



HAL
open science

**Etude spectroscopique des isotopes $^{51,52,53}\text{Ca}$ par
décroissance β des noyaux riches en neutrons $^{51,52,52}\text{K}$ et
interaction effective dans la couche fp**

Frédéric Perrot

► **To cite this version:**

Frédéric Perrot. Etude spectroscopique des isotopes $^{51,52,53}\text{Ca}$ par décroissance β des noyaux riches en neutrons $^{51,52,52}\text{K}$ et interaction effective dans la couche fp. Physique Nucléaire Théorique [nucl-th]. Université Louis Pasteur - Strasbourg I, 2004. Français. NNT: . tel-00385423

HAL Id: tel-00385423

<https://theses.hal.science/tel-00385423>

Submitted on 19 May 2009

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

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

THESE

pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université Louis Pasteur de Strasbourg

Discipline : Physique Nucléaire

présentée par

Frédéric Perrot

Titre

**Etude spectroscopique des isotopes $^{51,52,53}\text{Ca}$ par
décroissance β des noyaux riches en neutrons $^{51,52,53}\text{K}$ et
interaction effective dans la couche fp**

soutenue publiquement le 20 décembre 2004 devant la commission
d'examen :

M. Jean-Claude Angélique	Examineur
M. Bertram Blank	Rapporteur externe
M. Philippe Dessagne	Directeur de thèse
M. Jerzy Dudek	Président et rapporteur interne
Mme Dominique Guillemaud-Mueller	Rapporteur externe
M. Frédéric Nowacki	Examineur

A ma famille.

Remerciements

Je remercie tout d'abord Christiane Miehé pour m'avoir proposé ce sujet de thèse et m'avoir chaleureusement accueilli dans le groupe. J'ai apprécié durant ma première année de thèse sa gentillesse, son expérience et son enthousiasme pour la physique nucléaire, toutes ces qualités qui m'ont fait regretter son départ à la retraite. Je tiens ici à lui témoigner toute mon amitié.

Je remercie également Frédéric Nowacki pour avoir accepté d'être membre du jury et pour avoir été à l'origine, avec Etienne Caurier, de l'idée de physique ayant donné à ce sujet de thèse tout son intérêt et toute son originalité. J'ai eu la chance de travailler avec lui tout au long de ma thèse et je lui suis reconnaissant d'avoir guidé mes premiers pas dans le domaine de la physique nucléaire théorique et du modèle en couches en particulier. Au cours de nos nombreux échanges, il m'a fait partagé ses connaissances, sa rigueur et son enthousiasme pour la physique. J'ai ainsi pu apprécier ses qualités de chercheur mais également ses qualités humaines. Sa gentillesse, ses conseils et sa constante disponibilité m'ont été d'un réel soutien durant ces trois années et je tiens ici à lui témoigner toute mon amitié et ma reconnaissance.

Je souhaite remercier Philippe Dessagne d'avoir pris la direction de ma thèse et de m'avoir permis de faire mes premières armes en physique nucléaire expérimentale. Je lui suis particulièrement reconnaissant de sa gentillesse et de l'entière confiance qu'il m'a témoignée tout au long de mon travail de thèse.

Je tiens à remercier particulièrement François Maréchal que j'ai eu la chance de côtoyer pendant mes trois années de thèse et qui a su me faire profiter de son expérience en physique expérimentale, de sa rigueur et de son incroyable efficacité. Je le remercie pour son aide inestimable au quotidien, pour sa disponibilité et pour m'avoir soutenu et grandement motivé lors de la difficile période de fin de thèse. Ses innombrables coups de main, ses relectures attentives et ses remarques pertinentes ont considérablement contribué à améliorer la qualité et la clarté du manuscrit. Au-delà du collègue de bureau sympathique, j'ai surtout découvert quelqu'un d'une grande honnêteté intellectuelle et d'une grande générosité envers les autres à qui je tiens à témoigner toute mon amitié et ma reconnaissance.

Je tiens à présent à remercier vivement Dominique Guillemaud-Mueller et Bertram Blank pour avoir accepté d'être rapporteurs de ma thèse. Je leur suis reconnaissant de l'intérêt qu'ils ont porté à mon travail, de leur lecture attentive du manuscrit et de leurs remarques perti-

nelles.

Je remercie Jerzy Dudek pour avoir accepté d'être rapporteur et pour m'avoir fait l'honneur de présider le jury de ma thèse. Je lui suis reconnaissant pour ses précieuses remarques concernant la partie théorique.

Je souhaite également remercier Jean-Claude Angélique pour avoir accepté d'être membre du jury. Son expérience en physique nucléaire expérimentale, ses conseils, sa gentillesse et sa disponibilité lors de nos nombreuses rencontres de travail m'ont été d'un grand soutien et je tiens à lui en exprimer toute ma reconnaissance.

Je tiens à présent à remercier les autres membres du groupe que j'ai eu la chance de côtoyer durant ces années. Je remercie en premier lieu Cécile Jollet avec qui j'ai eu un grand plaisir à travailler. Son dynamisme, sa rigueur scientifique et ses conseils m'ont été d'un grand secours dans mon travail tandis que sa gentillesse et sa bonne humeur ont égayé ma dernière année de thèse. Je lui suis grandement reconnaissant pour ses relectures attentives du manuscrit et ses remarques pertinentes et je tiens à lui témoigner toute mon amitié. Je remercie également Eric Poirier avec qui j'ai partagé un bout de chemin en thèse et qui m'a souvent fait profiter avec gentillesse de son expérience et de ses conseils « d'ancien ». Je suis aussi reconnaissant à Paule Baumann pour sa gentillesse et ses nombreux conseils lors de l'analyse des données ainsi qu'à Béatrice Forrler pour sa disponibilité, sa gentillesse et son efficacité dans la gestion des questions administratives.

Je remercie tout particulièrement Geneviève Lescornet pour sa gentillesse, sa bonne humeur et l'aide inestimable qu'elle nous a constamment apportées au cours de nos nombreuses venues à ISOLDE. Je lui souhaite une retraite amplement méritée et tiens à lui exprimer toute mon amitié. Je suis également reconnaissant envers Jean-Claude Caspard et Guy Heitz pour leur travail déterminant dans la réalisation technique de l'expérience, leur gentillesse, leur bonne humeur et leur calme même dans les situations les plus oppressantes! Je souhaite également vivement remercier Etienne Caurier pour sa disponibilité et sa grande expérience dont il m'a fait bénéficier dans le domaine des calculs de modèle en couches à l'aide de son code ANTOINE. Je suis aussi très reconnaissant envers Jean-Pierre Engel qui m'a toujours aidé et conseillé efficacement lors de mes nombreuses venues dans son bureau. J'ai apprécié sa disponibilité, sa gentillesse et son sens aigu de la physique, sans oublier sa convivialité lors des nombreux pots auxquels nous avons eu l'occasion de participer!

Je tiens également à remercier tous les membres de la collaboration avec qui j'ai eu plaisir à travailler et à échanger. En particulier, David Etasse, Stéphane Grévy, Etienne Liénard, Nigel Orr et Stéphane Piétri du LPC Caen, Catalin Borcea, Apostol Buta, Florin Negoita et Stephan Julian de l'IFIN Bucarest, Fatima Benrachi et Mourad Ramdhane de l'université de Constantine ainsi que tous les membres de la collaboration ISOLDE. Je tiens tout particulièrement à remercier Apostol Buta pour sa disponibilité et pour l'aide inestimable qu'il m'a apportée dans l'analyse des spectres en temps de vol.

Je souhaite à présent saluer tous mes amis de Strasbourg avec lesquels j'ai passé de très bons moments et sans qui ces trois années auraient cruellement manqué de saveur et d'humour...de vie quoi! Je veux bien sûr parler de Mélanie et Anthony, Seb, Delphine, Alex, Clément, Françoise, Fabienne, Mitch, Neil, Greg et Delphine, Seb et Laetitia, Olivier et Marianne, David et Claire... Je salue également tous les amis de l'allée d'Italie à Lyon, Guillaume, Ion, Yoann et Alex pour tous ces bons moments passés ainsi que mes amis de lycée, Frédéric, Sandrine et Yvan. J'ai également une pensée pour Claire qui m'a beaucoup soutenu pendant les moments difficiles.

Enfin, je tiens à remercier mes parents pour tout l'amour qu'ils ont prodigué à mon frère Stéphane et à moi-même et pour leur constant soutien pendant nos études et tout au long de notre vie. Je tiens à leur témoigner mon amour et je leur dédie ce travail.

Table des matières

Introduction	1
I Contexte physique et motivations	3
I.1 Noyau atomique et nombres magiques	3
I.2 Eléments de base du modèle en couches	4
I.2.1 Détermination d'un potentiel moyen	4
I.2.2 Au-delà du champ moyen	7
I.2.3 Les ingrédients du calcul	7
I.2.4 Hamiltoniens monopolaire et multipolaire	9
I.3 Evolution des couches dans les espaces sd et fp	11
I.3.1 Cas des isotopes de potassium	11
I.3.2 Intérêt des isotopes de calcium dans la couche fp	13
I.4 Décroissance β	18
I.4.1 Généralités sur la décroissance β des noyaux riches en neutrons	18
I.4.2 Transitions de Fermi et de Gamow-Teller	20
I.4.3 Formalisme pour les transitions permises	21
I.4.4 Cas particulier de la décroissance β $K \rightarrow Ca$	23
II Principe de détection des rayonnements β, γ et neutrons et caractéristiques des détecteurs associés	29
II.1 Détection des rayonnements β et neutron	29
II.1.1 Interaction électron-matière et neutron-matière	29
II.1.2 Mesure de l'énergie des neutrons par temps de vol	31
II.1.3 Détection basée sur des scintillateurs plastiques	32
II.1.4 Détecteur β	36
II.1.5 Multidétecteur TONNERRE	37
II.1.6 Multidétecteur LEND	41
II.2 Détection des rayonnements γ	44
II.2.1 Interactions des rayonnements γ avec la matière	44
II.2.2 Fonctionnement d'un cristal semi-conducteur de germanium	45
II.2.3 Détecteurs MINIBALL	47

III Description de l'expérience	49
III.1 Le site de production ISOLDE au CERN	49
III.2 Description du dispositif expérimental	51
III.3 Logique et électronique d'acquisition	54
III.4 Cycles de mesure	57
III.5 Noyaux d'étalonnage et noyaux d'intérêt	58
IV Etalonnage des détecteurs et méthode d'analyse	61
IV.1 Estimation de l'efficacité du détecteur β	61
IV.2 Détecteurs MINIBALL	63
IV.2.1 Etalonnage en énergie et en temps	63
IV.2.2 Efficacité de détection	64
IV.3 Etalonnage et efficacité des multidétecteurs TONNERRE et LEND	65
IV.3.1 Multidétecteur TONNERRE	66
IV.3.2 Multidétecteur LEND	72
IV.4 Analyse des spectres « horloge universelle » et « horloge radioactive »	75
IV.4.1 Détermination du temps mort de l'acquisition	75
IV.4.2 Méthode de déconvolution du spectre « horloge radioactive »	77
V Résultats	85
V.1 Etude de ^{51}K	85
V.1.1 Etat des connaissances	85
V.1.2 Analyse du spectre « horloge radioactive »	86
V.1.3 Détermination des niveaux liés dans ^{50}Ca et ^{51}Ca	89
V.1.4 Localisation des niveaux non liés dans ^{51}Ca et détermination de P_n	93
V.1.5 Compilation des résultats	98
V.1.6 Discussion	102
V.2 Etude de ^{52}K	109
V.2.1 Etat des connaissances	109
V.2.2 Analyse du spectre « horloge radioactive »	110
V.2.3 Détermination des niveaux liés dans $^{50,51,52}Ca$	112
V.2.4 Localisation des niveaux non liés dans ^{52}Ca et détermination de P_n	121
V.2.5 Compilation des résultats	125
V.2.6 Discussion	129
V.3 Etude de ^{53}K	135
V.3.1 Etat des connaissances	135
V.3.2 Analyse du spectre « horloge radioactive »	136
V.3.3 Détermination des niveaux liés dans $^{52,53}Ca$	137
V.3.4 Localisation des niveaux non liés dans ^{53}Ca et ^{53}Sc	142
V.3.5 Compilation des résultats	145
V.3.6 Discussion	147

VI Interprétation théorique des résultats et perspectives	153
VI.1 Corrections monopolaires de l'interaction KB3G	153
VI.2 Isotopes de calcium pair-impair	157
VI.2.1 Spectroscopie de ^{51}Ca	157
VI.2.2 Spectroscopie de ^{53}Ca	159
VI.3 Isotopes de calcium pair-pair	160
VI.3.1 Spectroscopie de ^{50}Ca	160
VI.3.2 Spectroscopie de ^{52}Ca	162
VI.4 Bilan et perspective pour ^{54}Ca	164
Conclusions	167
Références	170

Introduction

La majorité des isotopes présents dans notre environnement sont stables. Les quelques éléments instables possèdent une durée de vie très longue, de l'ordre de plusieurs milliards d'années, qui leur a permis de subsister jusqu'à nos jours, jusqu'à ce qu'un certain Henri Becquerel observe par hasard en 1896 une activité étrange provenant de sels d'uranium qu'il nommera radioactivité naturelle. Par la suite, la découverte de la radioactivité artificielle par Irène et Frédéric Joliot-Curie en 1934 a permis l'ouverture d'un vaste champ de recherche qui se poursuit encore actuellement : la compréhension de la matière nucléaire. Les premiers accélérateurs construits dans les années 1930-1940 ont permis d'étudier la structure des noyaux proches de la ligne de stabilité et de mettre en évidence l'existence de phénomènes particuliers. Il est apparu en effet que les noyaux possédant un nombre 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126 de neutrons ou de protons présentaient une énergie de liaison accrue. La mise en évidence de ces nombres « magiques » a amené les physiciens à supposer l'existence d'un champ moyen et d'une structure en couches dans le noyau analogue à celle de l'atome. La bonne reproduction de la séquence des nombres magiques a cependant nécessité l'introduction d'un couplage spin-orbite entre les nucléons du noyau responsable des fermetures de couches observées expérimentalement. Les bases du modèle en couches nucléaire étaient jetées.

Aujourd'hui, le développement des techniques expérimentales permet de produire des isotopes de plus en plus éloignés de la vallée de stabilité. L'observation de ces noyaux, appelés noyaux « exotiques », permet d'explorer la matière nucléaire dans des conditions extrêmes d'isospin et de tester la validité des modèles. Ainsi, certains faits expérimentaux accumulés depuis près de 20 ans suggèrent une évolution des fermetures de couches dans les noyaux exotiques, en particulier pour les noyaux riches en neutrons, avec disparition de certains nombres magiques ($N=20$) ou apparition de nouveaux nombres magiques. De récents travaux portant sur l'étude des noyaux $20 \leq Z \leq 28$, $N \geq 30$ de la couche fp suggèrent ainsi l'existence de nouvelles fermetures de couches à $N=32$ et $N=34$. La description de cette région de masse a pendant longtemps constitué un défi pour les calculs de modèle en couches tant du point de vue de la détermination d'une interaction effective que d'un point de vue purement pratique du fait de la lourdeur des calculs. Cependant, les progrès constants de l'informatique et la mise au point de codes de calculs très performants permettent à présent d'effectuer des calculs complets dans la couche fp et ouvrent ainsi la voie à la description des noyaux dans cette région de masse. Dans cette optique, les isotopes de calcium très riches en neutrons ($N \geq 30$) sont apparus comme des noyaux clés permettant de mettre en évidence d'éventuels phénomènes de couches à $N=32$ et $N=34$. La simplicité de leur fonction d'onde due à la fermeture de couche $Z=20$ laisse en effet espérer la possibilité de contraindre l'interaction

neutron-neutron effective entre les orbites supérieures de la couche fp responsable de la spectroscopie détaillée des isotopes $^{51,52,53}\text{Ca}$.

Pour obtenir des informations sur ces noyaux, la décroissance β apparaît comme un outil de choix. L'étude de la décroissance des isotopes de potassium très riches en neutrons permet en effet de peupler par transitions Gamow-Teller première interdite et permise respectivement des états de parité naturelle et non naturelle dans les isotopes de calcium. Les premiers, situés généralement à basse énergie d'excitation, sont tributaires de l'interaction neutron-neutron dans la couche fp et se désexcitent par émission de rayonnements γ . Les seconds, tributaires de l'interaction entre les couches sd et fp et situés à plus haute énergie d'excitation, sont généralement non liés et se désexcitent par l'émission de neutrons. Il apparaît ainsi que l'étude de la décroissance β $\text{K} \rightarrow \text{Ca}$ nécessite un dispositif expérimental adapté à la fois à la détection des neutrons et à celle des rayonnements γ . Par le fruit d'une collaboration internationale, nous avons pu mettre en oeuvre un ensemble de détection très efficace composé des multidétecteurs neutrons TONNERRE et LEND, permettant l'étude des neutrons sur un large domaine en énergie et de deux triples clusters germanium MINIBALL destinés à la détection des rayonnements γ . Ce dispositif nous a permis d'étudier la décroissance β des isotopes $^{51,52,53}\text{K}$ produits auprès du séparateur de masse ISOLDE au CERN et d'obtenir des informations sur la structure des isotopes de calcium correspondants.

Après avoir replacé l'émergence du modèle en couches nucléaire dans un contexte historique, nous motiverons dans un premier chapitre l'étude des isotopes de calcium riches en neutrons susceptibles d'apporter de fortes contraintes sur l'interaction neutron-neutron effective dans la couche fp. Dans un deuxième temps, nous aborderons le principe de détection des rayonnements β , γ et neutrons ainsi que les caractéristiques des détecteurs TONNERRE, LEND et MINIBALL utilisés. Le troisième volet de ce travail concernera la description de l'expérience proprement dite effectuée sur le site ISOLDE en 2002. Les divers étalonnages des détecteurs utilisés ainsi que la méthode d'analyse du spectre de l'horloge seront exposés au chapitre 4. Dans une cinquième partie, nous détaillerons l'analyse des données sur la décroissances β des isotopes $^{51,52,53}\text{K}$ et nous discuterons les résultats obtenus. Enfin, la mise au point d'une nouvelle interaction nous permettra de comparer les informations spectroscopiques obtenues sur les isotopes de calcium aux calculs de modèle en couches dans l'espace de valence fp et d'effectuer des calculs prédictifs sur une éventuelle fermeture de couches à $N=34$.

Chapitre I

Contexte physique et motivations

I.1 Noyau atomique et nombres magiques

Le noyau atomique est un système quantique formé de neutrons et de protons, appelés nucléons, en interaction. La présence de protons confère au système une charge positive et tend à le rendre instable du fait de la répulsion coulombienne. Cependant l'observation d'environ 300 noyaux stables dans la nature suggère l'existence d'une interaction particulièrement attractive entre les nucléons permettant d'expliquer la cohésion du noyau. Cette force appelée interaction forte trouve en réalité son origine dans l'interaction entre les quarks u et d, constituants élémentaires des neutrons et des protons. Contrairement aux interactions gravitationnelle et électromagnétique, elle nous est peu familière car son action, d'une portée de l'ordre de 10^{-15} m, reste confinée au sein du noyau atomique.

La masse d'un noyau atomique est à peu de choses près la somme des masses des neutrons et des protons le constituant. Un noyau de masse A et de charge Z étant un système lié grâce au caractère attractif de l'interaction forte, on le caractérise par son énergie de liaison résultant de la différence entre sa masse réelle et la masse de ses constituants. Historiquement, la première description satisfaisante des propriétés macroscopiques du noyau a été faite par C. von Weizsäcker en 1935 [1] grâce au modèle semi-empirique de la goutte liquide. Ce modèle apparente le noyau à une goutte de matière nucléaire homogène et uniformément chargée. La formule de Bethe-Weizsäcker décrivant l'énergie de liaison $B(A, Z)$ d'un noyau de masse A et de charge Z s'écrit :

$$B(A, Z) = a_v A - a_s A^{2/3} - a_c \frac{Z(Z-1)}{A^{1/3}} + \text{termes correctifs} . \quad (\text{I.1})$$

Elle prend ainsi en compte un terme de volume pour l'interaction attractive des A nucléons, un terme de surface tenant compte du fait que certains nucléons à la périphérie du noyau n'ont pas le même nombre de voisins et un terme dû à la répulsion coulombienne des protons. Il faut également y ajouter des termes correctifs d'origine microscopique tenant compte des propriétés particulières des noyaux atomiques telles que l'asymétrie proton-neutron ou les corrélations d'appariement. Cette formule empirique permet de bien reproduire les énergies de liaison des noyaux stables ou proches de la stabilité sur un grand domaine en masse.

Cependant, une comparaison plus fine entre énergie de liaison expérimentale et calculée fait apparaître plusieurs structures illustrées sur la figure I.1. On observe en effet un excès

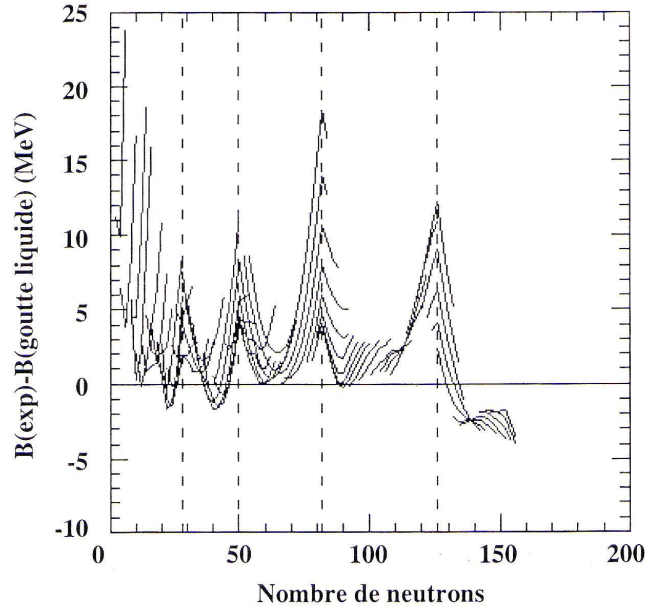


FIG. I.1 – Différence entre l'énergie de liaison expérimentale et l'énergie de liaison déduite de la formule de Bethe-Weizsäcker pour des noyaux pair-pair en fonction du nombre de neutrons. Les traits pointillés soulignent les discontinuités à $N=28, 50, 82$ et 126 [2].

d'énergie de liaison non pris en compte par la formule de Bethe-Weizsäcker et apparaissant pour des nombres de neutrons $N=28, 50, 82$ et 126 bien visibles sur la figure mais également pour $N=2, 8$ et 20 . L'existence de telles discontinuités a surpris les physiciens de l'époque qui ont qualifié ces nombres de « nombres magiques ». Ces derniers sont analogues à ceux mis en évidence dans le cas de l'atome pour $N=2, 10, 18, 36, 54$ et 86 caractérisant les gaz rares et correspondant à des fermetures de couches électroniques. Outre ces excès de liaison, de nombreuses autres propriétés sont venues renforcer le caractère particulier des noyaux pair-pair possédant un nombre magique de protons ou de neutrons. On peut noter en particulier les abondances isotopiques, la grande énergie de séparation d'un neutron ou d'un proton analogue au potentiel d'ionisation élevé des gaz rares et l'existence d'un premier état 2^+ situé à haute énergie d'excitation. Toutes ces données expérimentales ont donc conduit les physiciens à supposer l'existence d'une structure en couches au sein du noyau, semblable à celle observée dans l'atome.

I.2 Eléments de base du modèle en couches

I.2.1 Détermination d'un potentiel moyen

Dans le cas de l'atome, les interactions entre les électrons sont faibles. Le potentiel moyen, dans lequel les électrons se meuvent indépendamment, est donc généré par l'interaction

coulombienne entre les électrons et le noyau atomique. Dans le noyau au contraire, le potentiel est généré directement par l'interaction des nucléons entre eux. Celle-ci étant très répulsive à courte portée, on s'attend lors de collisions entre nucléons à de grandes modifications de leur énergie cinétique ou de leur moment angulaire rendant improbable l'existence d'un potentiel moyen. En réalité, le modèle à particules indépendantes s'est avéré également valable pour décrire l'interaction des nucléons dans le noyau. En effet la diffusion de protons ou de neutrons sur des noyaux a montré que le libre parcours moyen d'un nucléon dans la matière nucléaire est au moins comparable aux dimensions du noyau. Ceci est en réalité peu surprenant si l'on considère que les nucléons possèdent un coeur dur de l'ordre de 0,2 fm qui correspond typiquement à la portée de l'interaction forte. Ainsi, la collision entre deux nucléons a lieu lorsqu'il y a recouvrement partiel de leur coeur « dur » respectif. Du fait d'une très faible section efficace géométrique, de telles interactions sont très rares. De plus, le principe d'exclusion de Pauli peut « interdire » certaines collisions de se produire si les nucléons sont susceptibles de se retrouver sur une couche déjà occupée. La plupart des états finaux étant bloqués lors de ces collisions, tout se passe comme si les nucléons interagissaient peu entre eux.

L'évolution microscopique d'un nucléon i repéré par le vecteur position \vec{r}_i est décrite, dans un cadre non-relativiste, par l'équation de Schrödinger :

$$(t_i + u_i) \psi(\vec{r}_i) = e_i \psi(\vec{r}_i) , \quad (\text{I.2})$$

où t_i représente l'énergie cinétique du nucléon et u_i le potentiel ressenti. La résolution de cette équation permet de déterminer la fonction d'onde $\psi(\vec{r}_i)$ décrivant l'état du nucléon et son énergie individuelle e_i . Le potentiel couramment utilisé pour décrire, en première approximation, un système lié est celui de l'oscillateur harmonique qui permet en outre d'obtenir des solutions analytiques à partir de la résolution de l'équation I.2. L'utilisation de ce potentiel comme champ moyen ressenti par chaque nucléon permet d'expliquer la séquence des premiers nombres magiques jusqu'à $N=20$. Au-delà, on obtient les nombres $N=40, 70$ et 112 définissant les couches majeures de l'oscillateur harmonique, en désaccord avec les nombres magiques $N=28, 50, 82$ et 126 observés expérimentalement. Après l'élaboration de modèles plus ou moins complexes pour tenter d'expliquer les nombres magiques au-delà de $N=20$, M.G. Mayer [3] (sur une remarque de E. Fermi) et O. Haxel, J. Jensen et H. Suess [4] ont proposé indépendamment en 1949 l'existence d'un couplage entre le moment angulaire orbital \vec{l} et le spin \vec{s} du nucléon permettant de rétablir la bonne séquence des nombres magiques de 2 à 126. En tenant également compte d'un terme en \vec{l}^2 , n'ayant pas de signification physique particulière mais permettant de lever les dégénérescences en l propres à l'oscillateur harmonique, le potentiel moyen $u(r)$ prend la forme :

$$u(r) = u_{o.h.}(r) - D\vec{l}^2 - C\vec{l} \cdot \vec{s} , \quad (\text{I.3})$$

avec $u_{o.h.}$ le potentiel de l'oscillateur harmonique et D et C des constantes de couplage. L'ajout « à la main » d'un terme spin-orbite pour reproduire les faits expérimentaux paraît peu satisfaisant. En réalité, le terme $\vec{l} \cdot \vec{s}$ est implicitement contenu dans l'équation de Dirac, analogue de l'équation de Schrödinger dans le cadre relativiste, et apparaît de manière explicite à l'approximation non-relativiste de cette équation.

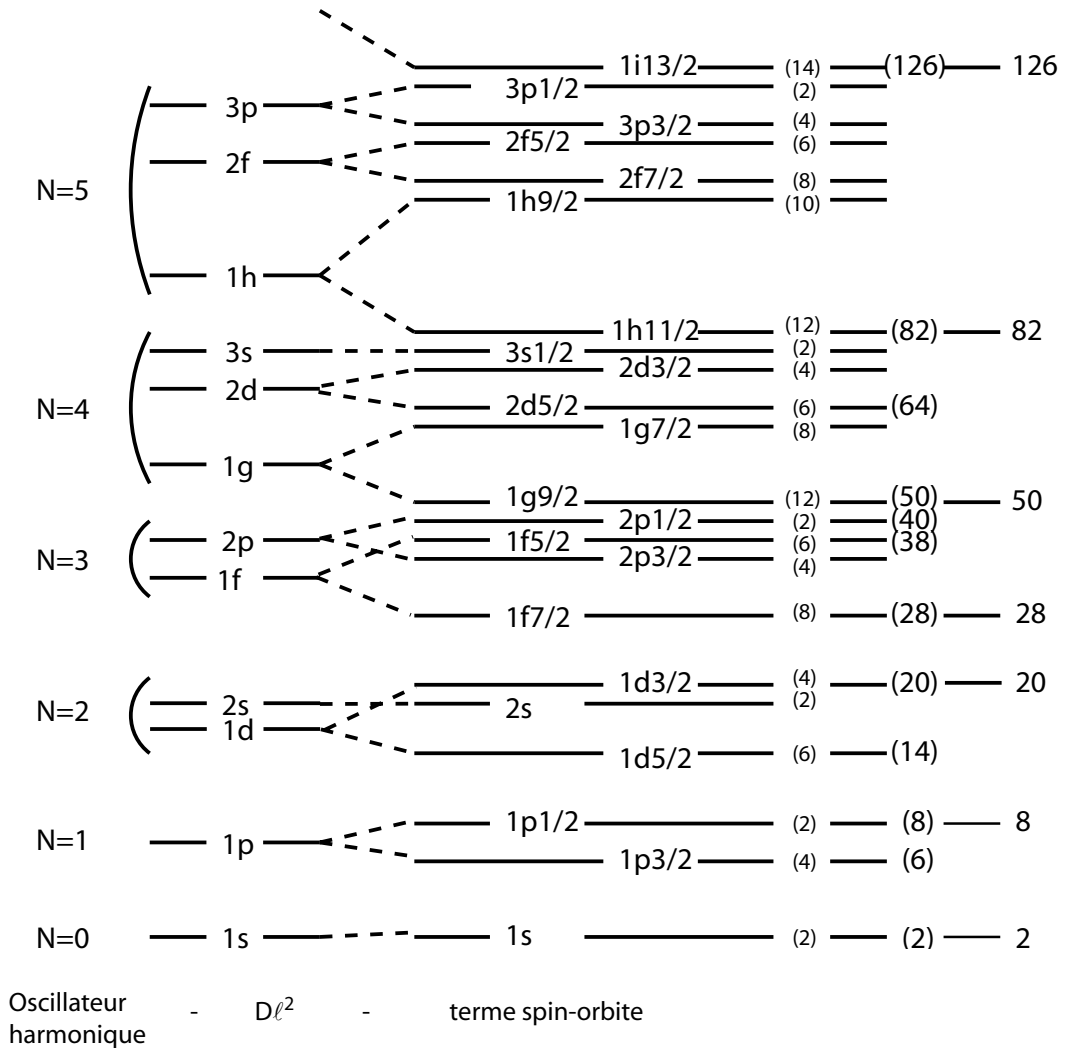


FIG. I.2 – Schéma des orbitales du modèle en couches en tenant compte de l'effet des différents termes de l'équation I.3 sur l'hamiltonien de l'oscillateur harmonique simple.

Les orbitales individuelles illustrées sur la figure I.2 sont les solutions de l'équation de Schrödinger I.2 utilisant le potentiel à 1 corps $u(r)$ (formule I.3). On remarque que l'effet du terme spin-orbite est particulièrement important pour les couches possédant un grand moment angulaire orbital l . Les fermetures de couches à $N=28$, 50, 82 et 126 sont dues à l'abaissement d'une orbite de grand l qui se retrouve soit isolée (cas de la couche $f_{7/2}$ pour $N=28$), soit au sommet d'une couche majeure de l'oscillateur harmonique (cas des couches $g_{9/2}$, $h_{11/2}$ et $i_{13/2}$ pour $N=50$, 82 et 126 respectivement). De nouvelles couches majeures apparaissent ainsi et définissent la séquence des nombres magiques observés expérimentalement.

I.2.2 Au-delà du champ moyen

En supposant que l'interaction des A nucléons dans le noyau se fait principalement à travers des interactions à deux corps, l'hamiltonien H décrivant le noyau peut s'écrire comme la somme de deux termes :

$$H = \sum_{i=1}^A t_i + \frac{1}{2} \sum_{i,j=1, i \neq j}^A v_{ij} , \quad (\text{I.4})$$

où t_i représente l'énergie cinétique du nucléon i et v_{ij} le terme d'interaction à deux corps entre les nucléons i et j . Nous avons dit précédemment que les collisions des nucléons dans le noyau sont fortement défavorisées à cause du principe de Pauli. Tout se passe donc comme s'ils ne ressentaient qu'un champ moyen généré par les autres nucléons. En introduisant un potentiel à 1 corps, on peut réécrire l'hamiltonien H comme :

$$H = \sum_{i=1}^A (t_i + u_i) + \left(\frac{1}{2} \sum_{i,j=1, i \neq j}^A v_{ij} - \sum_{i=1}^A u_i \right) = H_0 + H_1 . \quad (\text{I.5})$$

L'hamiltonien H_0 reflète le mouvement indépendant des nucléons dans le noyau. Le choix du potentiel à un corps u_i doit être tel que l'hamiltonien H_1 , appelé interaction résiduelle, soit petit devant H_0 . L'approche du modèle en couches consiste à choisir le potentiel u_i de telle sorte à reproduire les nombres magiques expérimentaux. On prend généralement le potentiel décrit dans la formule I.3 ou un potentiel dit de Wood-Saxon. La résolution de l'équation de Schrödinger avec l'hamiltonien H_0 seul donne les fonctions propres Ψ du noyau, produits antisymétrisés des fonctions d'ondes individuelles des nucléons, et les énergies E_0 déterminées par la somme des énergies individuelles des nucléons. Malheureusement, l'hamiltonien H_0 ne permet une description correcte que des noyaux proches des fermetures de couches. Pour les autres noyaux, il faut prendre en compte l'interaction résiduelle H_1 et la diagonaliser dans la base des états propres non perturbés de H_0 . Cela a pour effet de mélanger les configurations de H_0 et de tenir compte ainsi des corrélations à 2 corps non décrites par le seul champ moyen.

I.2.3 Les ingrédients du calcul

En général, la résolution de l'équation de Schrödinger ne peut se faire dans un espace de dimension infinie. Il faut donc définir un espace tronqué dans lequel la résolution de l'équation de Schrödinger avec un hamiltonien effectif H_{eff} permet de retrouver les énergies E du noyau :

$$H\psi = E\psi \rightarrow H_{eff}\psi_{eff} = E\psi_{eff} . \quad (\text{I.6})$$

Tout calcul de modèle en couches nécessite donc la réalisation des trois points suivants :

- définir un espace de valence;
- définir une interaction effective;
- construire et diagonaliser la matrice énergie.

Le choix d'un espace de valence implique de définir trois zones distinctes : un coeur inerte dont les orbitales sont toujours remplies, un espace de valence dont les orbitales sont partiellement remplies et un espace externe contenant toutes les orbitales inoccupées (fig. I.3). Les espaces de valence naturels sont généralement délimités par la séquence des nombres magiques. En effet, l'approximation consistant à considérer les nucléons occupant

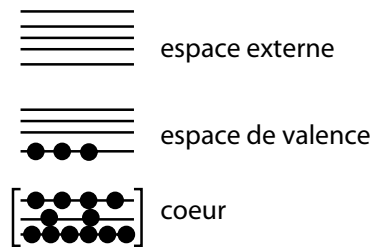


FIG. I.3 – Schéma des orbitales formant le coeur, l'espace de valence et l'espace externe.

les orbites de coeur comme des nucléons « spectateurs » est d'autant plus justifiée qu'il existe un grand écart en énergie séparant ces orbites de celles immédiatement supérieures. La couche *sd* définie par les orbitales $d_{5/2}$, $s_{1/2}$ et $d_{3/2}$ constitue un espace de valence naturel pour des noyaux possédant un nombre de neutrons et de protons compris entre les nombres magiques $N, Z=8$ et $N, Z=20$. La couche *fp*, dont nous reparlerons un peu plus loin, est formée des quatre orbitales $f_{7/2}$, $p_{3/2}$, $p_{1/2}$ et $f_{5/2}$ et représente un espace de valence naturel pour les noyaux avec $20 \leq N, Z \leq 40$.

