergie 440 keV dépend fortement de la détermination du fond choisi. Pour cela nous allons tester trois fonds différents (voir paragraphe 3.2.2.3 pour plus de détails) :

- le fond quadratique ;
- le fond linéaire avec une marche ;
- le fond linéaire gauche-droite ;

et comparer les résultats obtenus avec ceux obtenus avec le fond de référence : le fond linéaire.

Les 52 pics des spectres γ ont été ajustés à nouveau avec ces trois fonds, l’intervalle de ces ajustements reste celui de référence. La FIGURE 4.2.5 présente ces résultats pour le run 34. Les ajustements avec les fonds linéaire et quadratique sont identiques, ceux avec les fonds linéaire avec une marche et linéaire gauche-droite sont différents des deux premiers.

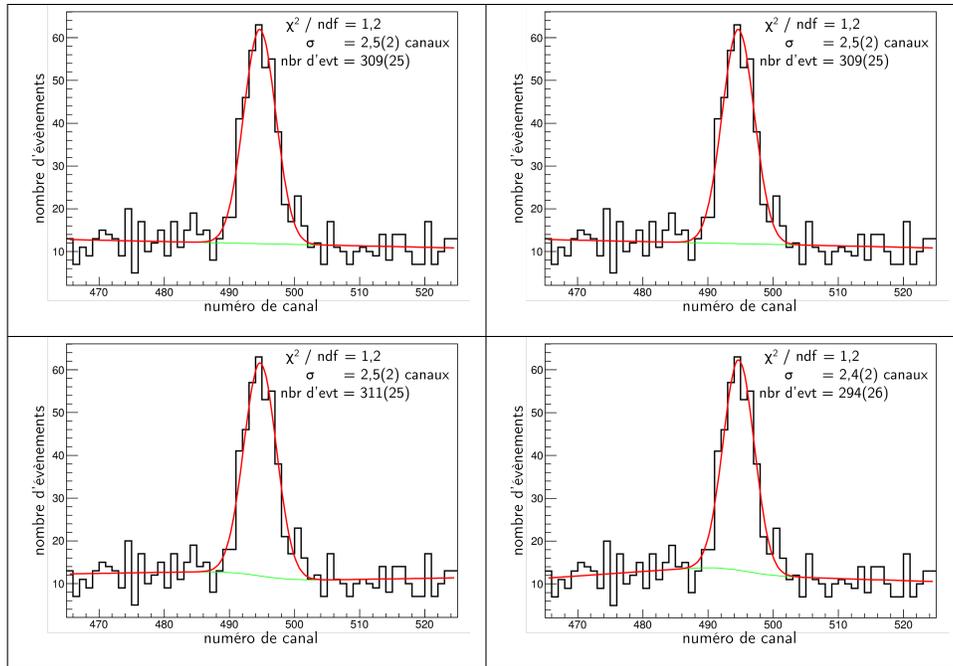


FIGURE 4.2.5 – Quatre ajustements du pic d'énergie 440 keV par une fonction gaussienne et quatre fonds pour le run 34. L'axe des ordonnées représente le nombre d'évènements et celui des abscisses le numéro de canal. La fonction gaussienne d'ajustement est représentée en rouge et le fond en vert. La figure en haut à gauche représente l'ajustement avec le fond linéaire, celle en haut à droite l'ajustement avec le fond quadratique, celle en bas à gauche l'ajustement avec le fond linéaire avec une marche et celle en bas à droite l'ajustement avec un fond linéaire gauche-droite.

Les différentes valeurs du nombre d'évènements dans le pic d'énergie 440 keV (pour le run 34) en fonction des différents fonds ainsi que les rapports d'embranchement, $B.R._{exc.}$, correspondants sont présentés dans la TABLE 4.2.1. Nous remarquons que les nombres d'évènements, N_γ , sont identiques pour les fonds linéaire et quadratique (résultat attendu au vu des ajustements de la FIGURE 4.2.5), et très proches pour le fond linéaire avec une marche. Ceci se retrouve dans les valeurs correspondantes des rapports d'embranchement. Cependant il y a une différence relativement importante entre ces valeurs et celle déterminée pour le fond linéaire gauche-droite. Dans ce cas, ce type de fond semble sur-estimer le fond autour du pic, c'est pourquoi le rapport d'embranchement déterminé est inférieur aux autres.

L'ajustement de ces 52 pics avec ces quatre fonds conduit à la détermination d'un rapport d'embranchement moyen pour chacun d'entre eux. La moyenne pour le fond linéaire est celle qui a été présentée dans le paragraphe précédent. Toutes ces valeurs sont résumées dans la TABLE 4.2.2. Toutes les valeurs de rapports d'embranchement, $B.R._{exc.}^\beta$, déterminées expérimentalement sont compatibles entre elles, celle déterminée pour le fond linéaire gauche-droite est un peu inférieure aux autres mais reste toujours dans les incertitudes à une déviation standard. Pour les 52 runs étudiés, les résultats obtenus pour le rapport d'embranchement $B.R._{exc.}^\beta$ par l'ajustement du pic à 440 keV avec le fond linéaire gauche-droite sont alternativement supérieurs ou inférieurs aux autres résultats obtenus avec les fonds linéaire, quadratique et linéaire avec une marche.

type de fond	N_γ	$B.R.^{\beta}_{exc.} (\%)$
linéaire	$309,348 \pm 25,208$	$8,467 \pm 0,692$
quadratique	$309,346 \pm 25,440$	$8,467 \pm 0,693$
linéaire avec une marche	$310,693 \pm 25,418$	$8,504 \pm 0,697$
linéaire gauche-droite	$293,737 \pm 25,957$	$8,040 \pm 0,712$

TABLE 4.2.1 – Résumé des valeurs de N_γ et $B.R.^{\beta}_{exc.}$ déterminées lors des ajustements du pic d'énergie 440 keV avec quatre fonds différents pour le run 34. N_γ est le nombre d'évènements dans le pic auquel a été soustrait le fond et $B.R.^{\beta}_{exc.}$ le rapport d'embranchement correspondant.

type de fond	$B.R.^{\beta}_{exc.} (\%)$	$B.R.^{\beta}_{fond.} (\%)$
linéaire	$7,805 \pm 0,079$	$92,178 \pm 0,080$
quadratique	$7,806 \pm 0,080$	$92,177 \pm 0,081$
linéaire avec une marche	$7,801 \pm 0,079$	$92,182 \pm 0,080$
linéaire gauche-droite	$7,773 \pm 0,084$	$92,210 \pm 0,085$

TABLE 4.2.2 – Résumé des rapports d'embranchement moyens déterminés lors des ajustements du pic d'énergie 440 keV avec quatre fonds différents pour tous les runs. Pour chaque type de fond, le rapport d'embranchement moyen, $B.R.^{\beta}_{exc.}$, déterminé pour les cinquante-deux ajustements est donné. Dans la colonne suivante, le rapport d'embranchement entre les états fondamentaux des noyaux ^{23}Mg et ^{23}Na , $B.R.^{\beta}_{fond.}$, déduit est indiqué.

Bien que les différences entre les résultats obtenus soient faibles, nous allons les utiliser pour déterminer la dépendance systématique. Nous avons décidé que l'incertitude systématique serait définie par la demi-différence entre deux valeurs de rapports d'embranchement obtenues avec le fond de référence (linéaire) et le fond qui donne le résultat le plus différent, c'est-à-dire le fond linéaire gauche-droite. Ainsi, la valeur de l'incertitude systématique obtenue est 0,016% (TABLE 4.2.2). Cette valeur est presque cinq fois inférieure à l'incertitude statistique.

4.2.2.2 Limites d'ajustement

Nous allons, à présent, étudier le cas de l'intervalle d'ajustement. Celui-ci peut a priori avoir un impact sur la détermination du fond. Notre référence pour l'analyse est un intervalle de plus ou moins 30 canaux autour du centre du pic, nous allons en tester un de plus ou moins 25 canaux.

Nous ne pourrions pas tester d'intervalle plus grand que celui de référence car le pic d'énergie 440 keV se trouve dans le fond Compton du pic d'énergie 511 keV comme nous pouvons le vérifier sur la FIGURE 4.2.6.

La FIGURE 4.2.7 présente l'ajustement du pic d'énergie 440 keV pour le run 34 avec les deux intervalles testés. Le nombre d'évènements et le rapport d'embranchement déterminés pour ceux-ci sont résumés dans la TABLE 4.2.3. Les valeurs présentées sont quasiment identiques pour les deux intervalles étudiés. Les incertitudes pour celles déterminées pour

l'intervalle plus ou moins 25 canaux sont supérieures à celles pour l'autre intervalle d'ajustement. En effet, dans le cas du petit intervalle d'ajustement, le fond est moins bien défini ce qui engendre des incertitudes statistiques quelque peu supérieures.

Cette analyse a été réalisée pour les 52 *runs* dédiés à la détermination du rapport d'embranchement, $B.R._{exc.}^{\beta}$. Les moyennes pondérées ces rapports d'embranchement pour les deux intervalles sont résumés dans la TABLE 4.2.4. Les valeurs présentées sont identiques pour ceux-ci, l'incertitude est supérieure dans le cas de l'ajustement à plus ou moins 25 canaux autour du centre du pic, à cause du fond moins bien défini dans ce cas.

En conclusion, l'intervalle d'ajustement n'induit aucun biais, aucune dépendance systématique n'est à prendre en compte pour ce paramètre.

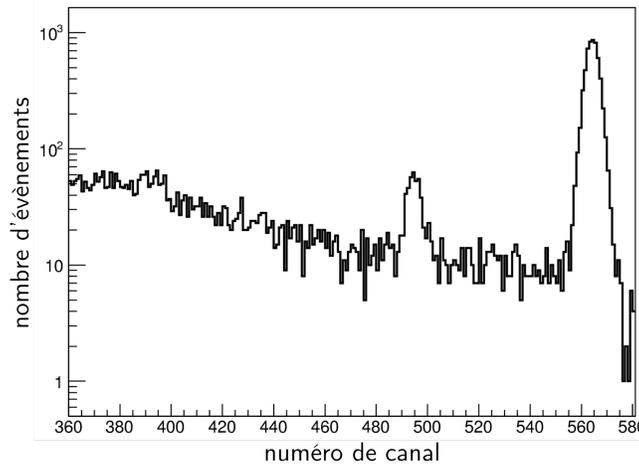


FIGURE 4.2.6 – *Fond Compton du pic d'énergie 511 keV pour un run. Le pic d'énergie 440 keV se trouve dans ce fond.*

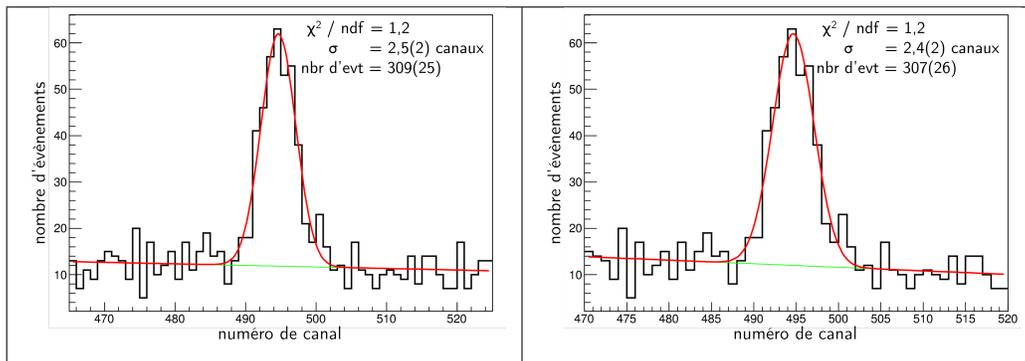


FIGURE 4.2.7 – *Ajustement avec deux intervalles différents du pic d'énergie 440 keV. Pour les deux figures, l'axe des ordonnées représente le nombre d'évènements et celui des abscisses le numéro de canal. L'ajustement par la fonction gaussienne est représenté par la courbe rouge et le fond linéaire est en vert. La figure de gauche représente l'ajustement dans l'intervalle de référence, celle de droite l'intervalle d'ajustement de plus ou moins 25 canaux autour du centre.*

limites d'ajustement autour du centre du pic (canaux)	N_γ	$B.R.^{\beta}_{exc.}(\%)$
± 25	309 ± 25	$8,467 \pm 0,692$
± 30	307 ± 26	$8,413 \pm 0,705$

TABLE 4.2.3 – Résumé des valeurs de N_γ et $B.R.^{\beta}_{exc.}$ pour deux intervalles différents d'ajustement du pic d'énergie 440 keV pour le run 34. N_γ est le nombre d'évènements dans le pic d'intérêt et $B.R.^{\beta}_{exc.}$ le rapport d'embranchement correspondant. Ces valeurs sont déterminées pour les deux intervalles d'ajustement, plus ou moins 25 et 30 canaux.

limites d'ajustement autour du centre du pic (canaux)	$B.R.^{\beta}_{exc.}(\%)$	$B.R.^{\beta}_{fond.}(\%)$
± 25	$7,805 \pm 0,081$	$92,188 \pm 0,082$
± 30	$7,805 \pm 0,079$	$92,188 \pm 0,080$

TABLE 4.2.4 – Résumé des valeurs de $B.R.^{\beta}_{exc.}$ et $B.R.^{\beta}_{fond.}$ pour deux intervalles différents d'ajustement du pic d'énergie 440 keV pour tous les runs. $B.R.^{\beta}_{exc.}$ sont les rapports d'embranchement, déterminés par l'analyse, et $B.R.^{\beta}_{fond.}$ ceux entre les états fondamentaux des noyaux ^{23}Mg et ^{23}Na , déduits, pour les intervalles plus ou moins 25 et 30 canaux autour du centre du pic.

4.2.2.3 Conclusion sur cette recherche d'incertitudes systématiques

Des deux paramètres testés pour chercher un biais dans la détermination de $B.R.^{\beta}_{exc.}$, seul le type de fond permet de déterminer une dépendance systématique, 0,016% ; les limites de l'ajustement du pic, elles, n'induisent aucune incertitude systématique.

L'incertitude systématique ainsi déterminée est à sommer quadratiquement à l'incertitude statistique déterminée par l'ajustement avec les paramètres de référence du pic d'énergie 440 keV, 0,079%.

La valeur finale que nous obtenons dans cette étude pour le rapport d'embranchement β , $B.R.^{\beta}_{exc.}$ est 7,805(81)%. La valeur du rapport d'embranchement entre les états fondamentaux de ^{23}Mg et ^{23}Na en utilisant les valeurs données dans la FIGURE 4.2.1 et les équations 3.2.3 et 3.2.7 est 92,178(81)%.

4.2.3 Conclusion

Pour déterminer la valeur du rapport d'embranchement entre les états fondamentaux des noyaux ^{23}Mg et ^{23}Na , $B.R.^{\beta}_{fond.}$, nous allons tout d'abord déterminer une moyenne des différentes valeurs connues pour le rapport d'embranchement β entre l'état fondamental de ^{23}Mg et l'état excité à 440 keV de ^{23}Na , $B.R.^{\beta}_{exc.}$.

Cinq autres mesures datant des années 60 et 70 ont été inventoriées par N. Severijns *et al.* [Se08], elles sont représentées dans la TABLE 1.3.1 et sur la FIGURE 4.2.8. La moyenne pondérée de ces valeurs est 8,13(12)%. Toutes ces valeurs n'étant pas compatibles à un écart-type, l'incertitude doit être multipliée par le facteur d'échelle, $s = \sqrt{4,31}$. La valeur

moyenne du rapport d'embranchement déterminée à partir de ces cinq mesures est donc 8,13(24)%. Cette valeur est représentée par un carré bleu plein sur la figure de gauche de la FIGURE 4.2.8. En utilisant ce résultat, les valeurs des autres rapports d'embranchement β et de capture électronique présentées sur la FIGURE 4.2.1 ainsi que les équations 3.2.3 et 3.2.7, nous obtenons la valeur du rapport d'embranchement $B.R._{fond.}$: 91,85(24)%, ce qui représente une incertitude relative de 0,26%.

En ajoutant notre valeur à ces cinq, nous pouvons déterminer une nouvelle valeur moyenne de ce rapport d'embranchement, $B.R._{exc.}^{\beta}$. Cette nouvelle valeur est la moyenne pondérée des six mesures, son incertitude est multipliée par le facteur d'échelle pour prendre en compte la non compatibilité à un écart-type de toutes ces valeurs, $s = \sqrt{4,47}$. La valeur ainsi obtenue est 7,91(14)%. De la même façon que décrite précédemment, nous obtenons la valeur de $B.R._{fond.}$: 92,07(14)%, soit une incertitude relative de 0,15%. La précision a été améliorée quasiment d'un facteur deux.

L'incertitude relative sur le rapport d'embranchement entre les états fondamentaux des noyaux ^{23}Mg et ^{23}Na est maintenant de l'ordre de un pour mille. Le paramètre limitant lors des tests de l'hypothèse CVC et d'unitarité de la matrice CKM pour cette décroissance reste le paramètre de mélange des transitions, ρ , comme nous l'avons vu au paragraphe précédent.

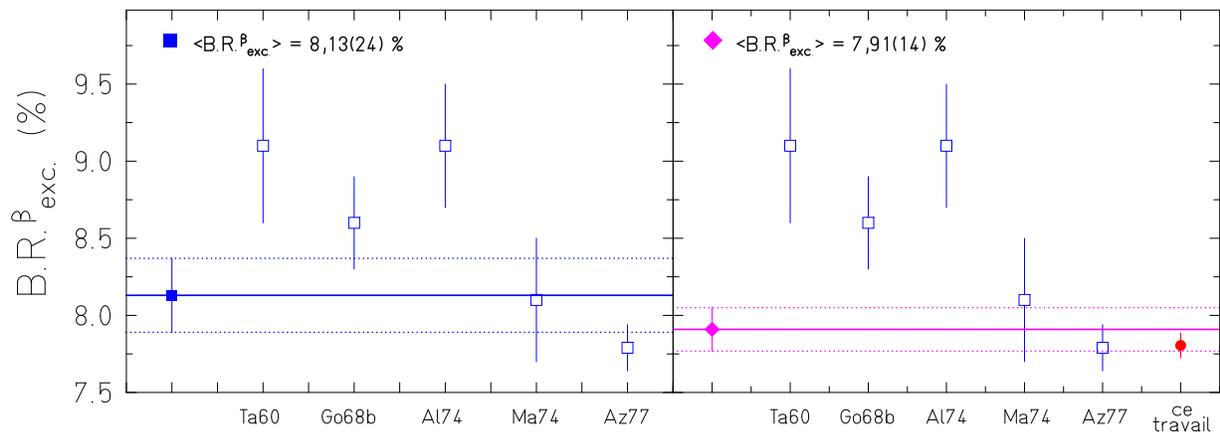


FIGURE 4.2.8 – Différentes mesures du rapport d'embranchement, $B.R._{exc.}^{\beta}$ de ^{23}Mg . Pour les deux figures, l'axe des ordonnées représente le rapport d'embranchement en pourcentage et l'axe des abscisses les différentes mesures de ce rapport d'embranchement pour le noyau ^{23}Mg (voir le détail des articles dans la bibliographie). La figure de gauche présente les cinq mesures de ce paramètre antérieures à ce travail (carrés bleus vides), ainsi que la moyenne de ces cinq valeurs (carré bleu plein et trait bleu), son incertitude à un écart-type, multipliée par le facteur d'échelle pour prendre en compte la non compatibilité de tous les résultats, est représentée en pointillés bleus. La figure de droite présente ces mêmes cinq valeurs (carrés bleus vides), la valeur supplémentaire est le rapport d'embranchement déterminée dans ce travail (rond rouge plein). Le losange et le trait rose représentent la moyenne de ces six valeurs, et les pointillés rose, l'incertitude à un écart-type multipliée par le facteur d'échelle pour prendre en compte la non compatibilité des résultats.

Chapitre 5

Résultats concernant le noyau ^{27}Si

Les noyaux ^{27}Si ont été produits par réaction (p, n) sur une cible de noyaux de ^{27}Al . Trois séries de mesure effectuées à des moments différents de l'expérience ont été réalisées pour enregistrer les données nécessaires à la détermination de la demi-vie de ^{27}Si et du rapport d'embranchement entre les états fondamentaux des noyaux père et fils. Ces séries seront notées dans la suite, a, b et c. Le faisceau de protons avait une énergie de 30 MeV pour la première série de mesures et une énergie de 15 MeV pour les deux autres mesures. Ces différences d'énergie conduisent à des taux de production différents pour les noyaux ^{27}Si . L'énergie du faisceau diminuant, la production de ^{27}Si augmente. Nous observerons cet effet au cours de l'analyse des différentes séries de *runs*.

La demi-vie de ^{27}Si et le rapport d'embranchement sont connus avec des incertitudes relatives de 0,4% et 0,04% [Se08]. Améliorer la précision sur la demi-vie d'un facteur quatre serait idéal pour connaître ces deux paramètres avec des incertitudes relatives inférieures ou égales à un pour mille, précision nécessaire pour être compétitif dans les tests de l'hypothèse CVC et d'unitarité de la matrice CKM.

Dans cette partie, nous présenterons tout d'abord les résultats concernant la demi-vie de ^{27}Si puis ceux concernant la détermination du rapport d'embranchement.

5.1 Demi-vie du noyau ^{27}Si

Dans ce paragraphe, nous commencerons par présenter les résultats avec les paramètres d'analyse de référence. Ensuite, les différents paramètres de l'expérience et de l'analyse seront testés pour déterminer d'éventuelles dépendances systématiques sur la détermination de la demi-vie de ^{27}Si . Enfin nous comparerons les résultats obtenus avec les valeurs de la demi-vie de ^{27}Si citées dans la littérature. Comme pour l'étude de la demi-vie de ^{23}Mg , toute l'analyse des données a été réalisée avec les programmes en *C++*.

5.1.1 Premiers résultats

Les acquisitions VME-LM et VME-MS ont été utilisées pour enregistrer les données optimisées pour déterminer la demi-vie de ^{27}Si .

A la suite d'une erreur de branchement, lors des deux premières séries de *runs*, séries a et b, les données ont toutes été enregistrées avec le temps mort variable de l'acquisition

VME-LM. L'acquisition VME-MS est inutilisable pour ces séries-là, et la demi-vie ne sera déterminée qu'à partir des données enregistrées par l'acquisition VME-LM et corrigées du temps mort événement par événement (méthode détaillée au paragraphe 3.1.3).

La série a regroupe $4,3 \times 10^6$ décroissances de ^{27}Si , réparties en 1702 cycles, divisés en onze *runs*. Cette série est la seule ayant été obtenue avec un faisceau de protons incidents de 30 MeV. Nous verrons par la suite que le taux de comptage y est beaucoup plus faible que pour les autres séries, pour lesquelles le faisceau de protons avait une énergie de 15 MeV.

La série b est composée de dix *runs*, regroupant 556 cycles et comptant 1×10^7 décroissances de ^{27}Si .

Enfin, la dernière série, série c, est composée de 23 *runs*, regroupant 620 cycles, représentant $1,2 \times 10^7$ décroissances de ^{27}Si . Cette série a été réalisée une fois que l'erreur de branchement a été découverte et corrigée. Ainsi, cette fois-ci, les données enregistrées par l'acquisition VME-MS l'ont été avec des temps morts fixes de 2 ou 16 μs et 8 ou 32 μs pour les voies 1 et 2 respectivement (voir le paragraphe 3.1.1 pour le détail de la correction d'un temps mort fixe).

Les phases des cycles utilisées pour déterminer la demi-vie de ^{27}Si sont les phases de bruit de fond et de décroissance. Les durées de ces phases (et celles des phases non utilisées pour l'analyse) sont résumées dans la TABLE 5.1.1 pour les trois séries de mesures.

Nous allons commencer par présenter les résultats avec les paramètres d'analyse de référence pour la dernière série, puis pour les séries a et b ou seule l'acquisition VME-LM a été utilisée. Enfin nous rechercherons les éventuelles incertitudes systématiques dues à certains paramètres expérimentaux ou analytiques.

5.1.1.1 Demi-vie moyenne déterminée à l'aide des données de la série c

Pour cette troisième série de *runs*, les deux jeux de données enregistrées par les acquisitions VME-LM et VME-MS sont utilisés. Cela représente 23 *runs* de mesures.

Comme dans l'étude précédente, les données enregistrées par l'acquisition VME-LM ont été corrigées du temps mort événement par événement (méthode décrite au paragraphe 3.1.3). Celles enregistrées par les deux voies de l'acquisition VME-MS ont été corrigées par les temps

	série a	série b	série c
bruit de fond	0,5	2,0	5,0
accumulation	12,0	12,0	12,0
déplacement de la bande	0,9	0,9	0,9
décroissance	42,0	84,0	84,0
évacuation de l'activité résiduelle	4,1	4,1	4,1

TABLE 5.1.1 – Durées des différentes phases des cycles selon les séries de *runs*. La durée de mesure du bruit de fond a changé pour chaque série et la durée de mesure de la phase de décroissance était différente seulement pour la série a.

morts fixes imposés à ces deux voies (méthode détaillée au paragraphe 3.1.1), 2 ou 16 μs pour la première voie (MS1) et 8 et 32 μs pour la seconde (MS2).

Nous allons commencer par vérifier que les demi-vies déterminées avec les temps morts fixes de 16 et 32 μs (neuf *runs*) sont compatibles avec celles déterminées avec les temps morts fixes de 2 et 8 μs (quatorze *runs*) respectivement. Les différentes valeurs des demi-vies mesurées pour ces quatre temps morts sont résumées dans la TABLE 5.1.2.

Les incertitudes ne sont ici que statistiques. Elles sont plus importantes pour les temps morts de 16 et 32 μs car moins de mesures ont été effectuées.

Les demi-vies moyennes déterminées pour les temps morts 2 et 16 μs sont compatibles entre elles, en effet, les deux valeurs sont dans les incertitudes à une déviation standard l'une de l'autre. Il en est de même pour les valeurs déterminées pour les temps morts 8 et 32 μs . Ces différentes valeurs moyennes et les demi-vies pour chaque *run* de cette série sont présentées sur la FIGURE 5.1.1.

La compatibilité des demi-vies moyennes pour les deux voies de l'acquisition VME-MS respectivement permet de traiter tous les *runs* de cette série ensemble quel que soit le temps mort pour chaque voie de cette acquisition. De cette façon, trois différentes valeurs de demi-vies moyennes ont été calculées pour l'ensemble des *runs* de cette série, pour l'acquisition VME-LM (LM2) et les deux voies de l'acquisition VME-MS (MS1 et MS2). Ces différentes valeurs sont résumées dans la TABLE 5.1.3 et présentées sur la FIGURE 5.1.2 et sont compatibles entre elles à une déviation standard. La valeur moyenne de la demi-vie pour le noyau ^{27}Si pour cette série de *runs* est 4,1128(13) s, l'incertitude sur cette valeur est uniquement due aux incertitudes sur l'ajustement des paramètres. Les trois jeux de données étudiés pour déterminer cette valeur moyenne étant dépendants les uns des autres, l'incertitude sur cette valeur est la moyenne des trois incertitudes des demi-vies calculées pour chaque acquisition.

Nous venons de vérifier que l'utilisation de deux acquisitions différentes et de deux méthodes de correction du temps mort (événement par événement ou correction classique par un temps mort fixe) permettent de retrouver des résultats compatibles entre eux. Cela nous conforte dans la validité de nos résultats pour l'analyse de ce premier jeu de données et également dans la justesse des résultats pour l'analyse des deux premières séries de *runs* pour lesquelles seulement une acquisition et une méthode de correction du temps mort ont été utilisées.

	Temps mort (μs)	Demi-vie (s)
MS1	2	4,1139 \pm 0,0017
	16	4,1130 \pm 0,0021
MS2	8	4,1141 \pm 0,0017
	32	4,1130 \pm 0,0021

TABLE 5.1.2 – Résumé des demi-vies calculées pour l'acquisition VME-MS pour les temps morts appliqués aux deux voies de cette acquisition puis corrigés, pour la série c.