Il faut ensuite définir une interaction effective adaptée au choix de l'espace de valence. Cette interaction effective peut être déterminée essentiellement de deux façons. La première consiste à construire une interaction effective phénoménologique en ajustant les éléments de matrice à deux corps sur les données expérimentales (niveaux d'énergie, transitions électromagnétiques). Cette méthode, en minimisant les écarts entre spectres calculés et spectres expérimentaux, permet d'obtenir une bonne description spectroscopique des noyaux dans un domaine en masse restreint mais empêche tout lien avec une théorie sous-jacente. C'est le cas par exemple de l'interaction USD (Universal SD shell interaction) [5] permettant une description correcte des états de basse énergie pour de nombreux noyaux de masse comprise entre $A=16$ et $A=40$. Une autre alternative consiste à construire une interaction réaliste effective reproduisant les déphasages de l'interaction nucléon-nucléon libre. Cette méthode nécessite des approches complexes pour s'affranchir de la forte répulsivité de l'interaction nucléon-nucléon à courte portée et permettre de la régulariser dans des calculs tenant compte de la matière nucléaire infinie. Il est cependant apparu que ces interactions réalistes ont un comportement spectroscopique qui se dégrade au fur et à mesure que le nombre de particules de valence augmente. C'est le cas de l'interaction Kuo-Brown (KB) [6] construite pour décrire des noyaux dans la couche *fp*. Considérée telle quelle, cette interaction prédit par exemple deux fois plus d'états au-dessous de 4 MeV dans le noyau ^{49}Ca que ne le laissent apparaître les résultats expérimentaux [7]. Néanmoins, de petites corrections phénoménologiques sur certains éléments de matrice à deux corps permettent de rétablir une bonne spectroscopie. Récemment, A.P. Zuker a suggéré que l'origine de cette dégradation provenait de la non

prise en compte de forces à 3 corps [8]. Finalement, une interaction effective dans un espace de valence donné est entièrement déterminée par les énergies individuelles e_i des nucléons sur les orbitales i et par les éléments de matrice à deux corps de la forme :

$$V_{ijkl}^{JT} = \langle (ij)_{JT} | H_{eff} | (kl)_{JT} \rangle \quad (I.7)$$

avec k et l les orbitales de valence occupées par les nucléons dans l'état initial et i et j les orbitales occupées dans l'état final. L'hamiltonien effectif H_{eff} ne peut ainsi connecter que des états initiaux et finaux pour lesquels les deux nucléons se couplent à même moment angulaire total J et à même isospin total T .

I.2.4 Hamiltoniens monopolaire et multipolaire

M. Dufour et A.P. Zuker ont démontré [9] que l'hamiltonien de l'interaction effective peut être séparé exactement en deux parties :

$$H_{eff} = H_m + H_M . \quad (I.8)$$

L'hamiltonien monopolaire H_m contient tous les termes qui interviennent dans une description Hartree-Fock sphérique et sont de ce fait responsables des propriétés de saturation et du comportement des énergies individuelles. Il en résulte que l'hamiltonien monopolaire décrit exactement l'énergie des états possédant des configurations « couches fermées » (CF) plus ou moins une particule :

$$\langle CF \pm 1 | H_{eff} | CF \pm 1 \rangle = \langle CF \pm 1 | H_m | CF \pm 1 \rangle . \quad (I.9)$$

L'hamiltonien multipolaire H_M comporte entre autres des termes quadrupolaires et d'appariements responsables des corrélations dans les couches ouvertes. Il s'avère, pour des interactions réalistes effectives, que l'hamiltonien H_M est correctement décrit alors que H_m ne l'est pas. Ce dernier doit donc être modifié de manière phénoménologique. L'hamiltonien monopolaire H_m représente la partie de l'interaction associée aux termes linéaires et quadratiques en nombre de particules n_r dans l'espace de valence. Il peut s'écrire sous la forme :

$$H_m = \sum_r n_r e_r + \sum_{r \leq s} V_{rs}^T \frac{n_r (n_s - \delta_{rs})}{(1 + \delta_{rs})} , \quad (I.10)$$

avec n_r et n_s les nombres de particules de valence sur les couches r et s , e_r l'énergie individuelle de la couche r et δ_{rs} le symbole de Kronecker valant 1 si $r = s$ et 0 sinon. Le terme V_{rs} représente l'interaction monopolaire s'exprimant comme une somme sur les valeurs de J et T permises des éléments de matrice à deux corps V_{rs}^{JT} :

$$V_{rs}^T = \frac{\sum_{JT} (2J + 1) V_{rs}^{JT}}{\sum_{JT} (2J + 1)} . \quad (I.11)$$

Pour illustrer le rôle des monopoles, nous allons considérer le cas du noyau ^{49}Ca . L'espace de valence naturel pour ce noyau ($Z=20$, $N=29$) est la couche fp constituée des quatre orbitales $\nu f_{7/2}$, $\nu p_{3/2}$, $\nu p_{1/2}$ et $\nu f_{5/2}$ avec un coeur fermé de ^{40}Ca . Les énergies individuelles sont

fixées par la spectroscopie de ^{41}Ca avec $e_{f_{7/2}}=0$, $e_{p_{3/2}}=2$ MeV, $e_{p_{1/2}}=4$ MeV et $e_{f_{5/2}}=6,5$ MeV et les 195 éléments de matrice à deux corps V_{rsrs}^{JT} peuvent être déterminés à partir d'une interaction réaliste effective. Le noyau ^{49}Ca , dans son état de plus basse énergie, est décrit dans cet espace de valence par huit neutrons remplissant l'orbite $\nu f_{7/2}$ et un neutron célibataire situé sur l'orbite $\nu p_{3/2}$ (fig. I.4). La configuration correspondante est notée $(\nu f_{7/2})^8 \otimes (\nu p_{3/2})^1$

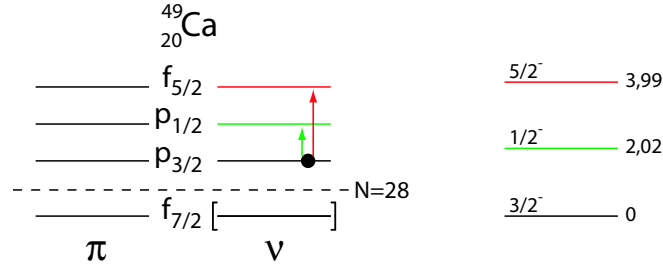


FIG. I.4 – *A gauche : schéma des orbitales de la couche fp et configuration de ^{49}Ca . Les crochets indiquent que l'orbitale $\nu f_{7/2}$ est entièrement remplie. A droite : spectre expérimental des états excités $1/2^-$ et $5/2^-$ dans ^{49}Ca correspondant respectivement au saut du neutron célibataire vers les orbitales $\nu p_{1/2}$ et $\nu f_{5/2}$.*

et correspond à un état fondamental $3/2^-$. Cette configuration de ^{49}Ca , couche fermée plus une particule, est décrite exactement par l'hamiltonien monopolaire (formule I.10) :

$$H_m(3/2^-) = 8e_{f_{7/2}} + e_{p_{3/2}} + \frac{8 \times 7}{2} V_{f_{7/2}f_{7/2}}^{T=1} + 8 \times 1 V_{f_{7/2}p_{3/2}}^{T=1} . \quad (\text{I.12})$$

Le premier état excité $1/2^-$ dans ^{49}Ca correspond à un saut du neutron célibataire de l'orbite $\nu p_{3/2}$ vers l'orbite $\nu p_{1/2}$. L'hamiltonien monopolaire correspondant à cette configuration s'écrit :

$$H_m(1/2^-) = 8e_{f_{7/2}} + e_{p_{1/2}} + \frac{8 \times 7}{2} V_{f_{7/2}f_{7/2}}^{T=1} + 8 \times 1 V_{f_{7/2}p_{1/2}}^{T=1} . \quad (\text{I.13})$$

Expérimentalement, l'état $1/2^-$ est situé à une énergie d'excitation de 2,02 MeV. Cela se traduit au niveau des énergies monopolaires par la différence :

$$H_m(1/2^-) - H_m(3/2^-) = 2,02 = e_{p_{1/2}} - e_{p_{3/2}} + 8 \times (V_{f_{7/2}p_{1/2}}^{T=1} - V_{f_{7/2}p_{3/2}}^{T=1}) . \quad (\text{I.14})$$

Ainsi l'information expérimentale sur la localisation de l'état $1/2^-$ dans ^{49}Ca fournit une contrainte sur la différence entre les termes monopolaires $V_{f_{7/2}p_{1/2}}^{T=1}$ et $V_{f_{7/2}p_{3/2}}^{T=1}$. De la même manière, la localisation de l'état $5/2^-$ correspondant à un saut vers l'orbitale $\nu f_{5/2}$ contraint la différence $V_{f_{7/2}f_{5/2}}^{T=1} - V_{f_{7/2}p_{3/2}}^{T=1}$. Le facteur 8 dans l'équation I.14 provient du produit des nombres de particules sur les orbitales $\nu f_{7/2}$ et $\nu p_{3/2}$. Avec une interaction réaliste effective non modifiée, une erreur de 150 keV sur l'un des deux termes monopolaires engendre une erreur de $8 \times 150 = 1,2$ MeV sur la localisation du niveau $1/2^-$. On comprend ainsi la nécessité de procéder à des corrections phénoménologiques de H_m par rapport à l'interaction réaliste « brute » et l'intérêt d'utiliser des noyaux à structure simple, couche fermée plus ou moins

une particule, pour effectuer ces corrections monopolaires. Cette méthode de décomposition de l'hamiltonien en une partie monopolaire et multipolaire permet de comprendre et de contrôler les paramètres importants de l'interaction.

I.3 Evolution des couches dans les espaces sd et fp

Nous avons abordé au paragraphe I.1 la mise en évidence d'une structure en couches dans les noyaux proches de la stabilité par l'observation de nombres magiques $N=2, 8, 20, 28, 50, 82$ et 126 . Les progrès réalisés depuis près de 30 ans au niveau de la production de faisceaux radioactifs permettent de sonder la structure des noyaux « exotiques » situés de plus en plus loin de la vallée de stabilité. Pour des noyaux très riches en neutrons, les protons et les neutrons cessent d'occuper les mêmes orbitales de valence. Cette dissymétrie a pour conséquence l'apparition de nouveaux phénomènes en contradiction avec les prédictions du modèle en couches sphérique. L'exemple le plus connu est la disparition de la fermeture de couches à $N=20$ mise en évidence par de nombreux résultats expérimentaux tels que la faible énergie d'excitation de l'état 2^+ à 885 keV dans $^{32}_{12}\text{Mg}_{20}$ [10] ou la forte densité d'états à basse énergie dans ^{31}Mg [11]. De fait, il s'est avéré que les états fondamentaux des isotones $N=21$ $^{31}_{10}\text{Ne}$, $^{32}_{11}\text{Na}$ et $^{33}_{12}\text{Mg}$ correspondaient à des configurations intruses avec le saut d'un neutron de la couche sd vers la couche fp résultant de la diminution du gap entre les orbitales $\nu f_{7/2}$ et $\nu d_{3/2}$. Cette région a ainsi été appelée l'îlot « d'inversion » bien qu'il n'y ait pas une réelle inversion des orbitales mises en jeu. Cependant, il existe long de la charte des noyaux de nombreux exemples illustrant un réarrangement des orbitales loin de la vallée de stabilité. Nous allons détailler plus particulièrement ces phénomènes survenant dans le cas des isotopes de potassium et de calcium décrits dans les espaces de valence sdfp et fp respectivement.

I.3.1 Cas des isotopes de potassium

L'étude expérimentale de la chaîne isotopique des potassium ($Z=19$) a mis en évidence un phénomène d'inversion de couches. Au premier ordre, les isotopes de potassium au-delà de ^{39}K sont décrits dans le cadre du modèle en couches par un trou de proton dans la couche $\pi d_{3/2}$ et des neutrons dans la couche $\nu f_{7/2}$. Pour les isotopes impair-pair, on s'attend donc à un état fondamental $J^\pi=3/2^+$ et à un premier état excité $J^\pi=1/2^+$ correspondant au saut d'un proton de l'orbite $\pi s_{1/2}$ vers l'orbite $\pi d_{3/2}$. Cependant, on observe expérimentalement le long de la chaîne des isotopes ^{39}K , ^{41}K , ^{43}K et ^{45}K une diminution de la différence d'énergie d'excitation entre les états $1/2^+$ et $3/2^+$ jusqu'à une inversion survenant pour le noyau ^{47}K avec un état fondamental $J^\pi=1/2^+$ (fig. I.5 en bleu). Cette inversion des orbitales $\pi s_{1/2}$ et $\pi d_{3/2}$ survient lors du remplissage complet de la couche $\nu f_{7/2}$ par les neutrons (fig. I.6). Il semble donc que l'interaction monopolaire entre les orbitales $\nu f_{7/2}$ et $\pi d_{3/2}$ soit plus attractive et tende à rendre l'orbitale $\pi d_{3/2}$ plus liée que l'orbitale $\pi s_{1/2}$. Pour reproduire les faits expérimentaux, J. Retamosa *et al.* [12] ont effectué des calculs de modèle en couches en considérant une interaction de départ comprenant trois parties. L'interaction USD [5] bien

la formule I.10, on peut donc écrire la différence des énergies monopolaires des états $1/2^+$ et $3/2^+$:

$$H_m(1/2^+) - H_m(3/2^+) = H_m(^{39}\text{K}) + 4(V_{f_{7/2}d_{3/2}}^{T=0} - V_{f_{7/2}s_{1/2}}^{T=0}) + 4(V_{f_{7/2}d_{3/2}}^{T=1} - V_{f_{7/2}s_{1/2}}^{T=1}), \quad (\text{I.15})$$

où $H_m(^{39}\text{K})$ représente la différence des énergies monopolaires des états $1/2^+$ et $3/2^+$ dans ^{39}K . Ici l'interaction proton-neutron fait intervenir les monopoles dans les voies d'isospin $T=0$ et $T=1$. La mesure de l'énergie expérimentale $E(1/2^+) - E(3/2^+) = 2,52$ et $-0,359$ MeV dans ^{39}K et ^{47}K respectivement a donc permis de modifier les monopoles $V_{f_{7/2}d_{3/2}}$ et $V_{f_{7/2}s_{1/2}}$ dans les voies $T=0$ et $T=1$. La nouvelle interaction obtenue appelée iokin (fig. I.5 en rouge) reproduit ainsi bien l'évolution du doublet $1/2^+ - 3/2^+$ le long de la chaîne des isotopes de potassium. Au-delà de ^{47}K , aucune donnée expérimentale permettant de connaître l'évolution du doublet $1/2^+ - 3/2^+$ n'est disponible. Les termes monopolaires, en particulier $V_{p_{3/2}d_{3/2}}^{T=0,1}$ et $V_{p_{3/2}s_{1/2}}^{T=0,1}$ entrant en jeu au-delà de $N=28$ avec le remplissage de l'orbitale $\nu p_{3/2}$, ne sont donc pas contraints pour cette interaction. Ces monopoles, laissés libres, laissent supposer un réarrangement des orbites $\pi s_{1/2}$ et $\pi d_{3/2}$ au-delà de $N=28$ avec un état fondamental $3/2^+$ pour les isotopes de potassium impair-pair.

Une expérience menée sur la décroissance β de ^{35}Al a permis de localiser l'état $3/2^-$ à 910 keV dans le schéma d'excitation de ^{35}Si ($Z=14, N=21$) [15]. L'état fondamental $J^\pi=7/2^-$ de ^{35}Si possède une configuration $(\pi d_{5/2})^6 \otimes (\nu f_{7/2})^1$. L'état $3/2^-$ mis en évidence correspond à un saut du neutron célibataire de l'orbite $\nu f_{7/2}$ vers l'orbite $\nu p_{3/2}$. La localisation de ce niveau a permis de contraindre les monopoles $V_{p_{3/2}s_{1/2}}^{T=1}$ et $V_{p_{3/2}d_{3/2}}^{T=1}$ [15]. La modification réalisée a donc été faite sans toucher aux monopoles responsables de l'évolution du doublet $1/2^+ - 3/2^+$ dans les potassiums légers. On constate cependant que l'interaction iokin ainsi modifiée (fig. I.5 en vert) prédit une persistance de l'inversion des orbitales $\pi s_{1/2}$ et $\pi d_{3/2}$ au-delà de $N=28$. En réalité, l'information sur la localisation de l'état $3/2^-$ dans ^{35}Si est nécessaire mais non suffisante pour contraindre l'évolution des états fondamentaux des potassiums au-delà de $N=28$. Il est possible en effet de reproduire l'énergie d'excitation de cet état sans modifier le comportement supposé des orbitales $\pi s_{1/2}$ et $\pi d_{3/2}$ pour l'interaction iokin (I.5, carrés rouges). Il n'est donc pas possible de trancher actuellement, faute de mesures expérimentales directes, sur la nature des spins et parités des états fondamentaux des noyaux de potassium lorsque l'on commence à remplir la couche $\nu p_{3/2}$. Cet exemple illustre l'extrême sensibilité des modifications monopolaires sur la spectroscopie dans cette région $N \sim 28$, $Z < 20$ faisant intervenir à la fois les couches sd et fp.

I.3.2 Intérêt des isotopes de calcium dans la couche fp

Abordons à présent un exemple de l'évolution des orbitales neutrons en fonction du nombre de protons dans la couche fp. L'évolution de l'énergie d'excitation des états $1/2^-$ et $5/2^-$ entre les isotones $N=29$ ^{49}Ca et ^{57}Ni est illustrée sur la figure I.7 [19]. Ces états possèdent des configurations neutrons respectives $(\nu f_{7/2})^8 \otimes (\nu p_{1/2})^1$ et $(\nu f_{7/2})^8 \otimes (\nu f_{5/2})^1$ représentatives de la localisation des orbitales $\nu p_{1/2}$ et $\nu f_{5/2}$. On observe la spectaculaire diminution de plus de 3 MeV de l'énergie d'excitation de l'état $5/2^-$ de ^{49}Ca à ^{57}Ni . Cette évolution de

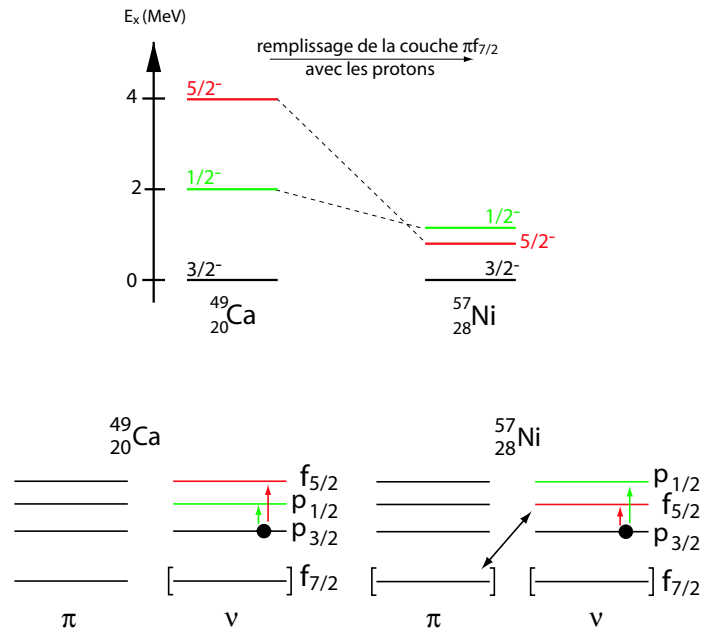


FIG. I.7 – Evolution de l'énergie d'excitation des états $1/2^-$ et $5/2^-$ pour les isotones $N=29$ ^{49}Ca et ^{57}Ni , correspondant à des excitations respectives du neutron célibataire sur les orbites $\nu p_{1/2}$ et $\nu f_{5/2}$, en fonction du remplissage de la couche $\pi f_{7/2}$.

l'orbitale $\nu f_{5/2}$ est à mettre en relation avec le remplissage des protons dans la couche $\pi f_{7/2}$. Récemment, T. Otsuka *et al.* [23] ont mis en évidence le caractère particulièrement attractif de l'interaction proton-neutron entre partenaires spin-orbite $\nu d_{5/2}$ et $\pi d_{3/2}$ dans le cas des noyaux ^{24}O et ^{30}Si avec l'apparition d'une nouvelle fermeture de couches à $N=16$. Dans le cas des isotones $N=29$, les deux partenaires concernés sont $\pi f_{7/2}$ et $\nu f_{5/2}$. Le remplissage de l'orbitale $\pi f_{7/2}$ provoque la forte diminution en énergie de l'état $5/2^-$ dans ^{57}Ni . En l'absence d'une telle interaction dans ^{49}Ca , on constate que les états $1/2^-$ et $5/2^-$ sont situés à haute énergie d'excitation par rapport à l'état fondamental $3/2^-$ suggérant un gap assez fort entre l'orbitale $\nu p_{3/2}$ et les orbitales $\nu p_{1/2}$ et $\nu f_{5/2}$.

Par ailleurs, le premier état excité 2^+ dans $^{52}\text{Ca}_{32}$ a été observé à une énergie de 2,56 MeV [16] bien supérieure à celle de l'isotope voisin pair-pair ^{50}Ca pour lequel $E(2_1^+)=1,03$ MeV. Ce résultat suggère l'existence d'une forte fermeture de couche à $N=32$ correspondant au remplissage complet de l'orbitale $\nu p_{3/2}$. Cette hypothèse a été confirmée depuis par des études expérimentales sur les isotones $N=32$ $^{54}\text{Ti}_{32}$ et $^{56}\text{Cr}_{32}$ pour lesquels un comportement similaire a été observé [18, 19, 20] (fig. I.8). L'apparition d'un « nouveau » nombre magique $N=32$ résulte à la fois du couplage spin-orbite entre les orbitales $\nu p_{3/2}$ et $\nu p_{1/2}$ mais surtout du gap entre les orbitales $\nu p_{3/2}$ et $\nu f_{5/2}$ créé par le faible taux de remplissage de la couche $\pi f_{7/2}$ en protons. L'évolution de l'énergie du premier état 2^+ pour les isotopes de Ni, Fe, Cr, Ti et Ca en fonction du nombre de neutrons est représentée sur la figure I.8. On remarque notamment la disparition d'un effet de couches à $N=32$ pour ^{58}Fe et ^{60}Ni du fait de la forte occupation de la couche $\pi f_{7/2}$ par les protons ($n=6$ et $n=8$ respectivement). Cette figure

illustre également que l'effet du remplissage complet des orbitales $\nu f_{7/2}$ à $N=28$ et $\nu p_{3/2}$ à $N=32$ est particulièrement marqué pour les isotopes de calcium. Ceci suggère que l'évolution

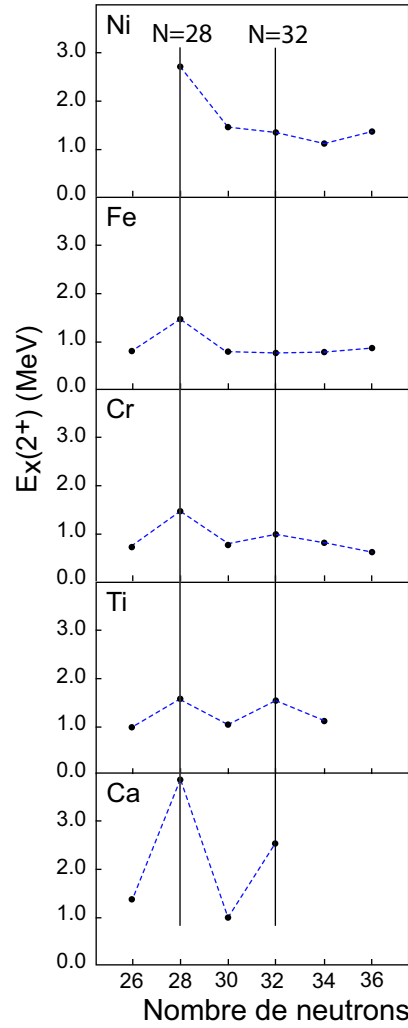


FIG. I.8 – Evolution de l'énergie d'excitation de l'état 2^+ dans les isotopes pair-pair de $Z=28$ à $Z=20$ en fonction du nombre de neutrons.

de l'espacement des orbitales neutrons dans la couche fp responsable de l'apparition de la nouvelle fermeture de couches à $N=32$ et peut-être de celle à $N=34$ peut être plus facilement mise en évidence pour les isotopes de calcium du fait de la fermeture de couches $Z=20$ en protons. Ces derniers, possédant des configurations assez pures, apparaissent donc comme des candidats clés pour contraindre l'interaction neutron-neutron ($T=1$) dans la couche fp.

Nous avons déjà vu au paragraphe I.2.4 que le noyau ^{49}Ca apporte des contraintes sur les monopoles $V_{f_{7/2}p_{1/2}}^{T=1}$ et $V_{f_{7/2}f_{5/2}}^{T=1}$. Par ailleurs, les énergies de liaison expérimentales de ^{47}Ca , ^{48}Ca et ^{49}Ca déterminent le gap en énergie existant entre les orbitales $\nu f_{7/2}$ et $\nu p_{3/2}$ à $N=28$

grâce à la relation :

$$\Delta = 2BE(^{48}\text{Ca}) - BE(^{49}\text{Ca}) - BE(^{47}\text{Ca}) = 4,80 \text{ MeV} . \quad (\text{I.16})$$

Les noyaux ^{47}Ca , ^{48}Ca et ^{49}Ca possèdent une configuration couche fermée plus ou moins une particule et sont donc entièrement décrits par l'hamiltonien monopolaire. Ces noyaux étant définis dans le même espace de valence fp avec un coeur de ^{40}Ca , leur énergie de liaison correspond, à une constante en énergie près, à l'énergie monopolaire de leur état fondamental. On peut ainsi réécrire l'équation I.16 comme :

$$\Delta = 2H_m(^{48}\text{Ca}) - H_m(^{49}\text{Ca}) - H_m(^{47}\text{Ca}) = 8 (V_{f_{7/2}f_{7/2}}^{T=1} - V_{f_{7/2}p_{3/2}}^{T=1}) - V_{f_{7/2}f_{7/2}}^{T=1} . \quad (\text{I.17})$$

On remarque ainsi que les énergies de liaison expérimentales de ^{47}Ca , ^{48}Ca et ^{49}Ca fixent de manière précise le terme monopolaire $V_{f_{7/2}p_{3/2}}^{T=1}$. Cette modification du gap entre les orbitales $\nu f_{7/2}$ et $\nu p_{3/2}$ a permis d'améliorer la spectroscopie des noyaux dans la couche fp en passant de l'interaction KB3 [13] fermant trop la couche $\nu f_{7/2}$ à l'interaction KB3G (avec « G » signifiant gap). Ainsi, tous les monopoles mettant en jeu l'orbitale $\nu f_{7/2}$ sont relativement bien fixés grâce aux données spectroscopiques sur les isotopes de calcium avec $N \leq 29$. Les monopoles V_{rr} avec $r \equiv (p_{3/2}, p_{1/2}, f_{5/2})$ sont quant à eux bien moins connus. Certes, la mise en évidence de l'état 2^+ à 2,56 MeV dans ^{52}Ca possédant une configuration $(\nu p_{3/2})^3 \otimes (\nu p_{1/2})^1$ permet de fixer, grâce à la différence des énergies monopolaires entre les états 0^+ et 2^+ , les monopoles $V_{p_{3/2}p_{3/2}}^{T=1}$ et surtout $V_{p_{3/2}p_{1/2}}^{T=1}$. Cependant, aucune mesure n'a pu mettre en évidence un état caractérisé par l'occupation de l'orbitale $\nu f_{5/2}$ pour les isotopes de calcium au-delà de $N=29$. Ceci laisse donc le champ libre à différentes prédictions théoriques dont certaines suggèrent une forte fermeture de couche à $N=34$ due principalement au gap entre les orbitales $\nu p_{1/2}$ et $\nu f_{5/2}$.

Actuellement, les deux interactions effectives les plus utilisées pour décrire la couche fp sont les interactions KB3G [22] et GXPF1 [17]. Toutes les deux reproduisent relativement bien les données expérimentales sur les isotopes de calcium, notamment les énergies des états 2^+ dans les isotopes pair-pair jusqu'à ^{52}Ca avec la fermeture de couche à $N=32$. Ces deux interactions prédisent également une forte occupation de l'orbitale $\nu p_{1/2}$ à $N=34$, légèrement plus prononcée pour l'interaction GXPF1 que pour KB3G. On constate cependant une grande divergence des prédictions sur la localisation de l'état 2^+ dans ^{54}Ca avec un état situé à 3,83 MeV pour GXPF1 et à 1,32 MeV pour KB3G (fig. I.9(a)). Une telle différence trouve essentiellement son origine dans le fait que les deux interactions n'utilisent pas la même énergie individuelle de l'orbitale $\nu f_{5/2}$ et ne la placent donc pas de la même manière par rapport aux autres orbitales. L'interaction GXPF1 tient ainsi compte d'un fort gap entre les orbitales $\nu p_{3/2}, \nu p_{1/2}$ d'une part et l'orbitale $\nu f_{5/2}$ d'autre part, contrairement à l'interaction KB3G pour laquelle ce gap est réduit. Cela influe donc naturellement sur la localisation de l'état 2^+ dans ^{54}Ca qui possède une configuration $(\nu p_{1/2})^1 \otimes (\nu f_{5/2})^1$. La localisation de l'orbitale $\nu f_{5/2}$ peut également être obtenue de manière plus pure dans les isotopes de calcium pair-impair par la mise en évidence de l'état $5/2^-$ correspondant à la présence d'un neutron sur l'orbitale $\nu f_{5/2}$. La seule donnée expérimentale disponible est celle de l'énergie de l'état $5/2^-$ dans ^{49}Ca , mieux reproduite par GXPF1 que par KB3G

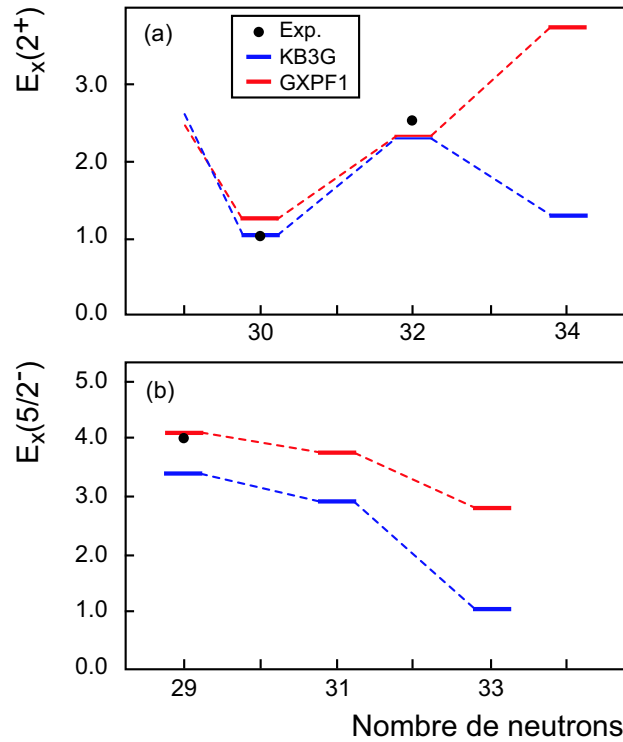


FIG. I.9 – Evolution de l'énergie d'excitation de l'état 2^+ (a) dans les isotopes de calcium pair-pair et de l'état $5/2^-$ (b) représentatif de l'occupation de l'orbitale $\nu f_{5/2}$ dans les isotopes pair-impair pour les interactions KB3G et GXPF1. Les points noirs représentent les données expérimentales.

(fig. I.9(b)). L'écart de 600 keV entre les énergies calculées par les deux interactions passe à 1,0 MeV dans ^{51}Ca pour atteindre 1,8 MeV dans ^{53}Ca . Une détermination expérimentale de l'énergie d'excitation de l'état $5/2^-$ dans l'un des deux derniers isotopes et particulièrement pour ^{53}Ca permettrait de discriminer clairement entre les interactions GXPF1 et KB3G.

Ainsi, l'étude de la structure des isotopes $^{51,52,53,54}\text{Ca}$ nous paraît très intéressante dans l'optique de contraindre les derniers monopoles de la couche fp dans la voie T=1 et de discriminer entre les interactions existantes. La manière la plus naturelle pour obtenir de telles informations spectroscopiques est de réaliser une expérience étudiant la décroissance β des isotopes de potassium $^{51,52,53}\text{K}$ vers les isotopes de calcium correspondants, l'étude de l'isotope ^{54}K étant exclue du fait d'un taux de production insuffisant à ce jour. Par ce biais, il sera ainsi possible de connecter les deux problématiques abordées dans cette partie : celle concernant l'évolution du spin et de la parité des états fondamentaux des isotopes de potassium au-delà de N=28 pour obtenir des contraintes sur l'interaction entre les couches sd et fp et celle concernant l'interaction dans la couche fp.

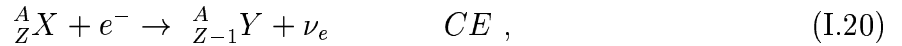
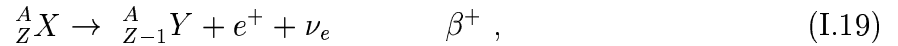
I.4 Décroissance β

I.4.1 Généralités sur la décroissance β des noyaux riches en neutrons

La radioactivité β est un processus survenant au sein du noyau atomique et faisant intervenir l'interaction faible. Elle correspond à une transformation isobarique se manifestant sous trois formes : les décroissances β^- , β^+ et la capture électronique (CE). La désintégration β^- survient lorsqu'un noyau de masse A et de charge Z possède un excès de neutrons par rapport au nombre de protons. Il y a alors transformation d'un neutron en un proton suivant la réaction :



où X et Y sont les éléments avant et après la transformation, e^- et $\bar{\nu}_e$ représentent respectivement l'électron et l'antineutrino (antiparticule associée au neutrino) émis lors de la décroissance β^- . Dans le cas de figure où le noyau considéré est déficient en neutrons, on assiste à la transformation d'un proton en neutron suivant deux réactions possibles :



où e^+ et ν_e sont respectivement le positron (antiparticule associée à l'électron) et le neutrino.

Nous allons par la suite nous intéresser exclusivement au processus de désintégration β^- des noyaux riches en neutrons loin de la vallée de stabilité. Le bilan énergétique Q_β d'un tel processus s'écrit :

$$Q_\beta = M({}^A_Z X) - M({}^A_{Z+1} Y) , \quad (\text{I.21})$$

où $M({}^A_Z X)$ et $M({}^A_{Z+1} Y)$ sont les masses atomiques respectives des éléments X et Y . Le processus β^- est énergétiquement permis si la quantité Q_β est positive. Il devient alors possible de peupler des états excités du noyau ${}^A_{Z+1} Y$ sur toute la fenêtre en énergie Q_β disponible. Cette fenêtre est généralement importante pour des noyaux très riches en neutrons avec des valeurs typiques comprises entre 10 et 16 MeV pour les isotopes de potassium riches en neutrons ($N > 28$). L'exemple d'un schéma de décroissance associé à la désintégration β^- d'un noyau très riche en neutrons est illustré sur la figure I.10. Outre l'énergie Q_β de réaction, de nombreuses quantités physiques sont accessibles lors d'un tel processus telles que la durée de vie $T_{1/2}$ du noyau père, l'énergie d'excitation des états dans le noyau fils ${}^A_{Z+1} Y$ et leur taux de peuplement respectif généralement exprimés par rapport à 100 décroissance β . Les quantités S_{1n} et S_{2n} représentent respectivement les énergies de séparation d'un et de deux neutrons définies par :

$$S_{1n} = M({}^{A-1}_{Z+1} Y) - M({}^A_{Z+1} Y) + M_n \quad (\text{I.22})$$

$$S_{2n} = M({}^{A-2}_{Z+1} Y) - M({}^A_{Z+1} Y) + 2 \times M_n , \quad (\text{I.23})$$

où M_n est la masse du neutron. Les niveaux situés en dessous de S_{1n} sont dits liés et se désexcitent par l'émission de rayonnements γ . Les états situés au-dessus de S_{1n} sont appelés états non liés. Pour les états peuplés par décroissance β et situés à une énergie d'excitation

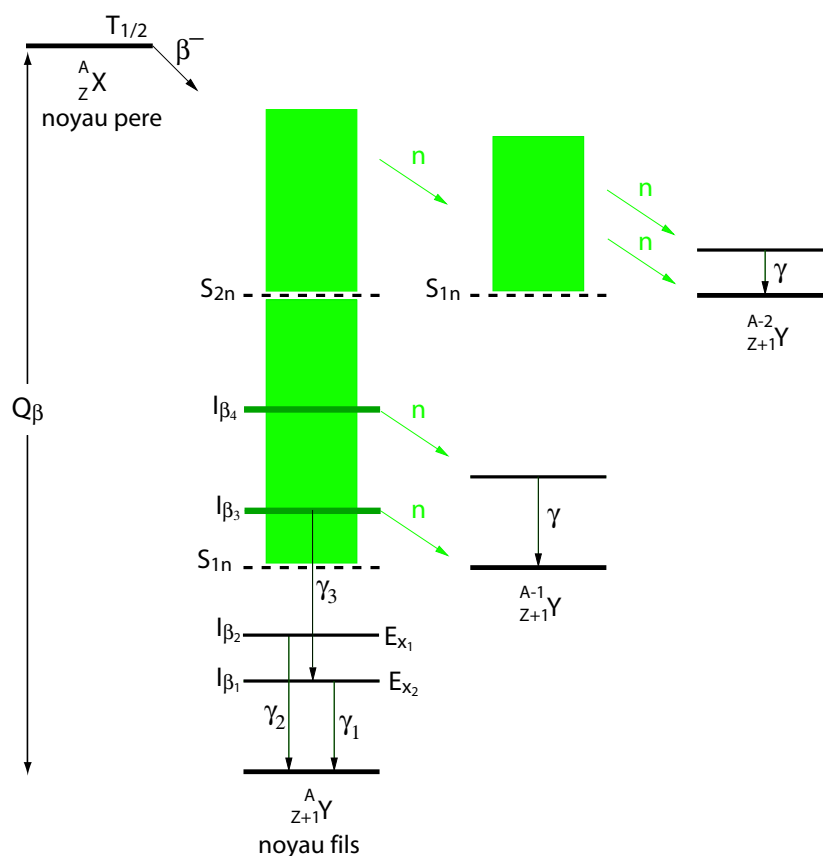


FIG. I.10 – Exemple d'un schéma de décroissance β^- pour un noyau $^A_Z X$ riche en neutrons.

supérieure à S_{1n} (respectivement S_{2n}), l'émission dite retardée d'un (respectivement deux) neutron(s) devient un mode de désexcitation privilégié par rapport à l'émission de rayonnements γ (fig. I.10). Il est alors possible selon l'émission d'un ou deux neutrons de peupler des états dans les noyaux $^{A-1}_{Z+1} Y$ et $^{A-2}_{Z+1} Y$ respectivement. On appelle P_{1n} (respectivement P_{2n}) la probabilité que le noyau $^A_Z X$ émette un (respectivement deux) neutron(s). Si l'émission d'un nombre m_n de neutrons est énergétiquement permise, on définit la probabilité totale P_n de détecter un neutron par la formule :

$$P_n = \sum_{k=1}^{m_n} k \times P_{kn} \quad (\text{I.24})$$

En pratique, l'observation de l'émission de trois neutrons est très rare et la formule V.13 se réduit généralement à $P_n = P_{1n} + 2 P_{2n}$ pour un noyau émetteur de deux neutrons. La quantité P_{0n} représente la fraction de l'intensité I_{β} peuplant directement ou indirectement l'état fondamental du noyau fils $^A_{Z+1} Y$. Elle est définie par la relation $P_{0n} = 100 - (P_{1n} + P_{2n})$ afin que le taux de peuplement des niveaux dans le noyau $^A_{Z+1} Y$ soit toujours normalisé à 100. La probabilité d'émission de neutrons peut dans certains cas être très importante et atteindre une valeur proche voire supérieure à 100% dans le cas d'une forte émission de

2 neutrons (formule V.13). Ces grandes probabilités s'expliquent par l'absence de charge électrique des neutrons qui ne ressentent pas la barrière coulombienne et n'ont donc qu'à franchir la barrière centrifuge pour être émis hors du noyau.

I.4.2 Transitions de Fermi et de Gamow-Teller

Lors du processus de décroissance β^- , il y a émission d'une paire électron-antineutrino qui emporte un moment angulaire orbital relatif \vec{l} et un moment angulaire de spin \vec{s} . La conservation du moment cinétique et de la parité impose les règles de sélections suivantes :

$$\vec{J}_i = \vec{J}_f + \vec{l} + \vec{s} \quad \text{et} \quad \pi_i = \pi_f \times (-1)^l, \quad (\text{I.25})$$

où \vec{J}_i , \vec{J}_f et π_i , π_f sont respectivement les moments angulaires et les parités des états initial et final. Si le neutrino et l'électron sont émis avec des spins parallèles, la décroissance observée est de type Gamow-Teller (GT). S'ils sont émis avec des spins anti-parallèles, la transition β correspondante est de type Fermi (F). Le premier type de transitions apporte des informations sur la structure nucléaire alors que le second nous renseigne principalement sur l'interaction faible.

Type	l	Fermi		Gamow-Teller	
		ΔJ	$\Delta\pi$	ΔJ	$\Delta\pi$
permise	0	0	+1	(0),1	+1
première interdite	1	(0),1	-1	0,1,2	-1
deuxième interdite	2	(1),2	+1	1,2,3	+1

TAB. I.1 – Valeurs de ΔJ et $\Delta\pi$ en fonction du degré d'interdiction l des transitions β de type Fermi et Gamow-Teller. Les valeurs de ΔJ entre parenthèses ne sont pas autorisées si $J_i=0$ ou $J_f=0$ pour les transitions de Fermi interdites et dans le cas particulier $0^+ \rightarrow 0^+$ pour les transitions Gamow-Teller permises.

Lors de transitions de type Fermi, la paire leptonique $e^- - \bar{\nu}$ est émise dans un état singulet de spin ($\vec{s}_e + \vec{s}_\nu = \vec{0}$) et emporte un moment angulaire relatif $l=0, 1, 2, \dots$ dans le cas d'une transition permise, première interdite, deuxième interdite,... respectivement. Les règles de sélection pour des transitions Fermi permises sont : $\Delta J=0$, $\Delta T=0$ et $\Delta\pi = \pi_i\pi_f=+1$ et pour des transitions interdites à l'ordre l : $\Delta J=l-1, l$ et $\pi_i\pi_f=(-1)^l$.

Lors de transitions de type Gamow-Teller, la paire leptonique $e^- - \bar{\nu}$ est émise dans un état triplet de spin ($\vec{s}_e + \vec{s}_\nu = \vec{1}$) et emporte un moment angulaire relatif $l=0, 1, 2, \dots$ dans le cas d'une transition permise, première interdite, deuxième interdite,...respectivement. Les règles de sélection pour des transitions Gamow-Teller permises sont : $\Delta J=0, \pm 1$, $\Delta T=0, \pm 1$ et $\Delta\pi = \pi_i\pi_f=+1$ et pour des transitions interdites à l'ordre l : $\Delta J=l, l \pm 1$ et $\pi_i\pi_f=(-1)^l$. Les valeurs de ΔJ et $\Delta\pi$ pour des transitions β permise, première et deuxième interdite de type Fermi et Gamow-Teller sont données dans le tableau I.1.

I.4.3 Formalisme pour les transitions permises

La « règle d'or » de Fermi est le point de départ permettant de définir la probabilité de transition par unité de temps $\lambda_{i \rightarrow f}$ entre un état initial $|i\rangle$ et un état final $|f\rangle$:

$$\lambda_{i \rightarrow f} = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle f | H_\beta | i \rangle|^2 \rho(E), \quad (\text{I.26})$$

où $\rho(E)$ est la densité d'états accessibles dans le noyau fils et H_β l'hamiltonien de l'interaction faible qui peut se décomposer en deux termes correspondant aux transitions de type Fermi et de type Gamow-Teller. L'élément de matrice $M_{if} = \langle f | H_\beta | i \rangle$ peut se réécrire en séparant les deux contributions Fermi et Gamow-Teller :

$$|M_{if}|^2 = g_V^2 |M_F|^2 + g_A^2 |M_{GT}|^2, \quad (\text{I.27})$$

où g_A et g_V sont les constantes axiale et vectorielle de l'interaction faible. Les termes $|M_F|^2$ et $|M_{GT}|^2$ sont définis par :

$$|M_F|^2 = \frac{1}{2J_i + 1} |\langle f | \sum_n \hat{\tau}_n^\pm | i \rangle|^2 = B(F), \quad (\text{I.28})$$

$$|M_{GT}|^2 = \frac{1}{2J_i + 1} |\langle f | \sum_n \hat{\sigma}_n \hat{\tau}_n^\pm | i \rangle|^2 = B(GT), \quad (\text{I.29})$$

où J_i est le moment angulaire de l'état initial et $B(F)$ et $B(GT)$ sont respectivement appelées les forces de transition de Fermi et de Gamow-Teller.

La probabilité de transition $\lambda_{i \rightarrow f}$ (eq. I.26) entre l'état fondamental $|i\rangle$ du noyau père et un état final $|f\rangle$ du noyau fils, mettant en jeu une énergie $E = Q_\beta - E_x$, peut se mettre sous la forme [25] :

$$\lambda_{i \rightarrow f} = \left(\frac{m_e^5 c^4}{2\pi^3 \hbar^7} \right) \times |M_{if}|^2 \times \int_1^W F(Z, W_e) (W - W_e)^2 W \sqrt{W_e^2 - 1} dW_e, \quad (\text{I.30})$$

avec $W = \frac{E}{m_e c^2}$, $W_e = \frac{E_e}{m_e c^2}$ et $F(Z, W_e)$ appelée fonction de Fermi et dépendant de la charge Z du noyau fils et de l'énergie E_e de l'électron. La borne inférieure de l'intégrale correspond à l'électron au repos ($E_e = m_e c^2$) et la borne supérieure au cas où le lepton emporte la totalité de l'énergie disponible au cours de la décroissance. L'intégrale présente dans l'équation I.30 est généralement remplacée par la variable $f(Z, W)$ appelée aussi intégrale de Fermi et proportionnelle à la quantité $(Q_\beta - E_x)^5$. En utilisant la relation I.27 et à partir de l'intensité I_β de la décroissance connectant l'état $|i\rangle$ à l'état $|f\rangle$, de la période $T_{1/2}$ et en posant $t = T_{1/2}/I_\beta = \ln 2 / \lambda_{i \rightarrow f}$, il est possible de caractériser une transition en définissant le taux de transition [26] :

$$ft = \frac{K}{g_V^2 |M_F|^2 + g_A^2 |M_{GT}|^2}. \quad (\text{I.31})$$

où $K = \frac{2\pi^3 \hbar^7}{m_e^5 c^4} \ln 2$.

Selon les noyaux considérés, la quantité ft peut prendre des valeurs très différentes et il s'est avéré plus pratique de considérer le logarithme de ft . Cette quantité permet de classer

les transitions selon leur degré d'interdiction. Une compilation de ces valeurs a été réalisée par B. Singh et *al.* [27] (tableau I.2). On remarque cependant que de larges recouvrements des valeurs $\log(ft)$ surviennent pour des transitions de natures différentes et qu'il n'est pas souvent facile de déterminer la nature d'une transition avec cette seule considération.

$\log(ft)$	type de transition	$\Delta\pi$	ΔJ
$\sim 3,5$	superpermise ($\Delta T = 0$)	+1	0
$< 5,9$	permise	+1	0,1
> 6	permise, $\Delta l > 2$	+1	0,1
> 6	première interdite	-1	0,1
> 8	première interdite	-1	2
~ 13	seconde interdite	+1	2,3
~ 18	troisième interdite	-1	3,4

TAB. I.2 – Valeurs de la quantité $\log(ft)$ suivant le type de transition β considéré.

Dans le cas de noyaux riches en neutrons, seules les transitions de type Gamow-Teller peuvent survenir. En effet, les transitions de Fermi permises ne peuvent connecter, du fait de la règle $\Delta T = 0$, que deux états nucléaires membres d'un même multiplet d'isospin, appelés états isobariques analogues (IAS). Or la transformation d'un neutron en proton lors de la décroissance β^- rend le noyau fils moins lié que le noyau père du fait de la répulsion coulombienne. L'état IAS se situe alors à une énergie d'excitation supérieure à celle de l'état fondamental du noyau père, en dehors de la fenêtre en énergie Q_β , et ne peut être peuplé par décroissance β . Il n'est donc pas possible d'observer des transitions de type Fermi du côté des noyaux riches en neutrons. Ainsi, en ne considérant que les transitions de type Gamow-Teller, on peut réécrire l'équation IV.13 sous la forme :

$$ft = \frac{K/g_V^2}{g_A^2/g_V^2 B(GT)} . \quad (\text{I.32})$$

La constante g_V^2 est introduite de manière artificielle pour faire apparaître le rapport g_A/g_V estimé à partir de la désintégration du neutron et valant $-1,2599 \pm 0,0025$ [28]. La constante g_V a pu être estimée indépendamment à partir des données disponibles sur les transitions de Fermi superpermises $0^+ \rightarrow 0^+$ [28] avec une valeur $g_V = (1,14959 \pm 0,00038)10^{-5}(\hbar c)^3 \text{GeV}^{-2}$. Il est possible ainsi d'exprimer la force de transition Gamow-Teller $B(GT)$ entre l'état fondamental du noyau père et un état du noyau fils grâce à la relation :

$$B(GT) = \frac{3871(8)I_\beta}{fT_{1/2}} . \quad (\text{I.33})$$

La détermination expérimentale de $B(GT)$ nécessite donc la mesure précise de la période, de l'énergie de la transition considérée ($Q_\beta - E_x$) et du taux de peuplement ou alimentation I_β .

Les valeurs $B(GT)$ déduites de l'expérience peuvent être directement comparées aux éléments de matrice issus des calculs de type modèle en couches grâce à la formule I.29.

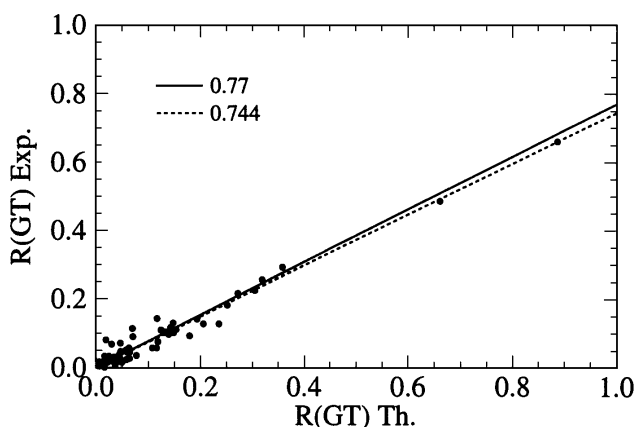


FIG. I.11 – Comparaison des éléments de matrice expérimentaux $R(GT)$ (proportionnels à $B(GT)$) déduits de l'étude de noyaux dans la couche fp avec des calculs en modèle en couches utilisant l'interaction $KB3$ [29]. Il apparaît une réduction d'un facteur $0,744(15)$.

Cette comparaison permet de tester la validité de l'interaction effective utilisée car la force Gamow-Teller est une quantité très sensible aux configurations nucléaires de l'état fondamental du noyau père et des niveaux peuplés dans le noyau fils. De nombreux travaux ont cependant révélé l'existence d'un facteur de ralentissement des transitions GT observées expérimentalement par rapport à celles calculées (fig. I.11). Pour prendre en compte ce phénomène, il est nécessaire de renormaliser l'opérateur Gamow-Teller d'un facteur $0,744(15)$ [29] dans la couche fp et donc les valeurs $B(GT)$ d'un facteur $(0,744)^2$. Rappelons enfin que le formalisme développé ici suppose le caractère permis des transitions Gamow-Teller. Dans le cas de transitions interdites et notamment premières interdites, le formalisme est beaucoup plus compliqué et le manque d'expertise théorique à ce jour ne permettra pas d'évaluer les valeurs $B(GT)$ correspondantes, même si nous en rencontrerons beaucoup dans notre travail *via* la décroissance des noyaux d'intérêt $^{51,52,53}\text{K}$.

I.4.4 Cas particulier de la décroissance β $\text{K} \rightarrow \text{Ca}$

La figure I.12 présente le schéma de décroissance β de l'isotope ^{43}K . L'état fondamental $3/2^+$ de ce noyau possède une configuration $(\pi d_{3/2})^{-1} \otimes (\nu f_{7/2})^4$. L'état fondamental du noyau fils ^{43}Ca est un état $7/2^-$ correspondant à une configuration $(\nu f_{7/2})^3$. Les états dits de parité naturelle pour ^{43}Ca sont donc des états de parité négative. Sur la figure I.12, ce sont les trois états $7/2^-$, $5/2^-$ et $3/2^-$ situés à basse énergie d'excitation. Ils sont peuplés directement par décroissance β et correspondent donc à des transitions de type Gamow-Teller premières interdites caractérisées par un changement de parité $\Delta\pi=-1$ et de moment angulaire total $\Delta J=0, 1$ ou 2 . Ces niveaux ont de faibles alimentations I_β à cause du caractère interdit des transitions. A plus haute énergie d'excitation, on observe des niveaux de parité positive, $3/2^+$ et $5/2^+$, dits de parité non naturelle mais peuplés par transitions Gamow-Teller permises.

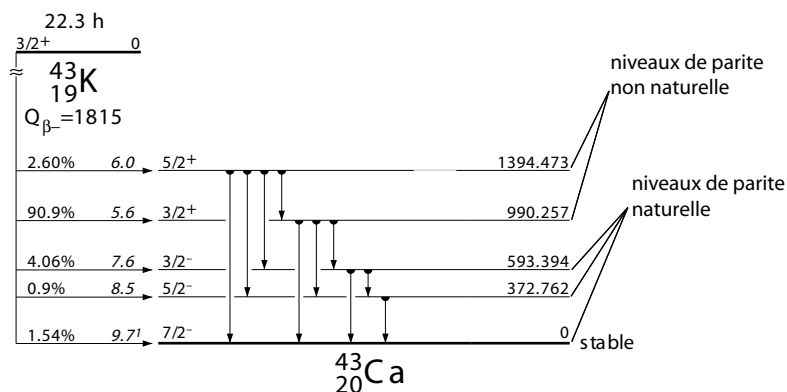


FIG. I.12 – Schéma de décroissance du noyau ^{43}K [24]. Les énergies sont données en keV.

L'intensité I_β , en particulier pour l'état $3/2^+$, est beaucoup plus importante que pour les niveaux de parité naturelle du fait du caractère permis de la transition.

L'existence de niveaux de parité naturelle et non naturelle peuplés respectivement par des transitions Gamow-Teller premières interdites et permises s'explique par l'occupation de couches majeures différentes pour les protons et les neutrons des isotopes de potassium. En

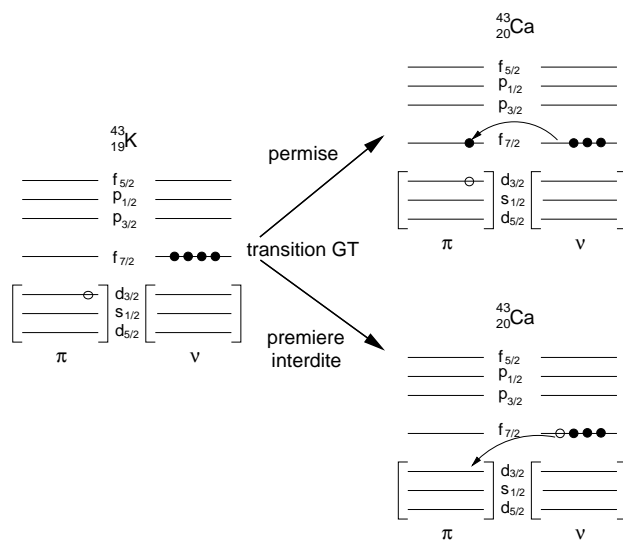


FIG. I.13 – A gauche : configuration de l'état fondamental de ^{43}K . En haut : configuration de parité non naturelle dans ^{43}Ca provenant d'une transition Gamow-Teller permise $\nu f_{7/2} \rightarrow \pi f_{7/2}$. En bas : configuration de parité naturelle dans ^{43}Ca provenant d'une transition Gamow-Teller première interdite $\nu f_{7/2} \rightarrow \pi d_{3/2}$.

effet, la transformation d'un neutron en proton peut se faire selon le cas dans la couche sd ou

dans la couche fp (fig. I.13). Dans le cas d'une transition GT permise, on assiste à la transformation d'un neutron en proton $\nu f_{7/2} \rightarrow \pi f_{7/2}$ avec $\Delta l = 0$. La configuration obtenue pour ^{43}Ca correspond à une configuration intruse avec le saut d'un proton de l'orbite $\pi d_{3/2}$ vers l'orbite $\pi f_{7/2}$. Ce saut nécessite de l'énergie pour franchir le gap à $N=20$ entre les couches sd et fp et cela explique que les états de parité non naturelle se situent généralement à plus haute énergie d'excitation que les états de parité naturelle. Dans le cas d'une transition première interdite illustrée au bas de la figure I.13, on assiste à la transformation $\nu f_{7/2} \rightarrow \pi d_{3/2}$ avec $\Delta l = 1$. La configuration obtenue correspond dans ^{43}Ca à celle de l'état fondamental $7/2^-$ ou à celle des états $5/2^-$ ou $3/2^-$ correspondant sans doute à un couplage de la paire de neutrons à $J=2$ au lieu de $J=0$.

La décroissance de ^{43}K s'effectue sur une fenêtre en énergie $Q_\beta=1815$ keV très faible. Pour les isotopes de potassium plus riches en neutrons, on assiste à une augmentation régulière de la valeur Q_β parallèlement à une diminution de l'énergie de séparation d'un neutron S_{1n} pour les isotopes de calcium. La fenêtre en énergie $Q_\beta-S_{1n}$, permettant le peuplement d'états non liés susceptibles de se désexciter par l'émission de neutrons retardés, augmente donc pour des noyaux de plus en plus exotiques comme le montre la figure I.14 (carrés noirs). Sur cette même

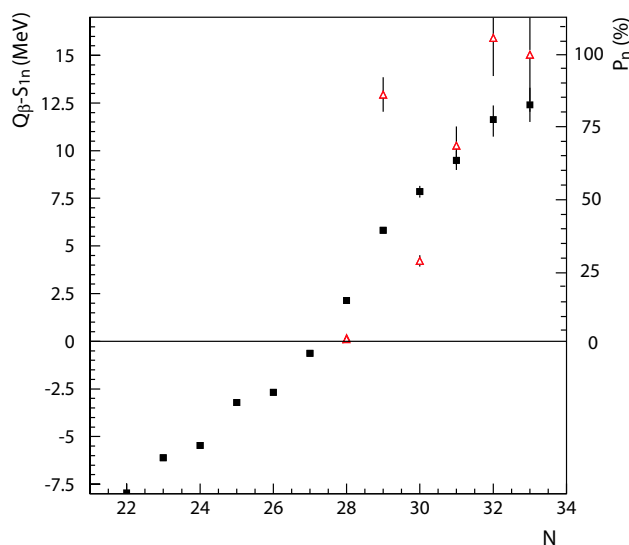


FIG. I.14 – Valeurs de $Q_\beta - S_{1n}$ en MeV (carrés noirs) et valeurs de P_n (triangles rouges) en fonction du nombre N de neutrons pour les isotopes de calcium. Les valeurs Q_β pour $N=31,32$ et 33 sont issues d'une étude systématique des masses de G. Audi et al. [31].

figure, nous avons représenté également l'évolution de la probabilité d'émission de neutrons P_n en fonction du nombre de neutrons pour les isotopes de calcium (triangles rouges). On observe naturellement une augmentation de la valeur de P_n à partir de ^{48}Ca corrélée à celle de $Q_\beta - S_{1n}$. On remarque toutefois une valeur de $P_n=86(9)\%$ particulièrement importante pour la décroissance $^{49}\text{K} \rightarrow ^{49}\text{Ca}$ par rapport à celle de ^{50}K . Le schéma de décroissance de ^{49}K bien connu est illustré sur la figure I.15. Malgré la forte émission de neutrons, on note que l'état fondamental de ^{49}Ca , peuplé par transition GT première interdite, possède une

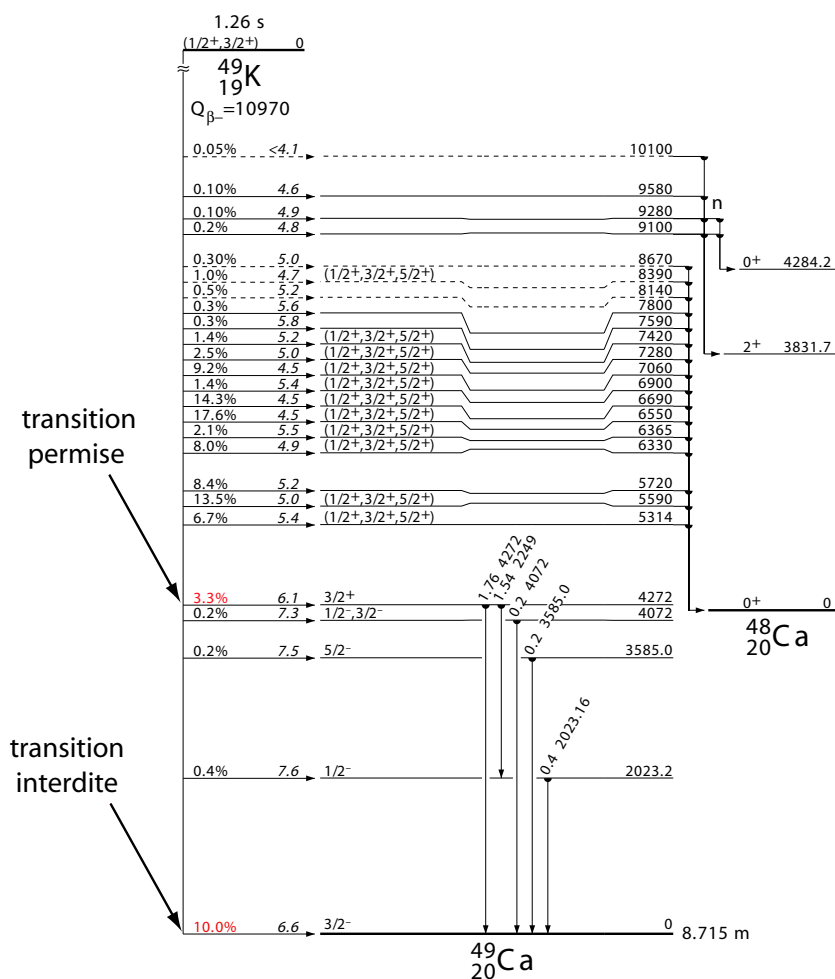


FIG. I.15 – Schéma de décroissance de ^{49}K [24]. On remarque l'alimentation non négligeable de l'état fondamental de ^{49}Ca peuplé par transition Gamow-Teller première interdite par rapport à celle du premier état de parité non naturelle peuplé par transition GT permise.

alimentation I_{β} non négligeable et même supérieure à celle du premier état de parité non naturelle $3/2^+$ situé à 4,27 MeV et peuplé par transition GT permise. En effet, l'augmentation de la valeur Q_{β} loin de la stabilité permet également de peupler de manière non négligeable les niveaux de parité naturelle du fait que le taux de peuplement I_{β} est proportionnel à la quantité $(Q_{\beta} - E_x)^5$. Néanmoins, la valeur de P_n reste très importante car l'abaissement de l'énergie de séparation d'un neutron S_{1n} fait que la plupart des états de parité non naturelle deviennent des états non liés se désexcitant plus favorablement par l'émission de neutrons que par l'émission de rayonnements γ . Dans le cas de ^{49}Ca , la différence est faible entre l'énergie du premier état de parité non naturelle à 4,27 MeV et la valeur $S_{1n} = 5,15$ MeV et elle tendra à diminuer encore pour les isotopes de calcium plus lourds.

Il apparaît donc que l'étude de la décroissance β des isotopes $^{51,52,53}\text{K}$ nécessite un dispositif expérimental adapté à la fois à la détection des neutrons et à celle des rayonnements γ .

D'une part, l'étude des neutrons retardés émis par des niveaux non liés nous apportera des informations sur la localisation et le peuplement des états de parité non naturelle dans les isotopes de calcium permettant de déterminer la distribution de force Gamow-Teller permise sur une grande fenêtre en énergie Q_β - S_{1n} . D'autre part, la détection des rayonnements γ nous permettra de localiser préférentiellement les états liés supposés de parité naturelle et d'apporter ainsi des contraintes sur la détermination d'une interaction effective neutron-neutron dans la couche fp.

Chapitre II

Principe de détection des rayonnements β , γ et neutrons et caractéristiques des détecteurs associés

L'étude expérimentale de la décroissance β des noyaux riches en neutrons nécessite un dispositif adapté à la détection des particules β , des neutrons et à celle des rayonnements γ . La mise au point de détecteurs performants passe avant tout par une bonne compréhension des interactions des différents rayonnements avec la matière. Dans un premier temps, nous allons donc décrire l'interaction des neutrons et des particules β avec un milieu donné. Nous aborderons le principe de mesure de l'énergie des neutrons par temps de vol ainsi que le principe de fonctionnement des scintillateurs plastiques. Nous détaillerons ensuite les caractéristiques du détecteur β et des multidétecteurs neutrons TONNERRE et LEND utilisés lors de l'expérience. Dans un second temps, nous décrirons les trois processus d'interaction des rayonnements γ avec la matière. Nous aborderons le principe de fonctionnement d'un détecteur semi-conducteur au germanium et nous détaillerons plus particulièrement les caractéristiques des détecteurs MINIBALL utilisés pour l'expérience.

II.1 Détection des rayonnements β et neutron

II.1.1 Interaction électron-matière et neutron-matière

Interaction électron-matière

Les électrons possèdent une charge électrique négative et ressentent donc le champ coulombien à longue portée dû aux électrons du cortège atomique du matériau traversé. Du fait de leur faible masse, ils sont donc susceptibles de perdre toute leur énergie en quelques collisions et subissent de fortes déviations voire des rétrodiffusions. Les pertes d'énergie par ionisation avec le cortège atomique sont bien modélisées par la formule de Bethe et Bloch

qui peut se simplifier dans le cas de l'électron comme suit :

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{ioni} \propto \frac{NZ}{m_e v^2} , \quad (\text{II.1})$$

Z et N étant respectivement le numéro atomique et le nombre d'électrons par unité de volume du milieu traversé et m_e et v étant la masse et la vitesse de l'électron incident. On constate que les pertes sont plus grandes pour un matériau avec un grand Z et des électrons de faible énergie cinétique. Les électrons interagissent également avec les noyaux atomiques *via* un processus appelé rayonnement de freinage ou *Bremsstrahlung*. Ces rayonnements sont émis par l'électron après qu'il ait été accéléré dans le champ coulombien du noyau. Ces radiations peuvent parfois s'échapper du milieu sans interagir et constituer une source de perte pour la mesure de l'énergie déposée. Le rayonnement de freinage est négligeable pour des matériaux de faible Z et des électrons peu énergétiques, comme le montre la relation suivante liant les deux types de perte d'énergie [33] :

$$\frac{(dE/dx)_{rad}}{(dE/dx)_{ioni}} = \frac{ZE_c}{750} , \quad (\text{II.2})$$

où E_c est l'énergie cinétique de l'électron exprimée en MeV. A titre d'illustration, les pertes radiatives ne représentent que 4,5% des pertes totales en énergie pour des particules β de 10 MeV dans un plastique scintillant ($Z_{moyen} \sim 3,4$).

Interaction neutron-matière

Contrairement aux électrons, les neutrons ne possèdent pas de charge électrique et ne subissent donc pas l'influence des électrons du cortège atomique. Ils interagissent exclusivement par collisions avec les noyaux atomiques. Ces interactions sont appelées « catastrophiques » car elles peuvent modifier grandement leur énergie et leur trajectoire voire même conduire à leur capture. La section efficace totale d'interaction σ_{tot} des neutrons avec la matière est la somme de trois processus et s'écrit :

$$\sigma_{tot} = \sigma_{el} + \sigma_{inél} + \sigma_{capt} , \quad (\text{II.3})$$

où σ_{el} , $\sigma_{inél}$ et σ_{capt} représentent respectivement les sections efficaces de diffusion élastique, inélastique et de capture (capture radiative, suivie d'une fission ou suivie de l'émission de particules chargées légères). On définit la probabilité P d'interaction d'un neutron après la traversée d'une épaisseur x de matière par :

$$P(x) = 1 - e^{-\mu x} , \quad (\text{II.4})$$

où $\mu = N\sigma_{tot}$ est la longueur d'atténuation, N étant le nombre de noyaux cibles par cm^3 . On en déduit le libre parcours moyen, défini comme étant la distance parcourue par un neutron avant une interaction, par la relation :

$$\lambda = \frac{\int_0^\infty x e^{-\mu x} dx}{\int_0^\infty e^{-\mu x} dx} = \frac{1}{\mu} . \quad (\text{II.5})$$

Ce libre parcours moyen dépend naturellement de la nature du matériau ainsi que de l'énergie cinétique du neutron. A titre d'illustration, le libre parcours moyen d'un neutron de 1 MeV dans un scintillateur plastique typique est de l'ordre de 2,9 cm.

L'étude des neutrons peut se faire sur une grande dynamique en énergie allant de 0,01 eV à plus de 1 GeV. La nature de leurs interactions variant avec l'énergie, on les classe généralement en trois catégories: les neutrons dits « lents » ($E_n \leq 1$ keV), les neutrons intermédiaires ($1 \text{ keV} \leq E_n \leq 100 \text{ keV}$) et les neutrons dits « rapides » ($E_n \geq 100 \text{ keV}$). Les neutrons retardés émis lors du processus de désintégration β^- possèdent des énergies comprises entre quelques dizaines de keV et 10 MeV et appartiennent donc à la catégorie des neutrons rapides. Pour ces derniers, les deux principaux processus d'interaction sont la diffusion élastique et inélastique. Dans le cas de la diffusion inélastique, il y a transformation d'une partie de l'énergie cinétique du neutron en énergie d'excitation dans le noyau partenaire de la réaction. La diffusion élastique correspond, quant à elle, à un transfert d'énergie cinétique du neutron vers le noyau. L'énergie de recul d'un noyau de masse A , dévié dans le repère du laboratoire d'un angle θ par rapport à la direction du neutron incident d'énergie E_n , s'écrit :

$$E_{recul} = E_n \times \frac{4A}{(1+A)^2} \cos^2 \theta \quad (\text{II.6})$$

Dans l'hypothèse d'une rétrodiffusion du neutron ($\theta=0^\circ$), le transfert d'énergie cinétique est maximum si le noyau de recul possède une masse $A=1$. Ainsi, les partenaires de réaction privilégiés des neutrons sont les protons de recul ce qui explique l'utilisation fréquente de détecteurs avec une partie active riche en hydrogène. Malheureusement, cet important transfert d'énergie n'est pas suffisant et la plupart du temps, le neutron diffusé s'échappe du matériau sans avoir déposé toute son énergie cinétique du fait d'un grand libre parcours moyen. Ceci rend très délicat l'estimation de l'énergie des neutrons incidents par la mesure de l'énergie de recul de la particule chargée associée. On a alors recours à d'autres types de techniques. La plus connue est la mesure du temps de vol du neutron dont nous allons décrire le principe.

II.1.2 Mesure de l'énergie des neutrons par temps de vol

La technique de temps de vol est l'une des méthodes les plus utilisées pour mesurer l'énergie cinétique des neutrons. Son principe est très simple puisqu'il requiert la connaissance de la distance de vol d et du temps de vol t du neutron. A l'aide de ces deux quantités, on déduit l'énergie des neutrons dans le cas non-relativiste à l'aide de la relation :

$$E = \frac{1}{2} m_n v^2 = \frac{1}{2} m_n \left(\frac{d}{t} \right)^2 \quad (\text{II.7})$$

où $m_n = 939,57 \text{ MeV}/c^2$ est la masse du neutron. La base de vol est un paramètre fixé à l'avance contrairement au temps de vol qui est une quantité que l'on doit mesurer. En pratique, ce dernier est déterminé par la mesure de deux temps. Le temps initial t_i peut être généré de diverses façons. Dans notre cas, il provient de la détection de la particule β associée à l'émission du neutron retardé. Le temps final t_f , quant à lui, est généré par l'interaction

du neutron avec son détecteur associé. La différence $t_f - t_i$ permet la mesure du temps de vol du neutron. Naturellement, il existe une dispersion en temps autour de cette mesure provenant, d'une part, de l'incertitude sur le lieu d'interaction du neutron due à l'épaisseur du détecteur et, d'autre part, de la résolution en temps de chaque détecteur. La résolution en énergie se déduit donc de la formule II.7 par la relation :

$$\frac{\Delta E}{E} = 2\sqrt{\left(\frac{\Delta t}{t}\right)^2 + \left(\frac{\Delta d}{d}\right)^2}, \quad (\text{II.8})$$

où Δd représente l'épaisseur du détecteur neutron et Δt la résolution en temps combinée des détecteurs de particules β et neutrons. La résolution en énergie se dégrade naturellement pour des neutrons de plus en plus rapides car le temps de vol t diminuant, le terme $\Delta t/t$ devient de plus en plus grand. En considérant le dernier terme $\Delta d/d$ de l'équation II.8, on constate que pour réduire l'incertitude sur le lieu d'interaction du neutron dans le détecteur, il faut prendre une grande base de vol d ou une faible épaisseur Δd pour le détecteur. Cette dernière considération va à l'encontre d'une bonne efficacité de détection liée naturellement à l'épaisseur du détecteur. La solution consiste donc à trouver le meilleur compromis entre base de vol et épaisseur de détecteur. La deuxième source de dégradation de la résolution en énergie est liée à la résolution en temps du détecteur. A titre d'illustration, pour une base de vol de 1 m, si l'on veut distinguer des transitions neutrons d'énergie 2,0 et 2,2 MeV, on constate qu'il faut pouvoir identifier des pics en temps séparés de 2,5 ns. Par conséquent, les détecteurs utilisés doivent posséder une résolution en temps de l'ordre de la nanoseconde. Une telle caractéristique, associée à une bonne efficacité de détection, peut être obtenue avec l'utilisation de scintillateurs plastiques.

II.1.3 Détection basée sur des scintillateurs plastiques

Les scintillateurs plastiques sont des matériaux très utilisés pour la détection des électrons et des neutrons. Ils sont constitués de composés d'hydrocarbure de type « aromatique » à radical benzoïque $(C_nH_m)_p$ dont le plus utilisé est le polyvinyltoluène (PVT). Leur grande densité en hydrogène en font des matériaux très efficaces aux neutrons grâce aux interactions de type élastique n-H avec de grandes sections efficaces aux énergies neutrons considérées (0,1 à 10 MeV) et un transfert d'énergie important. Lors de l'interaction d'un neutron, la particule chargée associée génère de la lumière dans le scintillateur. Les photons sont ensuite guidés vers un photomultiplicateur (PM) permettant de convertir la lumière en signal électrique. Les caractéristiques d'un PM sont indissociables de celles du scintillateur et la qualité du détecteur dépend de leur bon couplage. Nous décrirons tout d'abord l'origine du phénomène de scintillation ainsi que la paramétrisation généralement utilisée pour décrire la quantité de lumière produite. Puis nous discuterons de l'importance des interactions n-H et n-C dans l'efficacité de détection d'un scintillateur plastique. Nous détaillerons également les principales caractéristiques et avantages du scintillateur plastique BC400 (anciennement NE102). Enfin nous décrirons le principe de fonctionnement d'un PM ainsi que ses caractéristiques.