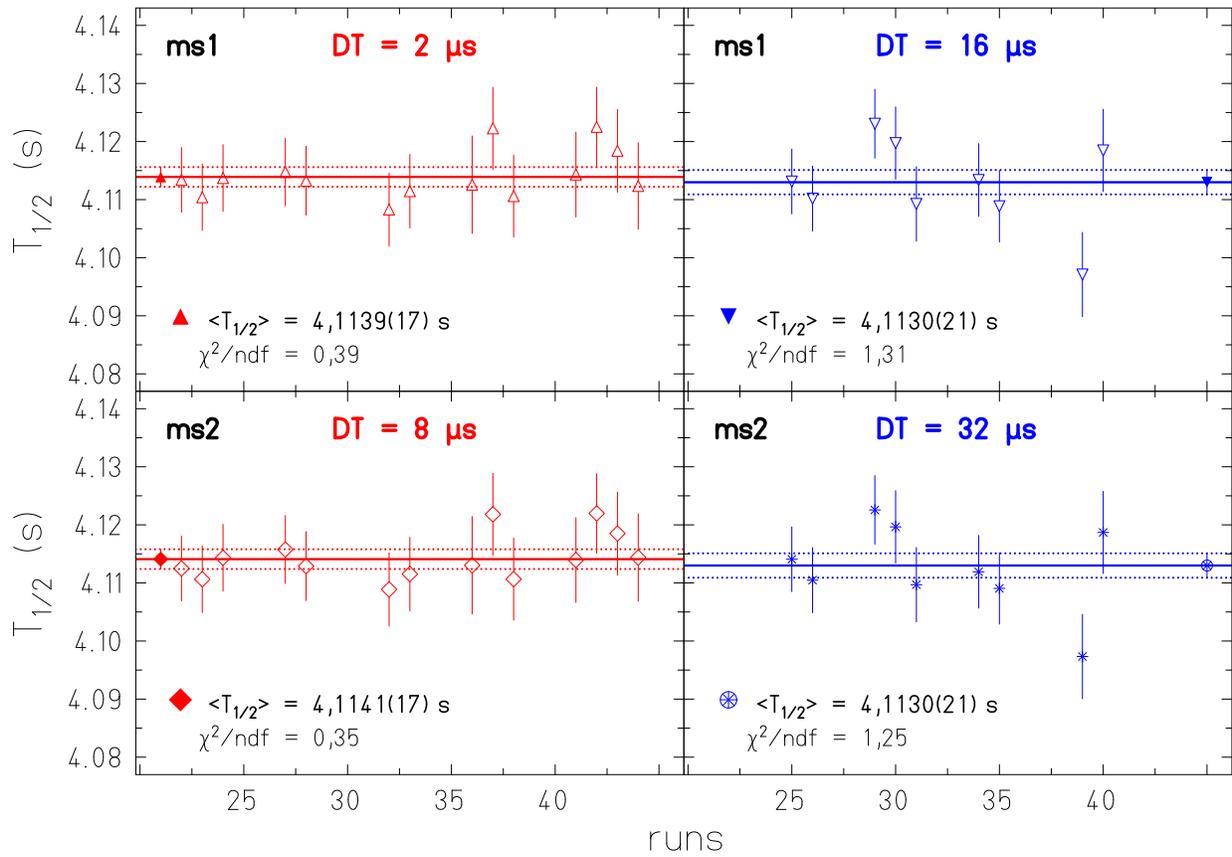


FIGURE 5.1.1 – Demi-vies pour les deux voies de l’acquisition VME-MS et les différents temps morts en fonction du numéro de run. L’axe des ordonnées représente la demi-vie en secondes et l’axe des abscisses le numéro de run. La première ligne présente les données issues de la première voie de l’acquisition, MS1, et la deuxième ligne, la seconde voie de l’acquisition, MS2. Les figures de gauche présentent les demi-vies (symboles rouges) pour chaque run pour les temps morts 2 (MS1) et 8 μs (MS2). Celles de droite, représentent les demi-vies (symboles bleus) pour chaque run pour les temps morts 16 (MS1) et 32 μs (MS2). Sur chaque figure est représentée par le symbole plein et le trait, rouges ou bleus, la moyenne des valeurs des demi-vies présentées sur la figure d’intérêt et les pointillés représentent l’incertitude à un écart-type.

	Demi-vies (s)
LM2	$4,1114 \pm 0,0013$
MS1	$4,1135 \pm 0,0013$
MS2	$4,1136 \pm 0,0013$

TABLE 5.1.3 – Résumé des demi-vies calculées pour les acquisitions VME-LM et VME-MS, pour la série c. Pour les deux voies de l’acquisition VME-MS, les résultats combinent les mesures effectuées avec les différentes valeurs de temps mort fixe.

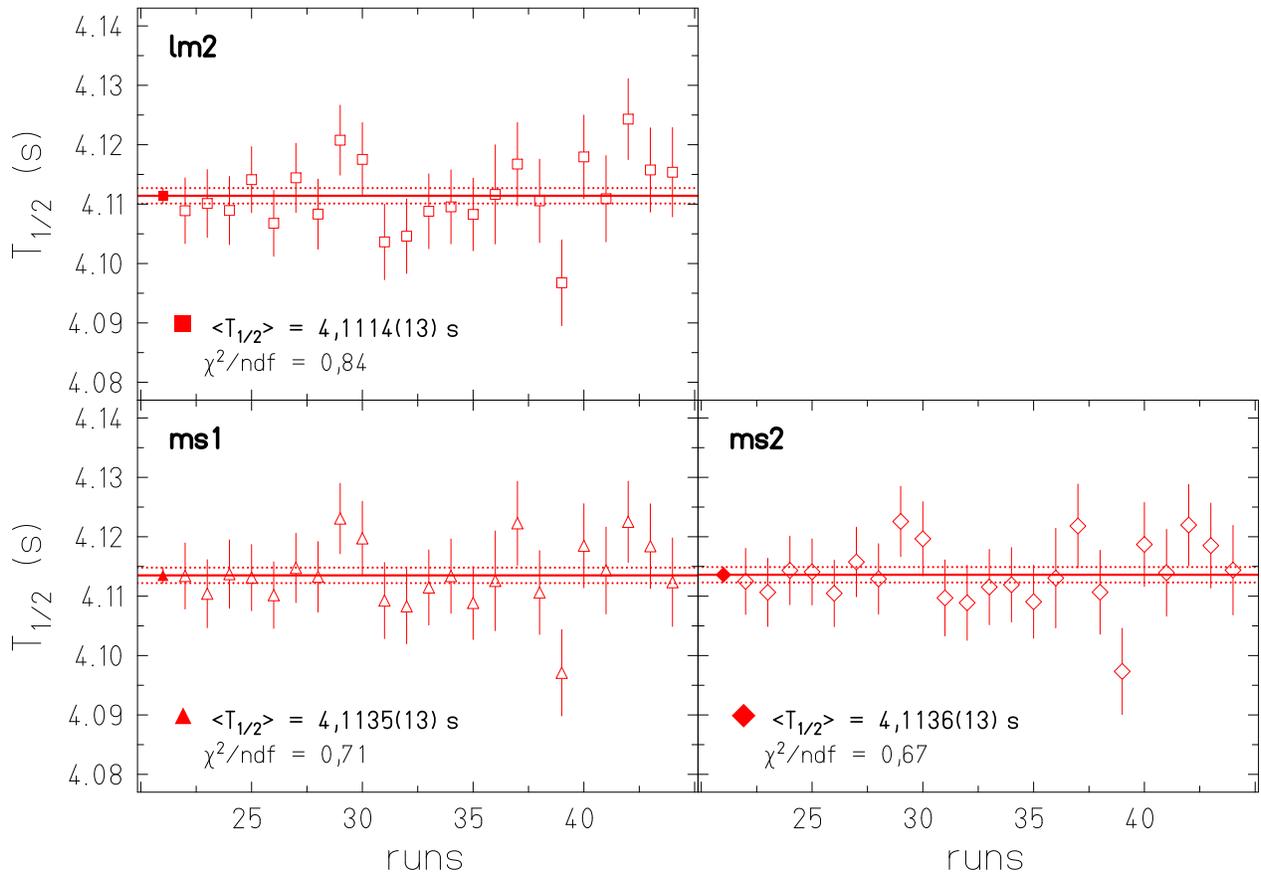


FIGURE 5.1.2 – Demi-vies pour l’acquisition VME-LM et les deux voies de l’acquisition VME-MS en fonction du numéro de run. L’axe des ordonnées représente la demi-vie en secondes et l’axe des abscisses le numéro de run. La figure du haut représente les différentes valeurs de demi-vies, pour chaque run, enregistrées par la voie 2 de l’acquisition VME-LM. Celle en bas à gauche représente ces valeurs enregistrées par la voie 1 de l’acquisition VME-MS et la figure, en bas à droite, représente ces valeurs enregistrées par la voie 2 de l’acquisition VME-MS. Pour chaque figure, à gauche est représentée la valeur moyenne de la demi-vie ainsi que l’incertitude à un écart-type sur cette valeur.

5.1.1.2 Demi-vie moyenne déterminée à l’aide des données des séries a et b

Ces deux jeux de données ont été enregistrés par les acquisitions VME-LM et VME-MS. Comme nous l’avons expliqué précédemment, à cause d’une erreur de branchement, ces deux acquisitions avaient le même temps mort, celui de l’acquisition VME-LM, or ce temps mort varie. Nous avons montré que la seule correction fiable dans ce cas est celle événement par événement (paragraphe 3.1.3). Seule la voie 2 de l’acquisition VME-LM est utilisée pour analyser les données.

La série a comporte onze runs. Les différentes demi-vies déterminées pour chaque run sont représentées sur la FIGURE 5.1.3 à gauche.

Les incertitudes présentées sur la FIGURE 5.1.3 ne sont que statistiques. Elles sont beaucoup plus importantes que pour la série c puisque le nombre de décroissances dans la série a

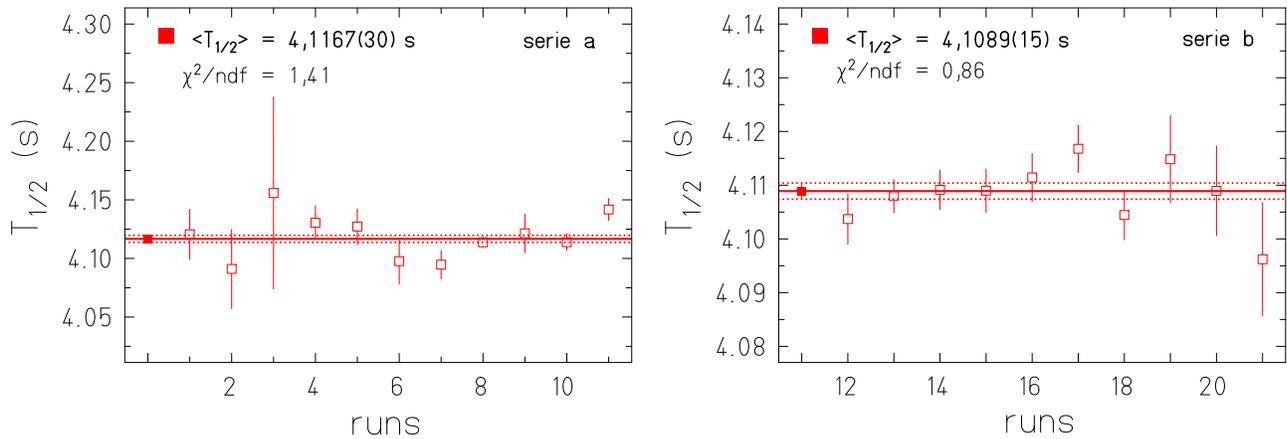


FIGURE 5.1.3 – Demi-vies pour l’acquisition VME-LM en fonction du numéro de run pour les séries a et b. Pour les deux figures, l’axe des ordonnées représente la demi-vie en secondes et l’axe des abscisses le numéro de run. Les carrés vides rouges représentent les demi-vies calculées pour chaque run des séries. Les carrés et les traits pleins représentent les valeurs moyennes de ces demi-vies pour chaque série, les pointillés leur incertitude à un écart-type.

est beaucoup plus faible que dans la dernière série. Cela est dû à un changement de l’énergie du faisceau de protons. La demi-vie moyenne calculée pour cette série est 4,1167(30) s.

En ce qui concerne la deuxième série de *runs*, elle comporte dix *runs*. Les différentes demi-vies déterminées pour chaque *run* sont représentées sur la FIGURE 5.1.3 à droite.

La demi-vie moyenne calculée pour tous les *runs* de cette série est 4,1089(15) s. Cette valeur est sensiblement inférieure aux deux autres, sans qu’aucune explication ne puisse être apportée.

5.1.1.3 Conclusion

Les demi-vies moyennes calculées pour les séries a et c sont compatibles à un écart-type entre elles. En revanche, la demi-vie moyenne calculée pour la série b n’est pas compatible à un écart-type avec les autres valeurs, elle l’est à deux écarts-types. La moyenne pondérée de ces trois valeurs est 4,1117(9) s. L’incertitude est pondérée puisque les jeux de données sont indépendants les uns des autres. Le χ^2 normalisé était 3,49 (supérieure à 1), alors il faut multiplier cette incertitude par le facteur d’échelle, $s = \sqrt{\chi_n^2}$, nous obtenons finalement la moyenne finale de la demi-vie de ^{27}Si : 4,1117(17) s, ce qui représente une incertitude relative de 0,04%.

5.1.2 Prise en compte des dépendances systématiques

Il est nécessaire de s’assurer qu’aucune dépendance systématique ne vient biaiser le résultat présenté ci-dessus. Pour cela, comme lors de l’analyse dédiée à la détermination de la demi-vie de ^{23}Mg , nous avons testé l’influence des paramètres expérimentaux et analytiques. Ces tests sont présentés dans les paragraphes suivants.

5.1.2.1 Demi-vie en fonction du nombre d'évènements par cycle

Nous allons commencer par tester l'influence du nombre moyen d'évènements par cycle dans la phase de décroissance sur la détermination de la demi-vie. Pour cela, nous avons représenté pour chaque série de *runs*, les demi-vies de chaque *run* en fonction de ce paramètre (noté N_0/cyc). Pour les séries a et b, des ajustements par des polynômes d'ordre zéro et un des données issues de la voie 2 de l'acquisition VME-LM ont été réalisés. Pour la série c, ces ajustements ont été réalisés sur les moyennes *run* par *run*, des demi-vies calculées à partir des données enregistrées par la voie 2 de l'acquisition VME-LM et les deux voies de l'acquisition VME-MS.

La FIGURE 5.1.4 présente ces résultats pour les trois séries de *runs*. Nous pouvons voir sur cette figure que le nombre de décroissances moyen par cycle a fortement augmenté entre la série a (500 à 3000 décroissances par cycle) et les séries b et c (1,2 à $2,6 \times 10^4$ décroissances par cycle). Cela est dû au changement de l'énergie du faisceau de protons entre ces séries de mesures.

Nous remarquons sur ces figures que les ajustements satisfont aux conditions de non dépendance des données en fonction du paramètre N_0/cyc . Aucune dépendance systématique ne sera prise en compte pour ce paramètre expérimental.

5.1.2.2 Demi-vie en fonction du bruit de fond

Un test semblable que celui décrit au paragraphe précédent peut être réalisé avec le bruit de fond moyen par seconde et par cycle, paramètre noté BG/cyc . Le but est cette fois de tester la dépendance des demi-vies calculées en fonction de ce paramètre. Pour cela, il est nécessaire de réaliser des ajustements par des polynômes d'ordre zéro et un des données représentant les demi-vies calculées pour chaque série en fonction de ce paramètre.

Ces ajustements sont présentés sur la FIGURE 5.1.5. L'ajustement par le polynôme d'ordre zéro permet de retrouver la demi-vie moyenne pour la série d'intérêt. L'ajustement par le polynôme d'ordre un fournit un coefficient directeur compatible avec zéro et une incertitude supérieure à ce coefficient.

Nous pouvons aussi remarquer sur ces trois figures (FIGURE 5.1.5) que le bruit de fond moyen par seconde et par cycle a beaucoup varié au cours de la série a et entre cette série et les séries b et c. La diminution du bruit de fond au cours de cette série, compris entre 14 et 20 évènements par seconde et par cycle pour les premiers *runs* de la série et entre 0,9 et 1 évènement par seconde et par cycle pour les derniers *runs* de la série, s'explique par l'ajout d'une feuille d'aluminium sur le scintillateur. Cette feuille a absorbé les noyaux ^{27}Si (et les particules β^+ émises ensuite) qui n'étaient pas implantés sur la bande mais sur le scintillateur. Le bruit de fond pour les deux séries suivantes a varié entre 0,65 et 1,1 évènements par seconde et par cycle. Ce taux de bruit de fond est proche de celui mesuré pour les derniers *runs* de la série a, il est cependant un peu plus faible ; en effet, entre les séries a et b, un collimateur a été inséré dans la ligne de faisceau juste avant l'entrée dans la chambre de réaction dans laquelle se trouve le scintillateur plastique (FIGURE 2.1.5).

Ce collimateur avait pour but de limiter les implantations des noyaux d'intérêt sur les parois de la chambre, ce qui n'est pas souhaitable puisque l'activité de ces noyaux n'est pas évacué entre les différents cycles et peut donc participer au bruit de fond ambiant. Ce

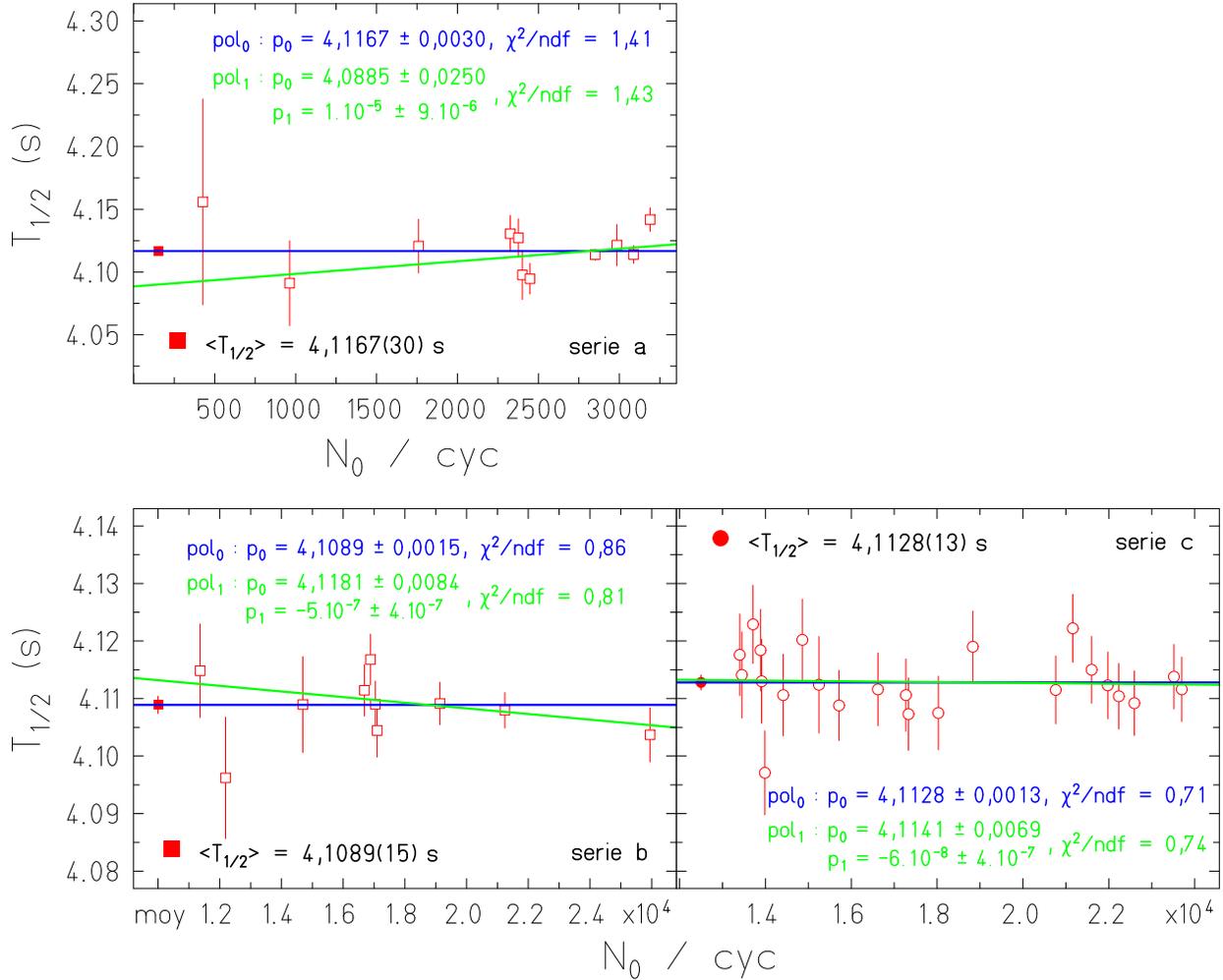


FIGURE 5.1.4 – Demi-vies pour les séries a, b et c en fonction de N_0/cyc . L'axe des ordonnées représente la demi-vie en secondes, celui des abscisses le paramètre N_0/cyc . La figure du haut concerne la série a, celle en bas à gauche la série b et en bas à droite la série c. Les carrés représentent les données issues de l'acquisition VME-LM voie 2, les cercles les moyennes des données run par run des acquisitions VME-LM voie 2 et VME-MS voies 1 et 2. Les symboles vides représentent les différentes demi-vies des runs de chaque série. Les symboles pleins à gauche les moyennes de ces valeurs. Les ajustements par le polynôme d'ordre zéro sont représentés en bleu, ceux par le polynôme d'ordre un en vert. Sur chaque figure, les paramètres de ces ajustements sont rappelés dans les couleurs correspondantes.

collimateur est ensuite resté en place tout au long de l'expérience et les mesures dédiées aux déterminations de la demi-vie et du rapport d'embranchement de ^{23}Mg ont été réalisées avec ce dispositif. Aussi nous pouvons noter que le bruit de fond moyen par seconde et par cycle mesuré lors de l'étude des demi-vies des noyaux ^{23}Mg et ^{27}Si sont compatibles entre eux (une fois le collimateur en place, c'est-à-dire pour les séries b et c pour le noyau ^{27}Si et les séries a et b pour celui de ^{23}Mg).

Comme précédemment, aucune dépendance des demi-vies calculées n'est remarquée en fonction du taux de bruit de fond, aucun biais ne sera ajouté à cause de ce paramètre.

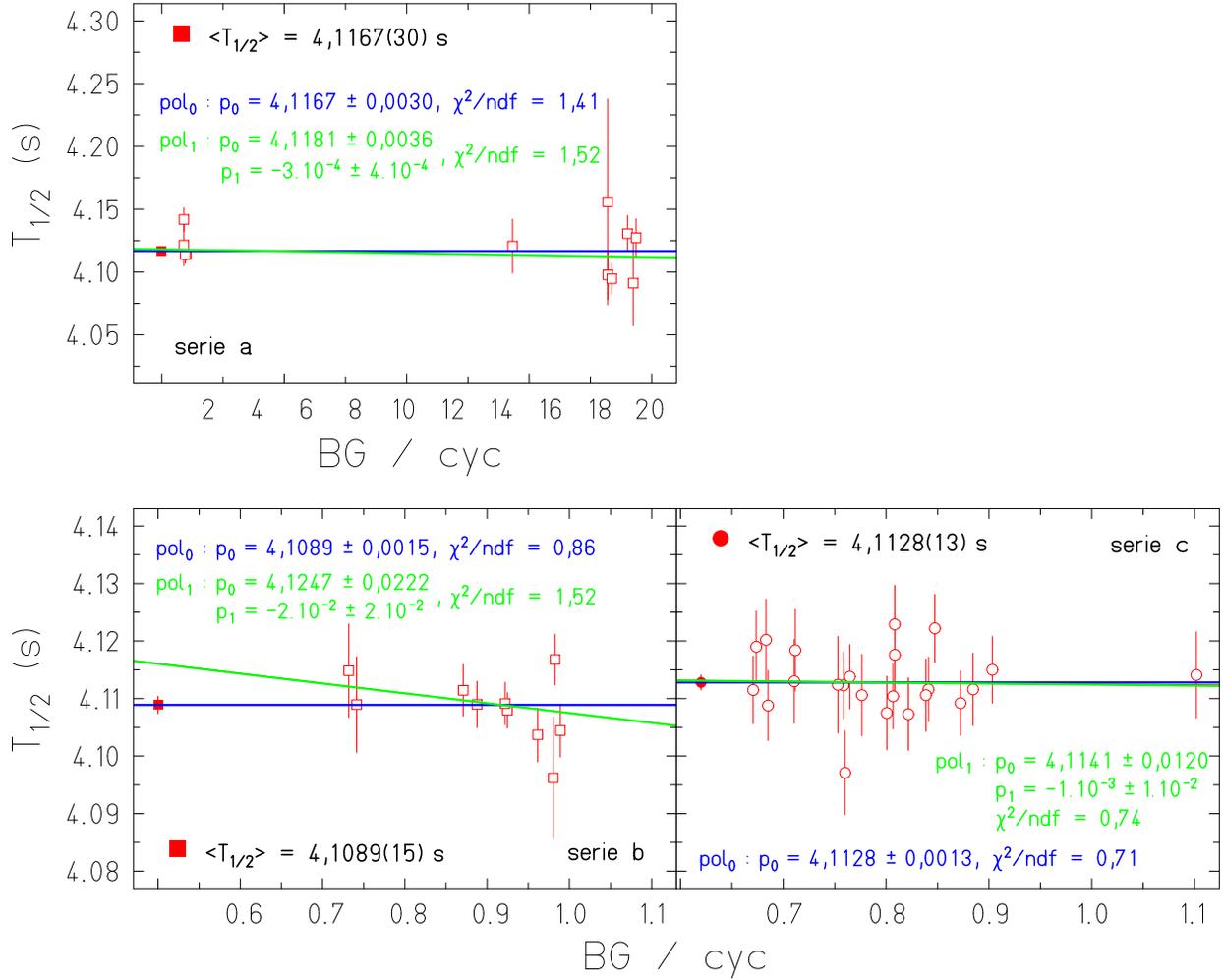


FIGURE 5.1.5 – Demi-vies pour les séries a, b et c en fonction de BG/cyc. L’axe des ordonnées représente la demi-vie en secondes, celui des abscisses le paramètre BG/cyc. La figure du haut concerne la série a, celle en bas à gauche la série b et en bas à droite la série c. Les carrés représentent les données issues de l’acquisition VME-LM voie 2, les cercles les moyennes des données des acquisitions VME-LM voie 2 et VME-MS voies 1 et 2. Les symboles vides représentent les différentes demi-vies des runs de chaque série. Les symboles pleins à gauche les moyennes de ces valeurs. Les ajustements par le polynôme d’ordre zéro sont représentés en bleu, ceux par le polynôme d’ordre un en vert. Sur chaque figure, les paramètres de ces ajustements sont rappelés dans les couleurs correspondantes.

5.1.2.3 Demi-vie en fonction des hautes tensions des photomultiplicateurs

Les paramètres expérimentaux testés dans ce paragraphe sont les deux hautes tensions d’alimentation des deux photomultiplicateurs. Les hautes tensions de référence des photomultiplicateurs sont restées les mêmes tout au long de l’expérience. HT_1 est la haute tension de PM_1 , et HT_2 la haute tension de PM_2 .

Pour tester leur influence, ces hautes tensions ont été changées lors de certains runs. Aucun de ces tests n’a été effectué lors de la première série de runs, mais les hautes tensions

ont varié au cours des séries b et c. Ces tests ainsi que les demi-vies moyennes calculées pour chacun d'eux sont résumés dans la TABLE 5.1.4.

La FIGURE 5.1.6 présente également ces résultats, chaque couleur représente une variation des hautes tensions des deux photomultiplicateurs.

Les différentes demi-vies calculées en fonction des hautes tensions des deux photomultiplicateurs pour les séries b et c sont toutes compatibles à un écart-type avec les demi-vies de référence (rappelées dans la TABLE 5.1.4 également). Aucune tendance systématique n'est observée sur la FIGURE 5.1.6. Ce résultat est cohérent avec notre étude de la dépendance des demi-vies mesurées en fonction du taux de bruit de fond moyen par cycle et par seconde réalisée au paragraphe précédent.