La scintillation

La scintillation est un phénomène d'origine moléculaire due à la présence d'électrons π dans les liaisons intermoléculaires des radicaux benzoïques. Ces électrons sont fortement délocalisés et peu liés. Ainsi, lors du transfert d'énergie d'une particule chargée, ils transitent vers des états d'énergie supérieure qui se désexcitent de manière radiative : c'est le phénomène de scintillation qui s'étend de l'ultraviolet au début du spectre visible. Cette scintillation a trois origines : la fluorescence rapide (10^{-9} s) provenant de la transition entre états singulets, la phosphorescence (10^{-3} s) issue de la transition d'un état triplet vers un état singulet et la fluorescence retardée (10^{-7} s) provenant de l'annihilation de deux molécules dans un état triplet permettant le passage de l'une d'elles vers l'état singulet [34].

La quantité de lumière produite par le passage d'une particule chargée n'est pas directement proportionnelle à la perte d'énergie par unité de longueur $\frac{dE}{dx}$. Elle a été paramétrée par J.B. Birks avec la formule [35] :

$$\frac{dL}{dx} = \frac{S \frac{dE}{dx}}{1 + kB \frac{dE}{dx}}, \quad (\text{II.9})$$

où $\frac{dL}{dx}$ représente la quantité de lumière produite par unité de longueur, S l'efficacité de scintillation dépendant du type de scintillateur et kB un facteur lié au pouvoir ionisant de la particule chargée. Le terme kB varie beaucoup suivant la nature de la particule chargée associée. En effet, à perte d'énergie égale dans un scintillateur, l'intensité totale de la lumière émise est plus faible pour une particule avec un grand numéro atomique Z. Ceci est dû au fait qu'une particule avec un grand Z crée plus de « dégâts » dans le scintillateur et favorise d'autres modes de désexcitation (réarrangement moléculaire, recombinaison d'ions...). A titre d'illustration, un électron produit en moyenne, dans un scintillateur plastique BC400, 10000 photons par MeV d'énergie déposée contre 1500 pour un proton et 70 pour un noyau de carbone [38]. Ainsi, pour des ions lourds, le terme kB devient grand et la quantité de lumière produite atteint une valeur limite égale à $\frac{S}{kB}$. A l'inverse, pour des électrons au-delà d'un certain seuil (~ 100 keV), la perte d'énergie est très faible et la formule II.9 devient :

$$\frac{dL}{dx} = S \frac{dE}{dx} \Leftrightarrow L = SE + L_0 \quad (\text{II.10})$$

avec L_0 une constante d'intégration. La quantité de lumière produite croît de manière linéaire avec l'énergie déposée par l'électron. Il est ainsi possible d'étalonner le spectre en énergie d'un scintillateur avec des électrons et de déterminer un seuil en énergie relatif à ce type de particules. Dans le cas de l'interaction d'un neutron, le proton de recul génère un nombre moins important de photons dans le scintillateur qu'un électron de même énergie. Les nombreuses mesures effectuées [38] mettent en évidence une relation complexe permettant de déduire l'énergie d'un proton nécessaire pour produire autant de photons de scintillation qu'un électron d'énergie donnée dans différents types de scintillateurs et notamment le scintillateur plastique BC400. On définit ainsi un seuil en keV équivalent électron (keV_{ee}⁻), c'est-à-dire qu'il devient possible par la seule utilisation d'électrons (ou de rayonnements γ ou X générant des électrons Compton) de prédire quel sera le seuil de sensibilité d'un

détecteur à des protons et donc à des neutrons. Ceci est très utile lors de tests en laboratoire car il est difficile de disposer d'une source de neutrons monoénergétiques. Cependant, pour des détecteurs à bas seuil de détection, cette extrapolation devient délicate car la relation liant l'énergie des électrons et l'énergie des protons est mal connue en-dessous de 100 keV^{e-} et seuls des tests avec des neutrons d'énergies connues permettent d'estimer le seuil réel.

Interaction n-H et n-C et caractéristiques du scintillateur BC400

Dans un scintillateur plastique, les interactions n-H et n-C sont purement élastiques en-dessous de 5 MeV. D'un point de vue cinématique, le neutron cède plus d'énergie au proton (de 0 à 100%) qu'au noyau de carbone (de 0 à 28%) (formule II.6). Ceci, combiné au fait que l'efficacité de scintillation diminue pour des grandes valeurs de $\frac{dE}{dx}$ donc pour des grandes valeurs de charge Z, implique que la quantité de photons générés par l'interaction n-C est très faible. En supposant néanmoins que tous les photons produits après interaction n-H ou n-C sont récoltés sans pertes, l'efficacité de détection ϵ est identique à la probabilité d'interaction $P(x)$ (formule IV.8) et s'écrit dans le cas d'un scintillateur plastique :

$$\epsilon = 1 - \exp[-(N_H\sigma_H + N_C\sigma_C) \times d] \quad (\text{II.11})$$

où N_H et N_C sont les nombres de noyaux d'hydrogène et de carbone par cm³, respectivement 5,23 et $4,74 \times 10^{22}$ at/cm³ pour le BC400, σ_H et σ_C les section efficaces de diffusion élastique et d l'épaisseur de scintillateur traversé. Nous avons regroupé dans le tableau II.1 quelques valeurs d'efficacité extraites de la formule IV.3.2 pour différentes énergies neutron et épaisseurs de scintillateur. Ces épaisseurs sont celles des détecteurs de particules β et neutron que nous décrirons dans les paragraphes suivants.

E (MeV)	épaisseur (cm)		
	0,2	1	4
0,1	16,1	58,4	97,0
0,5	9,2	38,3	85,5
1	6,6	28,9	74,5
2	4,5	20,7	60,4
5	2,7	12,7	42,5

TAB. II.1 – Probabilité d'interaction $P(x)$ ou efficacité de détection déduite de la formule IV.3.2 et exprimée en %. Ces valeurs sont données pour plusieurs épaisseurs de scintillateur BC400 et différentes énergies neutrons.

Le BC400 est un scintillateur plastique couramment utilisé en physique nucléaire. Il convient à la fois pour la détection des électrons, des neutrons et même des rayonnements γ ou X. De manière générale, on caractérise un scintillateur par plusieurs paramètres. Les plus importants sont la densité ρ , l'indice de réfraction n , le rendement lumineux R_l pour des électrons (historiquement mesuré en pourcentage par rapport à celui de l'anthracène), le spectre d'émission de lumière fluorescente avec la longueur d'onde de maximum d'émission

Scintillateur	Type	$R_{lumineux}$ (% anthr)	λ_{max} (nm)	τ_{flu} (ns)	N_H/N_C	n	ρ g.cm ⁻³
Anthracène	Cristal	100	447	30	0,72	1,62	1,25
Typique	Plastique	11-68	370-580	0,7-16,8	1,00-1,17	1,58-1,61	1,032
BC400	Plastique	65	423	2,4	1,10	1,58	1,032

TAB. II.2 – *Comparaison des caractéristiques de plusieurs scintillateurs : anthracène, scintillateurs plastiques typiques et BC400.*

λ_{max} , le temps de fluorescence τ_{flu} et le rapport entre les densités des atomes d'hydrogène et de carbone N_H/N_C . Dans le tableau II.2, nous avons voulu comparer les caractéristiques du scintillateur plastique BC400 avec celles de l'anthracène et d'autres scintillateurs plastiques. On constate que si l'anthracène produit plus de lumière qu'aucun autre scintillateur plastique, il possède par contre un long temps de fluorescence et un rapport N_H/N_C bien inférieur à l'unité. Or ces deux caractéristiques sont les deux facteurs principaux, en particulier pour la détection des neutrons, pour obtenir une bonne résolution en temps et une grande efficacité de détection. Ainsi, parmi tous les scintillateurs plastiques, le BC400 constitue un bon compromis à la fois au niveau du rendement lumineux, du temps de fluorescence et du rapport N_H/N_C . De plus, contrairement à l'anthracène, le BC400 présente une bonne transparence à sa propre scintillation et possède une longueur d'atténuation de la lumière de 160 cm, permettant la réalisation de détecteurs de grande taille. C'est pourquoi il constitue le matériau idéal utilisé pour les multidétecteurs neutrons TONNERRE et LEND ainsi que pour le détecteur β que nous allons décrire par la suite.

Caractéristiques d'un photomultiplicateur

Les caractéristiques d'un scintillateur sont indissociables de celles du photomultiplicateur (PM) qui lui est associé. Le PM est un outil indispensable permettant de convertir des photons en un signal électrique. L'effet photoélectrique se produit au niveau de la photocathode, matériau possédant une énergie d'extraction très faible et permettant à des photons visibles d'arracher des « photoélectrons ». Ce processus s'effectue avec une certaine efficacité appelée efficacité quantique dont la valeur dépend de la longueur d'onde des photons incidents. Les photoélectrons générés sont ensuite focalisés à l'aide d'un champ électrique vers la première dynode. Selon leur énergie, ils arrachent un certain nombre d'électrons secondaires. Ces derniers sont accélérés vers une deuxième dynode et créent à leur tour d'autres électrons. Ainsi, grâce à plusieurs étages d'amplification de ce type, il est possible de générer un signal électrique exploitable sur les deux derniers étages d'amplification, l'avant-dernier étant généralement appelé « dynode » et le dernier anode. Les PM couramment utilisés en physique subatomique possèdent 10 à 12 étages d'amplification ce qui permet d'atteindre des gains de l'ordre de 10^7 .

Le signal physique le plus faible que l'on peut obtenir provient de la création d'un seul photoélectron sur la photocathode et est généralement appelé le signal photoélectron unique.

Il peut à la fois provenir d'un événement physique produisant peu de lumière mais aussi de l'émission thermique d'un électron au niveau de la photocathode appelé courant d'obscurité. Idéalement, si le nombre d'électrons secondaires produits sur chaque dynode était strictement constant, on obtiendrait un spectre en énergie présentant plusieurs pics et correspondant à un, deux, trois ... photoélectrons collectés. Mais le nombre d'électrons secondaires créé est un processus statistique soumis à des fluctuations et on ne distingue en pratique pour des PM d'assez bonne qualité que les pics correspondant aux deux ou trois premiers photoélectrons. Il existe également des fluctuations du temps de transit des électrons entre la première et la dernière dynode. La faiblesse de ces fluctuations détermine les qualités de résolution en temps d'un PM et donc la résolution en temps d'un détecteur. Les détecteurs β et neutrons, que nous allons à présent décrire, sont équipés de PM possédant des fluctuations du temps de transit de l'ordre de 0,25 ns [39] bien adaptées à une mesure précise de l'énergie des neutrons par temps de vol.

II.1.4 Détecteur β

Description

Un schéma du détecteur dédié aux particules β est présenté sur la figure II.1. Il se compose d'une partie active scintillante en BC400 (en gris) et d'une partie non sensible en plexiglas ou polyméthylmethacralate (en blanc) permettant la transmission des photons visibles vers un PM de type Philips XP2020 (en vert). La partie scintillante est formée d'un tube ouvert de diamètre extérieur 49 mm et d'épaisseur 2 mm, et d'un disque de même diamètre, d'épaisseur 3 mm, fermant l'extrémité du tube où se situent le guide de lumière et le PM. Le scintillateur n'est pas entouré de réflecteur car il sera placé pendant l'expérience dans une chambre en aluminium afin d'assurer l'étanchéité à la lumière. L'ouverture circulaire de 14 mm de

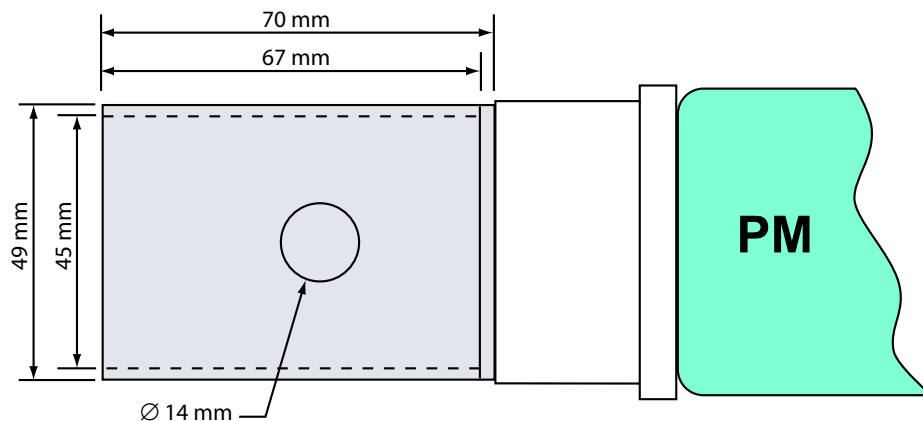


FIG. II.1 – Schéma du détecteur dédié aux particules β . La partie grisée correspond au plastique scintillant et la partie en blanc au guide de lumière.

diamètre réalisée sur la surface du tube a pour but de permettre l'acheminement du faisceau

radioactif au centre du détecteur. L'extrémité du tube non fermée doit permettre l'évacuation de l'activité résiduelle implantée sur une bande *via* un dispositif que nous aborderons au chapitre III. Le culot du PM possède une sortie anode pour la mesure du temps et une sortie dynode pour l'énergie.

Caractéristiques

La résolution en temps de ce détecteur est un paramètre important puisqu'il génère un signal initiant la mesure du temps de vol des neutrons. Ainsi, la qualité des mesures en temps dépend tout autant de ce module que des détecteurs associés à la détection des neutrons. L'association du plastique scintillant avec un PM de type XP2020 procure une résolution en temps typique de l'ordre de 1 ns nécessaire pour bien séparer des pics en temps de vol neutron. L'efficacité de détection est également un facteur important. Ce détecteur appelé communément « $4\pi\beta$ » possède une efficacité géométrique d'environ 83% pour une source placée en son centre. Il couvre donc la quasi-totalité de l'angle solide. Il possède néanmoins une efficacité totale de détection de l'ordre de 70% inférieure à l'efficacité géométrique du fait des pertes de transmission par réfraction de la lumière à l'interface air-plastique et de l'efficacité quantique de la photocathode. Enfin, l'épaisseur de 2 mm constitue un compromis entre une efficacité suffisante pour la détection des particules β et une bonne transparence aux neutrons. En effet, il faut que l'épaisseur soit suffisamment importante pour que les électrons laissent assez d'énergie dans le scintillateur (400 keV en moyenne dans ce cas) et génèrent ainsi un nombre suffisant de photons susceptible de créer un signal électrique. Cependant, il faut minimiser également l'interaction des neutrons avec le détecteur β . Ceci peut en effet modifier leur temps de parcours et leur énergie. D'après le tableau II.1, cette probabilité d'interaction est inférieure à 10% pour des neutrons d'énergie supérieure à 500 keV.

II.1.5 Multidétecteur TONNERRE

Description

Le multidétecteur neutron TONNERRE (TONneau pour NEutRons REtardés) est le fruit d'une collaboration entre le LPC de Caen et l'IFIN de Bucarest. Sa réalisation et sa caractérisation ont été achevées en 1998 [40]. Il se compose d'une armature en forme de tonneau et de 32 scintillateurs plastiques en BC400 appelés communément « lattes », de dimensions $160 \times 20 \times 4$ cm³, courbés sur un arc de 120 cm de rayon et munis d'un PM à chaque extrémité. Les terminaisons de ces lattes sont biseautées en forme de « queue de poisson » de telle sorte que les photons produits à cet endroit puisse être réfléchis plus facilement vers le PM opposé [40]. Les PM utilisés sont de type Philips XP2262B et possèdent une bonne sensibilité autour de 420 nm. La réflexion de la lumière est assurée par des feuilles d'aluminium entourant le scintillateur et permettant d'augmenter la transmission optique vers les PM. L'étanchéité à la lumière de l'ensemble est assurée par un fin film de plastique noir entourant la latte.



FIG. II.2 – Schéma en trois dimensions d'une latte de TONNERRE avec la présence d'un tube photomultiplicateur à chaque extrémité.

Principe de la mesure du temps de vol

Le principe de mesure de l'énergie des neutrons par temps de vol à l'aide d'un détecteur de grande taille du type de TONNERRE est illustré sur la figure II.3. La détection de la particule β à $t_0=0$ génère un signal pris comme origine des temps. Le neutron interagit

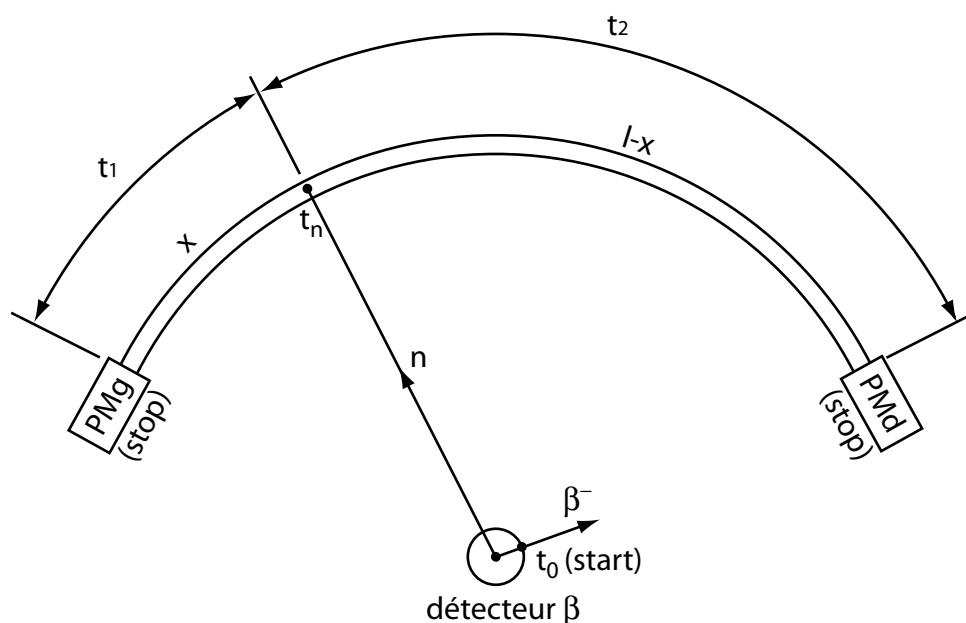


FIG. II.3 – Principe de mesure du temps de vol neutron pour une latte de TONNERRE (voir texte).

dans le scintillateur courbe à un instant t_n . La particularité d'un tel détecteur réside dans le fait que le temps de vol mesuré pour un neutron d'énergie quelconque dépend des temps de transit de la lumière, t_1 et t_2 , vers chacun des PM donc du lieu d'interaction dans le scintillateur. Les temps t_g et t_d mesurés par les PM gauche et droit aux extrémités de la

latte lors de l'interaction d'un neutron s'écrivent :

$$t_g = t_n + t_1 = t_n + \frac{fn}{c}x, \quad (\text{II.12})$$

$$t_d = t_n + t_2 = t_n + \frac{fn}{c}(l - x), \quad (\text{II.13})$$

où t_n est le temps de vol physique, l est la longueur du scintillateur, x la position longitudinale d'interaction du neutron, n l'indice de réfraction, f un facteur géométrique tenant compte du fait que la propagation de la lumière n'est pas rectiligne dans la latte et c la célérité de la lumière. En combinant les équations II.12 et II.13, on s'affranchit du lieu d'interaction et on obtient :

$$t_n = \frac{(t_g + t_d)}{2} - \frac{fn}{c} \frac{l}{2}. \quad (\text{II.14})$$

Le terme constant $\frac{fn}{c}$ représente l'inverse de la vitesse apparente moyenne de la lumière dans une latte, mesurée à 16,3(5) cm.ns⁻¹ [40]. Ceci signifie que le temps de transit de la lumière d'une extrémité à l'autre du scintillateur est d'environ 10 ns. Ce temps est en fait une limite inférieure puisqu'il faut également prendre en compte la fraction des photons émis par fluorescence retardée. Le pic en temps dû à l'interaction d'une particule β ou d'un rayonnement γ émis en même temps que le neutron, appelé pic « prompt », permet de déterminer un temps de référence pour s'affranchir du terme $\frac{fn}{c} \frac{l}{2}$. En effet, ces rayonnements sont toujours détectés avant le neutron et possèdent une vitesse de 30 cm.ns⁻¹ (pour des β ultrarelativistes). Ainsi le temps de vol de l'ordre de 4 ns mis par ces particules pour réaliser le parcours entre le point de collection et milieu d'une latte permet de définir un temps de référence à partir duquel on mesure tous les autres temps associés à des pics neutron. La résolution en temps de t_n est affectée par les incertitudes sur les mesures t_g et t_d . Celles-ci proviennent d'une part de l'épaisseur du scintillateur qui constitue une source d'incertitude de l'ordre de $\Delta d/d=3,3\%$ et d'autre part des résolutions en temps des PM gauche et droit. Le facteur $\frac{\Delta t}{t}$ devient la source principale d'incertitude sur l'énergie (formule II.8) pour des faibles temps de vol, c'est-à-dire pour des neutrons de grande énergie.

Caractéristiques

Le multidétecteur TONNERRE est destiné à la détection des neutrons d'énergies comprises entre 0,3 MeV et 7 MeV. Chaque latte possède une efficacité géométrique de 1,59% donnant lieu à une couverture angulaire totale pouvant atteindre 45% de 4π lors de l'utilisation de 28 lattes. D'autre part, l'épaisseur de 4 cm procure au détecteur une efficacité intrinsèque de détection importante de l'ordre de 44% à 1,1 MeV avec un seuil en énergie estimé à 250 keV environ [43]. Un tel dispositif avec 28 lattes présente donc une efficacité totale de l'ordre de 20% à 1 MeV ce qui constitue un formidable atout pour l'étude d'espèces nucléaires très riches en neutrons et produites en faible quantité.

Pour un détecteur de grande taille, la transmission de la lumière vers les PM est un paramètre important pouvant affecter l'efficacité de détection. Dans le cas de TONNERRE, elle est assez bien connue, de l'ordre de 3 à 4% pour les interactions ayant lieu entre 20 et

140 cm et jusqu'à 8% pour les extrémités [43]. Ces valeurs sont faibles à cause du grand nombre de réflexions subies par les photons avec risque d'absorption ou de réfraction. A titre d'illustration, un proton de 500 keV produit environ 500 photons. Ainsi, en considérant une transmission de 4%, une répartition équilibrée des photons vers les deux PM et une efficacité quantique de 20%, on trouve en moyenne que deux photoélectrons sont produits sur chaque photocathode. Il y a donc une grande proportion d'événements pour lesquels un ou deux photoélectrons seulement sont créés. Comme nous l'avons vu, le temps de vol mesuré dépend du temps de propagation de la lumière. Si le photon est issu d'un processus de fluorescence retardée, il est émis avec un retard de plusieurs nanosecondes par rapport à celui issu d'un processus de fluorescence rapide. On comprend donc que le temps de vol mesuré par un PM, dans le cas d'un événement à un photoélectron, puisse varier significativement en fonction du processus mis en jeu. Cette explication a été avancée par Stéphane Piétri dans sa thèse [43] et permet d'expliquer de manière très satisfaisante la forme des pics en temps de TONNERRE. Ceux-ci possèdent en effet une asymétrie vers les longs temps de vol avec une traîne de 10 à 20 ns d'autant plus importante que l'énergie du neutron est petite, c'est-à-dire que le nombre de photons produits est faible. Cette asymétrie résulte donc de la composante de fluorescence retardée couplée à un seuil de détection au photoélectron unique. Ce phénomène est illustré sur la figure II.4 représentant un spectre en temps de vol issu de la décroissance de ^{17}N et enregistré avec TONNERRE [43].

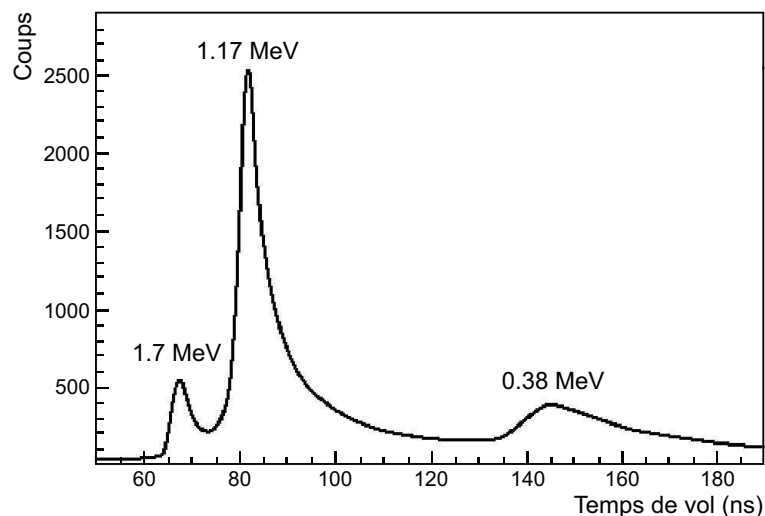


FIG. II.4 – Spectre en temps de vol enregistré lors de la décroissance de ^{17}N avec le multidétecteur TONNERRE [43].

Avant que l'explication de cette asymétrie ait été avancée, une paramétrisation empirique de la forme de ces pics avait été proposée dans la thèse de C. Timis [42]. Elle consistait en la décomposition d'un pic temps de vol en trois parties : la première, correspondant au front montant, est modélisée par une gaussienne $G(x)$, la deuxième, relative au sommet du pic, est décrite par un polynôme $P(x)$ d'ordre 2, et la troisième partie, correspondant au front descendant, est supposée être une lorentzienne $L(x)$. Chaque fonction nécessite 3 paramètres

libres :

$$\begin{cases} G(x) = a \times \exp\left\{-\frac{1}{2}\left(\frac{x-b}{c}\right)^2\right\} , \\ P(x) = e + fx + gx^2 , \\ L(x) = \frac{i}{(j-x)^2+k^2} , \end{cases} \quad (\text{II.15})$$

a étant la hauteur de la gaussienne, b son centre et c sa largeur. Nous appelons d le point de raccord entre la gaussienne et le polynôme du second ordre. Les coefficients de $P(x)$ sont e , f et g . On pose h comme étant la position de raccordement entre $P(x)$ et $L(x)$. Enfin i est la hauteur de la lorentzienne, j sa position et k sa largeur. Nous disposons donc de 11 paramètres dont seulement 7 sont libres du fait des conditions de continuité et de dérivabilité aux deux points de raccordement. On impose également que le centre du polynôme soit le même que celui de la gaussienne. Finalement il ne subsiste que 6 paramètres libres pour décrire entièrement la forme d'un pic. Le détail de l'obtention des six paramètres est exposé plus précisément dans la thèse de S. Piétri [43]. Les trois paramètres reliés à la fonction lorentzienne peuvent être fixés ce qui permet de ne conserver que trois paramètres réellement libres lors de l'ajustement. Cette paramétrisation des pics en temps de vol nous permettra ultérieurement de déconvoluer les spectres en temps de vol en plusieurs pics et de déterminer leur aire et leur position en temps. On obtiendra ainsi l'efficacité totale de détection pour TONNERRE à une énergie donnée. Nous présenterons dans le chapitre IV la méthode employée pour obtenir la courbe d'efficacité intrinsèque d'une latte de TONNERRE à partir de la décroissance du noyau ^{49}K .

II.1.6 Multidécteur LEND

Description

Les détecteurs LEND (*Low Energy Neutron Detector*) ont été conçus et réalisés à l'IReS de Strasbourg dans le cadre de la thèse de M. Bounajma [44]. Ils formaient initialement un ensemble de 14 modules destinés à la détection des neutrons d'énergie supérieure à 50 keV. Chacun d'entre eux se compose d'un disque de plastique scintillant en BC400 (Fig. II.5), de 96 mm de diamètre et de 10 mm d'épaisseur, et de deux PM de type Philips XP2020. L'adaptation géométrique entre les surfaces des PM et du scintillateur se fait à l'aide de guides de lumière en plexiglas, de forme tronconique pour celui situé sur la face du disque et de forme plus complexe pour celui situé sur la tranche. Le scintillateur est recouvert de réflecteurs pour assurer une bonne collection de la lumière. Le contact optique aux interfaces entre le scintillateur, les guides de lumière, les PM et les réflecteurs est assuré par de la graisse optique. L'ensemble est maintenu dans une structure mécaniquement rigide et étanche à la lumière.

Caractéristiques

La mesure du temps de vol dans ce cas est plus simple que dans celui de TONNERRE. En effet, la géométrie plus compacte de ces détecteurs permet de s'affranchir des effets de temps de collection de la lumière et le temps de vol d'un neutron mesuré par l'un des deux PM est ici pratiquement le même. On peut alors se demander la raison pour laquelle ce détecteur

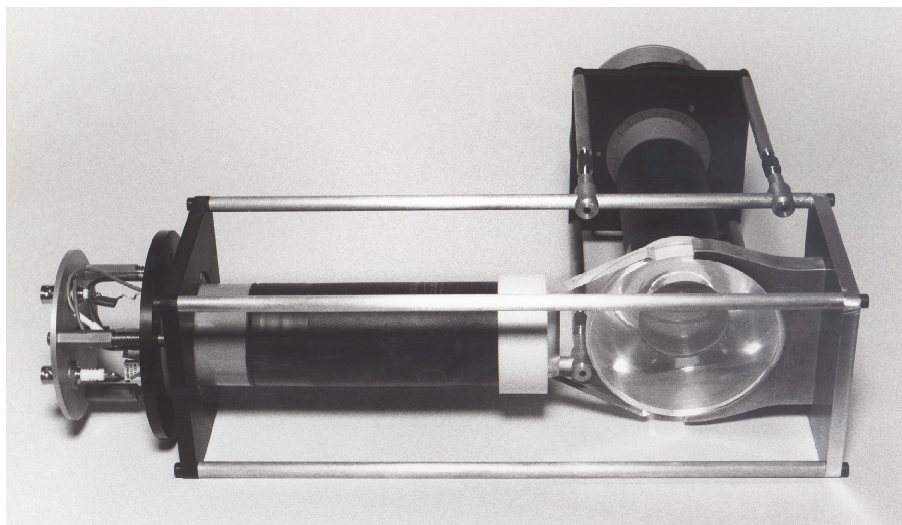


FIG. II.5 – Photographie d'un module LEND.

requiert l'utilisation de deux PM. Ce choix est en fait motivé par l'intérêt de s'affranchir du courant d'obscurité (principalement de l'émission thermique d'électrons de la photocathode) inhérent à chaque PM et contribuant en grande partie à l'intensité du pic photoélectron unique. Ce phénomène est très gênant car les neutrons de très basse énergie, générant peu de lumière, contribuent également aux pics à 1 ou 2 électrons. Il faut donc pouvoir discriminer entre le bruit du PM et un bon événement. Ainsi, en réalisant la coïncidence en temps des signaux provenant de chacun des PM, on ne sélectionne que les événements « physiques ». Dans un environnement typique dépourvu de sources radioactives, le taux de comptage passe de 1000 coups/seconde pour un PM seul à 100 coups/seconde pour la coïncidence des deux. La figure II.6 illustre un spectre en énergie issu du signal dynode du PM face validé par

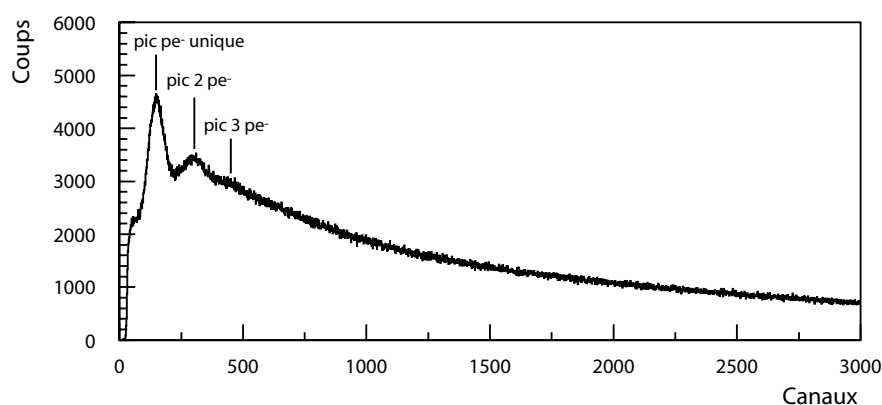


FIG. II.6 – Spectre en énergie issu du signal dynode d'un module LEND pendant une mesure de bruit de fond.

la coïncidence des 2 PM d'un module LEND en l'absence de source radioactive. Dans ce

spectre de bruit de fond, on observe distinctement le pic photoélectron unique et le pic à 2 photoélectrons. La bonne séparation de ces pics illustre la bonne qualité des PM et de l'ensemble du détecteur. La résolution en temps de ces modules a été mesurée à l'aide d'un cristal de BaF₂ et se situe autour de 1 ns.

Une autre caractéristique importante de ce type de détecteur est son efficacité intrinsèque et notamment son seuil de détection, paramètre très sensible affectant grandement l'efficacité de détection jusqu'à des énergies de quelques centaines de keV. De précédentes expériences [44] ont montré que ces modules possédaient un seuil neutron proche de 50 keV. Afin d'illustrer les performances de ces détecteurs, nous présentons sur la figure II.7 un spectre en temps de vol enregistré lors de la décroissance de ²⁹Na [44]. Ce spectre obtenu avec 12 modules

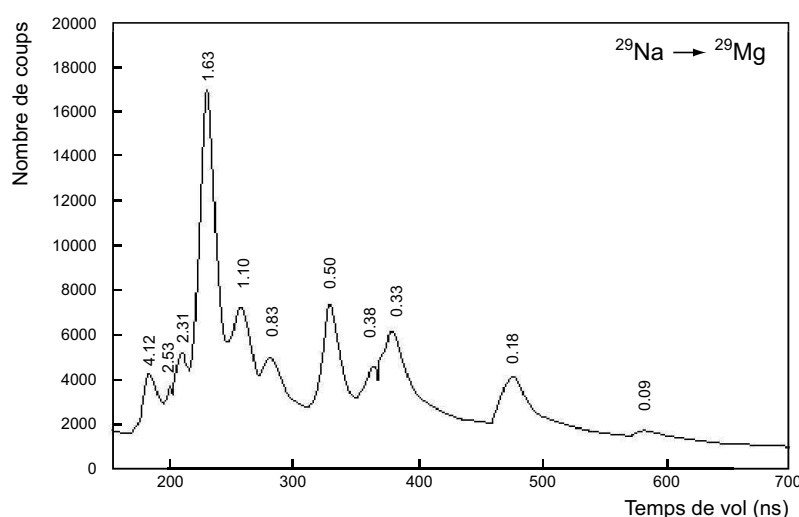


FIG. II.7 – Spectre en temps de vol enregistré lors de la décroissance de ²⁹Na avec 12 modules LEND [44]. Les énergies des pics sont en MeV.

LEND illustre à la fois la bonne résolution de ces modules à basse énergie, le faible seuil de détection avec la présence d'un pic à 90 keV et la grande dynamique en énergie avec l'observation de transitions à plus de 4 MeV. On remarque également que la forme des pics est moins asymétrique que dans le cas de TONNERRE alors que le type de scintillateur utilisé est le même. Cette différence s'explique par le fait que ces modules étant plus petits que les lattes de TONNERRE, les pertes des photons par absorption sont beaucoup plus faibles. Il est donc plus rare de se retrouver dans un cas de figure où aucun des photons de scintillation issus de la fluorescence rapide ne parvient aux PM et où seuls ceux issus de la fluorescence retardée contribuent au temps de vol. Néanmoins, si la traîne des pics est moins importante pour ces modules, elle est tout de même bien réelle et nous utiliserons la même paramétrisation de la forme d'un pic que celle utilisée pour TONNERRE.

II.2 Détection des rayonnements γ

II.2.1 Interactions des rayonnements γ avec la matière

Contrairement aux particules chargées qui ionisent la matière tout au long de leur parcours, les rayonnements γ , à l'instar des neutrons, interagissent de manière discontinue. On distingue principalement trois types de processus : l'effet photoélectrique, la diffusion Compton et la création de paires $e^+ - e^-$.

Effet photoélectrique

L'effet photoélectrique a été observé dès la fin du 19^{ème} siècle et expliqué de manière correcte pour la première fois par A. Einstein en 1905. Son explication a bouleversé les certitudes des physiciens de l'époque puisqu'elle supposait un caractère corpusculaire de la lumière. En effet, l'effet photoélectrique consiste en l'interaction d'un photon d'énergie $h\nu$ avec un électron du cortège atomique dans laquelle le photon cède toute son énergie :

$$E_{e^-} = h\nu - E_l \quad , \quad (\text{II.16})$$

où E_{e^-} est l'énergie cinétique de l'électron, h la constante de Planck, ν la fréquence associée à l'onde lumineuse et E_l l'énergie de liaison de l'électron considéré. Pour des rayonnements γ au-delà de 100 keV, ce sont les électrons des couches K les plus liées qui sont concernés. Il s'ensuit alors un réarrangement du cortège électronique caractérisé par l'émission de rayons X généralement réabsorbés par le milieu. La probabilité de l'effet photoélectrique dépend à la fois de l'énergie du rayonnement E_γ et du numéro atomique Z du milieu. Elle est paramétrisée par la formule empirique suivante [33] :

$$P \sim \text{constante} \times \frac{Z^n}{E_\gamma^{3,5}} \quad , \quad (\text{II.17})$$

avec n compris entre 4 et 5 selon la gamme d'énergie en question. On constate ainsi une forte dépendance en Z de ce processus ce qui explique l'utilisation de matériaux avec un grand numéro atomique tel que le germanium ($Z=32$) pour la détection des photons γ . L'effet photoélectrique est prépondérant, par rapport aux deux autres processus, pour de faibles énergies comprises entre 0 et 300 keV dans le cas du germanium.

Diffusion Compton

La diffusion Compton a été mise en évidence par l'américain A.H. Compton en 1923. Elle consiste en l'interaction élastique d'un photon avec un électron du milieu. Le photon transfère une partie de son énergie à l'électron et se trouve dévié d'un angle θ par rapport à sa direction incidente. En considérant les lois de conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement, l'énergie du photon après la diffusion s'écrit :

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_0c^2}(1 - \cos\theta)} \quad , \quad (\text{II.18})$$

avec $h\nu$ et $h\nu'$ les énergies respectives des photons incident et diffusé, m_0c^2 l'énergie de masse de l'électron (511 keV) et θ l'angle de diffusion. En fonction de ce dernier, l'énergie cédée à l'électron peut varier sur une large fraction de l'énergie incidente du photon : on appelle fond Compton cette distribution en énergie. Dans le cas particulier d'un transfert maximum d'énergie avec $\theta=\pi$, on assiste alors à la rétrodiffusion du photon. Ce dernier effet devient prépondérant au fur et à mesure que l'énergie du photon augmente et se traduit dans un spectre en énergie par une bosse appelée front Compton. La probabilité de diffusion Compton dépend du nombre d'électrons libres disponibles dans le matériau et croît donc linéairement avec Z . Ce processus est prépondérant sur un large domaine en énergie compris entre 300 keV et 5 MeV pour le germanium.

Création de paires e^+ - e^-

La création de paires constitue le troisième processus dominant dans le cadre de l'interaction photon-matière. Il se décrit comme la transformation, dans le champ coulombien d'un noyau, d'un photon γ d'énergie $h\nu$ en une paire e^+ - e^- si l'énergie du rayonnement est supérieure à 1022 keV, soit la somme des énergies de masse de l'électron et du positron. L'excédent d'énergie est alors transformé en énergie cinétique répartie entre les deux leptons. Le positron, après avoir perdu son énergie dans le matériau, va s'annihiler au repos avec un électron en créant deux photons de 511 keV émis à 180° l'un de l'autre. L'un d'entre eux ou les deux, selon le cas, peuvent ensuite s'échapper du détecteur laissant ainsi dans le milieu respectivement une énergie $h\nu-511$ keV ou $h\nu-1022$ keV, correspondant dans un spectre en énergie au pic simple échappement (SE) et double échappement (DE). La section efficace de création de paires est approximativement proportionnelle à Z^2 et devient le mécanisme dominant dans le germanium à partir de 5 MeV.

II.2.2 Fonctionnement d'un cristal semi-conducteur de germanium

Bande d'énergie

Un cristal de germanium, comme tout cristal ayant une structure périodique, possède deux bandes continues d'énergie que peuvent occuper les électrons : la bande la plus basse dite bande de valence où les électrons sont liés à une maille du réseau, et la bande de conduction dans laquelle les électrons sont libres de migrer dans le cristal. Ces deux bandes sont séparées par une bande interdite appelée gap en énergie sur laquelle les électrons ne peuvent pas transiter. L'absence d'électron dans la bande de valence crée une lacune appelée trou. Lors du passage d'une particule chargée, tel qu'un électron issu de l'interaction avec un rayonnement γ , il y a ionisation et apparition d'un nombre de paires e^- - trou proportionnel à l'énergie de la radiation primaire. Mais, en l'absence de champ électrique, ces paires vont se recombiner sans donner naissance à un signal. De plus, la petitesse de ce gap pour les semi-conducteurs (0,75 eV pour le germanium) permet, à température ambiante, le passage d'une fraction des électrons vers la bande de conduction grâce à l'agitation thermique. Le refroidissement des cristaux de germanium s'avère alors indispensable pour le bon fonctionnement d'un tel détecteur.

Principe d'une jonction p⁺n

Afin d'augmenter la proportion de porteurs libres, électrons ou trous, on introduit des éléments dans le cristal appelés dopants. Ces derniers sont de deux sortes :

- les atomes du groupe V (phosphore) qui sont pentavalents alors que les atomes de germanium sont tétravalents. L'électron supplémentaire n'intervenant pas dans la liaison est donc faiblement lié et peut facilement passer dans la bande de conduction. L'impureté constitue ainsi un centre donneur d'électrons et le semi-conducteur germanium est alors de type n ;
- les atomes du groupe III (bore) qui sont trivalents. A l'inverse, il manque un électron pour remplir la bande de valence et il y a donc un excès de trous dans le cristal. L'atome dopant constitue un centre accepteur d'électron et le semi-conducteur est de type p.

Lorsque l'on réalise une jonction p⁺-n, on met en contact un cristal de type p⁺ (le + signifiant que la concentration des centres accepteurs est très grande) et un cristal de type n. Il y a diffusion des trous, de la région p vers la région n, et des électrons dans le sens opposé. Les électrons diffusant se recombinent avec les trous rencontrés dans la région p alors que les trous capturent les électrons dans la région n. Les deux régions étant neutre initialement, deux zones de charge d'espace apparaissent dans le cristal, positive pour n et négative pour p, créant ainsi un champ électrique. Ce dernier s'oppose à la migration des porteurs mobiles et un équilibre se crée dans la zone désertée de porteurs mobiles appelée zone de déplétion où zone de charges d'espace. Cette zone s'étend d'autant plus profondément dans la région de type n que sa concentration en porteurs mobiles est faible par rapport à celle dans la région p⁺. Dans cette zone déplétée, les paires e⁻-trou créées par le passage d'une particule ionisante ne sont plus noyées dans un nombre élevé de porteurs mobiles, elles se séparent sous l'effet du champ et migrent vers les bords de la zone déplétée où sont placées les électrodes. Ce champ n'est cependant pas assez fort pour empêcher la recombinaison des paires e⁻-trou et l'épaisseur de la zone de déplétion donc de détection s'avère être trop faible par rapport au reste du cristal qui constitue une zone non active. Il faut donc appliquer une polarisation dite «inverse» sur les électrodes dont l'effet s'ajoute à celui du champ créé naturellement. A l'aide d'une tension adéquate, on obtient alors un cristal totalement déplété et donc un volume de détection optimum.

Détecteur HPGe de type coaxial

D'intenses travaux de recherche menés ces dernières décennies sur les cristaux de germanium ont permis d'atteindre des taux d'impuretés très faibles de l'ordre de 10⁻¹⁰ at/cm³ : ce type de cristal est appelé intrinsèque ou HPGe (High Purity Germanium). Cette faible concentration en impureté, de type n ou p, permet la création de grandes zones déplétées de plusieurs centimètres d'épaisseur, le volume total de détection étant seulement limité par la taille des cristaux de germanium réalisables. Actuellement, la configuration géométrique de type coaxiale est la plus propice à la réalisation de grands volumes de détection de plusieurs centaines de cm³ avec un champ électrique homogène. Les détecteurs utilisant cette technique sont généralement formés d'un cristal cylindrique HPGe de type n et d'une région

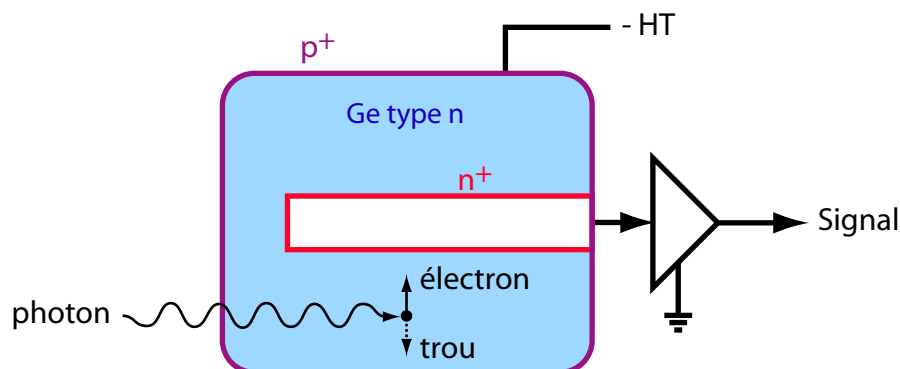


FIG. II.8 – Schéma de principe d'un détecteur germanium coaxial typique.

p^+ , située sur le diamètre extérieur (fig. II.8). Le cristal cylindrique est en partie creusé en son centre pour permettre l'application du champ électrique après l'ajout d'une zone dopée n^+ permettant l'obtention d'un contact ohmique. Dans ces conditions, après polarisation du détecteur et lors de la création de charges, les trous sont accélérés vers la région p^+ et les électrons vers la région n^+ . La collection des charges sur les électrodes crée un courant qui est ensuite préamplifié pour pouvoir être traité par une chaîne électronique.

Résolution en énergie

Les détecteurs germanium possèdent une excellente résolution en énergie due principalement au grand nombre de paires électron-trou qui peuvent être générées. L'énergie moyenne nécessaire pour créer une telle paire étant de 2,96 eV [33], un rayonnement γ de 1,33 MeV totalement absorbé produit environ 440000 paires. Si on compare ce chiffre avec les quelques 10000 photons produits par un électron de 1 MeV dans un scintillateur plastique, on comprend que les fluctuations statistiques sont à l'origine d'une telle différence de résolution entre les deux types de détecteurs. Pour un semi-conducteur, la largeur à mi-hauteur d'un pic d'énergie E se définit de la façon suivante :

$$FWHM = \Delta E = 2,35 (F\omega E)^{1/2}, \quad (\text{II.19})$$

avec $F \sim 0,1$ le facteur de Fano, ω l'énergie moyenne de création d'une paire et E l'énergie de la radiation. On obtient ainsi une résolution de l'ordre de 1,5 keV pour une énergie de 1,33 MeV. En pratique, une telle résolution n'est jamais atteinte car il faut tenir compte des fluctuations introduites à la fois par les défauts de collection des porteurs mais surtout par le bruit introduit par la chaîne électronique.

II.2.3 Détecteurs MINIBALL

Les détecteurs germanium MINIBALL sont le fruit d'une collaboration entre des équipes de recherches allemandes et belges [45]. Ils sont principalement dédiés à la détection de transitions γ de faible intensité et de faible multiplicité survenant dans la désexcitation des

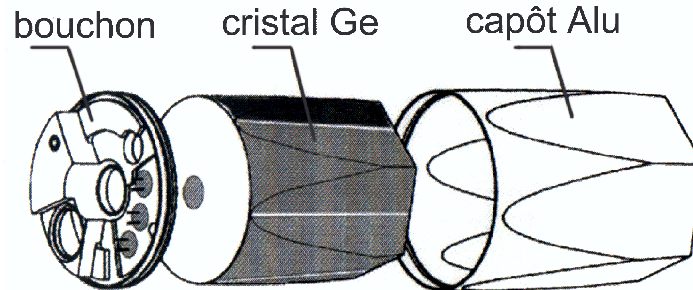


FIG. II.9 – Vue éclatée d'un cristal de germanium du multidétecteur MINIBALL.

noyaux exotiques. Ils ont notamment été utilisés depuis avril 2002 dans plusieurs expériences d'excitation coulombienne auprès de la ligne REX-ISOLDE au CERN. MINIBALL consiste actuellement en un ensemble de 8 détecteurs germanium appelés communément *clusters* et s'inscrivant dans la continuité des technologies utilisées pour les détecteurs EUROBALL. Chaque cluster est composé de trois cristaux de germanium HPGé de type coaxial possédant chacun leur propre encapsulage en aluminium (fig. II.9). La face d'entrée d'un cristal est hexagonale d'arête 34 mm et sa face de sortie est circulaire et située à 78 mm de la première. Ceci correspond à un volume utile de l'ordre de 250 cm^3 pour un cristal et de 750 cm^3 pour un cluster. Chaque cristal est segmenté en six parties permettant la localisation des rayonnements γ grâce à des techniques d'analyse de forme des signaux. Cette segmentation ne nous sera pas utile dans le cadre de nos mesures de décroissance β dans lesquelles les deux facteurs déterminants sont la résolution en énergie et l'efficacité photopique du cristal. Les trois cristaux se trouvent dans une structure en aluminium, possédant une face d'entrée d'environ 1,5 mm d'épaisseur, permettant un compromis entre les contraintes mécaniques dues au vide poussé régnant à l'intérieur et la minimisation de matière inactive pouvant diminuer l'efficacité de détection notamment à basse énergie. Les cristaux sont refroidis à 77K par un système cryogénique les reliant à un réservoir d'azote liquide, l'autonomie de refroidissement étant de 12 heures. Les préamplificateurs électroniques sont également refroidis et sont montés sur la partie supérieure du bouchon (fig. II.9). Des tests effectués en laboratoire donnent une résolution en énergie comprise entre 2,1 et 2,3 keV et une efficacité intrinsèque photopique de 19% pour des rayonnements γ de 1,33 MeV. Nous prévoyons ainsi, grâce à l'utilisation de deux de ces clusters correspondant à six cristaux de germanium, d'augmenter de manière significative le taux de coïncidences $\gamma - \gamma$ par rapport à l'utilisation de deux détecteurs germanium lors de précédentes expériences.

Chapitre III

Description de l'expérience

Après avoir décrit l'ensemble des détecteurs, je voudrais à présent aborder plus précisément les conditions dans lesquelles l'expérience s'est déroulée sur le site du séparateur ISOLDE au CERN en septembre 2002. Dans une première partie, nous décrirons le fonctionnement d'ensemble du séparateur, de la production à la sélection des noyaux d'intérêt. Puis nous aborderons la description du dispositif d'implantation ainsi que l'agencement des détecteurs. Nous présenterons ensuite la logique et l'électronique d'acquisition utilisée pour enregistrer les données de l'expérience. Nous terminerons enfin par le détail des différents cycles de mesures et des noyaux produits.

III.1 Le site de production ISOLDE au CERN

Le site accueillant le séparateur de masse ISOLDE présenté sur la figure III.1 a été inauguré en 1992 au CERN. Il constitue la principale installation du CERN dédiée à la physique nucléaire et à la physique du solide. Les différentes espèces radioactives sont produites lors de la fragmentation des noyaux d'une cible induite par l'impact d'un faisceau de protons de haute énergie (1 ou 1,4 GeV) délivré par le *Proton Synchrotron Booster* (PSB). Cet injecteur fournit, lors d'un cycle appelé supercycle, entre 12 et 18 paquets de $3,2 \times 10^{13}$ protons espacés de 1,2 secondes. Initialement ces paquets étaient tous destinés à être injectés dans l'accélérateur Proton Synchrotron mais depuis 1992, la moitié d'entre eux environ sont dirigés vers l'installation ISOLDE. L'épaisseur de la cible, le nombre de protons et leur énergie ainsi que les sections efficaces de production conditionnent le taux de production des différentes espèces chimiques. Il est ainsi possible de produire plus de 600 isotopes parmi 60 éléments chimiques avec des taux de production allant de 0,1 atome à quelques 10^{11} atomes par seconde [46]. La fragmentation des noyaux de la cible entraîne l'émission d'un grand nombre de neutrons. Pour des raisons évidentes de sécurité et de radioprotection, la cible est séparée des aires expérimentales par des murs en béton de plusieurs mètres d'épaisseur permettant de capturer ou de thermaliser ces neutrons.

Lors de notre expérience (IS392), nous avons utilisé une cible de carbure d'uranium et de graphite (UC_2-C), de 53 g.cm^{-2} d'épaisseur, fragmentée par des protons de 1,4 GeV (fig. III.2). Cette cible était chauffée à une température proche de 2200°C permettant ainsi la

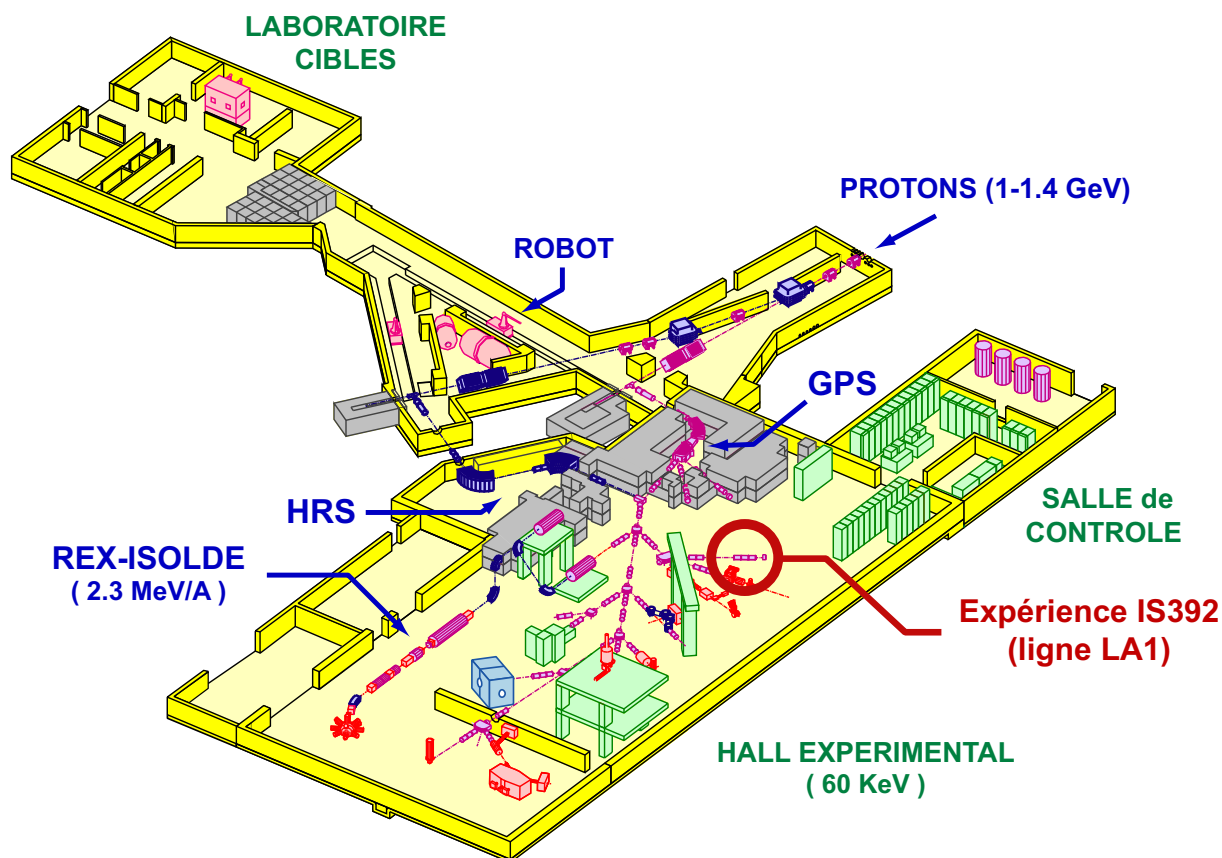


FIG. III.1 – Vue schématique du hall ISOLDE au CERN. Le faisceau de protons bombarde une des deux cibles de production (GPS ou HRS). Les deux séparateurs sont abrités derrière un mur de béton et peuvent délivrer les faisceaux sélectionnés en masse vers chacune des aires expérimentales. L'ensemble est enterré sous 8 mètres de terre pour des raisons de radioprotection.

diffusion thermique des atomes produits vers le dispositif d'ionisation. Il en existe à ISOLDE trois types : celui à ionisation de surface, celui utilisant un plasma et enfin celui basé sur l'emploi d'un laser. Dans notre cas, nous avons utilisé le système à ionisation de surface. Il est constitué d'un tube métallique en tungstène, chauffé à une température proche de 2000°C et possédant un grand travail d'extraction par rapport à celui de l'atome à ioniser. Ainsi, au contact du tube, les atomes provenant de la cible cèdent généralement un électron et se retrouvent dans un état de charge 1^{+} . L'efficacité d'un tel procédé est d'autant plus grande que l'énergie de liaison des électrons de l'élément considéré est faible. Cette source est donc bien adaptée pour sélectionner les (lithium, sodium ou potassium) qui possèdent un seul électron de valence peu lié. Les ions sont ensuite accélérés par des électrodes soumises à une différence de potentiel de 60 kV (fig. III.2).

La sélection isotopique s'effectue à l'aide d'un séparateur magnétique. Il existe à ISOLDE deux séparateurs reliés chacun à son ensemble cible-source. Le premier séparateur *General*

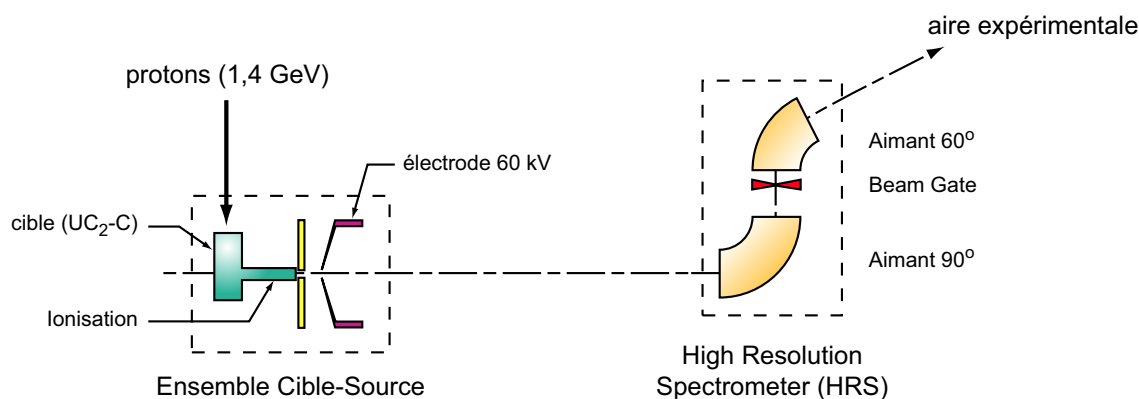


FIG. III.2 – Schéma illustrant les différentes étapes de production des noyaux d'intérêt : fragmentation de la cible, ionisation, accélération des ions et séparation en masse.

Purpose Separator (GPS) est constitué d'un aimant possédant un angle de déflexion de 70° et un rayon de courbure de 1,5 m permettant une résolution en masse $m/\Delta m$ de 2400. Il s'utilise donc dans des expériences où la pureté du faisceau n'est pas un facteur primordial. Le deuxième séparateur *High Resolution Separator* (HRS) est celui que nous avons utilisé lors de notre expérience. Il offre une meilleure séparation en masse ($m/\Delta m = 10000$) grâce à l'utilisation conjuguée de deux aimants présentant des angles de déflexion respectifs de 90° et 60° (fig. III.2). La sélection plus drastique des ions en masse et en charge, réalisée par ce dispositif, génère des pertes d'intensité plus importantes que pour le GPS. En revanche, le faisceau obtenu est d'une plus grande pureté isotopique et la production parasite d'ions multichargés présentant le même rapport A/q , masse sur état de charge, que les noyaux d'intérêt est ainsi considérablement réduite. Les ions ainsi sélectionnés sont ensuite acheminés vers l'aire expérimentale au moyen d'éléments optiques (dipôles, quadrupôles) placés le long de la ligne de faisceau. Un élément important appelé *Beam Gate* et situé entre les deux aimants du séparateur HRS permet d'arrêter le faisceau si l'expérimentateur le désire. Ce dispositif pilotable permet *via* un cycle de mesure programmé de choisir le temps de collection pendant lequel on souhaite implanter les noyaux d'intérêt (§III.4).

III.2 Description du dispositif expérimental

Notre expérience s'est déroulée sur le site ISOLDE en octobre 2002. L'ensemble de notre dispositif expérimental était monté au bout de la ligne LA1 (fig. III.1), la plus proche de la sortie du séparateur HRS, permettant ainsi une meilleure transmission du faisceau. Le dispositif d'implantation est représenté sur la figure III.3. Le faisceau est collimaté par un tube cylindrique, de 70 mm de longueur et de 12 mm de diamètre placé à une distance de 80 mm du point de collection. Les ions transmis sont ensuite implantés sur une bande de mylar aluminisé de 55 μm d'épaisseur. Cette bande est mue par un dispositif piloté par ordinateur qui l'achemine jusqu'au centre du détecteur β afin de pouvoir collecter les ions

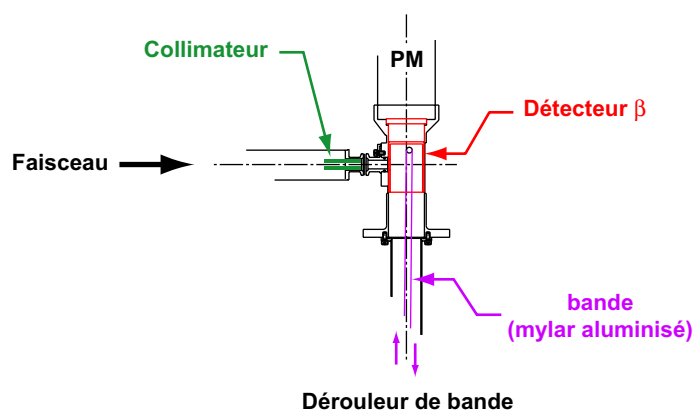


FIG. III.3 – *Vue schématique du point de collection. Un collimateur, placé en bout de ligne, permet de réduire la taille du faisceau avant son implantation sur une bande amovible placée au centre du détecteur β .*

radioactifs. On comprend ainsi le choix de la géométrie de ce détecteur avec une ouverture latérale permettant l'arrivée des noyaux et une ouverture à sa base pour le passage de la bande. Le déplacement de la bande permet d'évacuer les noyaux issus de la filiation qui possèdent généralement une longue durée de vie par rapport aux noyaux d'intérêt et dont l'activité peut gêner la prise de données.

Afin d'optimiser la transmission des ions jusqu'à l'aire expérimentale, il nous a fallu régler les différents éléments optiques présents entre la sortie du HRS et le collimateur. Pour ceci, nous avons utilisé un faisceau stable de ^{39}K abondamment produit par la cible et représentant un courant de quelques nanoampères. Nous avons mesuré le courant au point de collection à l'aide d'une cage de Faraday et nous l'avons comparé au courant de référence mesuré à la sortie du séparateur HRS. Nous avons obtenu un courant optimal au point de collection correspondant à une transmission de 90%. Ces réglages sont d'autant plus importants que la production des espèces radioactives est faible. Aussi la connaissance de la transmission est importante pour évaluer la production des noyaux en sortie de séparateur.

L'ensemble du dispositif expérimental entourant le point de collection est présenté sur la photographie III.4. On remarque la structure en forme de tonneau du multidétecteur TONNERRE constitué de 16 lattes fixées sur le châssis. Le plastique scintillant pour la détection des particules β était placé dans une enveloppe en aluminium directement connectée à la ligne de faisceau (fig. III.5). Cette pièce cylindrique possède une épaisseur de $500\ \mu\text{m}$, suffisante pour résister aux différences de pression mais assez faible pour minimiser la quantité de matière inactive autour du point de collection. Les deux détecteurs MINIBALL étaient placés à 180° de part et d'autre du point de collection, à 3 mm de la chambre du détecteur β , couvrant ainsi un angle solide de l'ordre de 40% de 4π . Les 8 détecteurs LEND étaient situés de part et d'autre de la ligne de faisceau à une distance de vol de 66 cm par rapport au point de collection et couvraient ainsi un angle solide de 0,145 stéradian correspondant à une efficacité géométrique de 1,15%. Les 16 lattes de TONNERRE étaient placées à une distance de vol de 120 cm du point de collection et couvraient un angle solide représentant

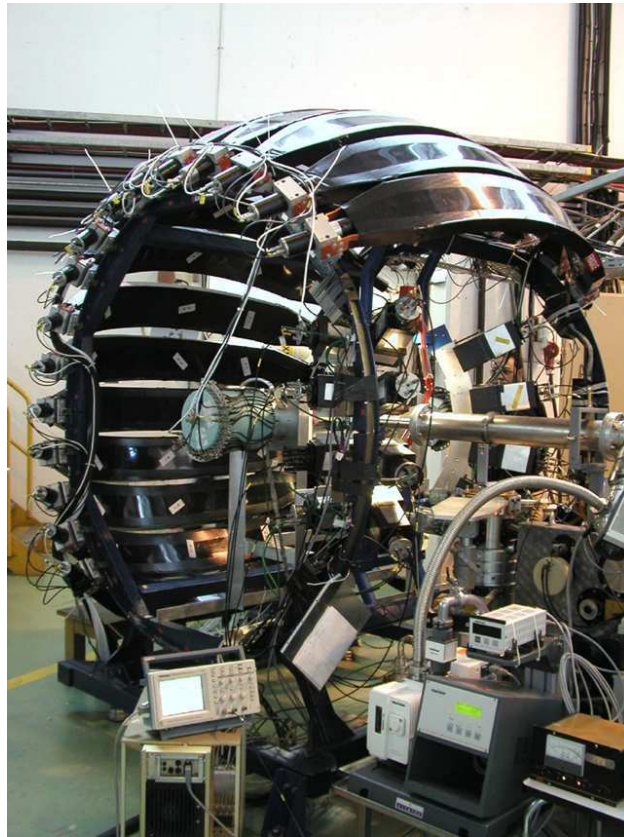


FIG. III.4 – Photographie du dispositif expérimental avec, en particulier, la présence du multidéetecteur TONNERRE formé de 16 lattes.



FIG. III.5 – Photographie du point de collection entourée des deux détecteurs MINIBALL et des détecteurs LEND situés de part et d'autre de la ligne de faisceau.

25% de 4π .

III.3 Logique et électronique d'acquisition

Dans une expérience typique de décroissance β de noyaux riches en neutrons, il faut pouvoir corrélérer en temps les particules β , signant la décroissance, avec les photons γ et/ou les neutrons émis consécutivement. Pour réaliser de telles coïncidences (β - γ , β - n ou toute autre combinaison), le choix naturel pour le déclenchement de l'acquisition se porte sur le signal issu du détecteur β .

L'acquisition fonctionnait en partie dans un mode asynchrone qui permettait la corrélation des différents détecteurs sans avoir besoin de recourir à l'utilisation de retards analogiques importants. Dans ce mode, les modules ADC (*Analog-to-Digital Converter*) et QDC (*Charge-to-Digital Converter*) commençaient le traitement des données avant de recevoir la validation externe venant du module de décision GMT (*Grand Master Trigger*). Les amplitudes et les intégrales des signaux en énergie étaient ainsi maintenues jusqu'à l'arrivée de cette validation. Le principe de fonctionnement du mode asynchrone est illustré par le chronogramme de la figure III.6.

La logique de d'acquisition d'un événement débute lorsqu'une particule touche le compteur β . Ce signal est transmis au module GMT qui analyse le type de déclenchement pendant une durée préréglée. A ce moment, un signal d'acceptation FTA (*Fast Trigger Acceptance*) est généré et ouvre une fenêtre de validation dont le retard et la durée sont ajustables. Pour chaque groupe de détecteurs, la réception d'un signal de déclenchement individuel génère un point de validation sur l'ensemble du module. Si celui-ci tombe dans la fenêtre de validation, les informations analogiques, qui ont déjà commencé à être traitées, sont alors conservées puis sont numérisées au signal « ordre de codage ». Au moment où le module GMT reçoit le signal issu du compteur β , son déclenchement est inhibé et l'acquisition passe en temps mort. A la fin du cycle d'acquisition et après la lecture des données, le module GMT génère un signal « remise à zéro » qui lève le signal « temps mort » autorisant à nouveau les déclenchements. Afin de mesurer le taux d'occupation de l'acquisition, nous avons utilisé un générateur délivrant un signal à une fréquence de 50 Hz. Le rapport entre le nombre N_v de signaux directs issus du générateur et ceux N_m non conditionnés par le signal « temps mort » nous a permis d'estimer le taux de pertes p exprimé en pourcent par la formule :

$$p = 100 \times \left(1 - \frac{N_m}{N_v} \right). \quad (\text{III.1})$$

Cette information était précieuse pendant l'expérience pour vérifier qu'il n'y avait pas saturation du système d'acquisition. L'ensemble de la logique d'acquisition était finalement corrélé au fonctionnement du dérouleur de bande au travers du signal de mesure qui inhibait ou non le déclenchement du module GMT. Outre sa fonction première de déclenchement, le signal issu du détecteur β permettait aussi d'étiqueter en temps les événements au moyen du module HCMR (Horloge pour séquences de Collection et Mesure de Radioactivité) qu'il

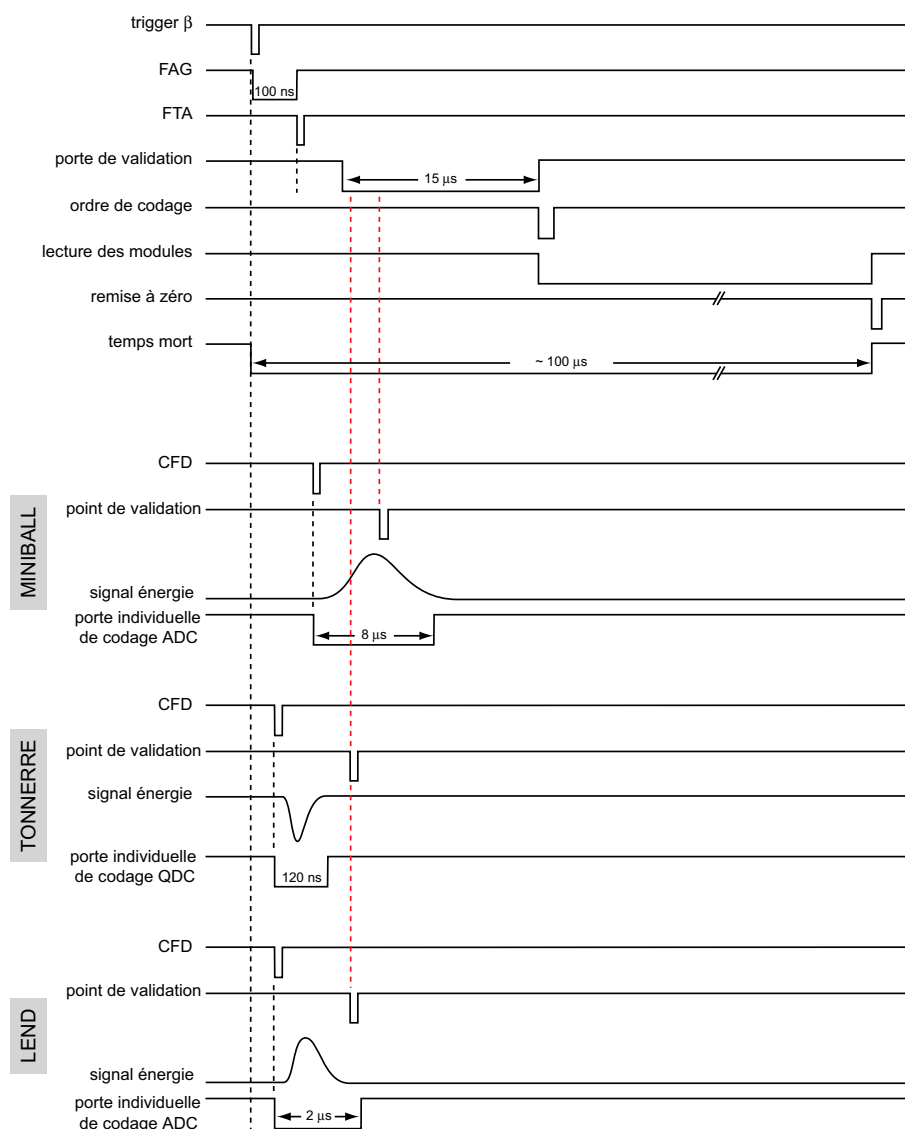


FIG. III.6 – Chronogramme des signaux pour le traitement d'un événement en mode asynchrone. Excepté pour le trigger provenant du détecteur β , les autres signaux en haut du chronogramme sont générés par le module GMT.

déclenchait. Ce module fonctionne avec deux types d'horloges. La première, appelée horloge universelle, est initialisée à chaque début de *run*. La seconde, dénommée horloge radioactive, est remise à zéro au début de chaque phase de mesure. Compte tenu des périodes des noyaux d'intérêt, toutes supérieures à 30 ms, nous avons choisi pour les deux horloges un incrément de temps commun de 1 ms.