En ce qui concerne la série c, la plupart des tests présentés ont été réalisés en utilisant deux ou trois *runs*, ce qui représentent une faible part de l'ensemble des *runs* de cette série (vingt-trois au total). Alors, les *runs* ont été regroupés différemment, en considérant les variations de la haute tension du photomultiplicateur 1 et celle du photomultiplicateur 2 séparément. La TABLE 5.1.5 résume cet autre test. La FIGURE 5.1.7 présente ces résultats, la figure de gauche est consacrée aux variations de la haute tension du premier photomultiplicateur (HT_1) et celle de droite aux variations de la haute tension du second photomultiplicateur (HT_2), comme précédemment, chaque couleur représente une valeur de haute tension.

En conclusion, quelles que soient les hautes tensions appliquées aux deux photomultiplicateurs, les différentes demi-vies calculées restent compatibles entre elles. Ainsi, ce paramètre n'engendre aucune dépendance systématique dans la mesure de la demi-vie de ^{27}Si .

	<i>runs</i>	HT_1 (V)	HT_2 (V)	Demi-vies moyennes (s)	Demi-vies moyennes globales (s)
série b	12 à 16 et 21	1000	1100	$4,1080 \pm 0,0017$	$4,1089 \pm 0,0015$
	17 à 18	1050	1150	$4,1109 \pm 0,0032$	
	19 à 20	950	1050	$4,1120 \pm 0,0058$	
série c	22 à 25 et 43	1000	1100	$4,1128 \pm 0,0026$	$4,1128 \pm 0,0013$
	26 et 27	1050	1150	$4,1120 \pm 0,0040$	
	28 et 30	950	1050	$4,1151 \pm 0,0043$	
	29 et 42	1050	1100	$4,1225 \pm 0,0045$	
	31 et 32	950	1150	$4,1074 \pm 0,0045$	
	33 et 34	1000	1150	$4,1111 \pm 0,0044$	
	35 à 37	1000	1050	$4,1133 \pm 0,0040$	
	38 et 39	1050	1050	$4,1040 \pm 0,0051$	
	40 et 41	950	1100	$4,1158 \pm 0,0051$	
	44	1100	1200	$4,1141 \pm 0,0075$	

TABLE 5.1.4 – Récapitulatif des demi-vies calculées en fonction des hautes tensions des photomultiplicateurs pour les deux séries de runs concernées. La colonne de droite rappelle les demi-vies moyennes calculées en incluant toutes les hautes tensions pour chaque série.

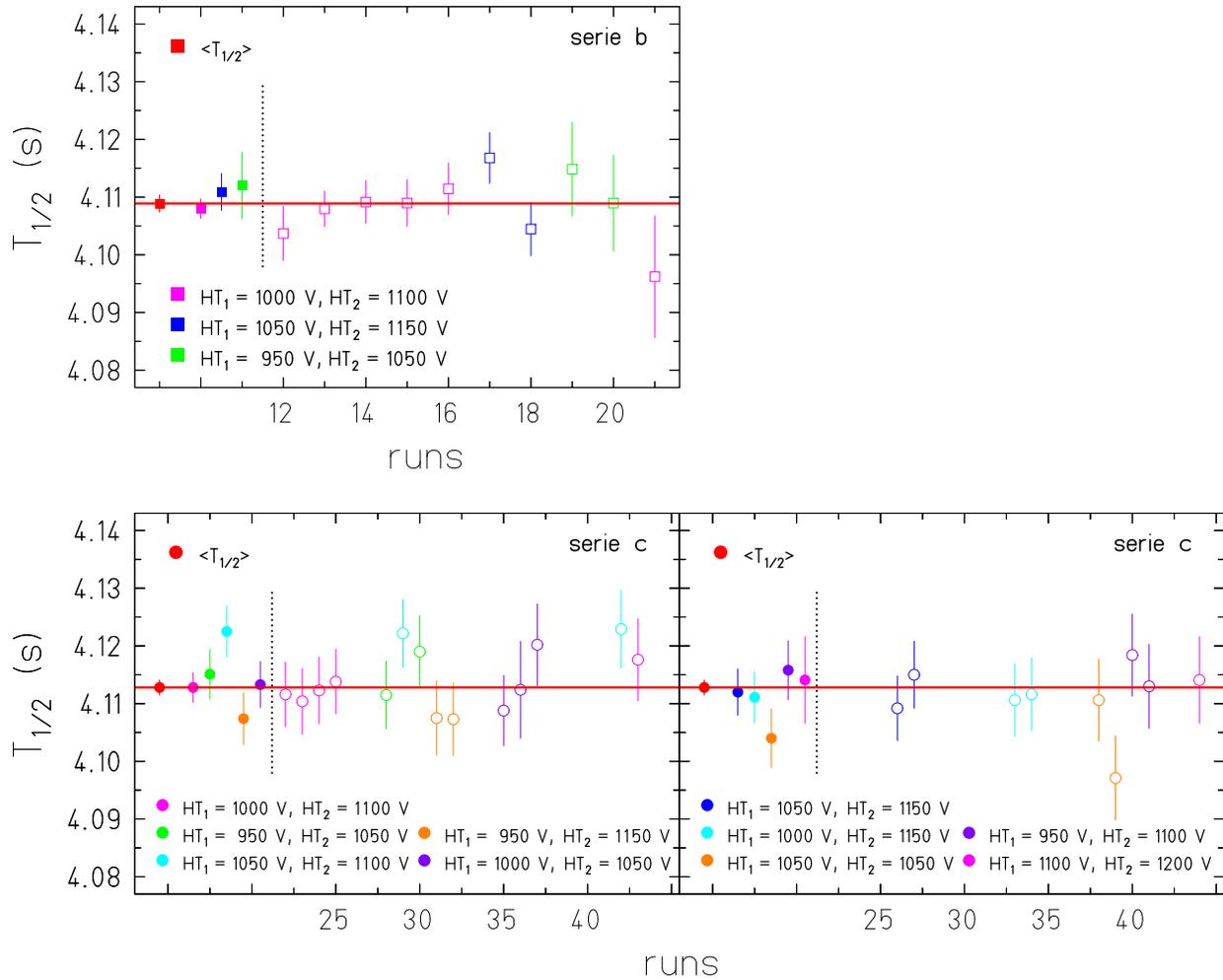


FIGURE 5.1.6 – Demi-vies en fonction des hautes tensions des photomultiplicateurs pour les séries b et c. L'axe des ordonnées représente la demi-vie en secondes et celui des abscisses le numéro de run. Pour chaque série de runs, chaque couleur de symbole représente un groupe différent de hautes tensions des photomultiplicateurs. Les légendes de chaque figure expliquent la signification de chacune de ces couleurs. Les symboles pleins à gauche sur chaque figure représentent les valeurs moyennes des demi-vies calculées pour chaque groupe de hautes tensions. Les symboles et les traits pleins rouges représentent les demi-vies moyennes de référence pour chaque série quand toutes les hautes tensions sont utilisées pour calculer cette valeur.

5.1.2.4 Demi-vie en fonction du début de l'ajustement

Comme expliqué précédemment, la détermination de la demi-vie peut être biaisée par le temps auquel débute l'ajustement de la décroissance. Pour tester cela, plusieurs ajustements de la phase de décroissance ont été réalisés en faisant varier le temps auquel débute l'ajustement, t_0 . Pour la série a, ce temps de référence est 13,43 s, pour la deuxième série ce temps est 14,92 s et pour la dernière série 17,92 s. Ces trois temps sont différents car la durée de la phase de mesure du bruit de fond a varié au cours des séries (détails au paragraphe 5.1.1). Dans ces trois cas, les ajustements de référence débutent un canal après le commencement

<i>runs</i>	HT_1 (V)	Demi-vies moyennes (s)	Demi-vies moyennes globales (s)
22 à 25, 33 à 37 et 43	1000	$4,1126 \pm 0,0020$	$4,1128 \pm 0,0013$
26, 27, 29, 38, 39 et 42	1050	$4,1135 \pm 0,0026$	
28, 30 à 32, 40 et 41	950	$4,1126 \pm 0,0026$	
44	1100	$4,1141 \pm 0,0075$	
<i>runs</i>	HT_2 (V)	Demi-vies moyennes (s)	Demi-vies moyennes globales (s)
22 à 25, 29, 40 à 43	1100	$4,1154 \pm 0,0021$	$4,1128 \pm 0,0013$
26, 27, 31 à 34	1150	$4,1103 \pm 0,0025$	
28, 30, 35 à 39	1050	$4,1116 \pm 0,0025$	
44	1200	$4,1141 \pm 0,0075$	

TABLE 5.1.5 – Récapitulatif des demi-vies calculées en fonction des variations d'une seule des deux hautes tensions à la fois pour la série c.

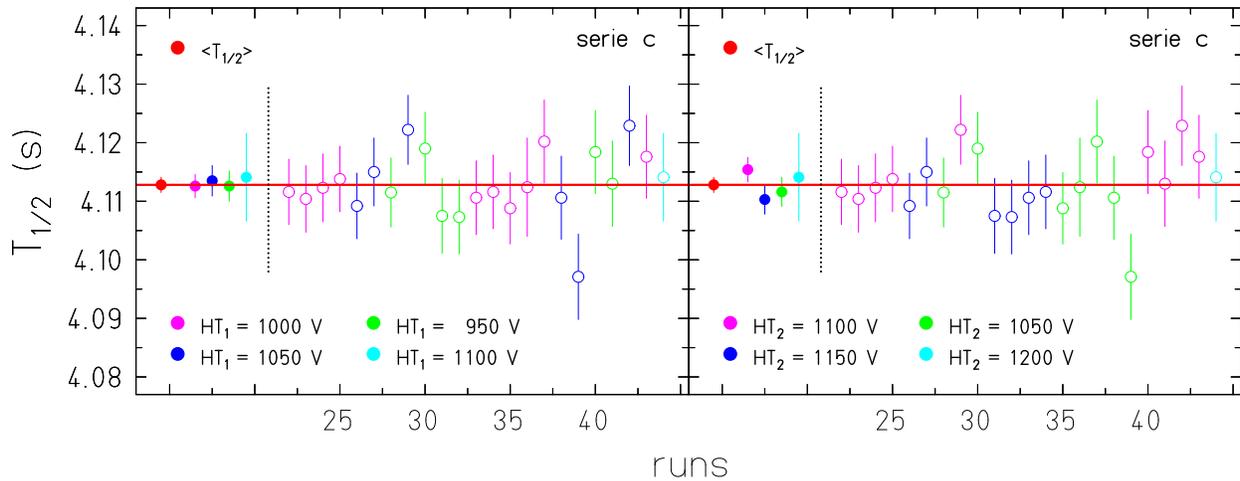


FIGURE 5.1.7 – Demi-vies en fonction des hautes tensions des photomultiplicateurs prises séparément pour la série c. L'axe des ordonnées est la demi-vie en secondes, celui des abscisses le numéro de run. La figure de gauche s'intéresse aux variations de la haute tension du photomultiplicateur 1 et celle de droite aux variations de la haute tension du photomultiplicateur 2. Chaque couleur représente une valeur de haute tension. Les symboles pleins représentent les valeurs moyennes en fonction de la haute tension d'intérêt. Les symboles pleins les plus à gauche pour chacune des figures et les traits rouges représentent la demi-vie moyenne pour toute la série c quelles que soient les hautes tensions des photomultiplicateurs.

de la phase de décroissance (voir paragraphe 3.2.1.1).

Pour tester l'influence de cette suppression de canaux au début de la décroissance, pour les trois séries de *runs*, le temps de référence a été augmenté de 1 s en 1 s cinq fois de suite, puis de 2 s en 2 s à nouveau cinq fois. Ces augmentations représentent au total la suppression d'un peu plus de trois fois la valeur de la demi-vie de ^{27}Si . Pour chaque valeur du début de l'ajustement, tous les *runs* ont été analysés et les demi-vies calculées à nouveau. Ces tests sont résumés dans la TABLE 5.1.6, et présentés dans les figures de gauche de la FIGURE 5.1.8. Toutes ces valeurs ne sont pas indépendantes puisqu'elles sont issues des mêmes ajustements auxquels quelques canaux ont été supprimés.

Pour vérifier la dépendance ou non des données en fonction du paramètre t_0 , la différence entre deux demi-vies déterminées avec deux temps différents et successifs d'ajustement de la phase de la décroissance a été calculée, les résultats sont présentés sur les figures de droite de la FIGURE 5.1.8.

$t_0 + x$ (s)	Demi-vies moyennes (s)		Durée de l'ajustement (s)
	série a		
$t_0 + 0$	4, 1167 \pm 0, 0030		41, 37
$t_0 + 1$	4, 1193 \pm 0, 0034		40, 37
$t_0 + 2$	4, 1203 \pm 0, 0038		39, 37
$t_0 + 3$	4, 1199 \pm 0, 0042		38, 37
$t_0 + 4$	4, 1222 \pm 0, 0048		37, 37
$t_0 + 5$	4, 1213 \pm 0, 0053		36, 37
$t_0 + 7$	4, 1254 \pm 0, 0068		34, 37
$t_0 + 9$	4, 1256 \pm 0, 0087		32, 37
$t_0 + 11$	4, 1371 \pm 0, 0112		30, 37
$t_0 + 13$	4, 1309 \pm 0, 0145		28, 37
$t_0 + 15$	4, 1362 \pm 0, 0191		26, 37
$t_0 + x$ (s)	Demi-vies moyennes (s)		Durée de l'ajustement (s)
	série b	série c	
$t_0 + 0$	4, 1089 \pm 0, 0015	4, 1128 \pm 0, 0013	83, 56
$t_0 + 1$	4, 1098 \pm 0, 0016	4, 1129 \pm 0, 0014	82, 06
$t_0 + 2$	4, 1089 \pm 0, 0017	4, 1124 \pm 0, 0016	81, 56
$t_0 + 3$	4, 1086 \pm 0, 0019	4, 1123 \pm 0, 0020	80, 06
$t_0 + 4$	4, 1076 \pm 0, 0021	4, 1120 \pm 0, 0020	79, 56
$t_0 + 5$	4, 1062 \pm 0, 0023	4, 1109 \pm 0, 0022	78, 06
$t_0 + 7$	4, 1097 \pm 0, 0027	4, 1101 \pm 0, 0028	76, 06
$t_0 + 9$	4, 1097 \pm 0, 0033	4, 1122 \pm 0, 0036	74, 06
$t_0 + 11$	4, 1063 \pm 0, 0040	4, 1132 \pm 0, 0040	72, 06
$t_0 + 13$	4, 1014 \pm 0, 0048	4, 1115 \pm 0, 0053	70, 06
$t_0 + 15$	4, 0994 \pm 0, 0058	4, 1045 \pm 0, 0071	68, 06

TABLE 5.1.6 – Résumé des différentes demi-vies calculées quand le début de l'ajustement varie pour chaque série de *runs* séparément. Les différentes durées des ajustements sont précisées pour chaque série.

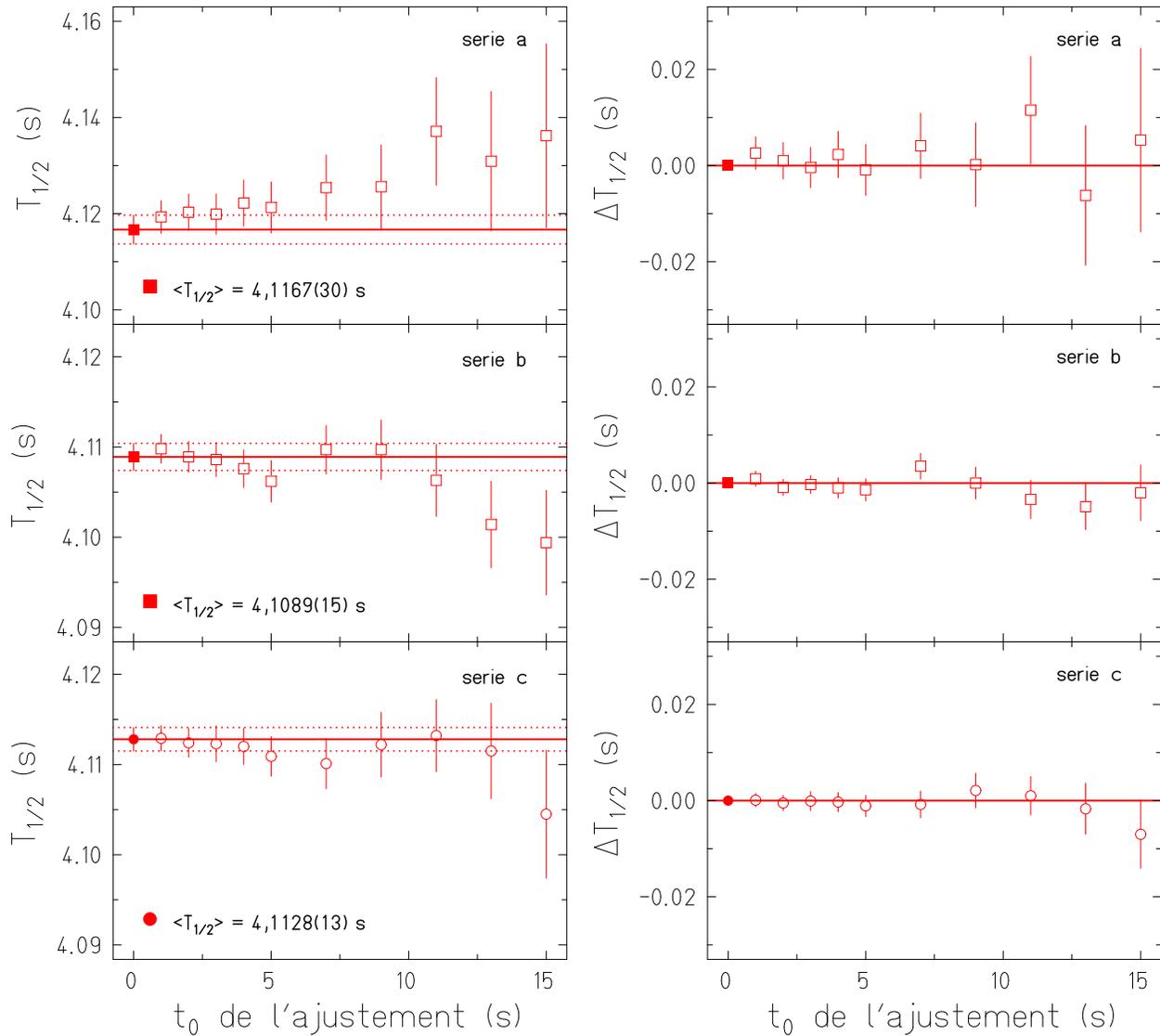


FIGURE 5.1.8 – Demi-vies moyennes (à gauche) et différences entre ces demi-vies (à droite) déterminées en faisant varier le début de l’ajustement de la décroissance. L’axe des abscisses représente le temps auquel débute l’ajustement de la phase de la décroissance, t_0 , celui des ordonnées, la demi-vie moyenne en secondes pour les figures de gauche et la différence entre ces demi-vies pour les figures de droite. Les figures du haut concernent la première série de mesures (LM2), celles du milieu la deuxième série de mesures (LM2) et celles du bas la troisième série (moyennes des acquisitions LM2, MS1 et MS2). Sur les figures de gauches, les symboles pleins représentent les demi-vies moyennes déterminées par les ajustements avec les temps de référence pour les trois séries de mesures. Les autres symboles les demi-vies moyennes obtenues quand le temps auquel débute l’ajustement a augmenté. Ces valeurs ne sont pas indépendantes les unes des autres. Les figures de droite quant à elles présentent les différences déterminées entre deux demi-vies moyennes calculées avec deux valeurs successives du temps de début d’ajustement. Les incertitudes attribuées à chacun de ces symboles sont les incertitudes des demi-vies déterminées pour les temps auxquels débute l’ajustement de la phase de la décroissance testés. Les symboles rouges pleins représentent la valeur zéro. Les écarts observés avec cette valeur sont très faibles et inférieurs aux incertitudes statistiques.

Les écarts sont très faibles par rapport aux incertitudes statistiques. Aucune dépendance systématique n'est observée quand le temps auquel débute l'ajustement de la phase de décroissance varie.

Ce test est proche de notre étude de la correction du temps mort en regard du nombre d'évènements moyen par cycle, N_0/cyc (voir paragraphe 5.1.2.1).

5.1.2.5 Demi-vie en fonction de la fin de l'ajustement

Le paramètre « fin de l'ajustement », noté t_1 , pourrait introduire une incertitude systématique dans la détermination de la demi-vie de la même façon que le paramètre « début de l'ajustement » peut le faire. Comme précédemment, aucune des trois séries de *runs* n'a le même temps de référence pour la fin de l'ajustement de la phase de décroissance (détails au paragraphe 5.1.1). Ces temps sont 54,78 s pour la première série, 98,48 s pour la deuxième, et 101,48 s pour la dernière. Cela correspond à la suppression d'un peu plus d'une dizaine de canaux.

Pour tester l'influence de ce paramètre, comme lors du test décrit au paragraphe précédent, le temps auquel se termine l'ajustement va être diminué de 1 s en 1 s cinq fois de suite puis de 2 s en 2 s à nouveau cinq fois. Comme précédemment, cela représente la suppression au total d'un peu plus de trois demi-vies de ^{27}Si . Pour chaque valeur de ce nouveau temps, tous les *runs* de toutes les séries ont été analysés et les demi-vies moyennes calculées, à nouveau. Ces résultats sont résumés dans la TABLE 5.1.7.

Aucune incertitude systématique n'est observée quand le temps auquel se termine l'ajustement varie. Les différentes demi-vies présentées sur la FIGURE 5.1.9 et résumées dans la TABLE 5.1.7 ne fluctuent quasiment pas. La détermination du bruit de fond est peu contraignante en fin de décroissance puisqu'il est aussi mesuré indépendamment au début de chaque cycle.

Ceci explique aussi que les incertitudes (statistiques) n'augmentent pas contrairement au cas précédent, puisque seuls des canaux avec très peu d'évènements sont retirés de l'analyse.

En conclusion, les demi-vies moyennes déterminées pour le noyau ^{27}Si ne dépendent pas du temps auquel l'ajustement de la décroissance se termine, aucun biais n'est à prendre en compte à cause de ce paramètre de l'analyse.

5.1.2.6 Conclusion

Aucun des paramètres testés, qu'ils soient expérimentaux ou analytiques, n'a induit de biais dans la détermination de la durée de vie de ^{27}Si .

Cependant, pour être tout à fait rigoureux nous pouvons ajouter une incertitude systématique due aux différences entre les demi-vies moyennes calculées pour la série c en fonction de l'acquisition utilisée (voir la TABLE 5.1.3). L'incertitude systématique est définie pour être égale à la demi différence entre les deux valeurs extrêmes (LM2 et MS2), c'est-à-dire 0,0011 s.

Ce biais peut être évalué uniquement à l'aide de la troisième série de mesures puisque lors de la première et de la deuxième séries de mesures seules les données enregistrées par

$t_1 - x$ (s)	Demi-vies moyennes (s)		Durée de l'ajustement (s)
	série a		
$t_1 - 0$	4, 1167 ± 0, 0030		41, 37
$t_1 - 1$	4, 1168 ± 0, 0031		40, 37
$t_1 - 2$	4, 1168 ± 0, 0031		39, 37
$t_1 - 3$	4, 1170 ± 0, 0032		38, 37
$t_1 - 4$	4, 1166 ± 0, 0032		37, 37
$t_1 - 5$	4, 1167 ± 0, 0032		36, 37
$t_1 - 7$	4, 1164 ± 0, 0033		34, 37
$t_1 - 9$	4, 1171 ± 0, 0035		32, 37
$t_1 - 11$	4, 1149 ± 0, 0036		30, 37
$t_1 - 13$	4, 1147 ± 0, 0037		28, 37
$t_1 - 15$	4, 1153 ± 0, 0037		26, 37
$t_1 - x$ (s)	Demi-vies moyennes (s)		Durée de l'ajustement (s)
	série b	série c	
$t_1 - 0$	4, 1089 ± 0, 0015	4, 1128 ± 0, 0013	83, 56
$t_1 - 1$	4, 1089 ± 0, 0015	4, 1128 ± 0, 0013	82, 06
$t_1 - 2$	4, 1089 ± 0, 0015	4, 1128 ± 0, 0013	81, 56
$t_1 - 3$	4, 1089 ± 0, 0015	4, 1127 ± 0, 0013	80, 06
$t_1 - 4$	4, 1088 ± 0, 0015	4, 1127 ± 0, 0013	79, 56
$t_1 - 5$	4, 1088 ± 0, 0015	4, 1127 ± 0, 0013	78, 06
$t_1 - 7$	4, 1087 ± 0, 0015	4, 1128 ± 0, 0013	76, 06
$t_1 - 9$	4, 1087 ± 0, 0015	4, 1127 ± 0, 0013	74, 06
$t_1 - 11$	4, 1086 ± 0, 0015	4, 1126 ± 0, 0013	72, 06
$t_1 - 13$	4, 1087 ± 0, 0015	4, 1126 ± 0, 0013	70, 06
$t_1 - 15$	4, 1087 ± 0, 0015	4, 1126 ± 0, 0013	68, 06

TABLE 5.1.7 – Résumé des différentes demi-vies calculées quand la fin de l'ajustement varie pour chaque série de runs séparément. Les différentes durées des ajustements sont précisées pour chaque série.

l'acquisition VME-LM ont pu être analysées. Néanmoins, nous allons supposer que le biais qui aurait été imposé par l'utilisation de trois voies d'analyse lors de ces deux prises de données aurait été le même que celui déterminé à l'aide de la dernière série de mesures.

Alors, l'incertitude due à l'utilisation des trois voies d'analyse (LM2, MS1 et MS2) doit être sommée quadratiquement à l'incertitude statistique sur la valeur moyenne des trois séries de mesures à savoir : 0, 0017 s. La demi-vie ainsi obtenue est 4, 1117(20) s, ce qui représente une précision relative de 0, 05%.

5.1.3 Conclusion

La valeur finale retenue dans ce travail pour la demi-vie de ^{27}Si est 4, 1117(20) s.