L'électronique de gestion des déclenchements et celle associée à chaque type de détecteur est schématisée sur la figure III.7. Le signal anode du détecteur β servait aussi de temps de référence, ou de signal *START*, commun à tous les modules TDC (*Time-to-Digital Converter*)

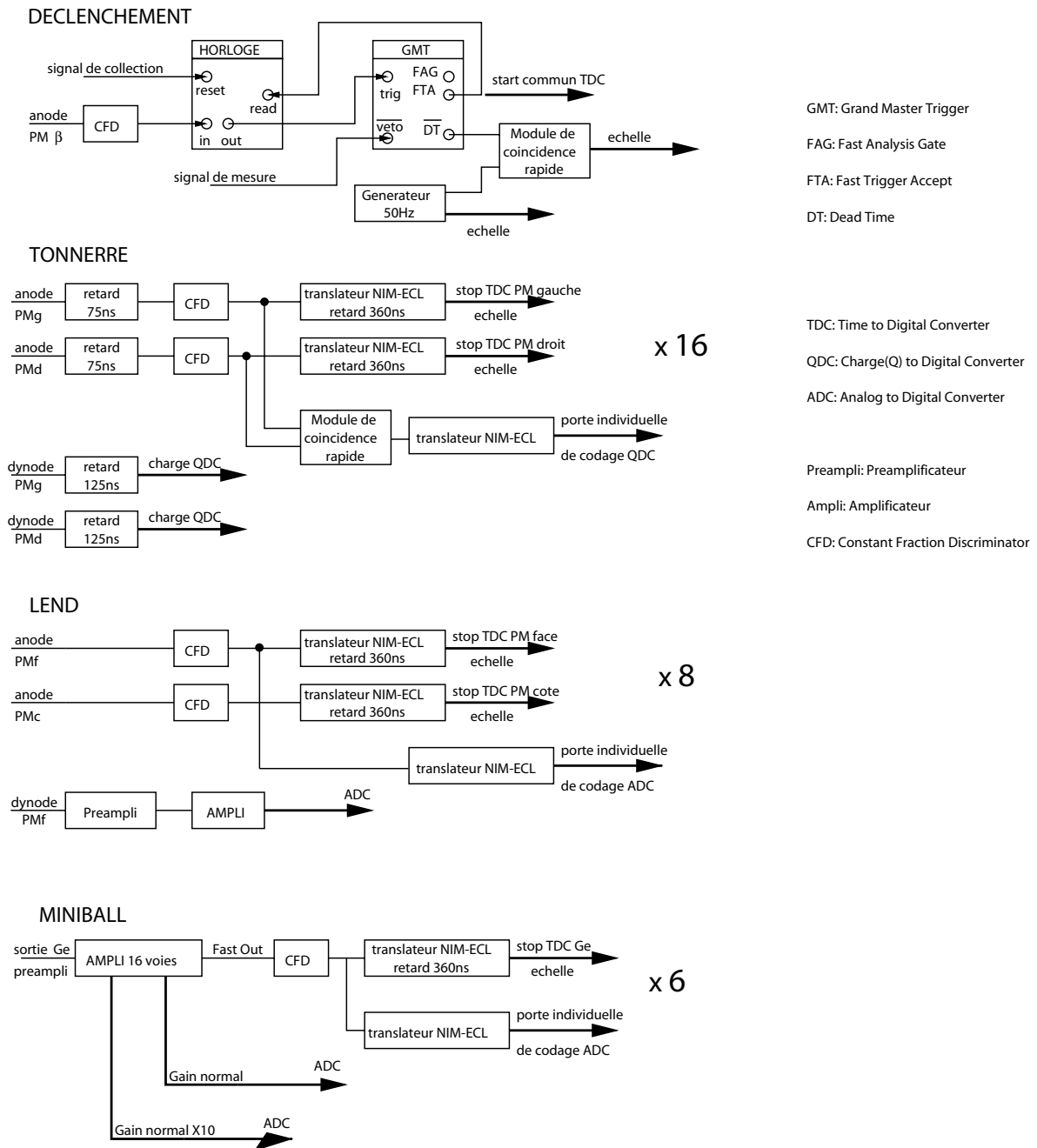


FIG. III.7 – Schéma de l'électronique d'acquisition.

afin d'initialiser la mesure du temps de vol des neutrons et des rayonnements γ . La gamme en temps des modules TDC était fixée à 440 ns et les temps n'étaient pas codés si les signaux *STOP* individuels arrivaient après ce délai. Pour chaque latte du multidétecteur TONNERRE, les signaux issus des anodes gauche et droite généraient des signaux *STOP* sur les voies correspondantes du module TDC. La coïncidence de ces deux signaux servait

quant à elle à générer une porte individuelle sur les voies du module QDC permettant ainsi la création d'une porte de codage et l'intégration des signaux issus des dynodes gauche et droite. Cette coïncidence permettait de s'affranchir du bruit de fond de chaque PM (de l'ordre de 25000 à 30000 coups par seconde pendant l'expérience) et donc de ne pas saturer les codeurs et l'acquisition. Pour les modules LEND, nous avons de la même façon utilisé le signaux anode de chaque PM d'un même détecteur, face et côté, pour générer les signaux *STOP* sur les voies du module TDC associé. Ce choix nous a permis de contourner en partie un problème d'échauffement des modules TDC survenu au cours de l'expérience (§IV.3). Après la mise en forme dans un module CFD (*Constant Fraction Discriminator*), les signaux anode du PM face généraient également une porte individuelle sur les voies du module ADC permettant le codage des amplitudes des signaux dynodes provenant du même PM. En ce qui concerne les détecteurs MINIBALL, une seule voie électronique était disponible en sortie de préamplificateur. Nous nous sommes donc servi d'un amplificateur de type CAEN N568B pour générer deux sorties énergie et une sortie temps. Les deux gains des voies énergie étaient dans un rapport de 10, correspondant à des gammes en énergie allant de 0 à 500 keV et de 0 à 5 MeV. La sortie temps rapide était utilisée comme signal *STOP* sur les voies correspondantes du module TDC. Elle permettait aussi de générer la porte individuelle des signaux énergie sur le module ADC. Au final, nous avons 107 voies électroniques réparties entre deux modules TDC, deux modules QDC et un module ADC. Tous ces modules étaient au standard VXI. Nous disposions aussi d'échelles de comptage au standard VME et du module horloge HCMR au standard CAMAC. L'acquisition des données a été faite sur une station de travail UNIX permettant le contrôle en ligne des données et leur sauvegarde sur bande magnétique. La sauvegarde était faite sans qu'aucun traitement ne soit appliqué aux données brutes avant leur écriture sur le support.

III.4 Cycles de mesure

Comme nous l'avons déjà dit lors de la description du fonctionnement du séparateur ISOLDE, le PS Booster délivre des paquets de protons regroupés dans un supercycle. Lors de notre expérience, le supercycle, d'une durée de 19,2 s, comportait 16 pulses espacés chacun par 1,2 s. Seule une fraction d'entre eux était dirigé vers le site de production des noyaux, généralement à la cadence d'un paquet toutes les 2,4 s.

Afin de corrélérer les cycles de mesure à chaque nouveau pulse, le signal T_2 , marquant l'impact des protons sur la cible, était envoyé vers l'ordinateur pilotant le dérouleur de bande pour déclencher le cycle de mesure programmé (figure III.8). Un intervalle en temps ou délai de 5 à 20 ms après le signal T_2 (non représenté sur la figure III.8) marquait le début de chaque cycle de mesure afin de s'affranchir du « flash » de neutrons émis lors de la fragmentation de la cible et susceptible de saturer les détecteurs et l'acquisition. Après ce délai, un signal électronique déclenchait simultanément une nouvelle phase de collection (ouverture de la *beam gate*) et de mesure et remettait aussi à zéro l'horloge radioactive (§III.3). Au bout d'un certain temps de collection préprogrammé, la *beam gate* était fermée et le cycle de mesure se poursuivait en une phase de décroissance pure jusqu'à un temps

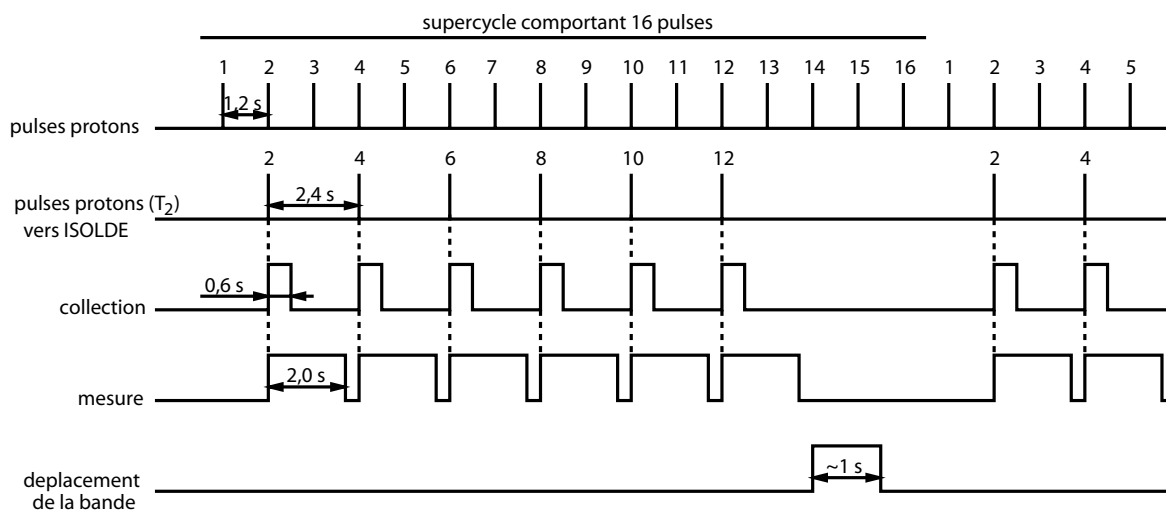


FIG. III.8 – Chronogramme d'un cycle de mesure typique pendant notre expérience. Le temps de collection correspond à la durée pendant laquelle la beam gate est ouverte. L'acquisition des données n'est active que pendant la phase de mesure.

inférieur à 2,4 s, généralement 2 s. A la fin de chaque supercycle, la bande était déplacée de 1,2 m en une seconde environ pour permettre d'évacuer l'activité résiduelle des noyaux de filiation.

III.5 Noyaux d'étalonnage et noyaux d'intérêt

Nous avons regroupé dans le tableau III.1 les informations concernant la période, le cycle de mesure, le nombre de pulses par supercycle, le temps d'acquisition et le taux de production pour chacun des noyaux étudiés pendant l'expérience IS392. Les taux de production ont été estimés compte tenu de la transmission du faisceau, de l'efficacité du détecteur β déduite de l'analyse de la décroissance de ^{26}Na (§IV.1), du nombre de pulses et du nombre de décroissances radioactives (§IV.4.2). Les taux de production pour les isotopes ^{51}K , ^{52}K et ^{53}K ont été bien en-deçà des valeurs attendues, à savoir 20000, 3000 et 40 atomes/pulse [47]. La décroissance de ^{51}K étant assez bien connue, nous avons donc surtout mis l'accent sur l'étude du noyau ^{52}K dont les données spectroscopiques étaient encore très sommaires. Enfin, nous avons consacré peu de temps sur l'isotope ^{53}K dont la production était trop faible pour obtenir des informations quantitatives (tableau III.1). L'analyse des données recueillies pour ces trois isotopes est présentée dans le chapitre V.

Pour l'étalonnage en temps de vol et en efficacité des multidétecteurs neutrons TONNERRE et LEND, nous avons utilisé un noyau émetteur de neutrons dont le schéma de décroissance est bien connu : ^{49}K . Les transitions neutrons issues de sa décroissance donnent des pics bien résolus dans le spectre en temps de vol et ont permis la détermination de l'efficacité de détection des multidétecteurs TONNERRE et LEND sur une gamme en énergie allant de 0,15 MeV à 4,2 MeV. L'ensemble de cette analyse, comprenant également l'étalonnage

Noyaux	$T_{1/2}$ (ms)	délai (ms)	t_c (ms)	t_m (ms)	N_p	T_{acq} (min)	N_{prod} (at/pulse)
^{26}Na	1072(9)	10	1	13000	1	20	-
^{11}Li	8,9(1)	5	50	1000	7	210	$3,5 \times 10^2$
^{49}K	1260(50)	5	50	2000	6	200	$1,5 \times 10^6$
^{51}K	365(5)	5	1000	2000	6	180	$1,2 \times 10^4$
^{52}K	105(5)	5	600	2000	6	1500	$2,5 \times 10^2$
^{53}K	30(5)	10	500	1000	10	160	$1,0 \times 10^1$

TAB. III.1 – Période ($T_{1/2}$), cycle de mesure (délai, temps de collection t_c , temps de mesure t_m), nombre de pulses protons par supercycle (N_p), temps d'acquisition (T_{acq}) et taux de production (N_{prod}) pour l'ensemble des noyaux produits pendant l'expérience IS392.

des détecteurs MINIBALL à l'aide de sources γ étalonnées et la description de la méthode exploitant le spectre de l'horloge radioactive, sera présentée dans le prochain chapitre.

Chapitre IV

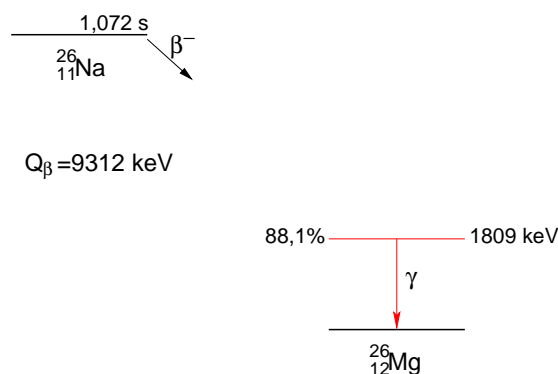
Étalonnage des détecteurs et méthode d'analyse

L'analyse quantitative des données spectroscopiques recueillies lors de la décroissance des isotopes $^{51,52,53}\text{K}$ nécessite de réaliser l'étalonnage en temps, en énergie et en efficacité des différents détecteurs utilisés. Ces étalonnages effectués pour les détecteurs β , MINIBALL, TONNERRE et LEND seront décrits dans les trois premiers paragraphes de ce chapitre. Nous détaillerons ensuite la méthode d'analyse employée pour déterminer le nombre de décroissances associé aux noyaux d'intérêt à partir des spectres de l'horloge universelle et de l'horloge radioactive. L'obtention d'un tel nombre nous sera ensuite très utile pour extraire des quantités absolues telles que les intensités I_β des niveaux peuplés et la valeur de P_n .

IV.1 Estimation de l'efficacité du détecteur β

La connaissance de l'efficacité du détecteur β est utile pour déterminer les taux de production des différents isotopes. On peut s'attendre de manière générale à ce qu'elle dépende de l'énergie des particules β . Au moyen d'une simulation réalisée avec GEANT3 [48] tenant compte à la fois de la perte d'énergie des particules β , dont l'énergie est tirée dans une distribution d'énergie maximum E_{max} , et d'un seuil en énergie dû à la propagation et à l'absorption des photons, nous avons constaté que cette efficacité devient constante à partir de $E_{max}=2$ MeV. Or, les isotopes $^{51-53}\text{K}$ que nous allons considérer possèdent une valeur Q_β comprise entre 13 et 16 MeV avec des intensités I_β généralement très faibles pour les niveaux compris entre $Q_\beta - 2$ MeV et Q_β . La quasi-totalité des transitions β ont donc des énergies bien supérieures à 2 MeV et la chute de l'efficacité du détecteur β en-dessous de cette valeur n'est pas pénalisante pour l'analyse quantitative de la décroissance de ces isotopes.

Pour déterminer l'efficacité de détection, nous avons utilisé la décroissance du noyau ^{26}Na présentant une valeur Q_β de 9312 keV. Le noyau ^{26}Na possède un schéma de décroissance assez simple avec notamment une forte alimentation de 88,1% vers le premier niveau excité de ^{26}Mg situé à 1809 keV (fig. IV.1). En négligeant le peuplement indirect de cet état par des transitions électromagnétiques issues de niveaux d'énergie d'excitation plus élevée,

FIG. IV.1 – Schéma simplifié de la décroissance de ^{26}Na .

la décroissance de ^{26}Na se réduit à l'émission d'une particule β selon une distribution en énergie avec $E_{max}=7503 \text{ keV}$ suivie de l'émission d'un rayonnement γ de 1809 keV .

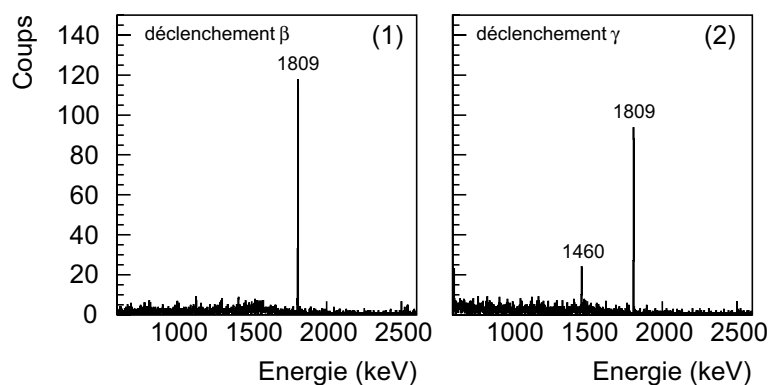


FIG. IV.2 – Spectres en énergie d'un cristal de germanium enregistré lors de la décroissance de ^{26}Na . (1) Déclenchement de l'acquisition avec le signal temps du détecteur β . (2) Déclenchement de l'acquisition avec le signal temps du cristal de germanium correspondant.

Nous avons effectué une première mesure en déclenchant l'acquisition avec le signal temps issu du détecteur β et en codant l'énergie déposée dans un des cristaux de germanium. Lors de la deuxième mesure, nous avons déclenché l'acquisition avec le signal temps issu cette fois du détecteur germanium et nous codons l'énergie correspondante (fig. IV.2). Pour un même temps de mesure, l'aire du pic pleine énergie à 1809 keV doit être plus importante dans le second cas où l'on s'affranchit de l'efficacité du détecteur β . En corrigeant l'aire de ce pic du temps de mesure et du taux de pertes de l'acquisition pour chaque configuration et en effectuant le rapport de ces deux quantités, on détermine l'efficacité ϵ_β du détecteur β :

$$\epsilon_\beta = \frac{N_{\gamma_1}}{T_1 \times (100 - p_1)} / \frac{N_{\gamma_2}}{T_2 \times (100 - p_2)}, \quad (\text{IV.1})$$

où T_1 , T_2 et p_1 et p_2 sont respectivement les temps d'acquisition et les taux de pertes associés à chacune des deux mesures. Nous avons obtenu une valeur de l'efficacité totale de 71(5)% qui nous a été très utile pour estimer les taux de production des noyaux d'intérêt. On observe également un pic à 1460 keV sur la figure IV.2(2) qui n'apparaît pas sur la figure IV.2(1). Ce pic provient de la décroissance de ^{40}K représentant une des nombreuses sources de bruit de fond dont le déclenchement de l'acquisition par le détecteur β permet d'en diminuer fortement l'intensité dans le spectre.

IV.2 Détecteurs MINIBALL

IV.2.1 Etalonnage en énergie et en temps

L'étalonnage en énergie des détecteurs MINIBALL a été réalisé avec les transitions les plus intenses issues d'une source scellée de ^{152}Eu . Celle-ci permet de couvrir un domaine en énergie allant de 121 keV à 1409 keV. Des transitions électromagnétiques bien connues de la décroissance $^{49}\text{K} \rightarrow ^{49}\text{Ca}$ comprises entre 2023 et 4272 keV ont permis de compléter cet étalonnage à plus haute énergie avec :

- un ajustement linéaire pour le spectre correspondant au gain fort (0-500 keV) à l'aide des transitions de faible énergie dans la décroissance de ^{152}Eu ;
- un ajustement linéaire différent pour le spectre correspondant au gain normal (500-5000 keV) avec les transitions au-delà de 500 keV.

La résolution en énergie pour chaque cristal est présentée dans le tableau IV.1. On remarque qu'elle est légèrement meilleure pour les cristaux du premier cluster mais reste globalement très satisfaisante pour des mesures spectroscopiques fines.

	FWHM (keV) à 780 keV	FWHM (keV) à 1408 keV
Cluster 1 cristal 1	2,0	2,5
Cluster 1 cristal 2	2,2	2,8
Cluster 1 cristal 3	2,0	2,5
Cluster 2 cristal 1	2,6	3,1
Cluster 2 cristal 2	2,7	3,2
Cluster 2 cristal 3	2,9	3,2

TAB. IV.1 – Résolution en énergie (FWHM) de chaque cristal pour deux transitions appartenant à la décroissance de la source ^{152}Eu .

L'étalonnage en temps des spectres TDC pour ces détecteurs a été effectué à l'aide d'un module appelé *time calibrator*. Le paramètre temps dans la détection des rayonnements γ , bien que moins crucial par rapport à la mesure de l'énergie des neutrons par temps de vol, permet de réduire la fenêtre de coïncidence en temps entre la détection de la particule β et celle du rayonnement γ et de mieux s'affranchir ainsi des corrélations fortuites. La gamme

en temps des modules TDC étant de 440 ns et correspondant donc déjà à un temps très court, nous avons choisi de ne garder dans l'analyse que les événements γ contenus dans cette fenêtre en temps. L'autre intérêt d'un étiquetage en temps est la mesure de la période d'éventuels états isomériques que nous n'observerons pas dans la décroissance des noyaux étudiés.

IV.2.2 Efficacité de détection

La détermination de la courbe d'efficacité des détecteurs MINIBALL aux rayonnements γ est primordiale pour réaliser une analyse quantitative du taux de peuplement des niveaux liés. Pour cela, nous avons utilisé une source de ^{152}Eu possédant une activité $A=1450(90)$ Bq. Nous avons également utilisé une source de ^{228}Th d'activité $A=600(60)$ Bq initiant une longue chaîne d'émetteurs α et aboutissant finalement à la décroissance $^{208}\text{Tl} \rightarrow ^{208}\text{Pb}$ avec émission de rayonnements γ d'énergie comprise entre 239 keV et 2614 keV. Les intensités absolues des transitions de ces deux sources sont connues avec précision et tabulées [49]. En mesurant le nombre de coups N_γ dans chaque pic de pleine énergie et en le corrigeant du temps de mesure T_{acq} , du taux de pertes p de l'acquisition et de l'intensité absolue I_γ^{abs} de la transition, on détermine l'efficacité photopic totale $\epsilon(E_\gamma)$ des deux clusters à une énergie E_γ donnée à l'aide de la formule :

$$\epsilon(E_\gamma) = \frac{N_\gamma(E_\gamma)}{A \times T_{acq} \times I_\gamma^{abs}(E_\gamma) \times (100 - p)/100} . \quad (\text{IV.2})$$

La contribution dominante à l'erreur sur l'efficacité provient de l'incertitude sur l'activité A des sources. L'erreur statistique et celle sur l'intensité des transitions sont négligeables en comparaison.

Afin de compléter la courbe d'efficacité au-delà de 2614 keV, nous avons utilisé la transition à 3368 keV issue de la décroissance de ^{11}Li , noyau produit au début de l'expérience. Dans ce cas, il faut connaître le nombre de décroissances N_β pour déterminer une efficacité absolue. Le noyau ^{11}Li possède une durée de vie $T_{1/2}=8,9$ ms très courte par rapport à celle de ses descendants, $T_{1/2}(^{11}\text{Be})=13,8$ s et $T_{1/2}(^{10}\text{Be})=1,6 \times 10^6$ ans. Ces derniers contribuent donc de manière constante dans le spectre horloge avec une intensité qu'il est aisé d'évaluer une fois tous les noyaux ^{11}Li désintégrés. Les transitions à 320 keV et 2590 keV également issues de ce noyau et proches en énergie d'autres transitions de la source étalonnée de ^{152}Eu , permettent de contrôler la cohérence des points de mesure jusqu'à 3368 keV. Les intensités I_γ pour ces trois transitions ont été évaluées en combinant les différentes mesures précédemment effectuées [42, 50, 51, 52].

Pour réaliser l'ajustement des 18 valeurs obtenues, nous avons choisi une fonction couramment utilisée pour reproduire l'efficacité d'un détecteur germanium [33]:

$$\ln \epsilon(E_\gamma) = \sum_{i=0}^N a_i \left(\ln \frac{E_\gamma}{E_0} \right)^{i-1} , \quad (\text{IV.3})$$

où E_0 est une énergie de référence arbitraire et où les coefficients a_i sont les paramètres de l'ajustement. Dans notre cas, nous avons utilisé trois coefficients et obtenu les valeurs

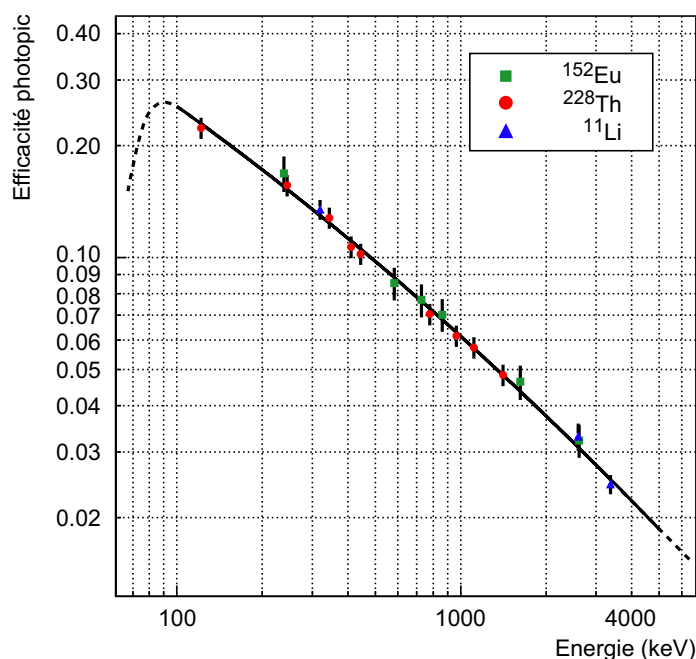


FIG. IV.3 – Efficacité photopic des deux détecteurs MINIBALL en fonction de l'énergie des transitions γ issues de la décroissance des noyaux ^{152}Eu , ^{228}Th et ^{11}Li . Le trait plein correspond à l'ajustement des points expérimentaux à l'aide de la formule IV.3. Les traits pointillés soulignent la chute de l'efficacité attendue en-dessous de 100 keV.

$a_0 = -2,55$, $a_1 = -0,667$ et $a_2 = -0,0322$ pour $E_0=700$ keV. Les points de mesure de l'efficacité ainsi que le résultat de l'ajustement sont présentés sur la figure IV.3. Nous ne pouvons pas observer la chute d'efficacité à basse énergie faute de points de mesure en dessous de 120 keV (extrapolation représentée en pointillés). Nous verrons que ceci ne constitue pas un problème pour la suite car nous n'aurons pas à analyser des transitions d'énergie inférieure à 100 keV.

IV.3 Etalonnage et efficacité des multidétecteurs TONNERRE et LEND

La décroissance du noyau ^{49}K est bien connue et s'effectue principalement par voie β -n [24] (cf. schéma de décroissance I.15 au paragraphe I.4.4). Ce noyau possède en effet une valeur de P_n de l'ordre de 90% bien supérieure à celle des deux isotopes plus lourds ^{50}K et ^{51}K et ce malgré la faiblesse de la fenêtre en énergie accessible pour l'émission de neutrons (tableau IV.2). Des études spectroscopiques [55, 56, 44] ont permis de mettre en évidence de nombreuses transitions neutrons associées à cette décroissance sur un domaine en énergie allant de 150 keV à plus de 4 MeV. Ce large domaine en énergie des neutrons émis et la bonne séparation des pics en temps, précédemment observée par des techniques de temps de vol

Noyau	$Q_{\beta}-S_n$	P_n (%) [53]	P_n (%) [54]	(MeV)
^{49}K	5,82	86(9)	90(14)	
^{50}K	7,87	29(3)	28(4)	
^{51}K	9,49	47(5)	68(10)	

TAB. IV.2 – Comparaison des valeurs de P_n extraites de [53] et [54] pour 3 isotopes de potassium riches en neutrons en fonction de la fenêtre en énergie accessible $Q_{\beta}-S_n$.

[56, 44], sont deux facteurs importants qui justifient le choix et l'étude de la décroissance du noyau ^{49}K pour la détermination de la courbe d'efficacité des multidétecteurs TONNERRE et LEND.

IV.3.1 Multidétecteur TONNERRE

Etalonnage en temps

L'étalonnage en temps des voies TDC a été réalisé grâce à l'utilisation du module *time calibrator* générant des signaux avec une période que l'on a choisi égale à 40 ns. Nous avons relevé la position des pics en temps pour chaque voie et nous avons effectué un ajustement pour obtenir les coefficients de proportionnalité temps-canal. Nous avons ainsi obtenu pour chaque latte un couple de coefficients (a_g , a_d) pour les temps gauche et droit respectivement. Les spectres étant définis sur 16384 canaux et la gamme en temps des TDC étant de l'ordre

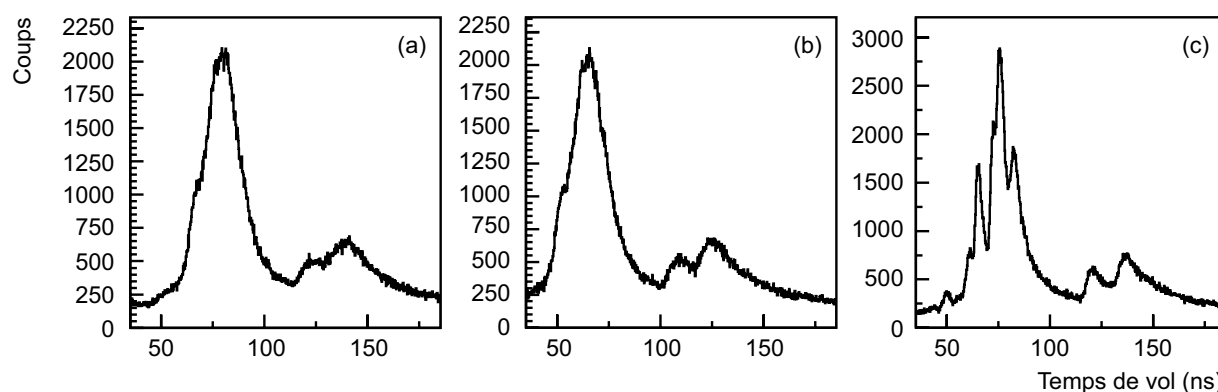


FIG. IV.4 – Spectres en temps de vol issus de la décroissance de ^{49}K pour une latte de TONNERRE. (a) Spectre en temps de vol du PM gauche. (b) Spectre en temps de vol du PM droit. (c) Somme corrélée des temps gauche et droit en utilisant la formule IV.4.

de 440 ns, nous avons obtenu des valeurs proches de 0,027 ns/canal avec de petites variations selon la voie considérée et une erreur associée qui contribue à l'incertitude sur le temps de vol donc sur l'énergie d'une transition neutron. Le temps de vol TdV d'un neutron pour TONNERRE est ensuite reconstruit en moyennant, événement par événement, le temps

gauche et le temps droit d'une même latte :

$$TdV = \frac{a_g \times C_g + a_d \times C_d}{2} + t_0 \quad (\text{IV.4})$$

où C_g et C_d sont les nombres de canaux et t_0 un décalage en temps à ajuster. Cette opération améliore grandement la résolution en temps des pics en s'affranchissant de la dépendance longitudinale de l'interaction dans la latte comme on le constate sur la figure IV.4. Il suffit ensuite d'utiliser une transition neutron connue dans ^{49}K ou bien la position du pic prompt comme référence en temps pour déterminer t_0 .

Détermination de la courbe d'efficacité de détection

La représentation du temps droit en fonction du temps gauche dans un spectre bidimensionnel permet une sélection des événements utile pour la détermination de l'efficacité de TONNERRE (fig. IV.5(a)). On remarque tout d'abord que la majorité des événements corrélés se situent dans une zone assez large inclinée à 45° . Cette région contient des événements pour lesquels une particule a produit dans le scintillateur des photons de fluorescence détectés simultanément par les 2 PM. On observe également des traînes horizontales ou verticales autour du pic prompt et des pics en temps de vol. Elles correspondent à des événements où l'un des PM a détecté un ou plusieurs photons issus de la fluorescence retardée. Ceci explique cette dispersion en temps vers les grands temps de vol pour l'un ou l'autre des PM, voire les deux en même temps. Les autres événements correspondent à des coïncidences fortuites dues pour la plupart au bruit thermique des photomultiplicateurs. Ces événements contribuent de manière aléatoire dans le spectre en temps de vol et perturbent l'observation de pics physiques de faible intensité. De même, les événements issus de la fluorescence retardée contribuent à augmenter l'asymétrie des pics et peuvent rendre difficile la séparation de deux transitions proches en temps. C'est pourquoi nous avons choisi d'étudier l'effet d'une coupure sur l'allure du spectre en temps de vol (fig. IV.5(b)). Le spectre en noir a été constitué sans aucune sélection. Le spectre en rouge est issu de la coupure $|t_g - t_d| \leq 20$ ns correspondant à la sélection en traits pleins du spectre (a). On remarque déjà une traîne moins importante des pics à basse énergie, notamment pour le pic à 430 keV, ce qui permet d'un peu mieux distinguer le front de montée du pic à 150 keV. On remarque aussi que l'on a supprimé une grande partie de la traîne due au pic prompt ce qui peut faciliter la mise en évidence des pics à faible temps de vol donc à haute énergie. Cette coupure supprime enfin le pic non physique dû à un problème de bruit électronique sur les modules TDC. La deuxième coupure $|t_g - t_d| \leq 11$ ns est illustrée sur la figure IV.5(b) avec le spectre en bleu dans lequel les pics présentent une traîne légèrement moins importante que pour la coupure précédente. Mais cette sélection est assez drastique car elle correspond au temps minimum de parcours d'un photon pour aller d'un PM à l'autre. Or certains photons issus d'événements de fluorescence retardée mettent un temps beaucoup plus long pour faire ce même trajet et ne sont donc pas pris en compte avec cette coupure. Cette dernière présente ainsi l'inconvénient de beaucoup réduire le nombre d'événements ce qui n'est pas gênant dans le cas de la décroissance de ^{49}K mais peut le devenir pour des isotopes plus faiblement produits. C'est pourquoi, dans

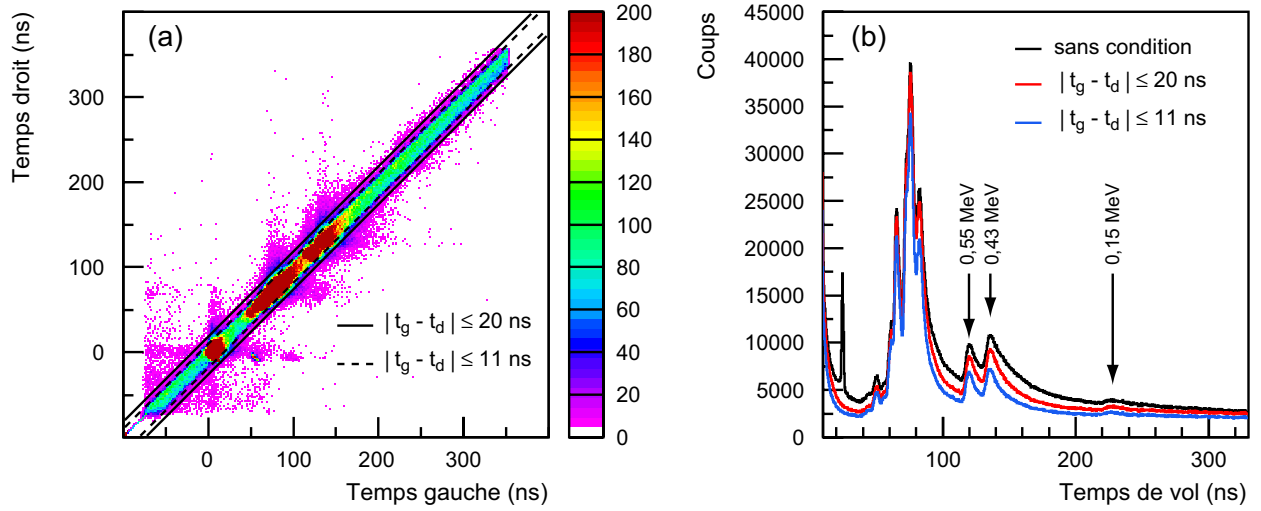


FIG. IV.5 – Etude du spectre en temps de vol issu de la décroissance de ^{49}K . (a) Spectre bidimensionnel du temps droit en fonction du temps gauche pour les lattes de TONNERRE avec deux coupures en temps (région délimitée par les traits pleins et les pointillés). (b) Reconstruction du temps de vol sans coupure (en noir) et pour les deux coupures en temps (en rouge et en bleu).

la suite de l'analyse des données, nous appliquerons la première coupure $|t_g - t_d| \leq 20$ ns qui représente un bon compromis entre une statistique satisfaisante et une nette diminution de l'asymétrie du pic prompt et des pics à basse énergie.