Avant cette expérience, différentes mesures avaient déjà été réalisées. N. Severijns *et al.* [Se08] ont inventorié huit mesures, elles sont présentées dans la TABLE 1.3.1. La moyenne pondérée de ces huit mesures est 4, 135(3) s. Ces mesures n'étant pas toutes compatibles

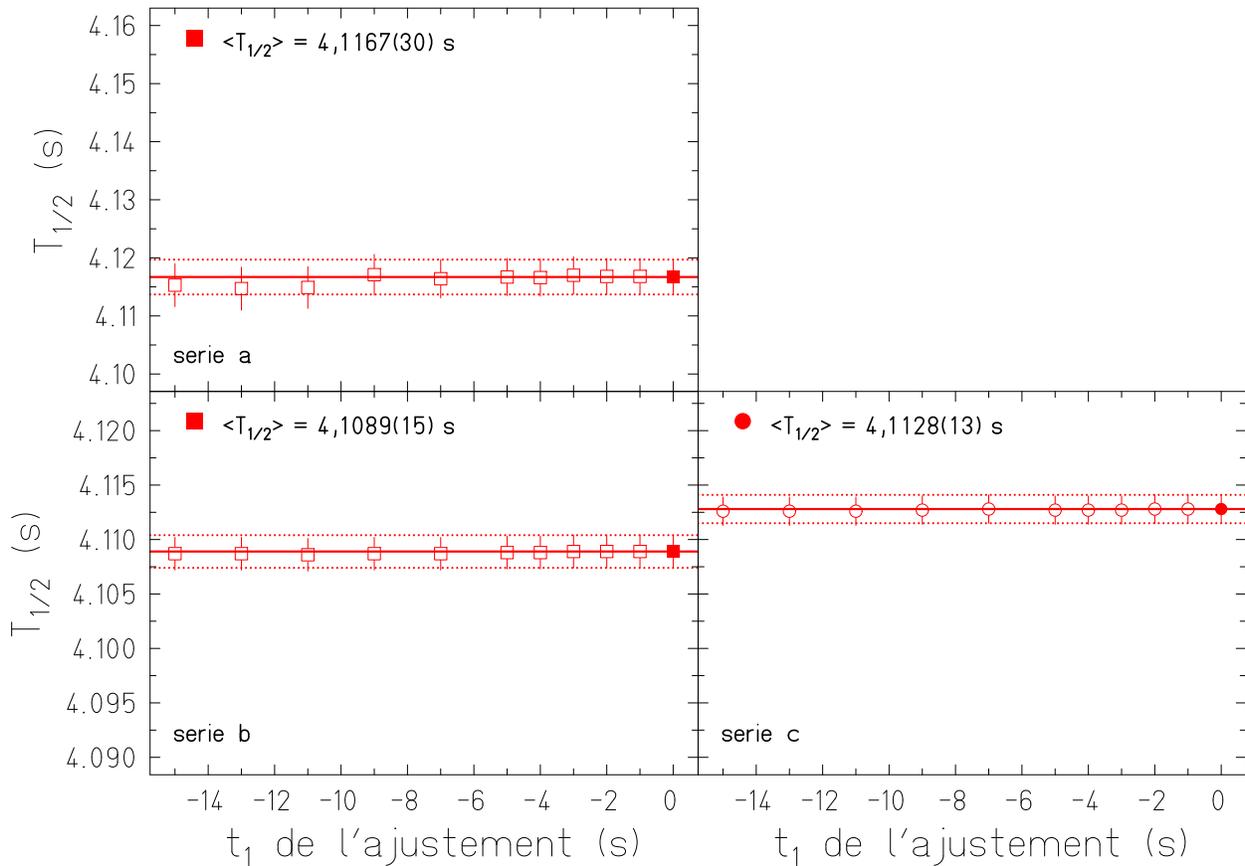


FIGURE 5.1.9 – Demi-vies moyennes en fonction de la fin de l’ajustement. Pour chaque figure, l’axe des ordonnées représente la demi-vie en secondes et l’axe des abscisses, le temps auquel s’est terminé l’ajustement, t_1 , en secondes. Sur chaque figure, le symbole plein et le trait rouges représentent la demi-vie moyenne calculée pour chaque série de runs avec le temps de référence auquel se termine l’ajustement de la décroissance (voir dans le texte pour les détails), les pointillés rouges, les incertitudes à une déviation standard sur cette valeur. La figure du haut concerne les runs de la série a pour l’acquisition LM2 ; la figure en bas à gauche ceux de la série b pour cette même acquisition ; celle en bas à droite concerne la moyenne run par run des trois acquisitions de la série c (LM2, MS1 et MS2).

entre elles à un écart-type (voir la figure de gauche sur la FIGURE 5.1.10), l’incertitude sur la moyenne doit être multipliée par le facteur d’échelle, $s = \sqrt{21,84}$. La valeur moyenne de ces huit mesures est alors 4,135(15) s, ce qui représente une incertitude relative de 0,36%. La plus ancienne des mesures remonte à une soixantaine d’années et la plus récente à 1977. Certaines de ces mesures ont été réalisées dans le but d’étudier la décroissance β et l’interaction faible, d’autres pas. Certaines de ces valeurs sont précises, d’autres non et elles ne sont pas toutes compatibles. Néanmoins aucune ne peut être écartée.

En ajoutant la valeur de la demi-vie de ^{27}Si déterminée dans ce travail aux huit précédentes mesures (voir la figure de droite sur la FIGURE 5.1.10), la moyenne pondérée obtenue est 4,1181(17) s. De nouveau toutes ces valeurs n’étant pas compatibles à un écart-type, l’incertitude doit être multipliée par le facteur d’échelle, $s = \sqrt{23,77}$. La demi-vie moyenne

ainsi obtenue est 4, 1181(83) s, soit une incertitude relative de 0, 20%. Le résultat obtenu est alors presque deux fois plus précis que le précédent.

Le *Particle Data Group* et J. C. Hardy et I. S. Towner prescrivent d'éliminer toutes les valeurs dix fois moins précises que la plus précise d'entre elle. Si nous appliquons cette règle, la valeur la plus précise est celle que nous avons déterminé et nous pouvons éliminer toutes les valeurs avec une incertitude relative supérieure à 0, 50%, c'est-à-dire les mesures issues des références [Mi58, Su62, Gr71]. La moyenne pondérée est maintenant calculée avec six mesures, la valeur obtenue est 4, 1176(17) s, le facteur d'échelle est $s = \sqrt{22, 27}$, il est légèrement inférieur au précédent mais pas de façon significative. En prenant cela en compte, la valeur moyenne de la demi-vie du noyau ^{27}Si est 4, 1176(80) s. Le résultat obtenu et son incertitude relative ne sont pas très différents du précédent résultat. Les valeurs citées dans les références [Go68a, Ge76] sont très précises mais très différentes de la valeur citée dans la référence [Az75] et de la valeur que nous avons déterminée dans ce travail, donc toutes ces valeurs doivent être conservées, le χ^2 normalisé de la distribution reste grand et l'incertitude sur la moyenne pondérée doit être augmentée en la multipliant par le facteur d'échelle.

L'incertitude relative sur la demi-vie du noyau ^{27}Si est maintenant de l'ordre de deux pour mille. La précision a été améliorée d'un facteur deux ce qui n'est pas négligeable. Concernant les tests de l'hypothèse CVC et d'unitarité de la matrice CKM avec cette décroissance, ce paramètre est connu assez précisément pour ne pas être le paramètre limitant. Comme nous l'avons vu dans le paragraphe 1.3 le paramètre limitant reste le paramètre de mélange des transitions, ρ qui n'a jamais été mesuré pour cette décroissance.

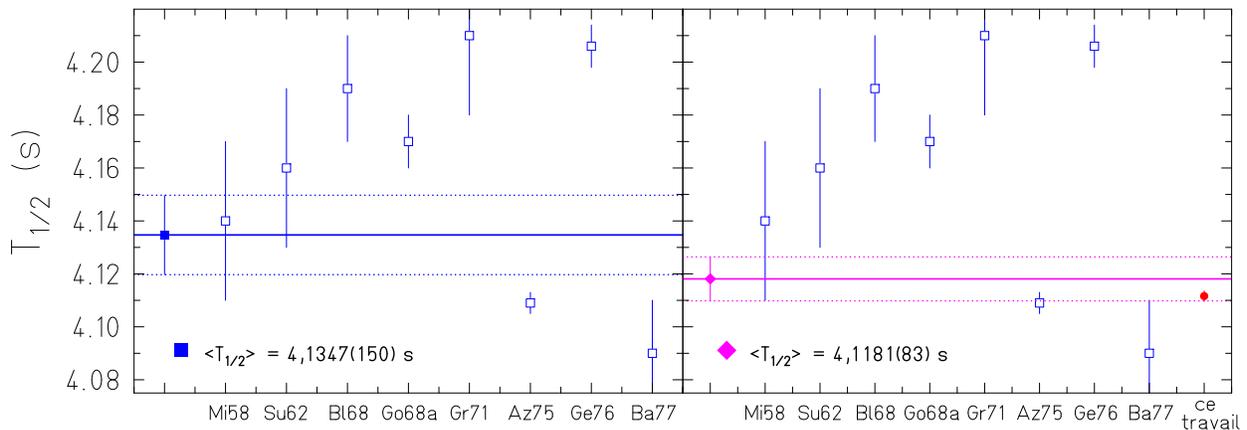


FIGURE 5.1.10 – Différentes mesures de la demi-vie de ^{27}Si . Pour les deux figures, l'axe des ordonnées représente la demi-vie en secondes et l'axe des abscisses les différentes mesures de la demi-vie de ^{27}Si (voir le détail des articles dans la bibliographie). La figure de gauche présente les huit mesures antérieures à ce travail (carrés bleus vides), ainsi que la moyenne de ces huit valeurs (carré bleu plein et trait bleu), son incertitude à un écart-type, multipliée par le facteur d'échelle pour prendre en compte la non compatibilité de tous les résultats, est représentée en pointillés bleus. La figure de droite présente ces mêmes huit valeurs (carrés bleus vides), la valeur supplémentaire est la demi-vie déterminée dans ce travail (cercle rouge plein). Le losange et le trait rose représentent la moyenne pondérée de ces neuf valeurs, et les pointillés rose, l'incertitude à une déviation standard multipliée par le facteur d'échelle pour prendre en compte la non compatibilité à un écart-type des résultats.

5.2 Rapport d'embranchement du noyau ^{27}Si

Le rapport d'embranchement, $B.R._{fond.}$ (voir le paragraphe 3.2.2 et la FIGURE 5.2.1) de ^{27}Si est connu avec une très grande précision, 0,04% [Se08]. Améliorer cette précision est très difficile et quoi qu'il en soit, elle est suffisante pour vérifier l'hypothèse CVC et l'unitarité de la matrice CKM. La mesure de ce rapport d'embranchement n'étant donc pas cruciale pendant notre expérience, aucune mesure spécifique (phase de décroissance courte pour tous les cycles) n'a été réalisée pour cela : les mêmes données que celles utilisées pour la détermination de la demi-vie ont été utilisées pour déterminer ce rapport d'embranchement.

Notre résultat sera ajouté aux mesures expérimentales déjà existantes mais la précision ne sera, a priori, pas améliorée.

Nous commencerons par présenter les résultats obtenus avec les paramètres de référence de l'analyse, puis nous chercherons d'éventuels biais dus à ces paramètres. Le principe de l'analyse, pour déterminer le rapport d'embranchement qui nous intéresse, a été détaillé au paragraphe 3.2.2, tout ce qui suit s'y rapporte.

5.2.1 Résultats avec les paramètres de référence

Nous avons vu au paragraphe 3.2.2 que le rapport d'embranchement que nous pouvons déterminer directement est celui entre l'état fondamental, $^{5/2^+}$, de ^{27}Si et l'état excité ($^{7/2^+}$) de ^{27}Al , $B.R._{exc.}^{\beta}$ (FIGURE 5.2.1). D'après la littérature, celui-ci est très faible, de l'ordre de 0,2% [Se08]. Cela ajouté au fait qu'aucune mesure spécifique (cycles courts) n'a été réalisée conduit à une analyse avec très peu de statistique. Une analyse d'un spectre γ construit à partir d'un seul *run* n'est pas réalisable, alors tous les spectres γ construits à partir des *runs* d'une même série ont été sommés, puis analysés.

Les ajustements du pic d'énergie 2211 keV pour chaque série de mesures ont été réalisés sur des spectres étalonnés en énergie avec une fonction gaussienne et un fond.

Dans la suite, nous allons détailler l'analyse et présenter le résultat pour une seule série de mesures, la série b, ce choix est arbitraire, l'analyse des deux autres est similaire. Puis nous présenterons les résultats obtenus pour les deux autres séries de mesures, avant de conclure sur la valeur du rapport d'embranchement retenue, $B.R._{exc.}^{\beta}$, avec les paramètres de référence.

Le rapport d'embranchement entre les états fondamentaux des noyaux ^{27}Si et ^{27}Al sera quant à lui déterminé à l'aide des expressions 3.2.3 et 3.2.7. Les valeurs indiquées par des bornes supérieures sur le schéma de niveau de la FIGURE 5.2.1 seront sommées quadratiquement avec les incertitudes des autres valeurs pour obtenir l'incertitude totale.

5.2.1.1 Détermination du rapport d'embranchement, $B.R._{exc.}^{\beta}$ pour la série b avec les paramètres de référence

La série b comporte dix *runs*, ayant permis la construction de dix spectres γ . Ceux-ci ont été étalonnés pour être ensuite sommés, la largeur de chaque canal est 1 keV. L'ajustement du pic somme d'énergie 2211 keV a été réalisé avec la méthode du maximum de vraisemblance (détails au paragraphe 3.2.2.3). Les limites de l'ajustement étaient plus ou moins 100 keV autour du centre du pic, et le fond utilisé était linéaire. Le pic d'énergie 2211 keV est présenté sur la FIGURE 5.2.2. Il ne ressort pas vraiment du fond et son ajustement est délicat.

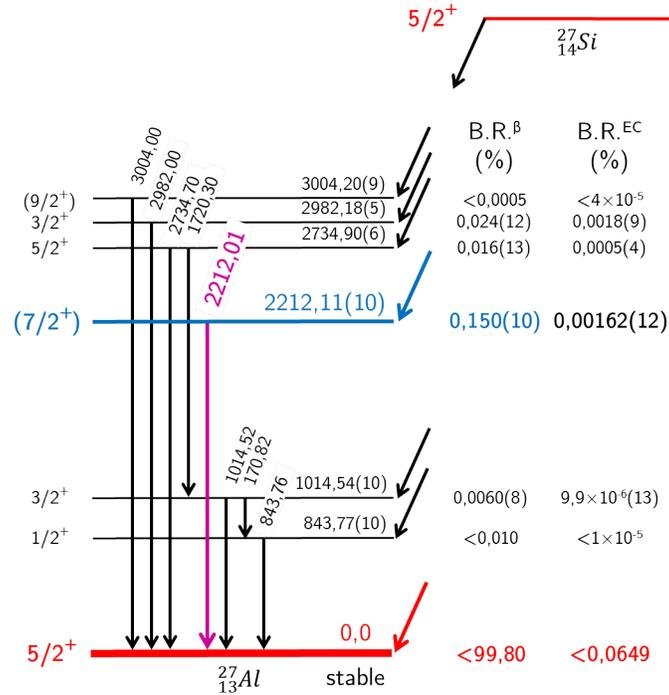


FIGURE 5.2.1 – Schéma de la décroissance β du noyau ^{27}Si . Le rapport d'embranchement β que nous voulons connaître très précisément est représenté en rouge, il est noté $B.R._{fond.}$ dans le texte. Celui que nous avons mesuré est représenté en bleu et noté $B.R._{exc.}^{\beta}$ dans le texte. Ces deux valeurs de rapports d'embranchement sont issues de la TABLE 1.3.2, les autres de la référence [Ba11].

L'ajustement avec tous les paramètres laissés libres, le nombre d'événements dans le pic, son centre et son écart type, est présenté sur la FIGURE 5.2.2, les résultats sont eux résumés dans la TABLE 5.2.1. Nous remarquons que la valeur de l'écart type est très grande ; habituellement, un pic se construit sur une largeur de quelques keV, pas sur quelques dizaines de keV. A cause de la faible statistique, ce pic ne se démarque pas très bien du fond et l'ajustement n'est pas correct. La solution est de fixer un paramètre pour limiter les degrés de liberté.

Dans le spectre autour du pic d'intérêt se trouve un pic à 2204 keV venant de la décroissance de ^{214}Bi vers le noyau ^{214}Po , ce pic fausse l'écart-type de celui à 2211 keV (à cause de la très faible statistique), c'est pourquoi nous avons décidé de fixer ce paramètre. Il a été déterminé à l'aide du pic d'énergie 2614,51 keV qui est issu de la décroissance β de ^{208}Tl vers le noyau ^{208}Pb . Il est ajusté dans les mêmes conditions que celui d'énergie 2211 keV, c'est-à-dire plus ou moins 100 keV autour du centre et avec les paramètres d'ajustement libres (FIGURE 5.2.3). L'écart type ainsi déterminé est 2,5(3) keV. Les deux pics étant relativement proches en énergie, leur écart type doit être semblable.

Alors, un nouvel ajustement du pic d'énergie 2211 keV a été réalisé en fixant l'écart-type, le centre du pic et le nombre d'événements restant libres. Celui-ci est présenté sur la FIGURE 5.2.4, les valeurs des différents paramètres sont résumés dans la TABLE 5.2.2, excepté la valeur de l'écart-type qui est fixé à 2,5 keV. Ainsi, le nombre d'événements γ

dans le pic est $15,7 \pm 3,3$. Une fois ce nombre connu, nous pouvons déterminer le rapport d'embranchement, $B.R._{exc.}^\beta$, pour cette série de *runs* à l'aide des équations 3.2.6 et 3.2.8 et l'incertitude sur cette valeur à l'aide des équations 3.2.9 et 3.2.11.

Le rapport d'embranchement, $B.R._{exc.}^\beta$, déterminé pour la série b est $0,188(42)\%$. L'incertitude n'est ici que statistique, une recherche de dépendance systématique a été réalisée, elle sera présentée dans le paragraphe 5.2.2.

Maintenant que la méthode d'ajustement du pic d'énergie 2211 keV a été présentée pour la série b, seuls les résultats de ces ajustements et les valeurs des rapports d'embranchement, $B.R._{exc.}^\beta$, pour les séries a et c seront présentés dans le paragraphe suivant.

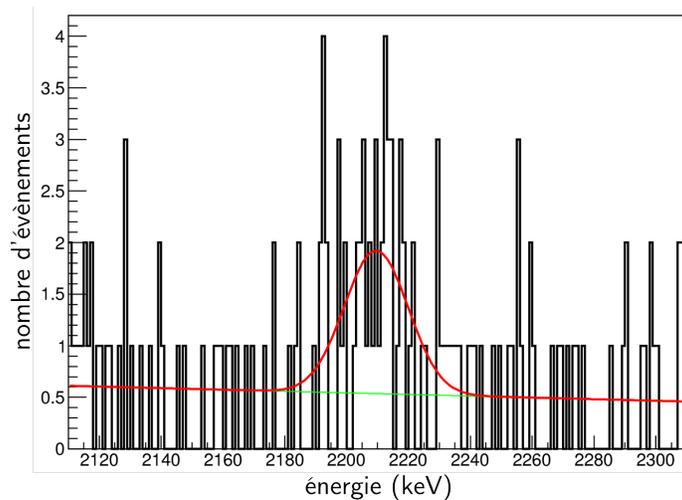


FIGURE 5.2.2 – Ajustement du pic d'énergie 2211 keV avec tous les paramètres libres. L'axe des ordonnées représente le nombre d'évènements et celui des abscisses l'énergie en keV. L'ajustement par la gaussienne est représenté en rouge, en vert est représenté le fond linéaire. Les limites de l'ajustement sont plus ou moins 100 keV autour du centre du pic.

Valeurs obtenues après ajustement	
χ_n^2	= 0,44
centre (keV)	= $2209,6 \pm 1,9$
σ (keV)	= $10,3 \pm 2,1$
nombre d'évènements	= $35,9 \pm 6,3$

TABLE 5.2.1 – Valeurs obtenues pour différents paramètres après ajustement du pic d'énergie 2211 keV. Le χ^2 normalisé, noté χ_n^2 , de l'ajustement est la première valeur présentée, ensuite les valeurs des trois paramètres libres sont données.

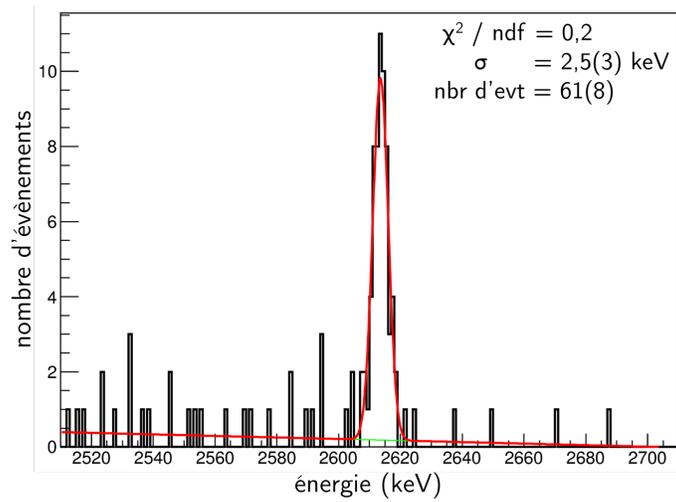


FIGURE 5.2.3 – Ajustement du pic d'énergie 2614,51 keV avec tous les paramètres libres. L'axe des ordonnées représente le nombre d'événements, celui des abscisses l'énergie en keV. L'ajustement est représenté en rouge et le fond linéaire est représenté en vert.

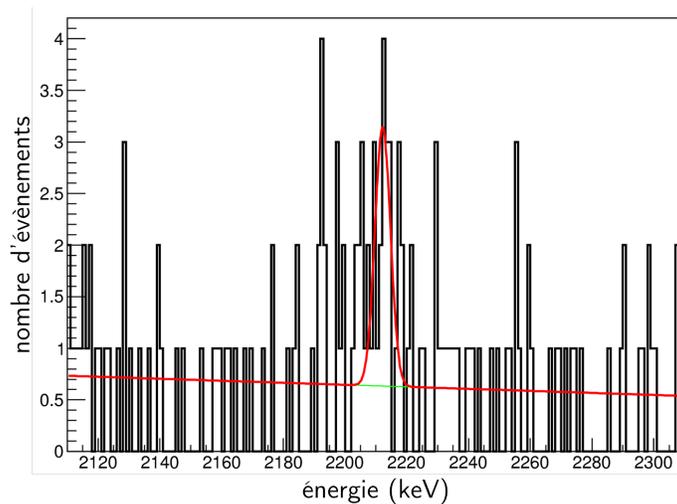


FIGURE 5.2.4 – Ajustement du pic d'énergie 2211 keV avec l'écart type-fixe. L'axe des ordonnées représente le nombre d'événements et celui des abscisses l'énergie en keV. L'ajustement par la gaussienne est représenté en rouge, en vert est représenté le fond linéaire.

5.2.1.2 Détermination du rapport d'embranchement, $B.R._{exc.}^{\beta}$ pour les séries a et c avec les paramètres de référence

La série a est composée de onze *runs* et la série c de vingt-trois *runs*. Les deux spectres γ totaux ont été étalonnés en énergie avant d'être sommés. Les difficultés pour l'ajustement du pic d'énergie 2211 keV sont les mêmes que celles rencontrées dans le cas de la série b. Les deux ajustements sont présentés sur la FIGURE 5.2.5. Les nombres d'évènements dans les pics sont $7,8 \pm 2,2$ et $13,6 \pm 3,6$ pour les séries a et c, respectivement.

Les rapports d'embranchement, $B.R._{exc.}^{\beta}$ alors déterminés sont $0,179(54)\%$ et $0,134(37)\%$ pour ces deux séries, respectivement. Une fois de plus, les incertitudes ici ne sont que statistiques.

5.2.1.3 Conclusion

Ces trois séries de mesures indépendantes nous ont fourni trois valeurs de rapports d'embranchement, $B.R._{exc.}^{\beta}$. Ces valeurs sont compatibles entre-elles à une déviation standard. Leur moyenne pondérée est $0,162 \pm 0,025\%$. Les incertitudes prises en compte pour obtenir ce résultat ne sont que statistiques.

Valeurs obtenues après ajustement	
χ_n^2	= 0,44
centre (keV)	= $2212,2 \pm 1,0$
nombre d'évènements	= $15,7 \pm 3,3$

TABLE 5.2.2 – Valeurs obtenues pour différents paramètres après ajustement du pic d'énergie 2211 keV. Le χ^2 normalisé, χ_n^2 , de l'ajustement est la première valeur présentée, ensuite les valeurs des deux paramètres libres sont données.

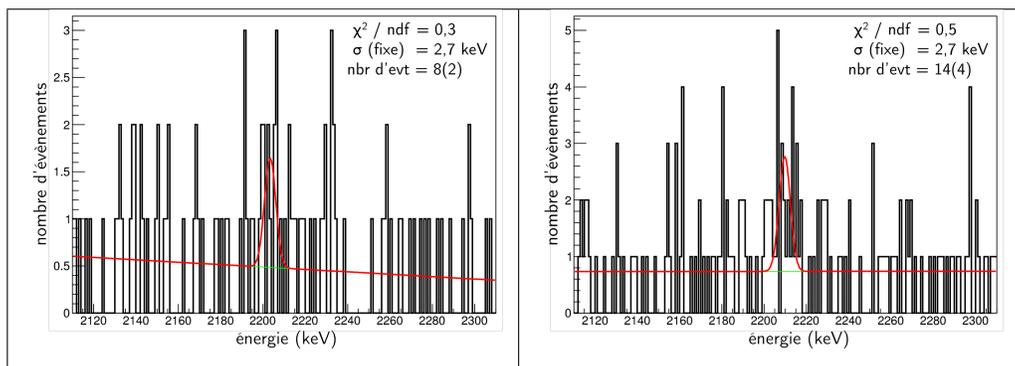


FIGURE 5.2.5 – Ajustement du pic d'énergie 2211 keV avec l'écart-type fixe pour les séries a et c. La figure de gauche représente l'ajustement pour la série a et celle de droite pour la série c. L'axe des ordonnées représente le nombre d'évènements et l'axe des abscisses l'énergie en keV. L'ajustement est réalisé à plus ou moins 100 keV autour du centre du pic. Il est représenté en rouge et le fond linéaire en vert.

5.2.2 Recherche des dépendances systématiques

Après avoir déterminé une valeur du rapport d'embranchement, $B.R.^{\beta}_{exc.}$ dans laquelle l'incertitude est purement statistique, il est important de chercher des biais systématiques sur ce résultat. Pour cela, des paramètres de l'analyse sont testés, comme le choix du fond, l'intervalle d'ajustement et la largeur des canaux. Ces tests sont présentés dans les paragraphes qui suivent.

5.2.2.1 Type de fond

Le choix du fond est important puisqu'en le soustrayant à l'aire du pic ajusté par la fonction gaussienne, il doit permettre de déterminer le plus précisément possible le nombre d'évènements dans le pic. Ce choix du fond n'est pas facile puisqu'il est presque aussi important en terme d'amplitude que le pic à ajuster. Néanmoins pour réaliser une analyse proche de celle réalisée pour déterminer le rapport d'embranchement de ^{23}Mg , nous avons choisi de tester les trois mêmes autres formes de fond :

- quadratique ;
- linéaire avec une marche ;
- linéaire gauche-droite ;

auxquelles nous avons ajouté le fond constant avec une marche qui semble reproduire plutôt bien le fond autour du pic.

Les résultats des tests que nous avons réalisés sont résumés dans la TABLE 5.2.3, ils concernent la série b.

Quel que soit le type de fond, pour la série b, les rapports d'embranchement, $B.R.^{\beta}_{exc.}$ sont compatibles entre eux à une déviation standard (TABLE 5.2.3).

Cela est également le cas pour les deux autres séries de mesures, les séries a et c. Nous remarquons sur la FIGURE 5.2.6 que tous les rapports d'embranchement, $B.R.^{\beta}_{exc.}$ déterminés pour les trois séries de mesures et pour les cinq types de fond sont compatibles entre eux à une déviation standard. Les différentes valeurs sont regroupées par séries de mesures. Les cinq fonds sont représentés sur cette figure par des symboles différents.

Bien que les différences entre les résultats obtenus soient faibles, nous allons les utiliser pour déterminer la dépendance systématique. Nous avons choisi l'incertitude systématique

type de fond	N_{γ}	$B.R.^{\beta}_{exc.}$ (%)
linéaire	$15,7 \pm 3,3$	$0,188 \pm 0,042$
quadratique	$15,7 \pm 3,3$	$0,188 \pm 0,043$
linéaire avec une marche	$15,7 \pm 3,3$	$0,188 \pm 0,043$
linéaire gauche-droite	$14,0 \pm 3,2$	$0,167 \pm 0,041$
constant avec une marche	$15,7 \pm 3,3$	$0,187 \pm 0,043$

TABLE 5.2.3 – Résumé des différentes valeurs du nombre d'évènements et des rapports d'embranchement selon le type de fond pour la série b. N_{γ} est l'aire du pic à laquelle a été soustrait le nombre d'évènements déterminé pour chaque type de fond. $B.R.^{\beta}_{exc.}$ est le rapport d'embranchement calculé pour chaque N_{γ} , les autres grandeurs utiles, le nombre de particules β et l'efficacité du détecteur à 2211 keV, à son calcul ne dépendent pas du choix du fond.

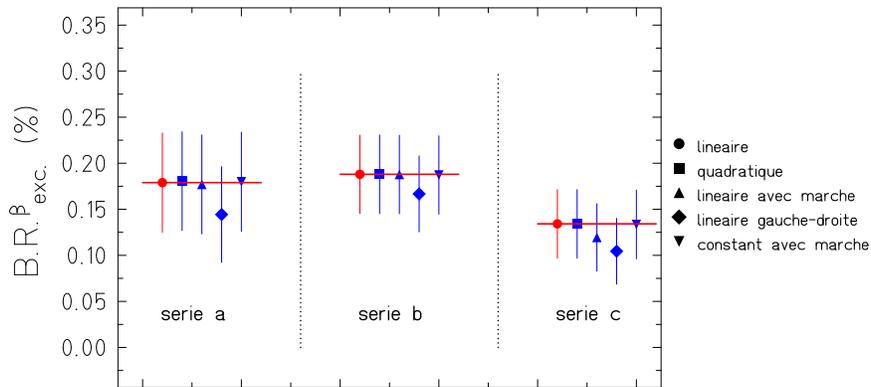


FIGURE 5.2.6 – Rapports d'embranchement selon le type de fond pour toutes les séries de mesures. L'axe des ordonnées représente le rapport d'embranchement, $B.R.^{\beta}_{exc.}$, en pourcentage. Les valeurs de ce rapport d'embranchement sont regroupés par séries de mesure. Chaque symbole représente un fond particulier. La valeur de $B.R.^{\beta}_{exc.}$ déterminée à l'aide d'un ajustement avec le fond de référence est représentée en rouge (le trait rouge représente également cette valeur) pour chaque série.

comme la demi-différence entre deux valeurs de rapports d'embranchement déterminées avec le fond de référence (linéaire) et celui qui donne les résultats les plus différents de ce fond, c'est-à-dire le fond linéaire gauche-droite.

Pour les trois séries de mesures, les valeurs de l'incertitude systématique calculées sont 0,017%, 0,011% et 0,015% pour les séries a b et c respectivement. Ces dépendances systématiques sont très faibles (au moins deux fois inférieures aux incertitudes statistiques).

5.2.2.2 Limites de l'ajustement

Les limites d'ajustement de référence sont plus ou moins 100 keV autour du centre du pic d'énergie 2211 keV. Nous avons vu à travers l'utilisation du fond linéaire gauche-droite que la détermination du fond autour du pic est difficile (voir paragraphe précédent). A priori, en augmentant les limites de l'ajustement, ce problème pourrait être résolu. Ainsi nous avons choisi de réaliser des ajustements avec pour limites plus ou moins 200 keV. Pour vérifier l'influence de ces limites, nous avons également raccourci l'intervalle d'ajustement à plus ou moins 50 keV, le fond devrait alors être moins bien défini.

Les résultats de ces tests pour la série b sont résumés dans la TABLE 5.2.4, les ajustements avec les intervalles de plus ou moins 100 et 200 keV sont identiques, celui avec un intervalle de plus ou moins 50 keV donne un résultat quelque peu différent mais toujours compatible avec les deux autres.

Des résultats similaires sont obtenus pour les séries a et c. Ces tests sont présentés sur la FIGURE 5.2.7.

Le fait d'élargir ou de diminuer l'intervalle d'ajustement induit peu de différence dans la détermination du rapport d'embranchement, $B.R.^{\beta}_{exc.}$. Cependant nous pouvons évaluer, pour chaque série, la dépendance systématique en faisant la demi-différence entre les deux valeurs extrêmes :

limites d'ajustement autour du centre du pic (keV)	N_γ	$B.R.^{\beta}_{exc.}$ (%)
± 50	$14,2 \pm 3,6$	$0,169 \pm 0,046$
± 100	$15,7 \pm 3,3$	$0,188 \pm 0,042$
± 200	$15,6 \pm 3,2$	$0,186 \pm 0,042$

TABLE 5.2.4 – Comparaison des différentes valeurs des rapports d'embranchement selon l'intervalle choisi pour la série b. Les valeurs présentées ont été déterminées à l'aide d'ajustements pour différents intervalles, plus ou moins 50, 100 (référence) et 200 keV autour du centre du pic, les autres paramètres restant ceux de référence.

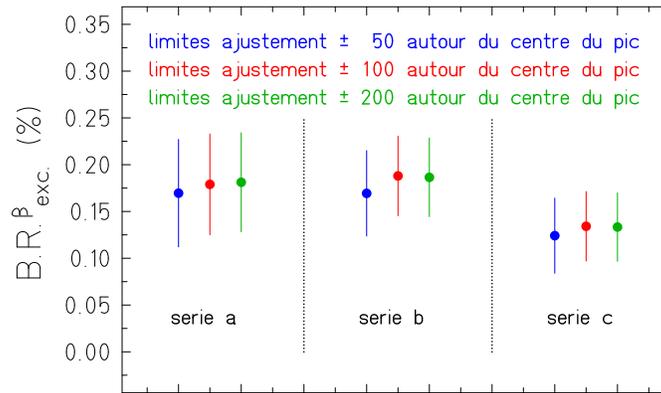


FIGURE 5.2.7 – Rapports d'embranchement selon l'intervalle d'ajustement pour toutes les séries de mesures. L'axe des ordonnées représente le rapport d'embranchement, $B.R.^{\beta}_{exc.}$ en pourcentage. Les valeurs de ces rapports d'embranchement sont regroupés par série de mesures ; chaque couleur, bleu, rouge et vert représente un intervalle d'ajustement, plus ou moins 50, 100 et 200 keV autour du centre du pic, respectivement.

- plus ou moins 50 keV et plus ou moins 100 keV pour les séries b et c ;
- plus ou moins 50 keV et plus ou moins 200 keV pour la série a.

L'incertitude systématique calculée pour la série a est donc 0,006%, pour la série b 0,009% et pour la série c 0,005%.

5.2.2.3 Largeur des canaux du spectre γ

La largeur des canaux des spectres γ utilisé comme référence est 1 keV. Le pic d'énergie 2211 keV ayant un écart-type d'environ 2,5 keV, nous pouvons construire un spectre avec des canaux larges de 2 keV sans risquer de dégrader ce pic.

Les spectres γ des trois séries de mesures ont été reconstruits avec cette largeur.

Comme précédemment nous allons nous focaliser sur l'étude de la deuxième série de mesure. Le nombre d'événements dans le pic ainsi que le rapport d'embranchement correspondant pour les spectres avec des largeurs de canaux différentes sont résumés dans la TABLE 5.2.5. Les nombres d'événements dans les pic varient dans les incertitudes l'une de l'autre, les rapports d'embranchement, $B.R.^{\beta}_{exc.}$ également.

largeur des canaux (keV)	N_γ	$B.R.^{\beta}_{exc.}$ (%)
1	$15,7 \pm 3,3$	$0,188 \pm 0,042$
2	$15,6 \pm 4,2$	$0,186 \pm 0,053$

TABLE 5.2.5 – Comparaison des différentes valeurs des rapports d'embranchement selon la largeur des canaux pour la série b. N_γ est le nombre d'événements dans le pic auquel a été soustrait le bruit de fond choisi (linéaire), et $B.R.^{\beta}_{exc.}$, le rapport d'embranchement correspondant à chaque valeur de N_γ .

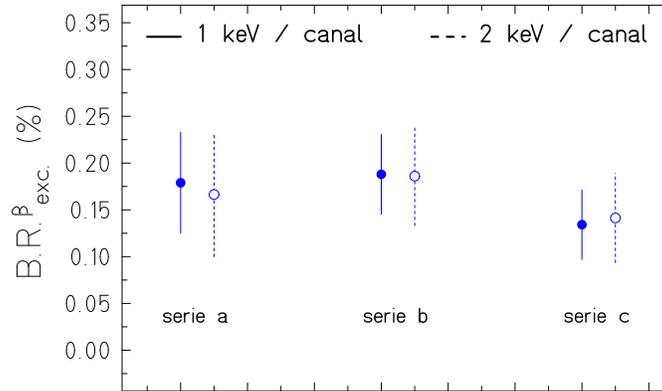


FIGURE 5.2.8 – Rapports d'embranchement selon la largeur des canaux pour toutes les séries de mesures. L'axe des ordonnées représente le rapport d'embranchement, $B.R.^{\beta}_{exc.}$ en pourcentage. Les valeurs de ces rapports d'embranchement sont regroupées par série de mesures ; les symboles dont l'incertitude est un trait correspondent au spectre avec une largeur de canal de 1 keV, ceux dont l'incertitude est un trait pointillé correspondent au spectre avec une largeur de canal de 2 keV.

Ces tests ont aussi été réalisés sur les séries a et c, les rapports d'embranchement déterminés dans le cas de spectres γ de largeur 1 et 2 keV sont présentés dans la FIGURE 5.2.8. Pour chaque série, les rapports d'embranchement déterminés avec ces spectres sont compatibles entre eux.

Bien que les différences entre les résultats obtenus soient faibles, nous allons les utiliser pour déterminer une incertitude systématique. Elle est évaluée, pour chaque série, en calculant la différence entre les valeurs obtenues avec les ajustements du pic sur les spectres γ avec les largeurs de canaux étudiées.

Les valeurs des incertitudes ainsi calculées sont 0,013%, 0,002% et 0,007% pour les séries a, b et c respectivement.

5.2.2.4 Conclusion

Nous avons testé trois paramètres à la recherche de dépendance systématique : le type de fond, les limites de l'ajustement et la largeur des canaux du spectre γ . Ces tests ont toujours été effectués en comparant les résultats, obtenus avec le paramètre testé, avec le résultat que nous avons décidé de prendre comme référence, à savoir un ajustement avec un fond linéaire, un intervalle de plus ou moins 100 keV autour du centre du pic et une largeur de canal de

1 keV. L'écart-type n'est pas considéré comme un paramètre, vu la très faible statistique la seule façon d'obtenir un ajustement correct est de le fixer à l'aide de l'écart-type du pic d'énergie 2614,51 keV.

Ces trois paramètres testés nous ont permis d'évaluer des incertitudes systématiques pour chaque série. L'incertitude globale pour chaque série est alors la somme quadratique des incertitudes statistique et systématiques. Ces valeurs sont présentées dans la TABLE 5.2.6.

Les valeurs des rapports d'embranchement pour chaque série qui prennent en compte les incertitudes totales sont :

- 0,179(58)% pour la série a ;
- 0,188(44)% pour la série b ;
- 0,134(41)% pour la série c.

La moyenne pondérée de ces trois valeurs indépendantes est 0,163(27)%. En utilisant ce résultat, les valeurs des autres rapports d'embranchement β et de capture électronique présentées sur la FIGURE 5.2.1 ainsi que les équations 3.2.3 et 3.2.7, nous obtenons la valeur du rapport d'embranchement entre les états fondamentaux de ^{27}Si et ^{27}Al :

$$B.R.fond. = 100 - 0,163 - 0,050 = 99,787\%.$$

Son incertitude est la somme quadratique des incertitudes de chaque rapport d'embranchement β et des valeurs indiquées par des limites sur la FIGURE 5.2.1 ainsi que les incertitudes sur les rapports d'embranchement de capture électronique sommées linéairement entre eux (équation 3.2.7) :

$$\Delta B.R.fond. = \left[(0,027)^2 + (0,001)^2 + (10^{-5})^2 + (4 \times 10^{-5})^2 + (5 \times 10^{-4})^2 + (0,012)^2 + (0,013)^2 + (8 \times 10^{-4})^2 + (0,010)^2 \right]^{1/2}.$$

L'incertitude relative sur cette valeur est 0,034%.

5.2.3 Conclusion

Comme lors de la détermination du rapport d'embranchement entre les états fondamentaux de ^{23}Mg et ^{23}Na , nous allons commencer par nous intéresser au rapport d'embranchement β , $B.R.^{\beta}_{exc.}$.

incertitude	statistique (%)	systématique (%)			totale (%)
série a	0,054	0,017	0,006	0,013	0,058
série b	0,042	0,011	0,009	0,002	0,044
série c	0,037	0,015	0,005	0,007	0,041

TABLE 5.2.6 – Résumé des valeurs des différentes incertitudes déterminées en fonction de la série étudiée. Les incertitudes sont données en pourcentage, l'incertitude totale est la somme quadratique des incertitudes statistique et systématiques.

N. Severijns *et al.* [Se08] ont inventorié cinq autres mesures de ce paramètre datant des années 60 et 70, elles sont listées dans la TABLE 1.3.1 et représentées sur la FIGURE 5.2.9 par des carrés bleus. La moyenne pondérée de ces valeurs est 0,150(6)%, toutes ces valeurs n'étant pas compatibles à un écart-type, l'incertitude doit être multipliée par le facteur d'échelle, $s = \sqrt{2,90}$. En prenant cela en compte, la valeur moyenne du rapport d'embranchement déterminée à partir de ces cinq mesures devient 0,150(10)%. Cette valeur est représentée par un carré bleu plein sur la figure de gauche de la FIGURE 5.2.9. Comme expliqué précédemment, à l'aide de ce résultat, des valeurs des autres rapports d'embranchement β et de capture électronique et des équations 3.2.3 et 3.2.7, le rapport d'embranchement entre les états fondamentaux des noyaux ^{27}Si et ^{27}Al est 99,80(2)%, soit une incertitude relative de 0,02%.

En ajoutant notre valeur à ces cinq, nous pouvons déterminer une nouvelle valeur moyenne de ce rapport d'embranchement, $B.R.^{\beta}_{exc.}$. La moyenne pondérée de ces six mesures est 0,151(9)%, en tenant compte du facteur d'échelle ($s = \sqrt{2,36}$) qui a quelque peu diminué par rapport au précédent. Quoi qu'il en soit la valeur du rapport d'embranchement entre les états fondamentaux des noyaux étudiés reste de 99,80(2)% et l'incertitude relative 0,02%.

L'incertitude relative n'a pas changé mais notre résultat permet d'ajouter une mesure à celles déjà connues, compatibles avec les dernières valeurs. Comme nous l'avons déjà expliqué, cette précision est suffisante pour les tests sur l'hypothèse CVC et l'unitarité de la matrice CKM.

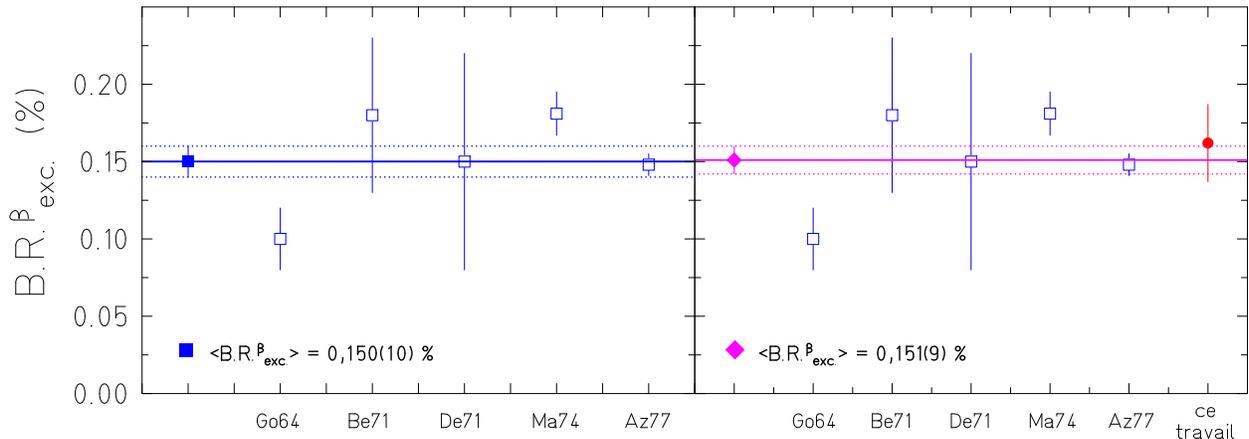


FIGURE 5.2.9 – Différentes mesures du rapport d'embranchement, $B.R.^{\beta}_{exc.}$ de la décroissance de ^{27}Si . Pour les deux figures, l'axe des ordonnées représente le rapport d'embranchement en pourcentage et l'axe des abscisses les différentes mesures de ce rapport d'embranchement pour le noyau ^{27}Si (voir le détail des articles dans la bibliographie). La figure de gauche présente les cinq mesures antérieures à ce travail (carrés bleus vides), ainsi que la moyenne de ces cinq valeurs (carré bleu plein et trait bleu), son incertitude à un écart-type, multipliée par le facteur d'échelle pour prendre en compte la non compatibilité de tous les résultats, est représentée en pointillés bleus. La figure de droite présente ces mêmes cinq valeurs (carrés bleus vides), la valeur supplémentaire est le rapport d'embranchement déterminée dans ce travail (rond rouge plein). Le losange et le trait rose représentent la moyenne de ces six valeurs, et les pointillés rose, l'incertitude à une déviation standard multipliée par le facteur d'échelle pour prendre en compte la non compatibilité à un écart-type de toutes les valeurs.

Chapitre 6

Calcul de la correction δ_C pour les noyaux ^{23}Mg et ^{27}Si

Nous avons vu au Chapitre 1 que la détermination des valeurs $\mathcal{F}t^{0^+ \rightarrow 0^+}$ et $\mathcal{F}t_0$ nécessite, outre la mesure de paramètres expérimentaux, le calcul de corrections théoriques de plusieurs types. Pour rappel, la valeur $\mathcal{F}t^{0^+ \rightarrow 0^+}$ est une constante pour les transitions super permises de Fermi de même isospin. La valeur $\mathcal{F}t_0$ est, quant à elle, une constante pour toutes les transitions de type miroir. Les expressions de ces deux valeurs sont données par les équations 1.2.30 et 1.2.36.

Les corrections théoriques à considérer sont :

- la correction de la brisure d'isospin, δ_C ;
- les corrections radiatives dépendante et indépendante de la transition, δ_R et Δ_R^V .

Ces termes prennent en compte les effets des interactions forte et électromagnétique.

Les deux paragraphes suivants (6.1 et 6.2) sont basés sur les travaux de J. C. Hardy et I. S. Towner dans le cadre de leur étude des transitions super permises de Fermi. Le paragraphe 6.1 détaille brièvement les corrections radiatives, le paragraphe 6.2 est centré sur la détermination de la correction de la brisure de la symétrie d'isospin. Plusieurs articles ont été utilisés pour résumer succinctement leur travail. Le paragraphe 6.3 est quant à lui consacré aux calculs de la correction de la brisure de la symétrie d'isospin que nous avons réalisés avec l'aide du groupe Théorie du CENBG. Enfin le dernier paragraphe de ce chapitre résume et compare toutes les valeurs de ces corrections pour les noyaux ^{23}Mg et ^{27}Si .

6.1 Corrections radiatives

Les corrections radiatives corrigent les effets de l'interaction du noyau se désexcitant et du positon émis avec le champ électromagnétique extérieur par rapport au cas où la désexcitation aurait lieu pour un nucléon libre. Ces corrections sont exprimées comme une série de perturbations en $Z\alpha$, où Z est le nombre de protons dans le noyau fils et α la constante de structure fine. Les termes de cette série s'expriment en $Z^m\alpha^n$, avec $m \leq n$ [Ha75]. Les effets de l'interaction du positon avec le champ coulombien statique du noyau fils, d'ordre $Z\alpha$, $Z^2\alpha^2$ et d'autres termes d'ordre supérieur en $Z^m\alpha^n$, sont inclus dans le calcul de la fonction statistique $f(Z, W_0)$. Les effets de l'interaction du noyau qui se désexcite avec le

champ coulombien du noyau fils sont pris en compte dans le terme correctif δ_C sur lequel nous reviendrons au paragraphe 6.2. Enfin, le terme qui constitue la correction radiative prend en compte l'interaction du positon avec le proton avec l'échange d'un photon de bremsstrahlung, d'un photon et de bosons Z^0 et W . Cette correction est séparée en deux termes, les parties dépendante et indépendante de la transition considérée, δ_R et Δ_R , respectivement.

La détermination de ces deux termes correctifs sera brièvement expliqué dans les paragraphes suivants.

6.1.1 Correction radiative indépendante de la transition, Δ_R^V

La correction radiative indépendante de la transition, Δ_R^V , est due au couplage entre le positon émis dans la désintégration β et le proton se transformant en neutron par échange de photon γ et de bosons intermédiaires Z^0 et W . Cette correction est déterminée par un développement à l'ordre α , elle a pour expression :

$$\Delta_R^V = \frac{\alpha}{2\pi} \left[3 \ln \frac{m_W}{m_p} + \ln \frac{m_W}{m_A} + 2C - \ln \frac{m_W}{m_Z} + A_g \right], \quad (6.1.1)$$

où :

- m_W , m_p et m_Z sont les masses du boson W , du proton et du boson Z^0 , respectivement ;
- m_A est défini par : $m_{a_1}/2 \leq m_A \leq 2m_{a_1}$ où m_{a_1} est la masse du méson vectoriel a_1 , ces limites pour le paramètre m_A ont été choisies par A. Sirlin [Si94] ;
- $2C$ a été approximé par sa contribution Born : $C \rightarrow C_{\text{Born}} = 0,885$, où C_{Born} dépend de la constante de couplage axiale vectorielle et du moment magnétique isoscalaire du nucléon ;
- $A_g = -0,34$ représente une petite correction perturbative de QCD (*Quantum Chromodynamics*) qui a été évaluée par W. J. Marciano et A. Sirlin [Ma86].

Le premier terme de l'équation 6.1.1 est dû à l'évaluation de l'interaction photon - boson W et au rayonnement de bremsstrahlung, c'est le terme prépondérant. Les deux termes suivant de cette équation sont également dus à l'évaluation de cette interaction, mais impliquent cette fois une interaction faible axiale vectorielle, ces termes correspondent à deux régimes d'énergie : une partie « haute énergie », le terme logarithmique, et une partie « basse énergie » constituée par le terme $2C$. Le paramètre m_A sépare ces deux régimes d'énergie. Le dernier terme logarithmique est dû à l'évaluation de l'interaction entre les bosons Z et W .

La valeur de la correction radiative indépendante de la transition ainsi obtenue est : $\Delta_R^V = 2,40(8)\%$ [To02].

Au cours des années suivantes, une mise à jour de la valeur du paramètre C_{Born} a été réalisée pour prendre en compte la nouvelle valeur de la constante de couplage axiale vectorielle, $C_{\text{Born}} = 0,891$. De plus, les termes logarithmiques ont été ré-évalués. Alors, la valeur de la correction radiative indépendante de la transition est devenue : $\Delta_R^V = 2,361(38)\%$ [To08]. L'incertitude relative sur ce terme a été améliorée d'un facteur deux.

6.1.2 Correction radiative dépendante de la transition, δ_R

La correction radiative dépendante de la transition, δ_R , est due au couplage entre le positon émis dans la désintégration β et le proton par échange de photon γ et de bosons

intermédiaires Z^0 et W . La différence avec la correction radiative indépendante de la transition, Δ_R^V , est le développement à d'autres ordres en α . Ce développement comprend des termes d'ordre α , $Z\alpha^2$ et $Z^2\alpha^3$.

Cette correction se divise en deux termes, un terme indépendant de la structure nucléaire, noté δ'_R , et un terme dépendant de la structure nucléaire, noté δ_{NS} [To02]. La détermination de ces deux termes est brièvement expliquée dans les deux paragraphes suivants.

6.1.2.1 Correction radiative indépendante de la structure nucléaire, δ'_R

Ce terme est principalement obtenu à l'aide d'un calcul standard de QED (*Quantum Electrodynamics*). Au fil des années, l'expression de cette correction a subi quelques ajustements, la plus récente utilisée par I. S. Towner et J. C. Hardy [To08] est :

$$\delta'_R = \frac{\alpha}{2\pi} [\bar{g}(E_m) + \delta_2 + \delta_3 + \delta_{\alpha^2}], \quad (6.1.2)$$

où :

- E_m est l'énergie maximale de l'électron lors de la décroissance ;
- δ_2 et δ_3 sont les termes d'ordre $Z\alpha^2$ et $Z^2\alpha^3$;
- δ_{α^2} est le terme qui représente la différence entre l'expression de δ'_R donnée dans l'équation 6.1.2 et celle donnée dans l'évaluation précédente [To02].

La fonction $g(E_e, E_m)$ dépendant de l'énergie de l'électron, E_e , et de l'énergie maximale de l'électron dans la décroissance β , E_m , a été définie par A. Sirlin [Si67] comme une partie de la correction d'ordre α venant du courant vectoriel faible. Elle est ici moyennée sur tout le spectre de l'électron pour obtenir $\bar{g}(E_m)$.

Le premier terme, $\frac{\alpha}{2\pi}\bar{g}(E_m)$, est le terme prépondérant, de l'ordre du pourcent, il est déterminé par de « simples » calculs de QED très bien connus. Les termes δ_2 et δ_3 sont respectivement de l'ordre de 0,4% et 0,05%, leur détermination est plus critique. Ils ont été calculés de deux façons indépendantes l'une de l'autre [Ja87, Si86, Si87], et les résultats obtenus sont compatibles l'un avec l'autre si les effets dus à la distribution de charge nucléaire finie sont pris en compte. Les incertitudes ont été choisies égales au terme $\frac{\alpha}{2\pi}\delta_3$ comme une estimation de l'incertitude faite en arrêtant le calcul à cet ordre. La valeur δ'_R est donc relativement bien définie.

Cette stratégie de calcul est utilisée pour déterminer les corrections δ'_R pour les transitions super permises de Fermi. Elle a aussi été utilisée pour déterminer ces corrections pour les transitions miroir. Les valeurs des quatre composantes mises en jeu dans le calcul de δ'_R ainsi que la valeur de δ'_R pour les cinq décroissances miroir de référence sont résumés dans la TABLE 6.1.1. Pour ces cinq transitions, les précisions sur δ'_R sont comprises entre 1 et 3% [Se08].

6.1.2.2 Correction radiative dépendante de la structure nucléaire, δ_{NS}

Contrairement au cas de la correction Δ_R^V pour laquelle les interactions axiales et électromagnétiques ont lieu dans le même nucléon, le terme δ_{NS} corrige les effets de ces interactions quand elles ont lieu dans des nucléons différents. L'expression de la composante C que nous avons vu dans l'équation 6.1.1 doit être remplacée par :

$$C = C_{\text{Born}} + C_{NS}^{\text{quenched}}, \quad (6.1.3)$$

noyaux parents	$\frac{\alpha}{2\pi}\bar{g}(E_m)$ (%)	$\frac{\alpha}{2\pi}\delta_2$ (%)	$\frac{\alpha}{2\pi}\delta_3$ (%)	$\frac{\alpha}{2\pi}\delta_{\alpha^2}$ (%)	δ'_R (%)	δ_{NS} (%)
^{19}Ne	1,226	0,272	0,012	0,022	1,533(12)	-0,11(2)
^{21}Na	1,186	0,291	0,015	0,021	1,515(15)	-0,06(2)
^{29}P	1,047	0,361	0,026	0,020	1,453(26)	-0,09(2)
^{35}Ar	0,969	0,399	0,035	0,017	1,421(35)	-0,04(2)
^{37}K	0,958	0,417	0,039	0,017	1,431(39)	-0,06(2)

TABLE 6.1.1 – Résumé des valeurs des paramètres utilisés pour le calcul des corrections radiatives dépendantes de la transition pour les cinq décroissances miroir de référence. Les différentes valeurs sont exprimées en pourcentage. La première colonne présente le noyau parent de la décroissance, les deuxième à cinquième colonnes les différents termes qui entrent en jeu dans le calcul de δ'_R . Les sixième et septième colonnes présentent les valeurs de δ'_R et δ_{NS} pour ces cinq transitions miroir [Se08].

où C_{NS}^{quenched} prend en compte les termes dépendant de la structure nucléaire. Les premiers calculs de ce terme ont été réalisés au début des années 90. La détermination de cette correction est basée sur des calculs de type modèle en couches associé à des interactions effectives.

L'expression de la correction radiative dépendant de la structure nucléaire est :

$$\delta_{NS} = \frac{\alpha}{\pi} \left[C_{NS}^{\text{quenched}} + (q - 1)C_{\text{Born}}^{\text{free}} \right], \quad (6.1.4)$$

où :

- q est le facteur qui prend en compte la réduction du produit des constantes de couplage faible et électromagnétique dans le milieu nucléaire par rapport à sa valeur pour un nucléon individuel ;
- l'exposant « free » du paramètre $C_{\text{Born}}^{\text{free}}$ signifie que ce coefficient est évalué pour un nucléon individuel et non pas un nucléon dans le noyau.

Comme dans le cas de la correction δ'_R , cette stratégie de calcul a été utilisée pour déterminer la correction δ_{NS} pour les transitions super permises de Fermi. Ce même principe a aussi été utilisé pour calculer cette correction pour les transitions miroir. La TABLE 6.1.1 présente la valeur de cette correction, δ_{NS} , pour les cinq transitions miroir de référence. Pour ces cinq transitions, les précisions sur δ_{NS} sont comprises entre 15 et 30% [Se08].

Dans les expressions $\mathcal{F}t^{0^+ \rightarrow 0^+}$ et $\mathcal{F}t_0$, les corrections δ_{NS} et δ_C sont regroupés dans le même terme. En effet ces deux corrections dépendent de la structure nucléaire et leur évaluation dépend de l'interaction effective du modèle en couches utilisée.