Nous avons finalement conservé 11 des 16 lattes pour constituer le spectre en temps de vol total relatif au multidétecteur TONNERRE. En effet, une des lattes a rencontré des problèmes d'électronique avec un taux de comptage anormalement élevé. Pour les quatre autres lattes, nous avons observé des spectres avec une moindre résolution et une statistique beaucoup plus faible. Ceci provient du fait qu'étant situées à la verticale du point de collection, elles étaient ombrées par le guide de lumière et le PM du détecteur β qui diffusaient ou absorbaient une partie des neutrons. Les 11 lattes conservées pour l'analyse correspondent à une efficacité géométrique de 17,5%. Le spectre en temps de vol de TONNERRE issu de la décroissance de ^{49}K ainsi obtenu est présenté sur la figure IV.6. Il a été déconvolué en 11 pics dont la forme a été précédemment décrite (§ II.1.5). Un fond de forme lorentzienne tenant compte de la traîne du pic prompt a également été considéré. Certaines transitions non résolues ici mais observées dans d'autres expériences ont été regroupées dans un même pic et leurs intensités ont été additionnées. Le tableau IV.3 compare les énergies déduites de l'ajustement aux énergies déjà mesurées [56]. Nous avons extrait le nombre de coups $N_n(E_n)$ de chaque pic en temps correspondant à une énergie E_n . Connaissant les intensités I_β des transitions [56] et le nombre de décroissances N_β associé au ^{49}K , nous en avons déduit l'efficacité totale de détection ϵ_n pour les 11 lattes de TONNERRE grâce à la formule :

$$\epsilon_n(E_n) = \frac{N_n(E_n)}{N_\beta \times I_\beta} . \quad (\text{IV.5})$$

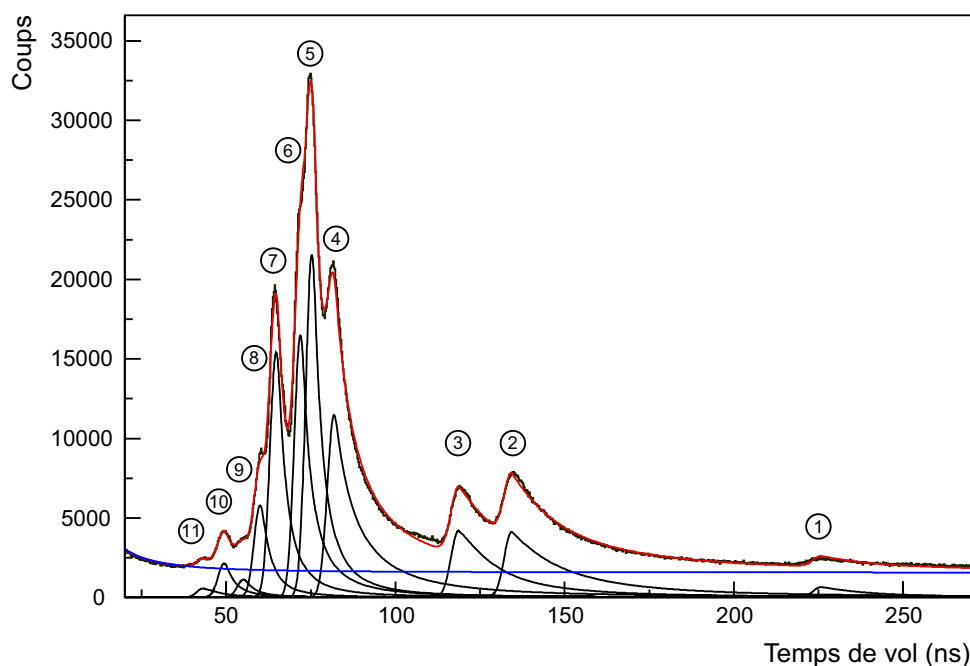


FIG. IV.6 – Déconvolution du spectre en temps de vol du détecteur TONNERRE avec 11 lattes pour la décroissance de ^{49}K . En noir : le spectre en temps de vol. En rouge : le résultat de l'ajustement avec l'utilisation de 11 pics (en noir) et d'un fond tenant compte de la traîne du pic prompt (en bleu).

L'évolution de l'efficacité intrinsèque ϵ_{int} , obtenue après correction de l'efficacité géométrique sur $\epsilon_n(E_n)$, est présentée en fonction de l'énergie sur la figure IV.7. Les points d'efficacité pour les transitions à 1,2 et 4,2 MeV ne sont pas représentés sur cette courbe. L'aire des pics correspondants, déduite de l'ajustement, et leur intensité respective I_β donnait en effet une valeur d'efficacité intrinsèque beaucoup trop grande par rapport aux autres, de l'ordre de 70% à 1,2 MeV et de 53% à 4,19 MeV. L'écart pour cette dernière valeur peut s'expliquer par une erreur sur le nombre de coups issus de la déconvolution. Le pic utilisé dans notre ajustement présente une traîne importante qui peut expliquer une surestimation de son aire et donc de son efficacité. Une moins bonne connaissance de l'efficacité à haute énergie du dispositif utilisé par J. Rachidi [56] peut également expliquer une éventuelle sous-estimation des intensités I_β à cette énergie. En revanche, l'efficacité mesurée à 1,2 MeV est vraiment très supérieure à celle des points voisins. Il est possible que la faible intensité attribuée à ce pic provienne de la forme de pic utilisé par J. Rachidi pour déconvoluer le spectre en temps de vol. En effet, il a modélisé la traîne des pics en temps par une fonction exponentielle décroissant plus rapidement que la fonction lorentzienne que nous utilisons. Or s'il nous a été possible de reproduire assez fidèlement cette traîne avec une fonction lorentzienne, il semble difficile de le faire avec une fonction exponentielle décroissante pour les données de Rachidi. Etant donné qu'il ne nous était pas possible de redéfinir les intensités des différentes transitions neutrons puisque nous utilisons les valeurs tabulées pour déterminer la courbe

N° Pic	E _n (MeV)	ε _{int} (%)	E _n (MeV)	I _β (%)
	TONNERRE	TONNERRE	Rachidi [56]	Rachidi [56]
(1)	0,150(5)	9,9(2,0)	0,160(10)	5,7(6)
(2)	0,430(10)	40,9(9,8)	0,440(20)	11,8(2,5)
(3)	0,550(15)	43,0(6,5)	0,570(20)	7,4(1,6)
(4)	1,160(35)	-	{ 1,170(20) 1,210(30)	{ ≤8,9(1,7) ≤8,9(1,7)
(5)	1,370(45)	41,8(5,8)	1,380(30)	16,4(1,9)
(6)	1,500(50)	42,5(7,0)	1,510(30)	13,8(2,7)
(7)	1,850(70)	39,4(7,9)	{ 1,720(30) 1,870(40)	{ 2,1(6) 10,5(2,1)
(8)	2,160(90)	37,0(7,9)	{ 2,090(50) 2,210(50)	{ 3,8(8) 2,0(6)
(9)	2,560(110)	36,6(6,3)	{ 2,370(60) 2,580(70)	{ 0,5(1) 0,7(1)
(10)	3,190(150)	35,0(5,9)	{ 2,940(70) 3,180(80) 3,460(90)	{ 0,5(1) 1,0(2) 0,30(6)
(11)	4,190(220)	-	{ 4,050(100) 4,360(110) 4,860(130)	{ 0,30(5) 0,10(2) 0,05(1)

TAB. IV.3 – *Energies des transitions neutrons dans ⁴⁹K mesurées avec TONNERRE et efficacités totales de détection correspondantes. Sont données pour comparaison les valeurs des énergies et des intensités mesurées dans le travail de J. Rachidi [56].*

d'efficacité, nous n'avons pas tenu compte des deux valeurs précédentes et nous avons réalisé un ajustement des 9 points expérimentaux restants.

Afin d'évaluer la justesse et la cohérence de nos mesures, nous les avons tout d'abord comparé aux valeurs d'efficacité déterminées par S. Pietri [43] lors de l'analyse de la décroissance de ¹⁷N étudiée au GANIL (fig. IV.7). Les neutrons émis lors de cette décroissance ont permis la mesure de l'efficacité de TONNERRE pour trois énergies: 0,38, 1,10 et 1,65 MeV avec des valeurs d'efficacité correspondantes de 18,7(5,1)%, 44,3(1,0)% et 38,5(6,8)%. La comparaison des deux dernières valeurs avec nos mesures est satisfaisante mais à plus basse énergie, on observe une différence importante. Cette différence pourrait provenir d'un seuil électronique plus bas dans notre expérience mais cela paraît peu probable car les réglages s'effectuent toujours de manière à visualiser le signal provenant du photoélectron unique. Il faut peut-être rechercher l'origine de cette différence dans la quantité de matière « morte »

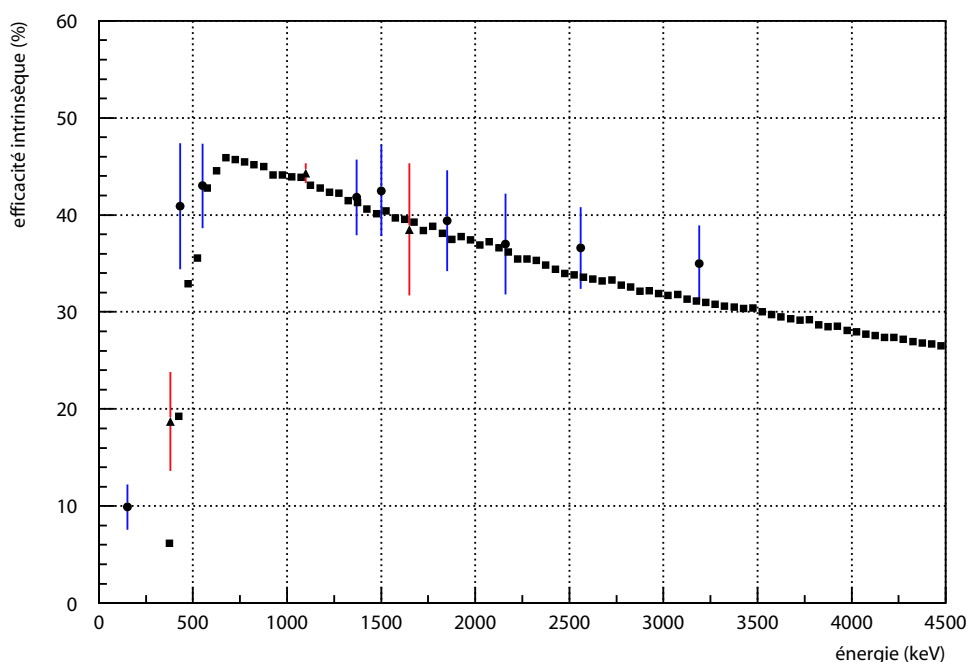


FIG. IV.7 – Courbe d'efficacité intrinsèque moyenne pour une latte de TONNERRE déduite de l'analyse du spectre en temps de vol issu de ^{49}K (nos mesures représentées par des ronds noirs), déduite d'une mesure avec le noyau ^{17}N (triangles noirs) et d'une simulation associée à cette dernière mesure (carrés noirs) [43].

entourant le point de collection et pouvant diffuser ou absorber les neutrons de basse énergie. Il semble en effet que le système d'implantation au GANIL comporte plus d'éléments non actifs pouvant contribuer à augmenter le seuil de détection. Une simulation de l'efficacité intrinsèque de TONNERRE a également été faite par S. Piétri [43]. Le résultat de cette simulation est présenté sur la figure IV.7 (carrés noirs). Cette simulation a été réalisée en tenant compte de tous les paramètres de pertes d'énergie, de production et de propagation de la lumière. La simulation permettant de reproduire au mieux les trois points expérimentaux correspond à un seuil de 30 keVee^{-1} auquel il a fallu adjoindre un coefficient d'amortissement pour tenir compte des zones mortes constituées par le dispositif d'implantation du GANIL et le châssis de TONNERRE. Là encore, nos mesures réalisées sur un plus grand domaine en énergie mettent en évidence une certaine concordance avec la simulation au-delà de 500 keV mais différent en-deçà de cette valeur. La cause principale de cette différence réside dans la méconnaissance actuelle de la production de lumière pour des neutrons d'énergie inférieure à 300 keV ce qui rend la simulation peu fiable dans cette gamme d'énergie. Nous utiliserons donc nos propres mesures d'efficacité pour déterminer ultérieurement les valeurs de P_n des noyaux d'intérêt.

IV.3.2 Multidétecteur LEND

Etalonnage en temps

Les coefficients d'étalonnage permettant la conversion canal-temps ont été déterminés de manière analogue à ceux du multidétecteur TONNERRE. Nous avons obtenu un spectre en temps de vol pour chaque PM d'un même détecteur. Mais, comme nous l'avons déjà remarqué pendant l'expérience, on note des différences importantes de résolution en temps entre le PM de face et le PM de côté. Il s'est avéré en fait que certaines voies TDC ont subi un échauffement qui a provoqué la dégradation plus ou moins prononcée de la résolution en temps et ce indépendamment du détecteur considéré. Ce phénomène est illustré dans le tableau IV.4 par la différence de résolution du pic prompt pour chacun des modules. Fort heureusement, grâce au codage du temps de chaque PM, nous avons pu sélectionner pour un même détecteur le spectre ayant la meilleure résolution. Cela a été possible pour tous les modules excepté deux dont la résolution était supérieure à 4 ns et ne permettait aucune séparation des pics en temps. Les six autres ont été conservés avec une résolution en temps comprise entre 1,3 et 2,6 ns qui restait malgré tout très supérieure à celle de 1 ns escomptée. D'autre part, certains spectres en temps de vol pour ces modules comportaient

Détecteur	1	2	3	4	5	6	7	8
FWHM_{PMf} (ns)	2,9	3,2	4,5	2,0	2,8	1,3	8	10
FWHM_{PMc} (ns)	2,6	1,8	4,2	2,1	2,0	2,6	1,7	5,5

TAB. IV.4 – Résolution en temps du pic prompt pendant la décroissance du noyau ^{49}K . Les valeurs sont données pour les 2 PM (face et côté) de chacun des modules LEND.

un pic intru déjà observé pour TONNERRE et provenant d'un problème électronique. Mais, si ce pic survenait dans la traîne du pic prompt pour TONNERRE, il est apparu ici, par le fait d'un réglage en temps différent, au milieu des pics en temps de vol neutrons et plus particulièrement autour des transitions à 0,44 et 0,57 MeV (fig. IV.8). Des coupures dans le spectre bidimensionnel temps face–temps côté n'ont pas permis de s'affranchir complètement de ce pic.

Détermination de la courbe d'efficacité de détection

Le spectre somme constitué de six modules LEND (fig. IV.9) a été déconvolué afin d'extraire le nombre de coups dans chaque pic et d'en déduire la courbe d'efficacité totale. La forme de pic utilisée pour cet ajustement est la même que pour TONNERRE. Les paramètres décrivant la fonction lorentzienne ont été choisis cependant un peu différemment car la traîne est moins importante pour ces détecteurs. Malgré le problème du module TDC, la résolution en temps observée est meilleure que celle de TONNERRE, en particulier pour les trois pics à basse énergie. La déconvolution a été effectuée avec 10 pics au lieu de 11, le pic autour de 4 MeV n'apparaissant pas clairement dans le spectre faute d'une efficacité de détection suffisante.

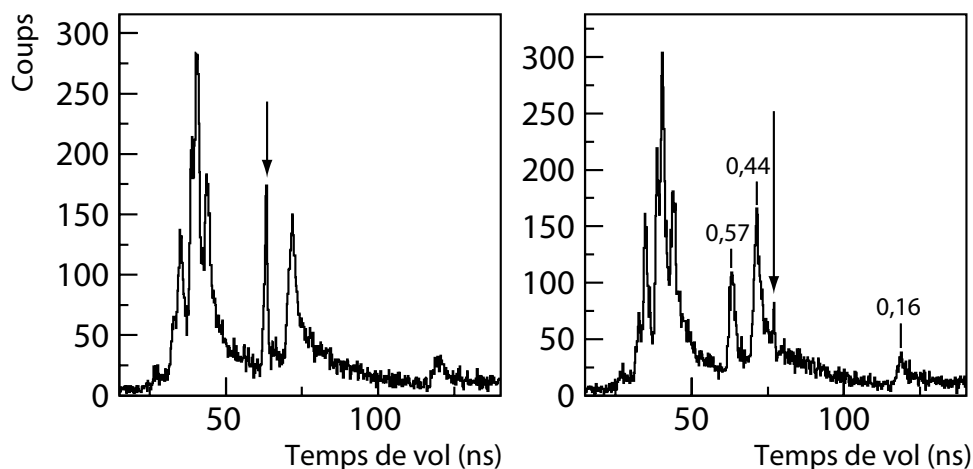


FIG. IV.8 – Spectres en temps de vol obtenus pour deux modules LEND. Les flèches indiquent la position du pic intrus dans chaque cas. Les valeurs des énergies sont en MeV.

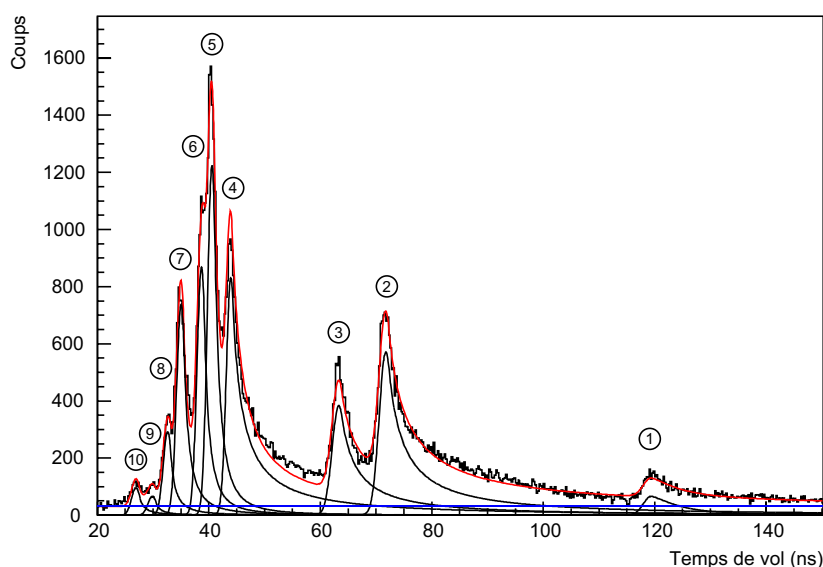


FIG. IV.9 – Déconvolution du spectre en temps de vol des six modules LEND pour la décroissance de ^{49}K . En noir : le spectre en temps de vol. En rouge : le résultat de l'ajustement avec l'utilisation de 10 pics (en noir) et d'un fond constant (en bleu).

Les valeurs d'efficacité totale déduites de la formule IV.5 sont regroupées dans le tableau IV.5 avec les énergies correspondantes. La courbe d'efficacité intrinsèque corrigée de l'efficacité géométrique des six modules ($\epsilon_{geom}=0,85\%$) est présentée sur la figure IV.10. Nous avons observé pour la transition à 1,18 MeV une efficacité intrinsèque correspondante de 49% impossible à atteindre car supérieure à la probabilité d'interaction combinée n-H et n-C (§II.1.3 tableau II.1). Nous n'avons donc pas pris en compte ce point.

N° Pic	E_n (MeV)	$\epsilon_{int}(\%)$	E_n (MeV)	I_β (%)	
	LEND	LEND	Rachidi [56]	Rachidi [56]	
(1)	0,160(4)	9,1(1,6)	0,160(10)	5,7(6)	
(2)	0,440(8)	39,9(9,0)	0,440(20)	11,8(2,5)	
(3)	0,570(10)	33,2(4,9)	0,570(20)	7,4(1,6)	
(4)	1,180(30)	}	1,170(20)	$\leq 8,9(1,7)$	
			1,210(30)	$\leq 8,9(1,7)$	
(5)	1,380(40)	18,3(2,5)	1,380(30)	16,4(1,9)	
(6)	1,520(45)	15,4(2,5)	1,510(30)	13,8(2,7)	
(7)	1,850(60)	15,1(3,0)	1,720(30)	2,1(6)	
		}	1,870(40)	10,5(2,1)	
(8)	2,140(75)		15,1(3,0)	2,090(50)	3,8(8)
		}	2,210(50)	2,0(6)	
(9)	2,540(95)		13,9(2,3)	2,370(60)	0,5(1)
		}	2,580(70)	0,7(1)	
(10)	3,140(130)		13,4(2,3)	2,940(70)	0,5(1)
			3,180(80)	1,0(2)	
			3,460(90)	0,30(6)	

TAB. IV.5 – *Energies des transitions neutrons dans ^{49}K mesurées avec les détecteurs LEND et efficacités totales de détection correspondantes. Sont données pour comparaison les valeurs des énergies et des intensités mesurées dans le travail de J. Rachidi [56].*

Nous avons également représenté sur cette figure les valeurs d'efficacité simulées avec GEANT4 [57] en tenant compte de la propagation de la lumière et de la coïncidence des 2 PM. On remarque tout d'abord un bon accord entre nos mesures et la simulation au-delà de 1,3 MeV, nos points expérimentaux ne surestimant que très légèrement les valeurs simulées. De même, l'efficacité expérimentale mesurée à 160 keV semble en bon accord avec la simulation qui, pour un seuil équivalent à un photoélectron, donne un seuil en énergie proche de 50 keV. Par contre, entre ces deux zones, on observe une efficacité expérimentale pour les deux transitions à 440 et 570 keV plus grande que la simulation. L'explication la plus plausible est que cette surestimation est due à la présence du pic électronique apparu dans cette région en temps, les coupures effectuées n'ayant pas suffi à l'éliminer totalement. On remarque d'ailleurs que le pic à 440 keV possède une forme au sommet plus aiguë par rapport aux autres pics (fig. IV.9), montrant que le pic intrus reste en partie présent. Un autre argument mettant en doute la validité de ces deux points provient de la valeur de l'efficacité de 39,9% mesurée à 440 keV. Elle est du même ordre que la probabilité d'interaction n-H

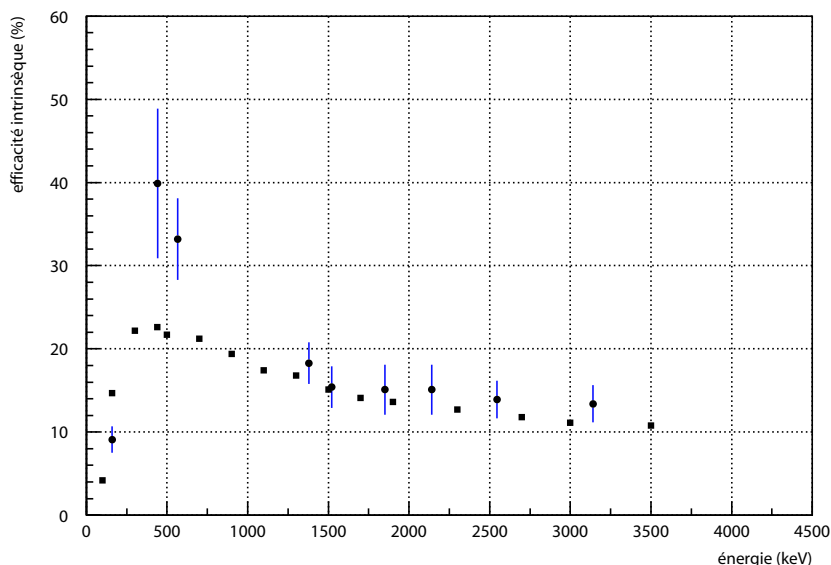


FIG. IV.10 – Courbe d’efficacité intrinsèque pour un module LEND déduite de l’analyse du spectre en temps de vol issu de ^{49}K (ronds) et comparaison avec des valeurs simulées (carrés).

et n-C à 500 keV (tableau II.1 §II.1.3). Ceci ne semble pas plausible à cause de l’efficacité quantique de la photocathode et des pertes de transmission de la lumière qui contribuent à accentuer l’écart entre probabilité d’interaction et efficacité de détection, notamment à basse énergie. Néanmoins la simulation pour l’efficacité de détection demande encore à être validée et nous nous baserons donc sur la courbe d’efficacité de détection de TONNERRE pour évaluer ultérieurement les valeurs de P_n .

IV.4 Analyse des spectres « horloge universelle » et « horloge radioactive »

IV.4.1 Détermination du temps mort de l’acquisition

La connaissance du temps mort de l’acquisition est une donnée importante lorsque l’on veut mesurer la période d’un noyau par exemple. En effet, il arrive fréquemment que la mesure de la période d’un noyau à l’aide d’une horloge soit supérieure à la valeur tabulée. Ceci est dû au fait qu’un système d’acquisition prend un temps fini τ pour traiter un événement. Si un autre événement survient pendant ce temps, il n’est pas pris en compte. Ainsi, plus l’activité d’un isotope est importante, plus la fraction d’événements manqués augmente. C’est particulièrement le cas au début de la phase de décroissance d’un isotope où l’activité est maximum. Ceci explique le tassement généralement observé en début de spectre qui donne lieu à une période apparemment plus longue. Ce temps de traitement d’un événement ou temps mort τ dépend du système d’acquisition. Il varie selon le nombre de voies touchées pendant l’événement et oscille autour d’une valeur moyenne $\bar{\tau}$. Si on suppose que l’intervalle

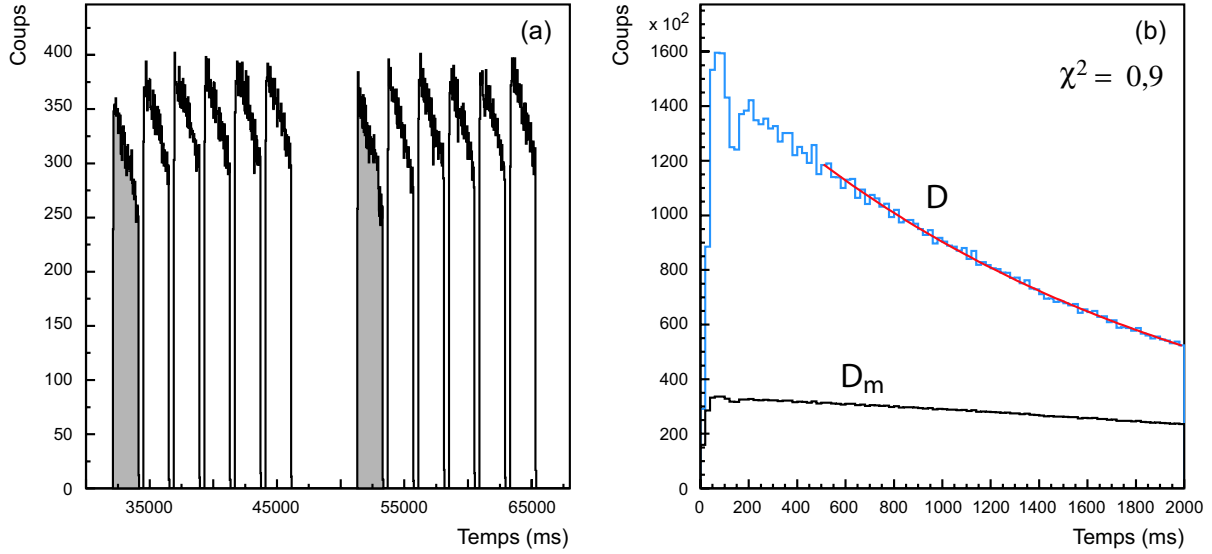


FIG. IV.11 – (a) Sélection du premier pulse dans le spectre de l'horloge universelle (zone grisée) parmi les six pulses contenus dans un cycle de mesure. (b) En noir : Spectre de l'horloge radioactive conditionné par cette sélection (en noir). En bleu, ce même spectre est corrigé du temps mort avec $\bar{\tau} = 110 \mu\text{s}$. En rouge, le résultat de l'ajustement est présenté.

de temps entre deux événements consécutifs suit une loi de Poisson, on peut relier l'activité vraie D à l'activité mesurée D_m par :

$$D = \frac{D_m}{1 - D_m \times \bar{\tau}} . \quad (\text{IV.6})$$

Dans notre cas, l'incrément de temps des horloges universelle et radioactive est de $t_h = 1 \text{ ms}$. Il faut donc appliquer la relation précédente au contenu de chaque canal pendant 1 ms. La relation devient alors avec $N = D \times t_h$ et $N_m = D_m \times t_h$:

$$N = \frac{N_m}{1 - N_m \times \bar{\tau}/t_h} . \quad (\text{IV.7})$$

Ceci est vrai pour un spectre résultant d'une seule mesure. Dans le cas où le spectre résulte de l'accumulation de plusieurs cycles de mesure, il faut diviser le contenu de chaque canal par N_{cycles} avant de corriger l'effet du temps mort réel valable pour une seule phase.

A partir de la période connue de ^{49}K , nous allons voir qu'il est possible de déterminer $\bar{\tau}$ de façon à retrouver la bonne valeur de la période. Le spectre de l'horloge radioactive pour ce noyau résulte de la superposition de l'activité détectée au cours des six cycles de collection-mesure contenus dans un supercycle. La figure IV.11(a) présente une partie du spectre de l'horloge universelle illustrant le cycle de mesure. La phase de mesure de 2 s ne permet pas aux noyaux de ^{49}K implantés ($T_{1/2} = 1,26 \text{ s}$) de décroître totalement avant la prochaine phase de mesure. Ainsi, l'activité n'étant évacuée qu'à chaque supercycle, des

$\bar{\tau}$ (μs)	$T_{1/2}({}^{49}\text{K})$ (ms)	$T_{1/2}({}^{51}\text{K})$ (ms)
100	1471(17)	376(8)
105	1363(14)	370(8)
110	1253(11)	365(8)
115	1117(11)	359(7)
120	817(10)	353(7)

TAB. IV.6 – Périodes mesurées de ${}^{49}\text{K}$ et ${}^{51}\text{K}$ pour différentes valeurs de temps mort $\bar{\tau}$. La valeur optimale donnant des résultats proches des valeurs tabulées, respectivement 1260(10) et 365(5) ms, correspond à $\bar{\tau}=110 \mu\text{s}$.

noyaux implantés lors de chaque phase contribuent à augmenter l'activité des phases de mesure suivantes (IV.11(a)). C'est pourquoi, pour obtenir un spectre de l'horloge radioactive « propre », il faut au préalable sélectionner le premier pulse de chaque supercycle à l'aide du spectre horloge universelle et le projeter dans le spectre horloge radioactive (fig. IV.11 (b)). Ensuite, il suffit de diviser le contenu de chaque canal du spectre obtenu par le nombre de supercycles N_{cycles} et de corriger l'effet du temps mort à l'aide de la formule IV.7 en supposant une certaine valeur de $\bar{\tau}$. Si cette dernière valeur est réaliste, l'ajustement du spectre de l'horloge radioactive doit donner la période connue du noyau ${}^{49}\text{K}$. Cette méthode est très fiable dans ce cas précis car le seul descendant direct instable de ${}^{49}\text{K}$, le noyau ${}^{49}\text{Ca}$, possède une période de 8,715 min très grande devant le temps de mesure. Sa contribution dans le spectre de l'horloge est donc constante et ne modifie pas la pente de la décroissance. L'ajustement du spectre horloge a été effectué sur le spectre corrigé du temps mort entre 500 et 2000 ms en utilisant une fonction exponentielle et un fond constant. Un accord optimal entre période mesurée et période tabulée a été obtenu pour une valeur de $\bar{\tau}$ de 110 μs (tableau IV.6). La même analyse a été effectuée pour le noyau ${}^{51}\text{K}$. La période de ses descendants directs étant supérieures à 10 s, on peut également considérer que leur contribution dans le spectre de l'horloge radioactive ne modifie pas la pente de la décroissance de ${}^{51}\text{K}$ entre 1000 et 2000 ms, intervalle de l'ajustement. Dans ce cas également, la valeur $\bar{\tau}=110 \mu\text{s}$ donne le meilleur résultat.

IV.4.2 Méthode de déconvolution du spectre « horloge radioactive »

La détermination du nombre de décroissances N_β du noyau d'intérêt est une donnée essentielle lorsque l'on veut déterminer des quantités absolues telles que les alimentations I_β des différents niveaux peuplés dans le noyau fils. Pour cela, les spectres horloge radioactive et horloge universelle sont indispensables car ils contiennent l'historique des décroissances issues du noyau d'intérêt mais aussi de ses descendants. Nous nous proposons donc de mettre au point une méthode permettant de séparer la contribution de chaque élément à l'activité totale par déconvolution du spectre de l'horloge radioactive. Dans un premier temps, nous modéliserons le profil d'implantation des noyaux sur la bande en tenant compte de leur

comportement en sortie de l'ensemble cible-source. Puis nous décrirons le cas réaliste de l'implantation d'un noyau père avec prise en compte de toute la chaîne de filiation participant à l'activité mesurée et nous expliquerons les étapes permettant d'accéder au nombre de décroissances N_β absolu.

Modélisation du profil d'implantation

Nous devons, dans un premier temps, modéliser l'évolution temporelle d'implantation des noyaux sur la bande après l'impact d'un paquet de protons. Cette évolution est tributaire de la manière dont les ions sont extraits de l'ensemble cible-source et il est important de connaître les phénomènes physiques régissant leur comportement de sortie. Nous allons donc nous appuyer sur l'important travail de modélisation du comportement des ions à la sortie de l'ensemble cible-source effectué par J. Lettry et la collaboration ISOLDE [58]. Le temps de sortie d'un noyau dépend beaucoup de sa position dans la cible par rapport à la source d'ions. En effet, après l'impact des protons, les noyaux situés à proximité de la ligne de transfert sont les premiers à passer dans la source d'ions et à être accélérés puis séparés. Cette première phase, appelée effusion, se caractérise par un temps de montée caractéristique t_r . Sont extraits ensuite les noyaux situés plus loin de la source d'ions et dont le comportement est déterminé par le phénomène de diffusion dans la cible. Les caractéristiques de cette diffusion dépendent fortement de la nature de l'espèce chimique et de la température de la cible. Cette deuxième phase peut se modéliser par deux composantes de diffusion, rapide et lente, caractérisées par t_f et t_s respectivement. Il est possible ainsi de décrire l'ensemble des processus concourant à l'évolution du profil du faisceau d'ions à un instant t après l'impact des protons sur la cible grâce à la fonction [58]:

$$P(t) = A(1 - e^{-\lambda_r t})[\alpha e^{-\lambda_f t} + (1 - \alpha)e^{-\lambda_s t}] , \quad (\text{IV.8})$$

où $P(t)$ représente la probabilité qu'un noyau extrait de la cible soit implanté à l'instant t . Les paramètres $\lambda_r = \ln 2 / t_r$, $\lambda_f = \ln 2 / t_f$ et $\lambda_s = \ln 2 / t_s$ sont les trois constantes de temps associées aux trois processus, α est la fraction de diffusion rapide et A est une constante de normalisation afin que $P(t)$ soit normée à l'unité. La constante A vérifie ainsi la relation :

$$\frac{1}{A} = \frac{\alpha}{\lambda_f} + \frac{1 - \alpha}{\lambda_s} - \frac{\alpha}{\lambda_f + \lambda_r} - \frac{1 - \alpha}{\lambda_s + \lambda_r} . \quad (\text{IV.9})$$

On définit ensuite le courant de noyaux radioactifs implantés sur la bande à un instant t par [59]:

$$i(t) = c \times P(t) \times e^{-\lambda t} , \quad (\text{IV.10})$$

où c permet la conversion probabilité-courant et $\lambda = \ln 2 / T_{1/2}$. Le terme exponentiel tient compte de la décroissance radioactive de l'élément considéré et modifie la forme de la fonction $P(t)$ si la demi-vie $T_{1/2}$ est plus petite que le temps de diffusion rapide t_f (fig. IV.12(a)).

L'évolution du nombre total de noyaux $N(t)$ à un instant t sur la bande est régie par l'équation différentielle :

$$\frac{dN(t)}{dt} = i(t) - \lambda N(t) . \quad (\text{IV.11})$$

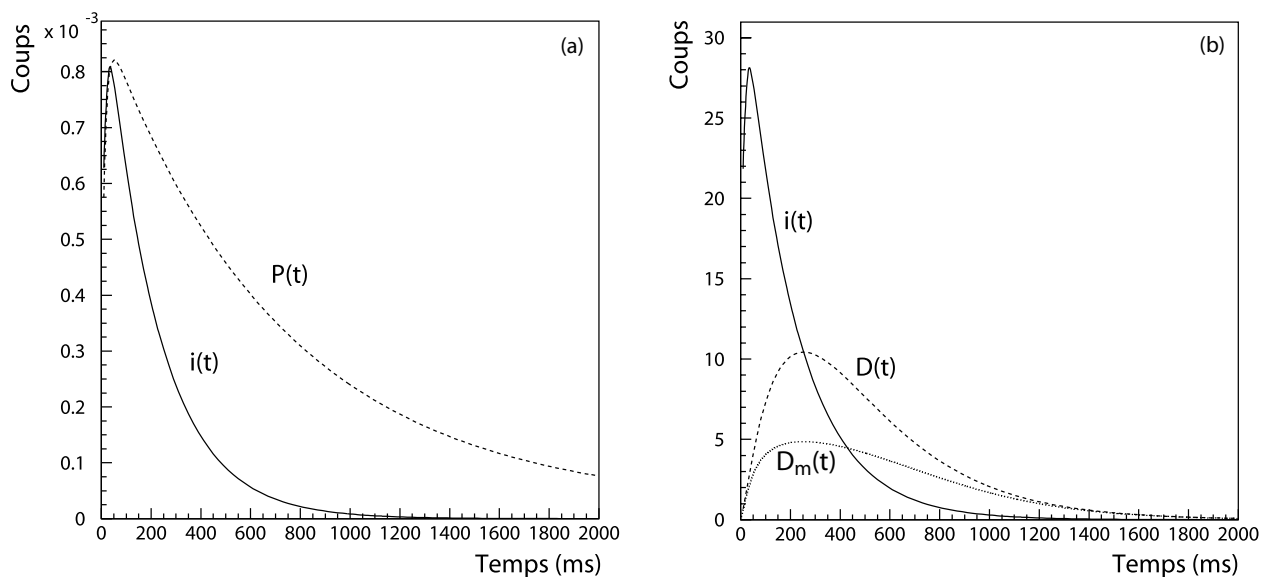


FIG. IV.12 – (a) Représentation de la fonction $P(t)$ (pointillés) et de la fonction $i(t)$ (trait continu). (b) La même fonction $i(t)$ (trait continu) à un facteur d'échelle c près et l'activité $D(t)$ correspondante pour un temps de collection de 2 s. L'activité mesurée $D_m(t)$ a été simulée pour une valeur $\bar{\tau}=110 \mu s$.