6.2 Correction de la brisure de la symétrie d'isospin δ_C

Les calculs des termes corrigeant la brisure de la symétrie d'isospin pour les transitions super-permises de Fermi $0^+ \rightarrow 0^+$ sont effectués depuis de nombreuses années par I. S. Towner et J. C. Hardy ([To73, To77, To08]). Cette correction a également été calculée par d'autres

groupes ([Li09, Sa12]). Les calculs de H. Liang *et al.* [Li09] font suite aux travaux de H. Sagawa *et al.* [Sa96] et sont basés sur la méthode de l'approximation de phase aléatoire d'échange de charge (RPA pour « Random-Phase Approximation »). W. Satula *et al.* [Sa12] ont utilisé la théorie des fonctionnelles de densité pour calculer la correction de la brisure de la symétrie d'isospin. Seul ce dernier groupe a calculé les termes δ_C pour les transitions miroir. Dans la suite nous nous appuyerons sur les travaux de I. S. Towner et J. C. Hardy pour présenter une méthode de calcul de cette correction.

L'hypothèse CVC implique que les amplitudes de décroissance ne sont pas corrigées des effets de l'interaction forte. Mais il y a une restriction à cela. L'hypothèse CVC requiert également que les états hadroniques soient des états propres de la symétrie d'isospin SU(2). Or dans les noyaux, la symétrie d'isospin est brisée, par exemple, par les interactions coulombiennes entre protons. A cause de cela, l'élément de matrice de Fermi voit sa valeur changée légèrement. Son expression devient :

$$\langle M_F \rangle^2 = \langle M_F^0 \rangle^2 (1 - \delta_C), \quad (6.2.1)$$

où δ_C est la correction qui prend en compte la brisure de la symétrie d'isospin qu'il faut évaluer.

Comme nous l'avons déjà mentionné dans l'introduction de ce chapitre, cette partie est basée sur les travaux de I. S. Towner et J. C. Hardy [To08] qui travaillent sur les transitions super permises de Fermi. Nous nous intéresserons ensuite au calcul de cette correction pour la décroissance β^+ des noyaux miroir ^{23}Mg et ^{27}Si (paragraphe 6.3), travail réalisé avec l'aide du groupe Théorie du CENBG.

Dans le modèle en couches, les fonctions d'onde des A particules représentant les états initial et final pour les transitions β super permises de Fermi sont des états de moment angulaire nul et d'isospin égal à 1. Dans la formulation de la seconde quantification, l'élément de matrice de Fermi s'écrit alors :

$$\langle M_F \rangle = \langle f | \tau_+ | i \rangle = \sum_{\alpha, \beta} \langle f | a_\alpha^\dagger a_\beta | i \rangle \langle \alpha | \tau_+ | \beta \rangle, \quad (6.2.2)$$

où :

- τ_+ est la composante positive de l'opérateur d'isospin pour la transition β^+ ;
- a_α^\dagger est l'opérateur de création d'un neutron dans l'état quantique α ;
- a_β est l'opérateur d'annihilation d'un proton dans l'état quantique β .

L'élément de matrice pour une particule individuelle $\langle \alpha | \tau_+ | \beta \rangle$ est une intégrale radiale qui s'exprime :

$$\langle \alpha | \tau_+ | \beta \rangle = \delta_{\alpha, \beta} \int_0^\infty R_\alpha^n(r) R_\beta^p(r) r^2 dr \equiv \delta_{\alpha, \beta} r_\alpha, \quad (6.2.3)$$

où :

- $R_\alpha^n(r)$ et $R_\beta^p(r)$ sont les parties radiales des fonctions d'onde du neutron et du proton respectivement ;
- $\delta_{\alpha, \beta}$ est le symbole de Kronecker ;
- r_α est la notation abrégée de $\int_0^\infty R_\alpha^n(r) R_\beta^p(r) r^2 dr$.

L'intégrale est non nulle uniquement si les états α et β sont identiques.

On introduit maintenant dans l'équation 6.2.2 un jeu complet d'états pour le système à $(A - 1)$ particules, noté $|\pi\rangle$, en écrivant :

$$\langle M_F \rangle = \sum_{\pi, \alpha} \langle f | a_\alpha^\dagger | \pi \rangle \langle \pi | a_\alpha | i \rangle r_\alpha^\pi, \quad (6.2.4)$$

l'exposant π de r_α^π rend la notation cohérente.

Si l'isospin est une symétrie exacte alors :

- les éléments de matrice des opérateurs de création et d'annihilation sont liés par une relation d'hermité : $\langle \pi | a_\alpha | i \rangle = \langle f | a_\alpha^\dagger | \pi \rangle^*$;
- les intégrales radiales sont unitaires : $\langle \alpha | \tau_+ | \alpha \rangle = r_\alpha = 1$.

On remarque alors que le terme corrigeant la brisure de la symétrie d'isospin peut être évalué dans l'élément de matrice de Fermi de deux façons différentes : soit les éléments de matrice des opérateurs a_α et a_α^\dagger sont liés par une relation d'hermité, soit les intégrales radiales sont unitaires. Les deux effets qui en découlent sont faibles, alors au premier ordre on peut les prendre en compte séparément et écrire :

$$\delta_C = \delta_{C1} + \delta_{C2}, \quad (6.2.5)$$

- δ_{C1} est la correction de mélange de configurations et correspond au cas où les intégrales radiales sont unitaires et les éléments de matrice ne sont pas liés par une relation d'hermité ;
- δ_{C2} est la correction de recouvrement de la partie radiale des fonctions d'onde du proton et du neutron et correspond au cas où les intégrales radiales ne sont pas unitaires et les éléments de matrice sont liés par une relation d'hermité.

La correction de recouvrement radial est la plus grande des deux parties de la correction δ_C . Dans les deux paragraphes suivant nous aborderons, de façon relativement détaillée, les méthodes de calcul utilisées pour déterminer ces deux corrections.

6.2.1 Correction de mélange de configurations δ_{C1}

Ce terme prend en compte les mélanges de configurations qui diffèrent entre le proton dans le noyau parent et le neutron dans le noyau fils. Pour calculer cette correction, on considère que les intégrales radiales sont unitaires, alors l'élément de matrice de Fermi de l'équation 6.2.4 s'exprime :

$$\langle M_F \rangle = \sum_{\pi, \alpha} \langle f | a_\alpha^\dagger | \pi \rangle \langle \pi | a_\alpha | i \rangle. \quad (6.2.6)$$

Les calculs nécessaires à la détermination de cette partie de la correction sont très sensibles aux détails utilisés dans le modèle en couches. Cette propriété est problématique mais heureusement certaines stratégies sont applicables pour réduire cette dépendance au modèle. I. S. Towner et J. C. Hardy ont utilisé trois méthodes pour prendre en compte la dépendance de charge dans les calculs de type modèle en couches. Premièrement, les énergies des orbitales de particule individuelle du proton ont été décalées par rapport à celles du neutron. La valeur

du décalage est obtenue à l'aide des spectres des états à particule individuelle dans le noyau « couche fermée + proton » par rapport au noyau « couche fermée + neutron ». Ces valeurs sont extraites de l'expérience. Deuxièmement, une interaction coulombienne à deux corps a été ajoutée entre les protons de valence et la force a été ajustée pour que le coefficient b mesuré dans l'équation de masse des multiplets isobariques (IMME) soit exactement reproduit. Troisièmement, une interaction nucléaire dépendante de la charge a été introduite en augmentant tous les éléments de matrice proton-neutron $T = 1$ d'environ 2% par rapport aux éléments de matrice neutron-neutron. La valeur précise de cette augmentation est à nouveau déterminée à l'aide des données expérimentales, cette fois-ci l'augmentation doit être égale au coefficient c de l'IMME. Cette idée d'utiliser l'IMME pour contraindre les corrections au modèle utilisé vient du travail de W. E. Ormand et B. A. Brown [Or85].

Si l'isospin était une symétrie exacte, alors l'état parent 0^+ ($T = 1$) se désexciterait uniquement vers son état analogue dans le noyau fils et les décroissances β vers tout autre état 0^+ dans le noyau fils seraient interdites. L'isospin étant brisée, des décroissances vers les autres états 0^+ dans le noyau fils sont observées avec des rapports d'embranchement relativement faibles. Si tous ces états 0^+ dans un espace du modèle ont le même isospin $T = 1$, alors l'effet de la brisure de la symétrie d'isospin dans l'hamiltonien est de réduire la force de la transition analogue d'une quantité qui est exactement égale à la somme des forces des états non analogues, alors : $\delta_{C1} \simeq \sum_n \delta_{C1}^n$, où δ_{C1}^n est la correction de mélange de configurations pour le n -ième état 0^+ non analogue. Cette expression n'est qu'une approximation car certains états calculés dans cette espace du modèle ne sont pas d'isospin $T = 1$, mais c'est une approximation relativement fiable.

De manière générale, l'état non analogue 0^+ le plus important à considérer est le premier état excité 0^+ (dans certains cas c'est le second, les calculs sont alors modifiés en conséquence). Dans ce cas, l'expérience est très utile, en effet dans la théorie des perturbations, si seulement deux états sont mélangés, alors :

$$\delta_{C1} \propto \frac{1}{(\Delta E)^2}, \quad (6.2.7)$$

où ΔE est la séparation en énergie entre l'état analogue 0^+ et l'état non analogue 0^+ .

Cela indique l'importance de l'hamiltonien du modèle en couches choisi pour reproduire au mieux l'énergie d'excitation de l'état non analogue. Une autre étape pour déterminer la valeur la plus précise de δ_{C1} est d'ajuster la valeur déterminée par le calcul par le rapport du carré de l'énergie théorique d'excitation du premier état 0^+ avec le carré de l'énergie expérimentale d'excitation de cet état. Tous ces calculs ont été réalisés dans le but de reproduire les coefficients b et c de l'IMME et l'énergie d'excitation du premier état excité 0^+ non analogue (ou du second le cas échéant).

Cette méthode de calcul a été adaptée pour déterminer les valeurs de δ_{C1} pour les transitions miroir. La TABLE 6.2.1 résume ces valeurs δ_{C1} adoptées pour les cinq transitions miroir de référence. Toutes les valeurs présentées sont issues de l'article de N. Severijns *et al.* [Se08]. Les précisions sur ces valeurs sont comprises entre 18 et 45%.

6.2.2 Correction de recouvrement des parties radiales des fonctions d'onde δ_{C2}

Ce terme correctif prend en compte les différences de formes des parties radiales des fonctions d'onde du proton dans le noyau parent et du neutron dans le noyau fils. Pour déterminer cette correction, on considère que les opérateurs a_α et a_α^\dagger sont liés par une relation d'hermiticité, dans ce cas l'élément de matrice de Fermi s'écrit :

$$\begin{aligned} \langle M_F \rangle &= \sum_{\pi,\alpha} |\langle f | a_\alpha^\dagger | \pi \rangle|^2 r_\alpha^\pi = \sum_{\pi,\alpha} |\langle f | a_\alpha^\dagger | \pi \rangle|^2 - \sum_{\pi,\alpha} |\langle f | a_\alpha^\dagger | \pi \rangle|^2 (1 - r_\alpha^\pi) \\ &= \langle M_F^0 \rangle \left(1 - \frac{1}{\langle M_F^0 \rangle} \sum_{\pi,\alpha} |\langle f | a_\alpha^\dagger | \pi \rangle|^2 \Omega_\alpha^\pi \right), \end{aligned} \quad (6.2.8)$$

où $\langle M_F^0 \rangle$ est l'élément de matrice de Fermi lorsque la symétrie d'isospin est respectée c'est-à-dire :

$$\langle M_F^0 \rangle = \sum_{\pi,\alpha} |\langle f | a_\alpha^\dagger | \pi \rangle|^2, \quad (6.2.9)$$

et Ω_α^π est le facteur de mélange radial :

$$\Omega_\alpha^\pi = (1 - r_\alpha^\pi). \quad (6.2.10)$$

Pour rappel, le carré de l'élément de matrice de Fermi s'écrit en fonction de la correction de recouvrement de la partie radiale des fonctions d'onde :

$$\langle M_F \rangle^2 = \langle M_F^0 \rangle^2 (1 - \delta_{C2}), \quad (6.2.11)$$

alors l'expression de δ_{C2} après un développement limité au premier ordre de l'équation 6.2.8 est :

$$\delta_{C2} \simeq \frac{2}{\langle M_F^0 \rangle} \sum_{\pi,\alpha} |\langle f | a_\alpha^\dagger | \pi \rangle|^2 \Omega_\alpha^\pi. \quad (6.2.12)$$

Comme pour le calcul de δ_{C1} , les données expérimentales peuvent aider à déterminer δ_{C2} . En effet, le carré de chaque amplitude spectroscopique, $|\langle f | a_\alpha^\dagger | \pi \rangle|^2$, est lié au facteur spectroscopique mesuré dans les réactions directes d'arrachage de neutron.

Idéalement, les facteurs spectroscopiques mesurés expérimentalement pourraient être utilisés directement sans avoir besoin de recourir à des calculs théoriques. Cependant il n'est pas évident de faire confiance à des mesures effectuées il y a une quarantaine d'années. Alors, la stratégie adoptée par I. S. Towner et J. C. Hardy est d'utiliser ces résultats expérimentaux pour déterminer quelles orbitales fermées sont assez importantes pour être prises en compte ou non dans les calculs. Ensuite, les amplitudes spectroscopiques sont calculées à l'aide du modèle en couches mais uniquement pour les orbitales pour lesquelles de grands facteurs spectroscopiques ont été observés lors de réactions d'arrachage de neutron.

Les principaux paramètres qui influencent la détermination du facteur de mélange radial, Ω_α^π , sont :

- la taille de l'écart entre l'énergie de séparation du proton dans le noyau parent et l'énergie de séparation du neutron dans le noyau fils ;
- la présence ou non de nœuds dans les parties radiales des fonctions d'onde du proton dans le noyau parent et du neutron dans le noyau fils.

Pour calculer ce facteur, I. S. Towner et J. C. Hardy utilise un potentiel de Woods-Saxon, pour un noyau de masse A et de charge $Z + 1$, défini par l'expression [To02] :

$$V(r) = \underbrace{-V_0 f(r)}_{\text{central}} - \underbrace{V_s g(r) \vec{l} \cdot \vec{s}}_{\text{spin-orbite}} + \underbrace{V_C(r)}_{\text{coulombien}} - \underbrace{V_g g(r) - V_h h(r)}_{\text{surfaciques}}, \quad (6.2.13)$$

où :

$$\begin{aligned} f(r) &= \left[1 + \exp\left(\frac{r-R}{a}\right) \right]^{-1}, \\ g(r) &= \left(\frac{\hbar}{m_\pi c}\right)^2 \frac{1}{a_s r} \exp\left(\frac{r-R_s}{a_s}\right) \left[1 + \exp\left(\frac{r-R_s}{a_s}\right) \right]^{-2}, \\ h(r) &= a^2 \left(\frac{df}{dr}\right)^2, \\ V_C(r) &= \frac{Ze^2}{r}, \text{ pour } r \geq R_c, \\ &= \frac{Ze^2}{2R_c} \left(3 - \frac{r^2}{R_c^2} \right), \text{ pour } r < R_c, \end{aligned} \quad (6.2.14)$$

avec $R = r_0(A-1)^{1/3}$ et $R_s = r_s(A-1)^{1/3}$.

Des valeurs classiques sont choisies pour les paramètres suivants :

- $V_s = 7$ MeV ;
- $r_s = 1,1$ fm ;
- $a_s = 0,65$ fm.

Il reste encore quatre paramètres à déterminer :

- R_c , le rayon du potentiel coulombien ;
- V_0 , la profondeur du potentiel de Woods-Saxon ;
- r_0 , la portée du potentiel de Woods-Saxon ;
- a , la diffusivité du potentiel de Woods-Saxon.

Le rayon du potentiel coulombien est déterminé à l'aide des données expérimentales relatives au rayon de charge du noyau parent. Les rayons de charge peuvent être déterminés par des expériences de diffusion d'électrons. Les données expérimentales concernent généralement le noyau stable de chaque élément et pas le noyau qui décroît. Malgré cela, en examinant les données sur les différences de rayon de charge pour une chaîne isotopique, il est possible d'extrapoler le rayon de charge du noyau qui se désexcite, l'incertitude qui lui est associée doit prendre en compte l'incertitude faite sur cette extrapolation. Une fois la valeur du rayon de charge connue, il est nécessaire de réaliser deux petits ajustements sur cette valeur expérimentale pour déterminer R_c . Premièrement, la taille finie du proton doit être prise en compte, et deuxièmement, une correction du centre de masse doit être réalisée car le modèle en couches utilise les coordonnées de A particules individuelles plutôt que $A - 1$. Le rayon

de charge ainsi défini est noté $\langle r^2 \rangle_{\text{mc}}^{1/2}$, l'indice « mc » signifie modèle en couches. Ce rayon de charge et le rayon de charge expérimental sont liés par l'expression :

$$\langle r^2 \rangle_{\text{ch}} = \langle r^2 \rangle_{\text{mc}} + \frac{3}{2} \left(a_p^2 - \frac{b^2}{A} \right), \quad (6.2.15)$$

où :

- $a_p = 0,694$ fm est le paramètre de longueur dans l'expression de la densité du proton ;
- $b \approx A^{1/6}$ fm est le paramètre de longueur dans l'expression de l'oscillateur harmonique.

Le rayon de charge $\langle r^2 \rangle_{\text{mc}}^{1/2}$ est également défini par :

$$\langle r^2 \rangle_{\text{mc}} = \frac{\int_0^\infty r^2 \rho(\vec{r}) d\tau}{\int_0^\infty \rho(\vec{r}) d\tau}, \quad (6.2.16)$$

où $\rho(\vec{r})$ est la densité de charge et $d\tau$ l'élément de volume.

Pour un noyau sphérique, $\rho(\vec{r}) = \rho(r)$ et $d\tau = r^2 dr \sin \theta d\theta d\varphi$, et d'après la condition de renormalisation, $\int_0^\infty \rho(\vec{r}) d\tau = Ze$, où Ze est la charge totale du noyau. Si l'on suppose que la distribution de charge dans le noyau est uniforme, alors la densité $\rho(r)$ est une constante égale à la charge totale divisée par le volume du noyau :

$$\rho(r) = \begin{cases} \frac{Ze}{\frac{4}{3}\pi R_C^3}, & r < R_C \\ 0, & r > R_C \end{cases}, \quad (6.2.17)$$

où R_C est le rayon coulombien.

Si l'on remplace $\rho(r)$ par l'expression 6.2.17 dans l'équation 6.2.16, celle-ci devient alors :

$$\langle r^2 \rangle_{\text{mc}} = \frac{\int_0^{R_C} r^2 \frac{Ze}{\frac{4}{3}\pi R_C^3} r^2 dr \sin \theta d\theta d\varphi}{Ze} = \frac{\frac{Ze}{\frac{4}{3}\pi R_C^3} \times \frac{R_C^5}{5} \times 4\pi}{Ze} = \frac{3}{5} R_C^2. \quad (6.2.18)$$

Le rayon coulombien est alors défini par :

$$R_c^2 = \frac{5}{3} \langle r^2 \rangle_{\text{mc}}. \quad (6.2.19)$$

Finalement il reste à déterminer les paramètres du potentiel central $V_0 f(r)$. La diffusivité est fixée à la même valeur que dans le cas du potentiel spin-orbite, $a = 0,65$ fm (sauf pour les noyaux légers avec $A = 10$ et 14). La profondeur du puits est ajustée au cas par cas pour que l'énergie de liaison de la dernière orbitale liée corresponde à l'énergie de séparation du proton S_p .

I. S. Towner et J. C. Hardy ont choisi de calculer la correction δ_C en faisant quatre hypothèses différentes ce qui mène à quatre corrections notées δ_C^{I} , δ_C^{II} , δ_C^{III} et δ_C^{IV} . La valeur finale de δ_C adoptée correspond à une moyenne de ces différents calculs avec une incertitude qui prend en compte l'incertitude sur le rayon de charge et les différences entre les valeurs δ_C^{I} , δ_C^{II} , δ_C^{III} et δ_C^{IV} .

δ_C^I correspond au cas le plus simple où les parties radiales des fonctions d'onde du proton et du neutron, $R^p(r)$ et $R^n(r)$, ont une forme asymptotique pour tous les états α qui sont fixés par les valeurs des énergies de séparation S_p et S_n de l'état fondamental du noyau fils. Dans ce cas la valeur de δ_C^I est indépendante de l'interaction effective du modèle en couches.

δ_C^{II} est calculé en évaluant les intégrales radiales avec les fonctions propres du potentiel de Woods-Saxon dont la largeur du puits a été ajustée pour que chaque fonction propre corresponde à l'énergie de séparation de l'état $(A - 1)$. Pour un état $(A - 1)$ d'énergie d'excitation E_x , les énergies de séparation du proton et du neutron sont $S_p + E_x$ et $S_n + E_x$. Cette correction dépend de l'interaction effective du modèle en couches contrairement à δ_C^I .

Pour l'instant, V_g et V_h étaient considérés nuls. δ_C^{III} est calculé en fixant V_0 séparément pour les protons et les neutrons pour correspondre aux énergies de séparation S_p et S_n de l'état fondamental du noyau parent. De plus, il est nécessaire d'ajuster la force du terme surfacique V_g (en gardant V_h nul) pour que les formes asymptotiques des fonctions d'onde correspondent aux énergies de séparation plus l'énergie d'excitation pour le proton et le neutron.

δ_C^{IV} est calculé de la même façon que δ_C^{III} en imposant V_g nul et V_h non nul.

Les valeurs de δ_{C2} calculées à l'aide de cette méthode adaptée pour le cas des cinq transitions miroir de référence sont résumées dans la TABLE 6.2.1. Les précisions sur cette valeur sont comprises entre 4 et 9% [Se08].

Comme annoncé dans l'introduction de cette partie, nous remarquons que la correction δ_{C2} est plus importante que la correction δ_{C1} pour toutes les transitions présentées dans la TABLE 6.2.1. La différence entre la correction δ_C et δ_{NS} est présentée dans ce tableau car elle intervient dans l'expression de $\mathcal{F}t^{0^+ \rightarrow 0^+}$ et $\mathcal{F}t_0$ (selon le type de décroissance étudiée), elle regroupe les deux corrections qui dépendent de la structure nucléaire. L'incertitude associée à cette différence est la somme quadratique des incertitudes de δ_C et δ_{NS} .

6.3 Détermination de la correction δ_C avec l'aide du groupe Théorie du CENBG

La détermination de la correction de la brisure de la symétrie d'isospin, δ_C , pour les deux noyaux étudiés a été réalisée avec l'aide de N. Smirnova et L. Xayavong du groupe Théorie du CENBG. Ils travaillent, entre autre, à la détermination de cette correction pour certaines transitions super permises de la couche *sd*. Cette couche est également celle qui nous intéresse pour les noyaux ^{23}Mg et ^{27}Si .

Le premier paragraphe est consacré au principe de calcul de la correction δ_C . Le suivant détaille les outils de calcul utilisés par N. Smirnova et L. Xayavong pour déterminer la correction de la brisure de la symétrie d'isospin, outils que nous avons à notre tour utilisés pour déterminer cette correction pour les noyaux miroir étudiés. Puis les deux paragraphes suivants présentent les calculs de δ_{C1} et δ_{C2} pour ces noyaux.

noyaux parents	δ_{C1} (%)	δ_{C2} (%)	δ_C (%)	$\delta_C - \delta_{NS}$ (%)
^{19}Ne	0,140(30)	0,275(25)	0,415(39)	0,52(4)
^{21}Na	0,028(10)	0,320(25)	0,348(27)	0,41(3)
^{29}P	0,091(40)	0,885(35)	0,976(53)	1,07(6)
^{35}Ar	0,038(10)	0,455(45)	0,493(46)	0,53(5)
^{37}K	0,054(10)	0,680(60)	0,734(61)	0,79(6)

TABLE 6.2.1 – Résumé des valeurs de δ_{C1} et δ_{C2} pour les cinq décroissances miroir de référence puis de la correction complète δ_C . Les différentes valeurs sont exprimées en pourcentage. La première colonne présente les noyaux parents des cinq transitions miroir de référence. Les deuxième et troisième colonnes présentent les valeurs de δ_{C1} et δ_{C2} pour ces cinq transitions. La quatrième colonne présente les valeurs de δ_C , somme des deux colonnes précédentes, pour ces noyaux. L'incertitude attribuée à δ_C est la somme quadratique des incertitudes de δ_{C1} et δ_{C2} . La dernière colonne présente la différence entre δ_C et δ_{NS} , l'incertitude sur cette valeur est la somme quadratique des incertitudes sur ces deux termes. Toutes ces valeurs sont extraites de la référence [Se08].

6.3.1 Principe de calcul de la correction de la brisure de la symétrie d'isospin δ_C

Nous avons vu dans le premier chapitre et dans le paragraphe 6.2, équation 6.2.2 que l'élément de matrice vectoriel s'écrit :

$$\langle M_F \rangle = \langle f | \tau_+ | i \rangle, \quad (6.3.1)$$

où $|f\rangle$ et $|i\rangle$ sont les états final et initial, respectivement et τ_+ l'opérateur de la transition de Fermi.

En appliquant le théorème de Wigner-Eckart et la notion des opérateurs à un corps dans la théorie de la seconde quantification, l'opérateur de la transition s'écrit alors :

$$\tau_+ = \sum_{\alpha, \beta} \langle \alpha | \mathbf{1} | \beta \rangle a_{\alpha}^{\dagger} a_{\beta} = \sum_{k_{\alpha}, k_{\beta}} \langle k_{\alpha} | \mathbf{1} | k_{\beta} \rangle \frac{\begin{bmatrix} a_{k_{\alpha}}^{\dagger} \otimes a_{k_{\beta}} \end{bmatrix}_{\Delta M=0}}{\sqrt{2\Delta J + 1}} \Big|_{\Delta J=0}, \quad (6.3.2)$$

où :

- a_{α}^{\dagger} et a_{β} sont les opérateurs de création du neutron et d'annihilation du proton dans les états α et β respectivement ;
- k_{α} et k_{β} définissent l'ensemble des nombres quantiques (n, l, j) des états α et β ;
- ΔJ et ΔM sont les différences entre les spins totaux et les projections de ces spins pour les noyaux père et fils.

A l'aide de l'expression 6.3.2, nous pouvons réécrire l'expression 6.3.1 sous la forme :

$$\langle M_F \rangle = \sum_{k_{\alpha}, k_{\beta}} \langle k_{\alpha} | \mathbf{1} | k_{\beta} \rangle \frac{\langle f | \begin{bmatrix} a_{k_{\alpha}}^{\dagger} \otimes a_{k_{\beta}} \end{bmatrix}_{\Delta M} | i \rangle}{\sqrt{2\Delta J + 1}}. \quad (6.3.3)$$

Après calcul de l'élément de matrice réduit, utilisation de l'hypothèse $\Delta J = \Delta M = 0$ pour calculer le symbole de trois-j et de celle de l'élément de matrice à un corps, l'élément de matrice de Fermi devient :

$$\begin{aligned} \langle M_F \rangle &= \frac{1}{\sqrt{2J_f + 1}} \sum_{k_\beta, k_\beta} \sqrt{2j_\beta + 1} \times \text{OBTD}(fik_\beta k_\beta \Delta J) \times \Omega_{\beta\beta} \\ &+ \frac{1}{\sqrt{2J_f + 1}} \sum_{k_\alpha, k_\beta}^{\alpha \neq \beta} \sqrt{2j_\alpha + 1} \times \text{OBTD}(fik_\alpha k_\beta \Delta J) \times \Omega_{\alpha\beta}, \end{aligned} \quad (6.3.4)$$

où le terme OBTD représente les densités de transition à un corps (*One Body Transition Densities*), son expression est :

$$\text{OBTD}(fik_\alpha k_\beta \Delta J) = \frac{\langle f | \left[a_{k_\alpha}^\dagger \otimes a_{k_\beta} \right]^{\Delta J} | i \rangle}{\sqrt{2\Delta J + 1}}, \quad (6.3.5)$$

et $\Omega_{\alpha\beta}$ représente l'intégrale de recouvrement de la partie radiale des fonctions d'onde des états α et β dans le noyau père et dans le noyau fils.

Dans le cas où l'isospin est un bon nombre quantique, l'intégrale de recouvrement est normalisée à 1 et l'élément de matrice de Fermi est une constante. Dans ce cas, nous noterons la densité de transition à un corps OBTD^T , et l'élément de matrice de Fermi s'écrit sous la forme :

$$\langle M_F^0 \rangle = \frac{1}{\sqrt{2J_f + 1}} \sum_{k_\beta, k_\beta} \sqrt{2j_\beta + 1} \times \text{OBTD}^T(f, i, k_\beta, k_\beta, \Delta J) = \sqrt{T(T + 1) - T_{iz}T_{fz}}. \quad (6.3.6)$$

La déviation de la densité de transition à un corps entre le cas idéal et le cas où la symétrie d'isospin est brisée est définie par :

$$\beta(fik_\beta k_\beta \Delta J) = \text{OBTD}^T(f, i, k_\beta, k_\beta, \Delta J) - \text{OBTD}(f, i, k_\beta, k_\beta, \Delta J). \quad (6.3.7)$$

Alors on peut réécrire l'élément de matrice de Fermi sous la forme :

$$\begin{aligned}
\langle M_F \rangle &= \frac{1}{\sqrt{2J_f + 1}} \sum_{k_\beta, k_\beta} \left[\sqrt{2j_\beta + 1} [\text{OBTD}^T(f, i, k_\beta, k_\beta, \Delta J) - \beta(f, i, k_\beta, k_\beta, \Delta J)] \times \right. \\
&\quad \left. [1 - (1 - \Omega_\beta)] \right] \\
&= \langle M_F^0 \rangle \\
&\quad - \frac{1}{\sqrt{2J_f + 1}} \sum_{k_\beta, k_\beta} \sqrt{2j_\beta + 1} \times \beta(f, i, k_\beta, k_\beta, \Delta J) \quad = A \\
&\quad - \frac{1}{\sqrt{2J_f + 1}} \sum_{k_\beta, k_\beta} \sqrt{2j_\beta + 1} \times \text{OBTD}^T(f, i, k_\beta, k_\beta, \Delta J) (1 - \Omega_\beta) \quad = B \\
&\quad + \frac{1}{\sqrt{2J_f + 1}} \sum_{k_\beta, k_\beta} \sqrt{2j_\beta + 1} \times \beta(f, i, k_\beta, k_\beta, \Delta J) (1 - \Omega_\beta) \quad = C \\
&= \langle M_F^0 \rangle \left(1 - \frac{A}{\langle M_F^0 \rangle} - \frac{B}{\langle M_F^0 \rangle} + \frac{C}{\langle M_F^0 \rangle} \right). \quad (6.3.8)
\end{aligned}$$

Alors, lorsque l'on fait un développement limité au premier ordre de l'expression 6.3.8 au carré, en négligeant les termes C , AB , AC , BC , A^2 , B^2 , C^2 et ABC , l'élément de matrice de Fermi au carré s'écrit :

$$\langle M_F \rangle^2 = \langle M_F^0 \rangle^2 \left(1 - \frac{2A}{\langle M_F^0 \rangle} - \frac{2B}{\langle M_F^0 \rangle} \right), \quad (6.3.9)$$

où :

- $\delta_{C1} = \frac{2A}{\langle M_F^0 \rangle}$ est la correction de mélange des configurations des nombres quantiques du proton dans le noyau père et du neutron dans le noyau fils ;
- $\delta_{C2} = \frac{2B}{\langle M_F^0 \rangle}$ est la correction de recouvrement des parties radiales des fonctions d'onde du proton dans le noyau père et du neutron dans le noyau fils.

L'expression 6.3.9 permet de retrouver l'équation 6.2.5 en posant :

$$\delta_C = \delta_{C1} + \delta_{C2}. \quad (6.3.10)$$

Le calcul de la correction de la brisure de la symétrie d'isospin est réalisé en déterminant indépendamment les termes δ_{C1} et δ_{C2} . Le calcul de δ_{C1} nécessite uniquement un calcul de type modèle en couches. Quant au calcul de δ_{C2} , il nécessite un calcul avec un puits de potentiel de type Woods-Saxon. Nous allons revenir sur les outils nécessaires pour déterminer ces deux termes dans le paragraphe suivant.

6.3.2 Outils nécessaires au calcul de la correction de la brisure de la symétrie δ_C

Plusieurs outils sont nécessaires pour calculer les termes correctifs δ_{C1} et δ_{C2} . Ceux qui sont utiles pour les deux calculs sont présentés dans ce paragraphe. Le premier sous-paragraphe

concerne le modèle en couches, le deuxième les interactions effectives, le troisième, le code NuShellX@MSU et enfin le dernier concerne les calculs avec un puits de potentiel de Woods-Saxon.

6.3.2.1 Modèle en couches

Le modèle en couches est un modèle phénoménologique qui permet de retrouver les nombres magiques découverts expérimentalement. Celui-ci a été développé en 1949 par, notamment, Eugène Paul Wigner, Maria Goeppert Mayer et J. Hans D. Jensen. Ces deux derniers ont finalement eu le prix Nobel de Physique en 1963 pour « leur découverte concernant le modèle en couches nucléaires » [No63].

Ce modèle postule qu'au premier ordre, tout nucléon dans un système de A nucléons bouge indépendamment dans un potentiel moyen. Ce potentiel moyen est créé par $A(A-1)/2$ paires d'interaction entre deux nucléons du noyau.

Dans le modèle en couches ce potentiel moyen est créé à l'aide d'interactions effectives sensées reproduire les observations expérimentales, telles que les masses ou les énergies de liaison des noyaux.

6.3.2.2 Interactions effectives

Une interaction effective est basée sur des observations expérimentales et est intégrée à des calculs théoriques pour essayer de prédire des propriétés des noyaux. Une seule interaction effective n'est pas suffisante pour décrire l'intégralité de la carte des noyaux, mais elle peut permettre de décrire certaines propriétés pour une partie des noyaux de cette carte. Dans l'espace du modèle qui nous intéresse, la couche sd , plusieurs interactions effectives sont disponibles selon ce que l'on veut étudier.

Les interactions effectives utilisées pour calculer les corrections δ_{C1} et δ_{C2} sont différentes. En ce qui concerne δ_{C1} , les interactions utilisées prennent en compte le formalisme d'isospin, la dépendance de charge et l'interaction coulombienne. Toutes ces propriétés ne sont pas utilisées par les interactions nécessaires au calcul de δ_{C2} . Toutes les interactions effectives utilisées pour ces calculs sont présentées dans la suite.

Interactions conservant l'isospin

Trois interactions conservant l'isospin ont été utilisées pour déterminer la correction δ_{C2} , ce sont les interactions W, USDA et USDB. Elles sont spécifiquement utilisées pour les noyaux de la couche sd . Elles sont construites sur le même principe.

La première à avoir été développée est l'interaction W [Wi84], elle porte le nom du physicien qui l'a créé, B. H. Wildenthal. Cette interaction permet de calculer les fonctions d'onde de tous les noyaux de la couche sd de masse comprise entre $A = 17$ et $A = 39$. L'hamiltonien effectif est défini par 63 éléments de matrice à deux corps et trois énergies de particule individuelle pour la couche sd . Il permet après quelques ajustements de retrouver les énergies de liaison et les énergies d'excitation déterminées expérimentalement pour les noyaux de cette couche [Br06].

Les interactions USDA et USDB sont basées sur le même hamiltonien que celui décrivant l'interaction W. La seule différence est l'utilisation de données expérimentales plus récentes pour les énergies de liaison et les niveaux d'énergie utilisés pour ajuster les paramètres du modèle. La différence entre ces deux interactions vient de l'écart entre les données expérimentales et théoriques. Cet écart est réduit dans le cas de l'interaction USDB par rapport à l'interaction USDA [Br06].

Nous verrons que l'utilisation de l'une ou l'autre de ces interactions ne modifie pas grandement la valeur de δ_{C2} déterminée pour les noyaux ^{23}Mg et ^{27}Si , mais peut être une façon de prendre en compte une partie de l'incertitude systématique.

Interactions ne conservant pas l'isospin

Trois interactions ne conservant pas l'isospin ont été utilisées pour déterminer la correction δ_{C1} , ce sont les interactions WPN, WCPN et WCDPN. Ces interactions prennent en compte le fait que le proton et le neutron sont deux particules différentes. Ces interactions sont basées sur l'interaction W, mais quelques ajustements doivent être réalisés pour prendre en compte le formalisme proton / neutron. Comme cette interaction, les interactions WPN, WCPN et WCDPN sont spécialement indiquées pour les noyaux de masse comprise entre $A = 17$ et $A = 39$. Les hamiltoniens ainsi définis doivent reproduire les écarts de masse des isotopes mesurés expérimentalement [Br06].

L'interaction WPN prend en compte uniquement ce formalisme proton / neutron. L'interaction WCPN ajoute à l'interaction précédente la prise en compte de l'interaction coulombienne. Enfin l'interaction WCDPN prend en compte l'interaction coulombienne et des interactions nucléon-nucléon, dues à la non conservation de l'isospin, observées expérimentalement [Br06].

A priori, l'interaction WCDPN est la plus pertinente à utiliser pour déterminer δ_{C1} car elle est la plus « complète ». Nous verrons, que l'utilisation de l'une ou l'autre de ces interactions modifie quelque peu la valeur δ_{C1} déterminée, les différences obtenues peuvent être utilisées pour déterminer une dépendance systématique.

6.3.2.3 Code NuShellX@MSU

Le code NuShellX@MSU [Br16] a été développé par B. A. Brown et est basé sur le code NuShellX [Ra16] écrit par W. D. M. Rae. Ce code est utilisé pour obtenir les énergies exactes, les vecteurs propres et les recouvrements spectroscopiques pour les états de basse énergie pour les calculs matriciels des hamiltoniens du modèle en couches. Le code NuShellX@MSU utilise des fichiers de données pour les espaces du modèle et des hamiltoniens pour générer des fichiers d'entrée au code NuShellX [Br14].

A l'aide de ce programme il est possible de calculer les énergies des états de la couche sd pour les deux noyaux de la transition étudiée, puis de déterminer les densités de transition à un corps nécessaires (OBTD pour *One Body Transition Densities*).

6.3.2.4 Puits de potentiel de Woods-Saxon

L'utilisation d'un champ moyen pour décrire les noyaux et leurs états d'énergie est courante. Historiquement, le premier champ moyen capable de reproduire les nombres magiques

est celui proposé par M. Goepfert-Mayer constitué d'un oscillateur harmonique auquel a été ajouté un terme spin-orbite [Go49]. Cette description donne de bons résultats pour les noyaux stables ou proches de la stabilité. Woods et Saxon ont proposé un potentiel qui permet de décrire les noyaux quelle que soit la région de masse, mais son expression ne permet pas de solution analytique [Wo54]. Il est nécessaire de choisir une paramétrisation.

Dans la suite nous travaillerons avec un noyau constitué de A nucléons, Z protons et $N = A - Z$ neutrons. Un nucléon, un proton ou un neutron, « baigne » dans un potentiel moyen créé par les $(A - 1)$ nucléons formant le cœur.

Dans notre cas, pour le calcul de la correction de la brisure de la symétrie d'isospin pour des noyaux de la couche sd , nous avons choisi la paramétrisation proposée par N. Schwierz *et al.* [Sc07]. Leur idée consiste à continuer et étendre la détermination d'un jeu de paramètres pour le potentiel de Woods-Saxon qui serait « universel ». L'expression de l'hamiltonien effectif est :

$$H = \frac{\vec{p}^2}{2\mu} + V(r) + V_C(r) + \frac{1}{2\mu^2 r} \left(\frac{\partial}{\partial r} \tilde{V}(r) \right) \vec{l} \cdot \vec{s}, \quad (6.3.11)$$

où :

- \vec{p} est le quadrivecteur impulsion du nucléon en dehors du cœur ;
- μ est la masse réduite du système « cœur + nucléon » ;
- $V(r) = -Vf(r, R, a)$ représente le potentiel central, dans lequel V est la force du potentiel, le signe $-$ représente la nature attractive de l'interaction et $f(r, R, a)$ est la fonction de Fermi, définie dans l'équation 6.2.14 ;
- $V_C(r) = Z'e^2 \begin{cases} (3R^2 - r^2)/(2R^3), & r \leq R, \\ 1/r, & r > R, \end{cases}$ représente le potentiel coulombien, dans lequel, Z' est le nombre de protons dans le cœur et R le rayon de la sphère chargée ;
- $\tilde{V}(r) = \tilde{V}f(r, R_{SO}, a_{SO})$ fait partie du terme spin-orbite, les indices SO signifient justement spin-orbite.

Dans cette expression, il y a sept paramètres à déterminer pour obtenir l'hamiltonien du système : R , a , V , R_{SO} , a_{SO} , \tilde{V} et μ . Ils sont à adapter selon la région de masse, rappelons que nous nous intéressons uniquement à la couche sd . Conventionnellement,

$$R = R_C = R_0 A^{1/3}, \quad R_{SO} = R_{0,SO} A^{1/3}, \quad (6.3.12)$$

où R_0 et $R_{0,SO}$ sont des constantes pour toutes la carte des noyaux.

Les termes de diffusivité, a et a_{SO} sont des constantes. La dépendance d'isospin est quant à elle paramétrisée par :

$$V = V_0 \left(1 \pm \kappa \frac{N - Z}{A} \right). \quad (6.3.13)$$

La force de l'interaction spin-orbite est déterminée par :

$$\tilde{V} = \lambda V_0, \quad (6.3.14)$$

où κ et λ sont des constantes.

Pour déterminer les valeurs numériques de V_0 , κ , R_0 , $a = a_{SO}$, λ et $R_{0,SO}$, les données expérimentales liées aux spectres de particules individuelles des noyaux doublement magiques ^{16}O , ^{40}Ca , ^{48}Ca , ^{56}Ni et ^{208}Pb sont nécessaires. Les valeurs obtenues sont [Sc07] :

V_0 (MeV)	κ	R_0 (fm)	$a = a_{SO}$ (fm)	λ	$R_{0,SO}$ (fm)
52,06	0,639	1,260	0,662	24,1	1,16

Des informations spécifiques concernant le noyau parent et le noyau fils pour les transitions étudiées, telles que :

- leur nombre de nucléons (le même pour une transition donnée) ;
- leur nombre de protons et de neutrons ;
- les énergies de séparation du dernier neutron et du dernier proton ;
- leur rayon de charge expérimental ;

ainsi que la paramétrisation décrite ci-dessus permettent de déterminer la partie radiale des fonctions d'onde du dernier proton dans le noyau père et du dernier neutron dans le noyau fils. Connaissant ces fonctions d'onde le terme de recouvrement Ω_β peut être calculé.

6.3.3 Calcul de la correction de la brisure de la symétrie d'isospin δ_C

Comme nous l'avons vu précédemment, le calcul de la correction de la brisure de la symétrie d'isospin est réalisé en deux parties indépendantes : le terme δ_{C1} et le terme δ_{C2} . Le terme δ_{C1} est le plus faible des deux, il prend en compte le mélange des configurations des orbitales pour le proton dans le noyau père et le neutron dans le noyau fils. Ces deux particules occupent les mêmes orbitales de la couche sd mais n'ont pas les mêmes taux d'occupation de ces orbitales. Les orbitales à considérer sont les orbitales $1d_{5/2}$, $2s_{1/2}$ et $1d_{3/2}$. Le second terme, δ_{C2} , est le plus important, il prend en compte le recouvrement de la partie radiale des fonctions d'onde du proton dans le noyau père et du neutron dans le noyau fils. Les parties radiales des fonctions d'onde du proton et du neutron ne sont pas identiques car ils ne sont pas liés de la même façon dans le noyau.

6.3.3.1 Calcul du terme correctif dû au mélange des configurations δ_{C1}

Le terme δ_{C1} corrige les effets de mélange des configurations des orbitales nucléaires décrites par le modèle en couches. Ce que nous avons vu dans le paragraphe 6.2.1 à propos du calcul de la correction δ_{C1} reste valable ici, à savoir que l'on fait l'hypothèse que les intégrales radiales sont unitaires et que les éléments de matrice des opérateurs de création et d'annihilation du neutron et du proton, respectivement, ne sont pas liés par une relation d'hermiticité. Le calcul de la correction δ_{C1} est réalisé à l'aide du code NuShellX@MSU [Br16], basé sur le modèle en couches associé à une interaction effective.

Nous avons vu au paragraphe 6.3.1 que l'expression du terme correctif δ_{C1} est :

$$\delta_{C1} = \frac{2A}{\langle M_F^0 \rangle}. \quad (6.3.15)$$

Ce terme δ_{C1} fournit la plus petite contribution à la correction globale δ_C et son expression peut se réduire à :

$$\delta_{C1} = \frac{\langle M_F^0 \rangle^2 - \langle M_F \rangle^2}{\langle M_F^0 \rangle^2}, \quad (6.3.16)$$

où :

- $\langle M_F^0 \rangle = \frac{1}{\sqrt{2J_f+1}} \sum_{j=5/2,3/2,1/2} \sqrt{2j+1} \times \text{OBTD}^T(f, i, k_\beta, k_\beta, \Delta J)$ est l'élément de matrice de Fermi défini dans l'équation 6.3.6, lorsque l'isospin est un bon nombre quantique ;
- $\langle M_F \rangle = \frac{1}{\sqrt{2J_f+1}} \sum_{j=5/2,3/2,1/2} \sqrt{2j+1} \times \text{OBTD}(f, i, k_\beta, k_\beta, \Delta J)$ est l'élément de matrice de Fermi lorsque la symétrie d'isospin est brisée.

Les valeurs des OBTD sont déterminées par le programme NuShellX@MSU, elles doivent être calculées à l'aide de l'interaction adéquate. Nous reviendrons sur les différentes valeurs déterminées pour les OBTD dans le paragraphe 6.4.1 en fonction du noyau étudié et de l'interaction utilisée.

6.3.3.2 Calcul du terme correctif dû au recouvrement des parties radiales des fonctions d'onde δ_{C2}

Le terme δ_{C2} corrige le recouvrement de la partie radiale des fonctions d'onde du proton et du neutron dans les noyaux père et fils respectivement. Ce que nous avons vu dans le paragraphe 6.2.2 à propos du calcul de la correction δ_{C2} reste valable ici, à savoir que l'on fait l'hypothèse que les intégrales radiales ne sont pas unitaires et que les éléments de matrice des opérateurs de création et d'annihilation du neutron et du proton, respectivement, sont liés par une relation d'hermité. Le calcul de la correction δ_{C2} est réalisé à l'aide du code NuShellX@MSU [Br16], basé sur le modèle en couches associé à une interaction effective, et d'un calcul de type puits de potentiel de Woods-Saxon.

Nous avons vu au paragraphe 6.3.1 que l'expression du terme correctif δ_{C2} est :

$$\delta_{C2} = \frac{2B}{\langle M_F^0 \rangle}, \quad (6.3.17)$$

avec :

$$B = \frac{1}{\sqrt{2J_f+1}} \sum_{k_\beta, k_\beta} \sqrt{2j_\beta+1} \times \text{OBTD}^T(f, i, k_\beta, k_\beta, \Delta J) (1 - \Omega_\beta). \quad (6.3.18)$$

Comme pour le calcul du terme correctif δ_{C1} , les densités de transition à un corps (OBTD T) sont déterminées à l'aide du programme NuShellX@MSU, l'exposant T signifie que l'on considère le cas où l'isospin est un bon nombre quantique. Les interactions utilisées pour leur calcul sont les interactions W, USDA et USDB.

Le terme Ω_β , représentant l'intégrale de recouvrement de la partie radiale des fonctions d'onde des états β dans le noyau père et dans le noyau fils, est déterminé à l'aide d'un calcul de type puits de potentiel de Woods-Saxon, avec la paramétrisation donnée par N. Schwier *et al.* [Sc07].

6.4 Cas des noyaux ^{23}Mg et ^{27}Si

Les noyaux ^{23}Mg et ^{27}Si sont des noyaux de la couche sd , constitués d'un cœur de ^{16}O et de protons et de neutrons en dehors, sur les couches $1d_{5/2}$, $2s_{1/2}$ et $1d_{3/2}$.

Les méthodes de calcul des termes correctifs δ_{C1} et δ_{C2} ont été présentées dans les paragraphes 6.3.3.1 et 6.3.3.2. Dans les paragraphes suivants nous nous intéresserons en détail aux valeurs déterminées pour ces deux termes pour les deux noyaux étudiés, ^{23}Mg et ^{27}Si . Ensuite une comparaison entre les résultats que nous avons trouvés et les valeurs citées dans l'article de N. Severijns *et al.* [Se08] sera faite.

6.4.1 Détermination du terme correctif δ_{C1}

Ce paragraphe est consacré au calcul du terme δ_{C1} pour la décroissance β des noyaux miroir ^{23}Mg et ^{27}Si . Comme nous l'avons vu au paragraphe 6.3.3.1, pour déterminer δ_{C1} , nous avons besoin de connaître les densités de transitions à un corps entre les orbitales du proton et du neutron dans les noyaux père et fils, respectivement. Les orbitales à considérer pour ce couple de nucléons sont :

- $1d_{5/2}$ et $1d_{5/2}$;
- $2s_{1/2}$ et $2s_{1/2}$;
- $1d_{3/2}$ et $1d_{3/2}$.

Les densités de transitions à un corps nécessaires au calcul de l'élément de matrice de Fermi au carré, $\langle M_F^0 \rangle^2$, sont déterminés en utilisant l'interaction effective WPN. Nous avons vu que dans ce cas, la valeur obtenue pour $\langle M_F^0 \rangle^2$ doit être proche de celle calculée à l'aide de l'expression 1.2.19, c'est-à-dire :

$$\langle M_F^0 \rangle^2 = T(T+1) - T_{iz}T_{fz} = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} + 1 \right) - \frac{1}{2} \times \left(-\frac{1}{2} \right) = 1. \quad (6.4.1)$$

Ces valeurs de $\langle M_F^0 \rangle^2$ sont présentées dans la TABLE 6.4.1 pour les deux transitions étudiées, elles sont effectivement proches de 1.

Les densités de transitions à un corps nécessaires au calcul de l'élément de matrice de Fermi au carré, $\langle M_F^i \rangle^2$ sont déterminées en utilisant les interactions effectives WCPN et WCDPN.

Les valeurs de ces éléments de matrice de Fermi au carré pour les deux transitions étudiées sont résumées dans la TABLE 6.4.1. Pour chacune de ces transitions, la colonne de droite présente les valeurs de δ_{C1} calculées selon l'expression :

$$\delta_{C1} = \frac{\langle M_F^0 \rangle^2 - \langle M_F^i \rangle^2}{\langle M_F^0 \rangle^2}, \quad i = \text{WCPN}, \text{WCDPN}. \quad (6.4.2)$$

Nous pouvons noter que les valeurs de δ_{C1} calculées varient en fonction de l'interaction effective choisie pour calculer $\langle M_F^i \rangle^2$. En effet dans un cas l'interaction effective prend en compte uniquement l'interaction coulombienne entre protons : c'est l'interaction WCPN ; alors que dans l'autre cas, l'interaction effective, en plus de l'interaction coulombienne, prend en compte des interactions nucléon-nucléon dues à la non conservation de l'isospin : c'est l'interaction WCDPN. Aucune de ces deux valeurs ne peut être rejetée, alors la valeur δ_{C1} que nous retiendrons pour ces deux transitions est la moyenne des deux valeurs calculées et l'incertitude la demi-différence entre ces deux valeurs. Cela nous donne :

- $\delta_{C1} = 0,009(6)\%$ pour la transition $^{23}\text{Mg} \rightarrow ^{23}\text{Na}$;
- $\delta_{C1} = 0,018(9)\%$ pour la transition $^{27}\text{Si} \rightarrow ^{27}\text{Al}$.

$^{23}\text{Mg} \rightarrow ^{23}\text{Na}$			$^{27}\text{Si} \rightarrow ^{27}\text{Al}$		
		δ_{C1} (%)			δ_{C1} (%)
$\langle M_F^0 \rangle^2$	1, 000 006 978	\	$\langle M_F^0 \rangle^2$	1, 000 010 558	\
$\langle M_F^{\text{WCPN}} \rangle^2$	0, 999 975 011	0, 003	$\langle M_F^{\text{WCPN}} \rangle^2$	0, 999 917 380	0, 009
$\langle M_F^{\text{WCDPN}} \rangle^2$	0, 999 860 217	0, 015	$\langle M_F^{\text{WCDPN}} \rangle^2$	0, 999 740 847	0, 027

TABLE 6.4.1 – Résumé des valeurs de $\langle M_F^0 \rangle^2$ et $\langle M_F^i \rangle^2$ ainsi que les valeurs de δ_{C1} correspondantes pour les deux transitions étudiées. La partie de gauche de ce tableau est consacrée à la transition faisant intervenir le noyau ^{23}Mg , celle de droite le noyau ^{27}Si . Dans les deux cas, la première colonne présente les éléments de matrice de Fermi au carré calculés avec différentes interactions effectives. La deuxième colonne représente les valeurs obtenues pour ces différentes interactions. Enfin la dernière colonne représente les valeurs calculées de δ_{C1} selon l'interaction utilisée pour calculer $\langle M_F^i \rangle^2$, $\delta_{C1} = \langle M_F^0 \rangle^2 - \langle M_F^i \rangle^2 / \langle M_F^0 \rangle^2$, avec $i = \text{WCPN}, \text{WCDPN}$.

6.4.2 Détermination du terme correctif δ_{C2}

Ce paragraphe est dédié au calcul du terme δ_{C2} pour la décroissance β des noyaux miroir ^{23}Mg et ^{27}Si . Comme nous l'avons vu au paragraphe 6.3.3.2, pour déterminer δ_{C2} , nous devons connaître les densités de transitions à un corps entre les orbitales du proton et du neutron dans les noyaux père et fils, respectivement. Les orbitales à considérer pour le proton et le neutron dans les noyaux père et fils sont les mêmes que lors du calcul de δ_{C1} ($1d_{5/2}$ et $1d_{3/2}$, $2s_{1/2}$ et $2s_{1/2}$, $1d_{3/2}$ et $1d_{3/2}$). De plus nous devons connaître la partie radiale des fonctions d'onde du dernier proton dans le noyau père et du dernier neutron dans le noyau fils pour ensuite calculer le paramètre de recouvrement de ces fonctions d'onde, Ω_β .

Les densités de transitions à un corps, OBTD^T , nécessaires à la fois au calcul de l'élément de matrice de Fermi au carré, $\langle M_F^0 \rangle^2$ et à la détermination du coefficient B de l'équation 6.3.18, sont déterminées en utilisant les interactions effectives W, USDA et USDB. Nous avons vu que dans ce cas, la valeur obtenue pour $\langle M_F^0 \rangle^2$ doit être proche de 1 (voir l'équation 6.4.1).

Nous venons de voir au paragraphe 6.3.3.2 que pour déterminer le recouvrement de la partie radiale des fonctions d'onde du proton et du neutron, nous avons besoin de plusieurs valeurs caractéristiques pour les noyaux impliqués dans les transitions étudiées. Les énergies de séparation du dernier proton et du dernier neutron dans les noyaux père et fils sont connues très précisément et sont données par M. Wang *et al.* [Wa12]. Les rayons de charge des noyaux fils, qui sont des noyaux stables, sont également connus avec une grande précision et sont donnés par I. Angeli et K. P. Marinova [An13]. La mesure des rayons de charge des noyaux pères qui ne sont pas stables sont plus problématiques. Récemment, une mesure du rayon de charge du noyau ^{23}Mg a été réalisée par D. T. Yordanov *et al.* au CERN (ISOLDE) [Yo12], mais aucune mesure du rayon de charge du noyau ^{27}Si n'a été réalisée. Pour palier à ce problème, nous avons utilisé le rayon de charge du noyau ^{28}Si , noyau stable, qui est lui très bien connu. Cela ne semble pas être une trop mauvaise approximation au vu de l'évolution des rayons de charge des isotopes de silicium et de magnésium. Les valeurs de ces paramètres sont résumées dans la TABLE 6.4.2.

Les valeurs de δ_{C2} obtenues selon l'interaction effective utilisée (W, USDA et USDB) pour

calculer les densités de transition à un corps, OBTD^T , sont présentées dans la TABLE 6.4.3 pour les deux transitions étudiées. Pour chacune des deux transitions les valeurs diffèrent très peu selon l'interaction effective utilisée. Aucune ne peut être rejetée, alors pour chaque transition, la valeur finale sera la moyenne des trois valeurs et l'incertitude sur cette valeur, l'écart entre les deux valeurs les plus éloignées.

Dans ce cas les valeurs retenues pour le terme correctif δ_{C2} sont :

- $\delta_{C2} = 0,144(2)\%$ pour la transition $^{23}\text{Mg} \rightarrow ^{23}\text{Na}$;
- $\delta_{C2} = 0,248(2)\%$ pour la transition $^{27}\text{Si} \rightarrow ^{27}\text{Al}$.

	^{23}Mg	^{23}Na	^{27}Si	^{27}Al
nombre de nucléons	23	23	27	27
nombre de protons	12	11	14	13
nombre de neutrons	11	12	13	14
énergie de séparation du dernier proton (MeV)	7,5807(7)	8,79411(2)	7,46325(16)	8,27117(11)
énergie de séparation du dernier neutron (MeV)	13,1446(8)	12,41965(17)	13,31473(18)	13,05795(12)
rayon de charge (fm)	3,0428(62)	2,9936(21)	3,1224(24)	3,0610(31)

TABLE 6.4.2 – Résumé des paramètres nécessaires au calcul du recouvrement de la partie radiale des fonctions d'onde du proton et du neutron pour les transitions étudiées. Les énergies de séparation citées sont issues de [Wa12], le rayon de charge de ^{23}Mg est issu de [Yo12], les rayons de charge des autres noyaux sont tirés de [An13]. Celui de ^{27}Si est en fait la valeur associée au noyau ^{28}Si .

$^{23}\text{Mg} \rightarrow ^{23}\text{Na}$		$^{27}\text{Si} \rightarrow ^{27}\text{Al}$	
	δ_{C2} (%)		δ_{C2} (%)
W	0,142	W	0,247
USDA	0,144	USDA	0,246
USDB	0,145	USDB	0,250

TABLE 6.4.3 – Valeurs de δ_{C2} en fonction de l'interaction effective utilisée pour les deux transitions étudiées. La partie de gauche de ce tableau est consacrée à la transition faisant intervenir le noyau ^{23}Mg , celle de droite le noyau ^{27}Si . Dans les deux cas, la première colonne présente les trois interactions effectives utilisées pour calculer les OBTD^T . La deuxième colonne représente les valeurs de δ_{C2} obtenues pour ces différentes interactions.

6.4.3 Comparaison des valeurs des corrections de la brisure de la symétrie d'isospin δ_C

Les corrections δ_{C1} , δ_{C2} et leur somme δ_C pour les transitions miroir étudiées ont été déterminées par I. S. Towner avec la méthode décrite au paragraphe 6.2. Ces valeurs ainsi que celles calculées aux paragraphes 6.4.1 et 6.4.2 sont présentées dans la TABLE 6.4.4. Les valeurs de δ_C calculées par W. Satula *et al.* [Sa12] (théorie des fonctionnelles de densité) sont également présentes dans ce tableau, elles sont légèrement supérieures à celles calculées par I. S. Towner [Se08]. De manière générale, les corrections δ_C sont très faibles (comprises entre 0,002% et 0,01%) pour les transitions miroir de référence et celles qui nous intéressent. Leur impact sur le calcul de $\mathcal{F}t^{\text{permise}}$ et $\mathcal{F}t_0$ sera donc très faible, nous le vérifierons dans la suite en calculant $\mathcal{F}t^{\text{permise}}$ pour les deux transitions étudiées. De plus, il est intéressant de réaliser le calcul de ces corrections par des méthodes différentes, car si elles finissent par converger cela sera une preuve de leur fiabilité.

Dans le cas des calculs de I. S. Towner et dans les nôtres, l'incertitude sur la valeur δ_C est la somme quadratique des incertitudes des termes δ_{C1} et δ_{C2} .

En ce qui concerne le terme δ_{C1} , la différence entre les valeurs calculées par I. S. Towner et celles que nous avons déterminées vient de l'interaction effective choisie pour les calculs. I. S. Towner et J. C. Hardy utilisent une interaction effective qui leur est propre et qu'ils ajustent au cas par cas pour chaque noyau.

Quant aux différences entre les valeurs de δ_{C2} déterminées par I. S. Towner et par nos calculs, elles peuvent s'expliquer de plusieurs façons. La première est que I. S. Towner et J. C. Hardy développent l'élément de matrice de Fermi $\langle M_F \rangle$ sur un ensemble complet d'états intermédiaires (noté $|\pi\rangle$ dans le paragraphe 6.2) et ils supposent que les parties radiales des fonctions d'onde du proton et du neutron dépendent de ces états intermédiaires. Ces états ne sont pas pris en compte dans nos calculs. De plus, à la place des OBTD, leur correction est déterminée à l'aide des facteurs spectroscopiques. A nouveau l'utilisation d'autres interactions effectives peut expliquer une partie des différences. Finalement on peut citer leur méthode d'ajustement du potentiel de Woods-Saxon qui est un peu différente de la nôtre.

En conclusion, les valeurs obtenues pour la correction de la brisure de la symétrie d'isospin par I. S. Towner et par nos calculs sont certes différentes mais aucune ne peut être éliminée pour des raisons physiques. C'est pourquoi nous allons utiliser chacune de ces valeurs pour calculer la valeur $\mathcal{F}t^{\text{permise}}$ et ensuite déterminer une valeur pour le paramètre de mélange des transitions ρ , pour les deux décroissances étudiées (voir Chapitre 1).

Pour rappel, pour les noyaux étudiés d'isospin $T = 1/2$, l'expression de $\mathcal{F}t^{\text{permise}}$ est :

$$\mathcal{F}t^{\text{permise}} = f_V t \left(1 + \delta'_R\right) (1 + \delta_{NS} - \delta_C) = \frac{2\mathcal{F}t^{0^+ \rightarrow 0^+}}{\left(1 + \frac{f_A}{f_V} \rho^2\right)}. \quad (6.4.3)$$

La partie de gauche de cette expression permet de calculer la valeur de $\mathcal{F}t^{\text{permise}}$, et la partie de droite nous permettra de calculer la valeur du paramètre de mélange ρ (détails dans le paragraphe 1.3).

noyaux parents	δ_{C1} (%)	δ_{C1} (%)	δ_{C2} (%)	δ_{C2} (%)
	I. S. Towner	notre calcul	I. S. Towner	notre calcul
^{23}Mg	0,023(10)	0,009(6)	0,270(20)	0,144(2)
^{27}Si	0,052(30)	0,018(9)	0,260(15)	0,248(2)

noyaux parents	δ_C (%)	δ_C (%)	δ_C (%)
	I. S. Towner	W. Satula	notre calcul
^{23}Mg	0,293(22)	0,340	0,153(6)
^{27}Si	0,312(33)	0,472	0,266(9)

TABLE 6.4.4 – Comparaison des valeurs δ_{C1} , δ_{C2} selon les calculs effectués pour les deux transitions étudiées. Le tableau du haut présente les valeurs de δ_{C1} et δ_{C2} que nous avons calculées et celles déterminées par I. S. Towner [Se08]. Celui du bas présente les valeurs de δ_C issues de ces deux calculs et celles déterminées par W. Satula [Sa12].

Plusieurs des paramètres de cette expression n'ont pas subi de nouvelles évaluations et leur valeur pour les deux transitions étudiées restent celles citées dans l'article de N. Severijns [Se08], ces valeurs sont résumées dans la TABLE 6.4.5. Ce n'est pas le cas pour la valeur $\mathcal{F}t^{0^+ \rightarrow 0^+}$ pour les transitions super permises de Fermi d'isospin $T = 1$ qui a été réévaluée par J. C. Hardy et I. S. Towner [Ha15], elle vaut 3072, 27(72) s.

L'expression de la demi-vie partielle, t , est donnée par l'équation 1.2.23. Elle fait intervenir la demi-vie du noyau parent, le rapport d'embranchement global et la probabilité de capture électronique de la transition entre les états fondamentaux des noyaux ^{23}Mg et ^{23}Na d'une part et ^{27}Si et ^{27}Al d'autre part. Elle doit être recalculée en incluant pour ces deux transitions les nouvelles valeurs de la demi-vie et du rapport d'embranchement présentées dans les paragraphes 4.1.3, 4.2.3 et 5.1.3, 5.2.3 respectivement. En ce qui concerne la probabilité de capture électronique, elle est indiquée pour chaque décroissance sur la FIGURE 3.2.5.

Les valeurs de la demi-vie partielle pour ces deux transitions étudiées sont :

- $t(^{23}\text{Mg} \rightarrow ^{23}\text{Na}) = 12,288(22)$ s ;
- $t(^{27}\text{Si} \rightarrow ^{27}\text{Al}) = 4,129(8)$ s.

Enfin, nous avons à notre disposition deux valeurs pour la correction δ_C , celle calculée par I. S. Towner et celle que nous avons calculée (celles calculées par W. Satula [Sa12] ne seront pas utilisées car aucune incertitude ne leur est attribuée). Chacune de ces valeurs, combinée à la nouvelle demi-vie partielle et tous les paramètres inchangés, va être utilisée pour calculer une valeur $\mathcal{F}t^{\text{permise}}$. Ces valeurs ainsi que leur incertitude sont présentées dans la TABLE 6.4.6. L'incertitude est déterminée à l'aide de l'expression :

$$\Delta \mathcal{F}t^{\text{permise}} = \left[\left(\frac{\partial \mathcal{F}t^{\text{permise}}}{\partial f_V} \right)^2 (\Delta f_V)^2 + \left(\frac{\partial \mathcal{F}t^{\text{permise}}}{\partial t} \right)^2 (\Delta t)^2 + \left(\frac{\partial \mathcal{F}t^{\text{permise}}}{\partial (1 + \delta'_R)} \right)^2 (\Delta \delta'_R)^2 + \left(\frac{\partial \mathcal{F}t^{\text{permise}}}{\partial (1 + \delta_{NS} - \delta_C)} \right)^2 (\Delta \delta_{NS} + \Delta \delta_C)^2 \right]^{1/2}$$

$$\Delta \mathcal{F}t^{permise} = \left[\left(\frac{\Delta f_V}{f_V} \right)^2 + \left(\frac{\Delta t}{t} \right)^2 + \left(\frac{\Delta \delta'_R}{(1 + \delta'_R)} \right)^2 + \left(\frac{\Delta \delta_{NS} + \Delta \delta_C}{1 + \delta_{NS} - \delta_C} \right)^2 \right]^{1/2} \times \mathcal{F}t^{permise}. \quad (6.4.4)$$

Quelle que soit la valeur de la correction δ_C utilisée, les deux valeurs $\mathcal{F}t^{permise}$ calculées pour chaque transition sont très peu différentes et les incertitudes relatives sont les mêmes (0,26% et 0,19% pour la décroissance β^+ des noyaux miroir ^{23}Mg et ^{27}Si , respectivement).

Ces deux valeurs $\mathcal{F}t^{permise}$ par transition étudiée nous ont permis de calculer la valeur du paramètre de mélange, ρ . D'après l'équation 6.4.3, l'expression de ρ est :

$$\rho = \sqrt{\frac{f_V}{f_A} \left(\frac{2\mathcal{F}t^{0^+ \rightarrow 0^+}}{\mathcal{F}t^{permise}} - 1 \right)}. \quad (6.4.5)$$

Son incertitude est déterminée par l'expression :

$$\Delta \rho = \frac{\Delta(\rho^2)}{2\rho}, \quad (6.4.6)$$

où :

$$\begin{aligned} \Delta(\rho^2) &= \left[\left(\frac{\partial \rho^2}{\partial (f_V/f_A)} \right)^2 (\Delta(f_V/f_A))^2 + \left(\frac{\partial \rho^2}{\partial \mathcal{F}t^{0^+ \rightarrow 0^+}} \right)^2 (\Delta \mathcal{F}t^{0^+ \rightarrow 0^+})^2 + \left(\frac{\partial \rho^2}{\partial \mathcal{F}t^{permise}} \right)^2 (\Delta \mathcal{F}t^{permise})^2 \right]^{1/2} \\ &= \left[\left[\left(\frac{2 \times \mathcal{F}t^{0^+ \rightarrow 0^+}}{\mathcal{F}t^{permise}} - 1 \right) \times \Delta(f_V/f_A) \right]^2 + \left(\frac{2 \times (f_V/f_A)}{\mathcal{F}t^{permise}} \times \Delta \mathcal{F}t^{0^+ \rightarrow 0^+} \right)^2 + \left(\frac{2 \times (f_V/f_A) \times \mathcal{F}t^{0^+ \rightarrow 0^+}}{(\mathcal{F}t^{permise})^2} \times \Delta \mathcal{F}t^{permise} \right)^2 \right]^{1/2}, \quad (6.4.7) \end{aligned}$$

avec l'incertitude sur le rapport f_V/f_A calculée de la même façon que l'incertitude sur le rapport f_A/f_V .

Les valeurs de ce paramètre pour chaque transition déterminées avec les deux valeurs de la correction δ_C sont quasiment identiques, les précisions relatives sont les mêmes, 0,60% et 0,44% pour la décroissance des noyaux ^{23}Mg et ^{27}Si , respectivement.

noyaux parents	f_V	δ'_R (%)	δ_{NS} (%)	f_A/f_V
^{23}Mg	378,59(73)	1,476(17)	-0,11(2)	1,01935(387)
^{27}Si	993,61(12)	1,443(23)	-0,11(2)	1,02697(539)

TABLE 6.4.5 – Paramètres nécessaires au calcul de $\mathcal{F}t^{permise}$ n'ayant pas été réévalués depuis [Se08]. La première colonne présente les noyaux parents étudiés, les trois colonnes suivantes résument les valeurs de la fonction statistique et des corrections radiatives indépendante et dépendante de la structure nucléaire pour ces deux noyaux. La dernière colonne présente la valeur du rapport des fonctions statistiques axiale vectorielle et vectorielle, l'incertitude sur cette valeur est 20% de la déviation de cette valeur par rapport à 1. Ces valeurs sont issues de [Se08].

noyaux parents	$\mathcal{F}t^{permise}$ (s) (δ_C^{To})	$\mathcal{F}t^{permise}$ (δ_C^{nc})	ρ (δ_C^{To})	ρ (δ_C^{nc})
^{23}Mg	4702(13)	4708(13)	0,5487(33)	0,5470(33)
^{27}Si	4144(9)	4146(9)	0,6855(29)	0,6851(29)

TABLE 6.4.6 – Valeurs de $\mathcal{F}t^{permise}$ et ρ en fonction de la valeur de δ_C choisie. La première colonne présente les noyaux parents des transitions étudiées. Les deux colonnes suivantes les valeurs de $\mathcal{F}t^{permise}$ en fonction de la valeur de δ_C utilisée et les deux dernières colonnes concernent le paramètre de mélange des transitions ρ . Les exposants « To » et « nc » signifient « Towner » et « notre calcul ».

Conclusion

Le travail présenté dans ce document s'insère dans l'étude du Modèle Standard et plus particulièrement de l'interaction faible à l'aide de la décroissance β nucléaire. Cette décroissance est un laboratoire parfait pour tester l'hypothèse CVC et vérifier l'unitarité de la matrice CKM. Pour cela des mesures très précises des paramètres caractéristiques de la décroissance sont nécessaires, tels que la demi-vie du noyau parent, le rapport d'embranchement et l'énergie de la réaction.

Ces paramètres ont été mesurés de façon très précise pour de nombreuses transitions super-permises de Fermi $0^+ \rightarrow 0^+$. Quatorze sont actuellement utilisées pour réaliser les tests évoqués ci-dessus et la précision alors obtenue est 0,02% pour chacun d'entre eux. Obtenir une meilleure précision avec ces transitions va s'avérer difficile, les paramètres « limitants » étant les corrections théoriques qui sont dépendantes du modèle théorique choisi.

D'autres transitions sont étudiées dans le but d'obtenir des résultats indépendants, par exemple les transitions miroir. Cinq sont actuellement utilisées pour cela et la précision obtenue pour chacun des tests est de l'ordre de quelques pour mille, précision insuffisante pour rivaliser avec les transitions super-permises de Fermi. Mais contrairement à ces dernières, les paramètres limitants sont les paramètres expérimentaux. En particulier le paramètre de mélange des transitions de Fermi et Gamow-Teller. Alors, pour que ces transitions soient compétitives pour réaliser ces tests, il faut soit améliorer les précisions des paramètres nécessaires pour les réaliser pour les cinq transitions de référence soit ajouter de nouvelles transitions à ces cinq-ci.

Dans ce cadre-là, lors de notre expérience à l'université de Jyväskylä en Finlande, nous nous sommes intéressés à la décroissance β des noyaux miroir ^{23}Mg et ^{27}Si , pour lesquels nous avons mesuré la demi-vie et le rapport d'embranchement entre les états fondamentaux des noyaux père et fils.

Cette expérience nous a permis de déterminer des valeurs très précises pour ces paramètres, meilleures que un pour mille. En ajoutant ces résultats à ceux déjà existants les précisions obtenues sont de l'ordre de un à deux pour mille. Seul le rapport d'embranchement de la transition $^{27}\text{Si} \rightarrow ^{27}\text{Al}$ était connu avec une très grande précision, 0,04%, avant l'expérience, celle-ci n'a pas été améliorée.

A la suite de l'analyse de cette expérience, des calculs théoriques ont été réalisés pour déterminer la valeur du terme qui corrige la brisure de la symétrie d'isospin, δ_C , pour les deux noyaux étudiés. Ce travail a été réalisé en collaboration avec le groupe Théorie du CENBG et plus particulièrement, Nadya Smirnova et Latsamy Xayavong. Ce terme est séparé artificiellement en deux pour isoler les contributions de mélange des configurations des états du proton et du neutron dans les noyaux père et fils, δ_{C1} , et le recouvrement des parties

radiales des fonctions d'onde du proton et du neutron dans les noyaux père et fils, δ_{C2} . Ces deux calculs dépendent des interactions choisies, cela explique en partie les différences obtenues entre nos résultats et ceux obtenus par I. S. Towner et présentés par N. Severijns *et al.* [Se08].

Finalement, la valeur $\mathcal{F}t^{permise}$ a été calculée deux fois. Le premier calcul utilise la valeur de δ_C que nous avons déterminée, le second la valeur citée par N. Severijns *et al.* [Se08]. Les autres paramètres utilisés pour ces deux calculs sont les mêmes : les valeurs des corrections théoriques radiatives sont celles citées par N. Severijns *et al.* [Se08] et les valeurs de demi-vie et rapport d'embranchement sont les nouvelles (citées dans les Chapitres 4 et 5) incluant nos résultats. Les deux valeurs obtenues pour chaque transition sont en accord et leur incertitude relative est identique. La précision de cette valeur a été améliorée d'un facteur 1,4 pour la décroissance de ^{23}Mg et d'un facteur 2,2 pour celle de ^{27}Si .

Une fois cette valeur déterminée, en supposant que l'hypothèse CVC est vérifiée, nous avons pu calculer pour chaque décroissance la valeur du paramètre de mélange des transitions, ρ . La précision sur cette valeur a été améliorée d'un facteur 1,3 pour la décroissance de ^{23}Mg et d'un facteur 1,8 pour la décroissance de ^{27}Si .

Déterminer de cette façon le paramètre de mélange ne permet pas de vérifier l'hypothèse CVC ou l'unitarité de la matrice CKM, néanmoins cela peut s'avérer utile pour comparer le résultat « théorique » avec la valeur obtenue expérimentalement.

Les résultats que nous avons obtenus pour la décroissance des noyaux ^{23}Mg et ^{27}Si ne seront réellement utiles pour réaliser les tests évoqués précédemment qu'une fois le paramètre de mélange mesuré pour chacune des transitions. Dans ce contexte, une lettre d'intention a été proposée pour mesurer ce paramètre pour la décroissance de ^{23}Mg à DESIR avec le dispositif LPCTRAP. Ce dispositif pourrait également être utilisé pour mesurer ce paramètre pour la décroissance de ^{27}Si avec un faisceau produit par la partie basse énergie de S^3 (Super Separator Spectrometer).

Ces décroissances ne sont pas les seules intéressantes pour améliorer la précision des paramètres utilisés pour tester l'interaction faible. De nombreuses transitions β miroir, du noyau parent 3H au ^{45}V [Se08], sont également disponibles pour cela. Des campagnes de mesures pourraient être réalisées pour obtenir de meilleures incertitudes relatives sur les paramètres expérimentaux nécessaires aux calculs de $\mathcal{F}t_0$ et V_{ud} pour ces transitions.

Bibliographie

- [Al74] D. E. Alburger, *Phys. Rev. C* **9**, 991 (1974).
- [An13] I. Angeli et K. P. Marinova, *Atom. Dat. Nucl. Dat. Tables* **99**, 69 (2013).
- [Az74] G. Azuelos *et al.*, *Nucl. Instr. and Meth.* **117**, 233 (1974).
- [Az75] G. Azuelos et J. E. Kitching, *Phys. Rev. C* **12**, 563 (1975).
- [Az77] G. Azuelos *et al.*, *Phys. Rev. C* **15**, 1847 (1977).
- [Ba77] P. H. Barker *et al.*, *Nucl. Phys.* **A275**, 37 (1977).
- [Ba11] M. S. Basunia, *Nucl. Dat. Sheets* **112**, 1911 (2011).
- [Be71] D. Berenyi *et al.*, *Nucl. Phys.* **A178**, 76 (1971).
- [Be03] P. R. Bevington et D. K. Robinson, in *Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences*, third edition, McGraw-Hill Higher Education, 161 – 165 (2003).
- [Be08] A. Bey, 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 , PhD Thesis, Université de Bordeaux I (2008).
- [Bl68] J. L. Black et J. Mahieux, *Nucl. Instr. and Meth.* **58**, 93 (1968).
- [Bl73] R. J. Blin-Stoyle, "*Fundamental Interactions and the Nucleus*", North Holland/American Elsevier (1973).
- [Bl15] B. Blank *et al.*, *Nucl. Instr. and Meth.* **A776** (2015).
- [Br06] B. A. Brown et W. A. Richter, *Phys. Rev. C* **74**, 034315 (2006).
- [Br14] B. A. Brown et W. D. M. Rae, *Nucl. Dat. Sheets* **120**, 115 (2014).
- [Br16] B. A. Brown, W. D. M. Rae, E. McDonald et M. Horoi, NuShellX@MSU, <http://www.nucl.msu.edu/~brown/resources/resources.html>.
- [De71] C. Détraz *et al.*, *Phys. Lett.* **B34**, 128 (1971).
- [EL15] www.eljentechnology.com/index.php/products/plastic-scintillators/64-ej-212 (Accès 15/11/2015).
- [Er08] Tommi Eronen, High precision Q_{EC} value measurements of superallowed $0^+ \rightarrow 0^+$ beta decays with JYFLTRAP, PhD Thesis, Université de Jyväskylä (2008).
- [Fe58] R. P. Feynman et M. Gell-Mann, *Phys. Rev.* **109**, 193 (1958).
- [Fi07] R. B. Firestone, *Nucl. Dat. Sheets* **108**, 32 (2007).

- [Ge76] H. Genz *et al.*, *Nucl. Instr. and Meth.* **134**, 309 (1976).
- [Gl61] S. L. Glashow, *Nucl. Phys.* **22**, 579 (1961).
- [Go49] M. Goeppert-Mayer, *Phys. Rev.* **75**, 1969 (1949).
- [Go64] S. Gorodetzky *et al.*, *Compt. Rend. Congr. Intern. Phys. Nucl.*, Paris, P. Gugenberger, ed., Centre National de la Recherche Scientifique, Paris, Vol. II, p. 408 (1964).
- [Go68a] J. D. Goss *et al.*, *Nucl. Phys.* **A115**, 113 (1968).
- [Go68b] S. Gorodetzky *et al.*, *Nucl. Phys.* **A109**, 417 (1968).
- [Gr71] D. Grober et W. Gruhle, *BMBW-FBK 71-09*, 90 (1971).
- [Ha65] M. Y. Han et Y. Nambu, *Phys. Rev.* **139**, 106 (1965).
- [Ha75] J. C. Hardy et I. S. Towner, *Nucl. Phys. A* **254**, 221 (1975).
- [Ha15] J. C. Hardy et I. S. Towner, *Phys. Rev. C* **91**, 025501 (2015).
- [Ha16] www.hamamatsu.com/resources/pdf/etd/R9880U_TPMH1321E.pdf (Accès 26/04/2016).
- [Ja94] F. James, in MINUIT – Function Minimization and Error Analysis, CERN Program Library Version 94.1 (1994).
- [Ja87] W. Jaus et G. Rasche, *Phys. Rev. D* **35**, 3420 (1987).
- [Kn00a] Glenn F. Knoll, in Radiation Detection and Measurement, third edition, John Wiley and Sons, Inc., 220 – 263 (2000).
- [Kn00b] Glenn F. Knoll, in Radiation Detection and Measurement, third edition, John Wiley and Sons, Inc., 405 – 456 (2000).
- [Le94] W.R. Leo, in Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments : A How-to Approach. Springer-Verlag, 207 – 238 (1994).
- [Li09] H. Liang *et al.*, *Phys. Rev. C* **79**, 064316 (2009).
- [Ma74] F. M. Mann et R. W. Kavannagh, *Nucl. Phys.* **A235**, 299 (1974).
- [Ma86] W. J. Marciano et A. Sirlin, *Phys. Rev. Lett.* **56**, 22 (1986).
- [Mi58] M. V. Mihailovic et B. Povh, *Nucl. Phys.* **7**, 296 (1958).
- [Mo13] I.D. Moore *et al.*, *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Research* **B317**, 208 (2013).
- [Na09a] O. Naviliat-Cuncic et N. Severijns, *Eur. Phys. Jour. A* **42**, 327 (2009).
- [Na09b] O. Naviliat-Cuncic et N. Severijns, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 142302 (2009).
- [No63] http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/1963/index.html (Accès 26/04/2016).
- [Ol14] K. A. Olive *et al.*, The Review of Particle Physics, *Chin. Phys. C* **38**, 090001 (2014).
- [Or85] W. E. Ormand et B. A. Brown, *Nucl. Phys. A* **440**, 274 (1985).
- [Ra16] W. D. M. Rae, NuShellX, <http://www.garsington.eclipse.co.uk>.

- [Sa96] H. Sagawa *et al.*, *Phys. Rev. C* **53**, 2163 (1996).
- [Sa68] A. Salam, in *Elementary Particle Physics*, Proc. 8th Nobel. Symp. pp 367 (1968).
- [Sa12] W. Satula *et al.*, *Phys. Rev. C* **86**, 054316 (2012).
- [Sc07] N. Schwierz *et al.*, arXiv :0709.3525 [nucl-th] (2007).
- [Se06] N. Severijns et M. Beck, *Rev. Mod. Phys.* **78**, 991 (2006).
- [Se08] N. Severijns *et al.*, *Phys. Rev. C* **78**, 055501 (2008).
- [Si67] A. Sirlin, *Phys. Rev.* **164**, 1767 (1967).
- [Si86] A. Sirlin et R. Zucchini, *Phys. Rev. Lett.* **57**, 1994 (1986).
- [Si87] A. Sirlin, *Phys. Rev. D* **35**, 3423 (1987).
- [Si94] A. Sirlin, in *Precision Tests of the Standard Electroweak Model*, édité par P. Langacker (1994).
- [Su62] D. C. Sutton, PhD thesis, Princeton University (1962).
- [Ta60] D. R. Talbert, Jr. et M. G. Stewart, *Phys. Rev.* **119**, 272 (1960).
- [Ta08] O. B. Tarasov et D. Bazin, *Nucl. Instr. and Meth.* **B266** (2008).
- [To73] I. S. Towner et J. C. Hardy, *Nucl. Phys. A* **205**, 33 (1973).
- [To77] I. S. Towner et al., *Nucl. Phys. A* **284**, 269 (1977).
- [To02] I. S. Towner et J. C. Hardy, *Phys. Rev. C* **66**, 035501 (2002).
- [To08] I. S. Towner et J. C. Hardy, *Phys. Rev. C* **77**, 025501 (2008).
- [Wa12] M. Wang *et al.*, *Chin. Phys. C* **36**, 1603 (2012).
- [We67] S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* **19**, 1964 (1967).
- [Wi84] B. H. Wildenthal, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **11**, 5 (1984).
- [Wo54] R. D. Woods et D. S. Saxon, *Phys. Rev.* **95**, 577 (1954).
- [Wu57] C. S. Wu *et al.*, *Phys. Rev.* **105**, 1413 (1957).
- [Yo12] D. T. Yordanov *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **108**, 042504 (2012).