Dans le cas où le courant de particules $i(t)$ est constant au cours du temps, la solution $N(t)$ possède une forme simple. Dans notre cas, malgré la dépendance en temps du profil d'implantation, l'équation IV.11 reste soluble analytiquement du fait de la présence de termes exponentiels dans la fonction $i(t)$ mais la forme de la solution $N(t)$ devient plus compliquée :

$$N(t) = c \times A \times e^{-\lambda t} \times F(t) . \quad (\text{IV.12})$$

La fonction $F(t)$ est issue de l'intégration de $P(t)$ par rapport au temps et s'écrit :

$$F(t) = \alpha \left(\frac{(e^{-\ell t} - 1)}{\ell} - \frac{(e^{-\lambda_f t} - 1)}{\lambda_f} \right) + (1 - \alpha) \left(\frac{(e^{-m t} - 1)}{m} - \frac{(e^{-\lambda_s t} - 1)}{\lambda_s} \right) , \quad (\text{IV.13})$$

avec $\ell = \lambda_r + \lambda_f$ et $m = \lambda_r + \lambda_s$. L'activité $D(t)$ à un instant t se déduit de $N(t)$ par :

$$D(t) = \lambda N(t) . \quad (\text{IV.14})$$

Le courant $i(t)$ et l'activité $D(t)$ correspondante sont présentés sur la figure IV.12(a) pour une phase de collection-mesure de 2 000 ms d'un noyau, de période $T_{1/2}=200$ ms, produit de manière pure et dont le descendant est stable. On remarque le décalage en temps dû à la période du noyau entre le maximum d'implantation et le maximum d'activité. Nous avons également représenté l'activité $D_m(t)$ déduite de $D(t)$ par application du temps mort de l'acquisition $\bar{\tau}=110 \mu s$ et représentant l'activité réellement mesurée. En réalité, l'analyse du spectre horloge s'effectue en sens inverse. On mesure l'activité $D_m(t)$ que l'on corrige du temps mort canal par canal dans le spectre horloge radioactive. On accède ainsi

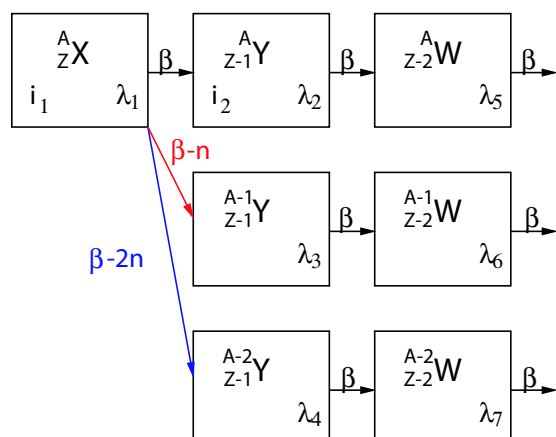


FIG. IV.13 – Exemple d'une chaîne de décroissance d'un noyau (A, Z) émetteur de 1 et 2 neutrons avec production directe $i_2(t)$ du noyau fils isobare $(A, Z+1)$.

à l'activité réelle $D(t)$. De là, on en déduit les paramètres du courant $i(t)$ donc de $P(t)$ régissant l'évolution temporelle d'implantation des noyaux que l'on peut comparer à des valeurs réalistes.

Analyse d'un exemple réaliste

Plusieurs facteurs interviennent dans notre expérience et compliquent le cas idéal décrit au paragraphe précédent. Tout d'abord, il faut tenir compte du fait que les noyaux étudiés, très riches en neutrons, possèdent plusieurs chaînes de filiation radioactive, à travers l'émission d'un ou de deux neutrons. D'autre part, nous avons constaté, lors de la production du noyau ^{49}K , une contamination du faisceau par l'isobare de calcium correspondant ^{49}Ca . Il faut donc considérer un deuxième courant $i_2(t)$ pour tenir compte de cette production directe. Dans notre exemple et pour ne pas alourdir les notations, nous considérons que les paramètres t_r , t_f , t_s et α sont les mêmes pour les deux espèces. Seuls les paramètres c_1 et c_2 liés à la proportion de noyaux implantés diffèrent. Il faut également considérer les deux phases de mesure, la phase d'implantation ou collection et la phase de décroissance pure et définir les équations différentielles correspondantes. Notre tâche consiste donc à déconvoluer la contribution de chaque noyau à l'activité dans le spectre horloge grâce à une fonction représentant la somme de toutes les contributions possibles.

Considérons le cas illustré sur la figure IV.13. L'implantation du noyau précurseur, de constante de temps λ_1 , est régie par la fonction $i_1(t)$. Pour plus de généralité, ce noyau est émetteur d'un et de deux neutrons avec des valeurs P_{1n} et P_{2n} . Les trois noyaux de filiation directe possèdent des constantes de temps radioactives λ_2 , λ_3 et λ_4 et le premier d'entre eux, de même masse A que le noyau père, possède un profil d'implantation décrit par la fonction $i_2(t)$. Pour ne pas alourdir le système d'équations, nous n'allons pas considérer la décroissance des noyaux au-delà de la première génération. Cette hypothèse est valable dans le cas où les périodes des isotopes 2, 3 et 4 sont grandes devant le temps de mesure t_m ce

qui sera notre cas. On définit également un temps de collection t_c après lequel il n'y a plus implantation de nouveaux noyaux ($i_1(t \geq t_c) = i_2(t \geq t_c) = 0$). Le délai t_d entre l'impact des protons sur la cible et le début de la collection doit être pris en compte. Toujours dans un souci de simplifier les notations, nous avons choisi de prendre l'origine des temps à t_d . En toute rigueur, il conviendrait de remplacer t par $t+t_d$. Le système d'équations différentielles régissant l'évolution du nombre $N(t)$ des noyaux considérés s'écrit pour $0 \leq t \leq t_c$:

$$\begin{cases} \frac{dN_1(t)}{dt} = i_1(t) - \lambda_1 N_1(t) \\ \frac{dN_2(t)}{dt} = i_2(t) - \lambda_2 N_2(t) + \mathbf{P}_{0n} \times \lambda_1 N_1(t) \\ \frac{dN_3(t)}{dt} = -\lambda_3 N_3(t) + \mathbf{P}_{1n} \times \lambda_1 N_1(t) \\ \frac{dN_4(t)}{dt} = -\lambda_4 N_4(t) + \mathbf{P}_{2n} \times \lambda_1 N_1(t) . \end{cases} \quad (\text{IV.15})$$

Pour la phase de décroissance pure ($t_c \leq t \leq t_m$), on obtient :

$$\begin{cases} \frac{dN_1(t)}{dt} = -\lambda_1 N_1(t) \\ \frac{dN_2(t)}{dt} = -\lambda_2 N_2(t) + \mathbf{P}_{0n} \times \lambda_1 N_1(t) \\ \frac{dN_3(t)}{dt} = -\lambda_3 N_3(t) + \mathbf{P}_{1n} \times \lambda_1 N_1(t) \\ \frac{dN_4(t)}{dt} = -\lambda_4 N_4(t) + \mathbf{P}_{2n} \times \lambda_1 N_1(t) . \end{cases} \quad (\text{IV.16})$$

En résolvant ces deux systèmes d'équations, on en déduit l'évolution $N(t)$ pour chaque espèce. Les activités $D_c(t)$ et $D_d(t)$ correspondantes (formule IV.14) pour la phase de collection et de décroissance pure s'écrivent respectivement :

$$\begin{cases} D_{1c}(t) = c_1 A \lambda_1 \times e^{-\lambda_1 t} \times F(t) \\ D_{2c}(t) = c_2 A \lambda_2 \times e^{-\lambda_1 t} \times F(t) + \mathbf{P}_{0n} c_1 A_1 \lambda_1 \lambda_2 \times e^{-\lambda_2 t} \times G_{12}(t) \\ D_{3c}(t) = \mathbf{P}_{1n} c_1 A_1 \lambda_1 \lambda_3 \times e^{-\lambda_3 t} \times G_{13}(t) \\ D_{4c}(t) = \mathbf{P}_{2n} c_1 A_1 \lambda_1 \lambda_4 \times e^{-\lambda_4 t} \times G_{14}(t) \end{cases} \quad (\text{IV.17})$$

$$\begin{cases} D_{1d}(t) = D_{1c}(t_c) \times e^{-\lambda_1(t-t_c)} \\ D_{2d}(t) = D_{2c}(t_c) \times e^{-\lambda_2(t-t_c)} + \mathbf{P}_{0n} \frac{\lambda_2}{\lambda_1 - \lambda_2} D_{1c}(t_c) [e^{-\lambda_2(t-t_c)} - e^{-\lambda_1(t-t_c)}] \\ D_{3d}(t) = D_{3c}(t_c) \times e^{-\lambda_3(t-t_c)} + \mathbf{P}_{1n} \frac{\lambda_3}{\lambda_1 - \lambda_3} D_{1c}(t_c) [e^{-\lambda_3(t-t_c)} - e^{-\lambda_1(t-t_c)}] \\ D_{4d}(t) = D_{4c}(t_c) \times e^{-\lambda_4(t-t_c)} + \mathbf{P}_{2n} \frac{\lambda_4}{\lambda_1 - \lambda_4} D_{1c}(t_c) [e^{-\lambda_4(t-t_c)} - e^{-\lambda_1(t-t_c)}] \end{cases} \quad (\text{IV.18})$$

avec la fonction $F(t)$ donnée par l'équation IV.13 et $G_{1i}(t)$ une fonction liée à l'intégrale de $F(t)$ et qui s'écrit :

$$\begin{aligned} G_{1i}(t) = & \alpha \left\{ \frac{1}{\ell_1} \left\{ \frac{(e^{-\lambda_{1i} t} - 1)}{\lambda_{1i}} - \frac{(e^{-(\ell_1 + \lambda_{1i}) t} - 1)}{\ell_1 + \lambda_{1i}} \right\} + \frac{1}{\lambda_{f_1}} \left\{ \frac{(e^{-(\lambda_{f_1} + \lambda_{1i}) t} - 1)}{\lambda_{f_1} + \lambda_{1i}} - \frac{(e^{-\lambda_{1i} t} - 1)}{\lambda_{1i}} \right\} \right\} \\ & + (1 - \alpha) \left\{ \frac{1}{m_1} \left\{ \frac{(e^{-\lambda_{1i} t} - 1)}{\lambda_{1i}} - \frac{(e^{-(m_1 + \lambda_{1i}) t} - 1)}{m_1 + \lambda_{1i}} \right\} + \frac{1}{\lambda_{f_1}} \left\{ \frac{(e^{-(\lambda_{s_1} + \lambda_{1i}) t} - 1)}{\lambda_{s_1} + \lambda_{1i}} - \frac{(e^{-\lambda_{1i} t} - 1)}{\lambda_{1i}} \right\} \right\} \end{aligned}$$

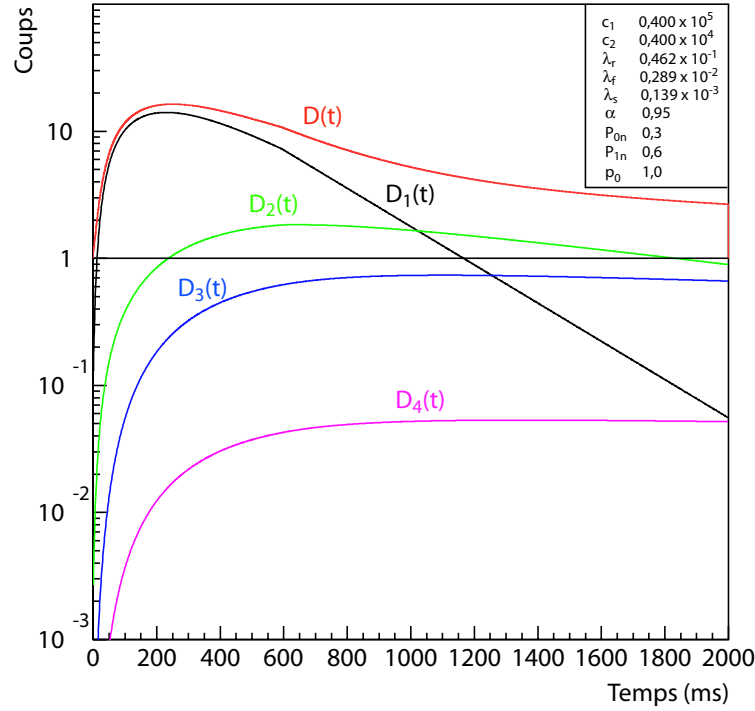


FIG. IV.14 – Reconstruction de l'activité totale D_{tot} (en rouge) contenue dans le spectre horloge à partir des activités $D_1(t)$, $D_2(t)$, $D_3(t)$ et $D_4(t)$ de chaque élément ainsi qu'un fond constant p_0 (voir texte).

où $\lambda_{1i} = \lambda_1 - \lambda_i$ avec $i=2, 3$ ou 4 . L'évolution de l'activité pour chaque élément i pendant toute la durée de la mesure (collection + décroissance pure) est alors donnée par :

$$D_i(t) = D_{ic}(t) + D_{id}(t) . \quad (IV.19)$$

Finalement, l'activité totale $D(t)$ est la somme de l'activité de chacun des éléments :

$$D(t) = \sum_{i=1}^4 D_i(t) + p_0 \quad (IV.20)$$

où p_0 tient compte d'un fond constant dû aux différentes sources de bruit de fond (rayons cosmiques, noyaux à longue durée de vie accumulés sur le collimateur ...).

L'activité $D(t)$ est celle que l'on peut observer dans le spectre horloge radioactive pour une phase de collection-mesure avec des temps déterminés. Dans notre exemple, cette fonction est décrite par 9 paramètres libres : λ_r , λ_f , λ_s , α , c_1 (pour la production directe des isotopes de potassium), c_2 (pour celle des isotopes de calcium), P_{0n} , P_{1n} et p_0 . Le terme P_{2n} est fixé par P_{0n} et P_{1n} grâce à la relation $P_{2n}=1-(P_{0n}+P_{1n})$. Pour illustrer l'évolution de l'activité au cours du temps, nous avons choisi des valeurs numériques réalistes. En particulier, les paramètres décrivant l'évolution du courant de particules ont été pris par rapport à des valeurs de paramètres typiques obtenu par J. Lettry *et al.* [60] pour le noyau ^{46}K produit par une

cible de carbure d'uranium : $\tau_r=15$ ms, $\tau_f=240$ ms, $\tau_s=5000$ ms et $\alpha=0,95$. Les coefficients c_1 et c_2 liés à la production directe des isotopes (A,Z) et $(A,Z+1)$ ont été pris égaux à 40000 et 4000 respectivement. Nous avons choisi comme valeurs pour P_{0n} , P_{1n} et P_{2n} , 0,3, 0,6 et 0,1 respectivement. La valeur du fond constant p_0 est prise égale à 1,0. Les périodes des isotopes sont des paramètres connus. Ici, la période du noyau père est fixée à 200 ms et les périodes des noyaux de première génération $(A,Z+1)$, $(A-1,Z+1)$, $(A-2,Z+1)$ sont prises égales à 1 s, 4 s et 10 s respectivement. Enfin, le temps de collection est de 600 ms et le temps total de mesure est de 2 000 ms. A l'aide de ces données numériques, nous avons construit l'activité totale $D(t)$ en sommant la contribution de chacun des éléments (formule IV.20). Le résultat est présenté sur le spectre de la figure IV.14. On constate que, pour une période du noyau père petite devant celle des autres noyaux de filiation, l'activité $D_1(t)$ est prépondérante dans la première partie du spectre horloge radioactive et contribue très fortement à l'activité totale $D(t)$. Ainsi, l'ajustement effectué avec la fonction $D(t)$ doit apporter d'importantes contraintes sur la détermination du nombre de décroissances du noyau d'intérêt représentant l'aire sous la fonction $D_1(t)$.

La méthode décrite ici permet de construire de manière *ad hoc* l'activité totale contenue dans le spectre horloge radioactive par la somme de l'activité de chacun des éléments de la chaîne radioactive pendant la première phase de chaque supercycle. En réalité, nous disposons expérimentalement du spectre horloge mesuré $D_m(t)$. La méthode d'analyse que nous emploierons permet de séparer la contribution de chaque élément par déconvolution du spectre de l'horloge radioactive après différentes étapes récapitulées ici :

- construction du spectre horloge radioactive $D_m(t)$ par sélection, dans le spectre horloge universelle, du premier pulse de chaque supercycle (fig. IV.11 (a)) ;
- connaissant le nombre de cycles N_{cycles} , correction de l'activité $D_m(t)$ du temps mort $\tau=110 \mu s$ grâce à la formule III.1 et obtention de $D(t)$;
- déconvolution d'activité $D(t)$ en tenant compte de la décroissance des noyaux de filiation *via* les équations IV.17 et IV.18 et les formules IV.19 et IV.20 ;
- réaffectation du temps mort pour déterminer l'activité mesurée D_{im} pour chaque élément ;
- mesure de l'aire pour chaque fonction $D_{im}(t)$ et détermination du nombre de décroissance N_β du noyau d'intérêt.

La détermination $N_\beta(t)$ du nombre de β associé au noyau père nous permettra au prochain chapitre de mesurer de manière absolue l'intensité I_β des niveaux alimentés dans le noyau fils isobare ainsi que la valeur de P_n lors de l'analyse des décroissances $^{51,52,53}K$.

Chapitre V

Résultats

Nous abordons dans ce chapitre l'analyse des données obtenues sur les décroissances de $^{51,52,53}\text{K}$. Nous avons choisi d'adopter une structure de présentation commune à l'étude de chaque noyau afin de permettre un suivi plus facile des différentes étapes. Ainsi, après un état des connaissances sur la décroissance de l'isotope de potassium en question, nous détaillerons l'analyse du spectre horloge, des transitions γ et des neutrons permettant de mettre en évidence les états liés et non liés. Puis nous procéderons à une mise en commun des résultats obtenus suivie d'une discussion sur la nature des états observés.

V.1 Etude de ^{51}K

V.1.1 Etat des connaissances

Notre étude sur la décroissance de ^{51}K n'est pas la première effectuée. Des expériences antérieures, réalisées sur le site ISOLDE à partir des années 1980, ont permis de déterminer différentes grandeurs relatives à cette décroissance telle que la période mesurée avec précision à 365(5) ms [54]. Le noyau ^{51}K est émetteur de neutrons mais les deux mesures de P_n effectuées à ce jour présentent des valeurs en désaccord : $P_n=47(5)\%$ [53] et $P_n=68(10)\%$ [54]. La figure V.1 illustre les deux chaînes de filiation radioactive $A=50$ et $A=51$, respectivement générées par décroissance β et β -n du noyau père ^{51}K .

La valeur de Q_β n'est pas connue expérimentalement du fait de l'absence de mesure de masse pour le noyau ^{51}K . Toutefois, il existe différentes prédictions provenant de calculs ou d'extrapolations faites à partir d'études systématiques de masses déjà connues. A titre d'exemple, la valeur déduite de la table des masses de G. Audi *et al.* [31] est $Q_\beta=13900(500)$ keV. On voit que l'erreur est importante et une mesure de la masse de ^{51}K permettrait de déterminer plus précisément cette valeur Q_β . L'énergie de séparation d'un neutron S_{1n} est par contre mieux connue grâce aux mesures des masses de ^{50}Ca et ^{51}Ca et vaut $S_{1n}=4360(90)$ keV [31]. La faible valeur de S_{1n} et la grande valeur de Q_β autorisent le peuplement d'états non liés sur une grande fenêtre en énergie et expliquent que l'émission de neutrons retardés constitue une voie de décroissance privilégiée. L'émission de deux neutrons n'a jamais été mise en évidence dans la décroissance de ^{51}K sans doute à cause de la grande

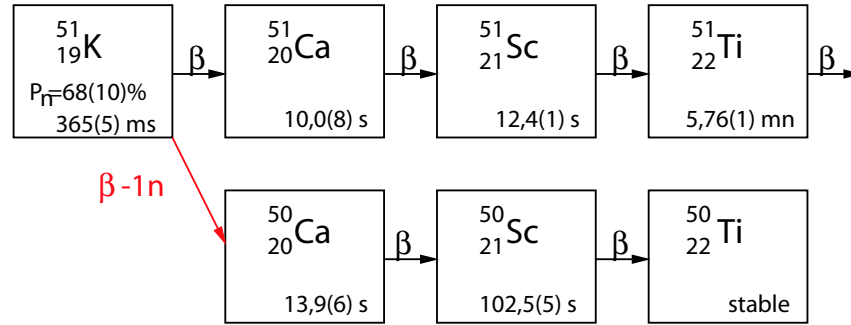


FIG. V.1 – Chaînes de filiation radioactive consécutives à la décroissance β et β -n de ^{51}K .

valeur $S_{2n}=10713(90)$ keV. La valeur de P_{2n} est donc généralement considérée comme nulle.

La première mesure de l'énergie des neutrons émis lors de la décroissance de ^{51}K a été réalisée à l'aide d'un détecteur gazeux à ^3He dédié à la détection de neutrons de relativement basse énergie et a permis de mettre en évidence six transitions neutrons d'énergies comprises entre 0,85 MeV et 2,48 MeV [55]. Puis vint le premier travail associant la détection des neutrons par temps de vol avec un scintillateur courbe, à la détection des rayonnements γ , permettant ainsi de réaliser des coïncidences n- γ et de localiser plus précisément les niveaux excités dans le noyau ^{51}Ca [56]. Ces mesures ont été complétées par une expérience plus récente [44] utilisant les mêmes détecteurs neutrons LEND que ceux de notre expérience. L'ensemble de ces mesures a permis de mettre en évidence dans ^{51}Ca un seul niveau lié situé à 3460 keV et 7 niveaux non liés situés entre 5,23 et 8,85 MeV. Quatre états liés situés à 1027, 3003, 3532 et 4036 keV et peuplés par voie neutron dans ^{50}Ca ont aussi été observés. Cependant, la faible couverture angulaire des détecteurs neutrons et γ utilisés n'a permis qu'une analyse limitée des coïncidences γ -n pour localiser les niveaux non liés dans ^{51}Ca . D'autre part, ces études n'ont pas apporté de nouvelles informations sur la valeur de P_n .

Grâce à notre dispositif plus efficace et de meilleurs taux de production, nous nous proposons de compléter la localisation des niveaux non liés dans ^{51}Ca et de mettre en évidence l'existence d'éventuels nouveaux états liés dans les isotopes ^{50}Ca et ^{51}Ca . D'autre part, l'analyse des spectres en temps de vol de TONNERRE et l'extraction d'un nombre absolu de décroissances N_β pour ^{51}K par l'analyse du spectre horloge vont nous permettre de mesurer à nouveau la valeur de P_n .

V.1.2 Analyse du spectre « horloge radioactive »

Nous avons collecté des données sur l'isotope ^{51}K pendant 2h30 environ. Le taux de production en sortie de séparateur a été estimé à 12000 ions/pulse en tenant compte des différentes source de pertes (transmission de la ligne, efficacité β , temps mort de l'acquisition) et du temps de mesure effectif. Le spectre horloge radioactive enregistré sur toutes les phases de mesure est présenté sur la figure V.2. Le cycle de mesure se composait d'une phase d'implantation des ions pendant 1 s suivie d'une phase de décroissance pure de 1 s pour un temps de mesure total de 2 s permettant ainsi d'utiliser tous les pulses protons dirigés vers

le site ISOLDE et espacés de 2,4 s. On remarque que notre cycle de mesure, privilégiant

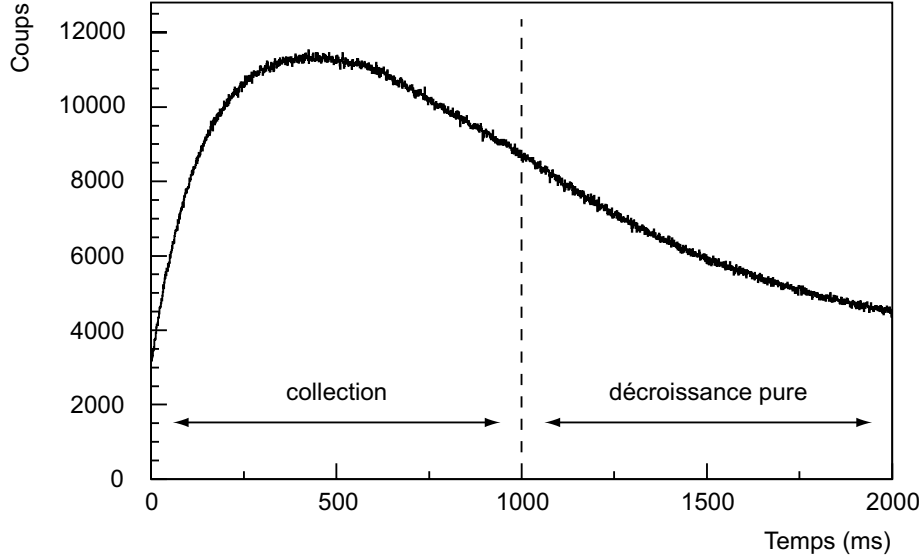


FIG. V.2 – Spectre de l'horloge radioactive issu de la décroissance de ^{51}K .

l'implantation des ions, ne permet pas d'observer toute la décroissance des noyaux ^{51}K . Une nouvelle mesure de la période s'est donc avérée délicate et nous utiliserons par la suite la valeur tabulée de 365(5) ms connue avec une bonne précision.

Nous allons à présent, grâce à la méthode détaillée au chapitre §IV.4.2, extraire le nombre absolu N_β de décroissances de ^{51}K . Cette quantité nous permettra par la suite de déterminer la valeur de P_n ainsi que les alimentations I_β absolues. Le spectre horloge radioactive conditionné par la sélection du premier pulse de chaque supercycle et représentant l'activité mesurée $D_m(t)$ est présenté en bleu sur la figure V.3(a). Le spectre noir corrigé du temps mort $\bar{\tau}=110 \mu\text{s}$ correspond à l'activité réelle $D(t)$. Pour réaliser la déconvolution de l'activité réelle, nous avons considéré des courants de production $i_1(t)$ et $i_2(t)$ pour les noyaux ^{51}K et ^{51}Ca respectivement. Nous avons supposé que les paramètres de production λ_r , λ_f , λ_s et α étaient communs pour les deux noyaux. Les périodes des isotopes ^{51}Ca et ^{50}Ca étant très longues devant le temps de mesure, nous avons également considéré que l'activité des noyaux de filiation au-delà des isotopes de calcium était complètement négligeable. Les valeurs tabulées des périodes de ^{51}K , ^{51}Ca et ^{50}Ca ont été prises comme des paramètres fixes lors de l'ajustement. L'évolution de l'activité des trois espèces prises en compte ^{51}K , ^{51}Ca et ^{50}Ca , labellée par les indices 1, 2 et 3 respectivement, est régie par deux systèmes d'équations. Le premier correspond à la phase de collection :

$$\begin{cases} D_{1c}(t) = c_1 A \lambda_1 \times e^{-\lambda_1 t} \times F(t) \\ D_{2c}(t) = c_2 A \lambda_2 \times e^{-\lambda_1 t} \times F(t) + \mathbf{P}_{0n} c_1 A_1 \lambda_1 \lambda_2 \times e^{-\lambda_2 t} \times G_{12}(t) \\ D_{3c}(t) = \mathbf{P}_{1n} c_1 A_1 \lambda_1 \lambda_3 \times e^{-\lambda_3 t} \times G_{13}(t) . \end{cases} \quad (\text{V.1})$$

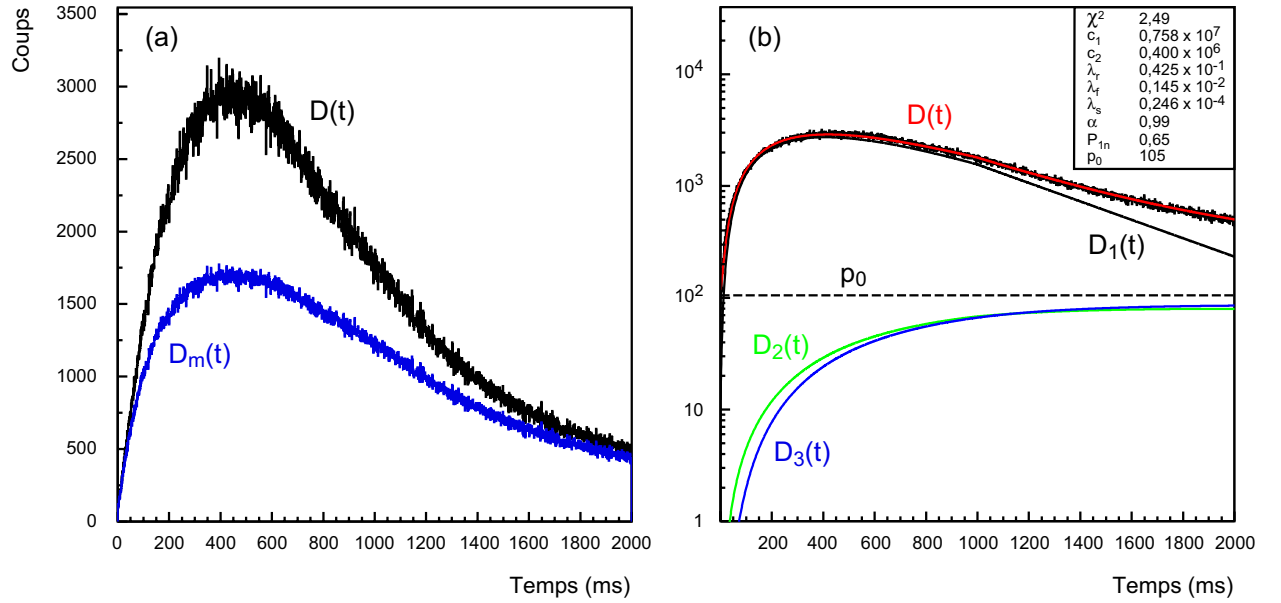


FIG. V.3 – (a) En bleu : activité mesurée $D_m(t)$ pendant la première phase de chaque supercycle. En noir : activité mesurée corrigée du temps mort $D(t)$. (b) Déconvolution du spectre horloge en considérant les activités des noyaux ^{51}K , ^{51}Ca et ^{50}Ca représentées par $D_1(t)$, $D_2(t)$ et $D_3(t)$ respectivement et une activité résiduelle constante p_0 . L'ajustement de $D(t)$ en rouge correspond à la somme de ces 4 contributions.

Le second régit l'activité lors de la phase de décroissance pure :

$$\begin{cases} D_{1d}(t) = D_{1c}(t_c) \times e^{-\lambda_1(t-t_c)} \\ D_{2d}(t) = D_{2c}(t_c) \times e^{-\lambda_2(t-t_c)} + \mathbf{P}_{0n} \frac{\lambda_2}{\lambda_1 - \lambda_2} D_{1c}(t_c) [e^{-\lambda_2(t-t_c)} - e^{-\lambda_1(t-t_c)}] \\ D_{3d}(t) = D_{3c}(t_c) \times e^{-\lambda_3(t-t_c)} + \mathbf{P}_{1n} \frac{\lambda_3}{\lambda_1 - \lambda_3} D_{1c}(t_c) [e^{-\lambda_3(t-t_c)} - e^{-\lambda_1(t-t_c)}] . \end{cases} \quad (\text{V.2})$$

L'activité $D_i(t)$ associée à l'élément i pendant le temps de mesure total se déduit de la somme des activités pendant les deux phases avec un raccordement à $t = t_c$. L'activité totale est donnée ici, en tenant compte d'une activité résiduelle constante p_0 , par :

$$D(t) = \sum_{i=1}^3 D_i(t) + p_0 . \quad (\text{V.3})$$

L'ajustement a nécessité 8 paramètres : c_1 , c_2 , λ_r , λ_f , λ_s , α , P_{1n} et p_0 , la valeur de P_{0n} étant contrainte par la relation $P_{0n} = 1 - P_{1n}$. Le résultat de l'ajustement ainsi que la valeur de chacun des paramètres sont présentés sur la figure V.3(b). L'activité $D_i(t)$ de chaque élément étant définie par les paramètres déduits de l'ajustement, il suffit d'appliquer à nouveau la distorsion due au temps mort pour obtenir l'activité mesurée $D_{im}(t)$. En intégrant l'aire sous cette fonction pendant le temps de mesure total de 2 s, nous avons obtenu un nombre de décroissances associé à chaque noyau ^{51}K , ^{51}Ca et ^{50}Ca de $1,93(5) \times 10^6$, $1,10(2) \times 10^5$ et

$1,09(2)\times 10^5$ respectivement en tenant compte de l'erreur sur l'ajustement et des incertitudes sur les périodes des noyaux considérés. L'allure du spectre de l'horloge radioactive est principalement déterminé par l'activité $D_1(t)$ associée à ^{51}K . Nous avons ainsi remarqué en effectuant de nombreux ajustements avec des contraintes différentes que le nombre de décroissances de ^{51}K variait très peu par rapport à celui de ^{51}Ca ou de ^{50}Ca . Si la somme des contributions de ^{51}Ca , ^{50}Ca et p_0 est globalement constante selon les cas considérés, la contribution de chacun pris séparément peut fluctuer de manière non négligeable. C'est pourquoi nous devons considérer avec beaucoup de circonspection la valeur de P_{1n} (et donc de P_{0n}) déduite de l'ajustement. Nous la redéterminerons ultérieurement (§V.1.5) en utilisant le nombre de décroissances de ^{51}K associé à l'analyse du spectre en temps de vol neutron.

Référence	Noyau	t_r (ms)	t_f (ms)	t_s (ms)	α (%)
Notre travail	^{51}K	16	477	28210	0,99
[60]	^{46}K	15	240	5000	0,95
[60]	^{49}K	5	230	3000	0,92

TAB. V.1 – Valeurs des paramètres de la cible issues de notre ajustement pour ^{51}K comparées aux mesures effectuées à ISOLDE par J. Lettry avec une cible de carbure d'uranium pour les isotopes ^{46}K et ^{49}K [60].

Afin de contrôler la pertinence des paramètres de la cible de carbure d'uranium utilisée pour la production des isotopes de potassium, nous avons comparé les valeurs des paramètres t_r , t_f , t_s ¹ et α déduites de notre ajustement avec celles mesurées par J. Lettry et la collaboration ISOLDE [60] pour les isotopes ^{46}K et ^{49}K (tableau V.1). Compte tenu du fait que ces valeurs de paramètres sont très dépendantes de la cible elle-même et de sa température de fonctionnement, elles sont en assez bon accord pour les paramètres t_r , t_f et α . Le paramètre de diffusion lente t_s , déduit de notre ajustement, possède une très grande valeur par rapport aux précédentes mesures. En fait, cette quantité n'est pas assez contrainte car notre temps de mesure était trop court et la fraction des ions issus de la cible par diffusion lente $(1-\alpha)$ pratiquement nulle. Nous aurions donc pu réaliser l'ajustement sans tenir compte du paramètre de diffusion lente et sans que cela ne change significativement le résultat. Dans le même esprit, nous avons également considéré des paramètres de production différents pour ^{51}Ca afin d'évaluer les possibles modifications. Mais l'ajustement effectué avec 12 paramètres a peu modifié les valeurs des paramètres de production associés à ^{51}K ainsi que le nombre de décroissances correspondant. Par la suite, nous considérerons donc toujours des paramètres de production identiques pour K et Ca.

V.1.3 Détermination des niveaux liés dans ^{50}Ca et ^{51}Ca

Le spectre en énergie des rayonnements γ obtenu pour la décroissance de ^{51}K est présenté sur la figure V.4. Toutes les transitions appartenant à la décroissance des noyaux de filiation $^{50,51}\text{Ca}$, $^{50,51}\text{Sc}$ et ^{51}Ti ont été identifiées. La densité des pics étant importante, nous n'avons

1. $t_r = \ln 2 / \lambda_r$, $t_f = \ln 2 / \lambda_f$, $t_s = \ln 2 / \lambda_s$.

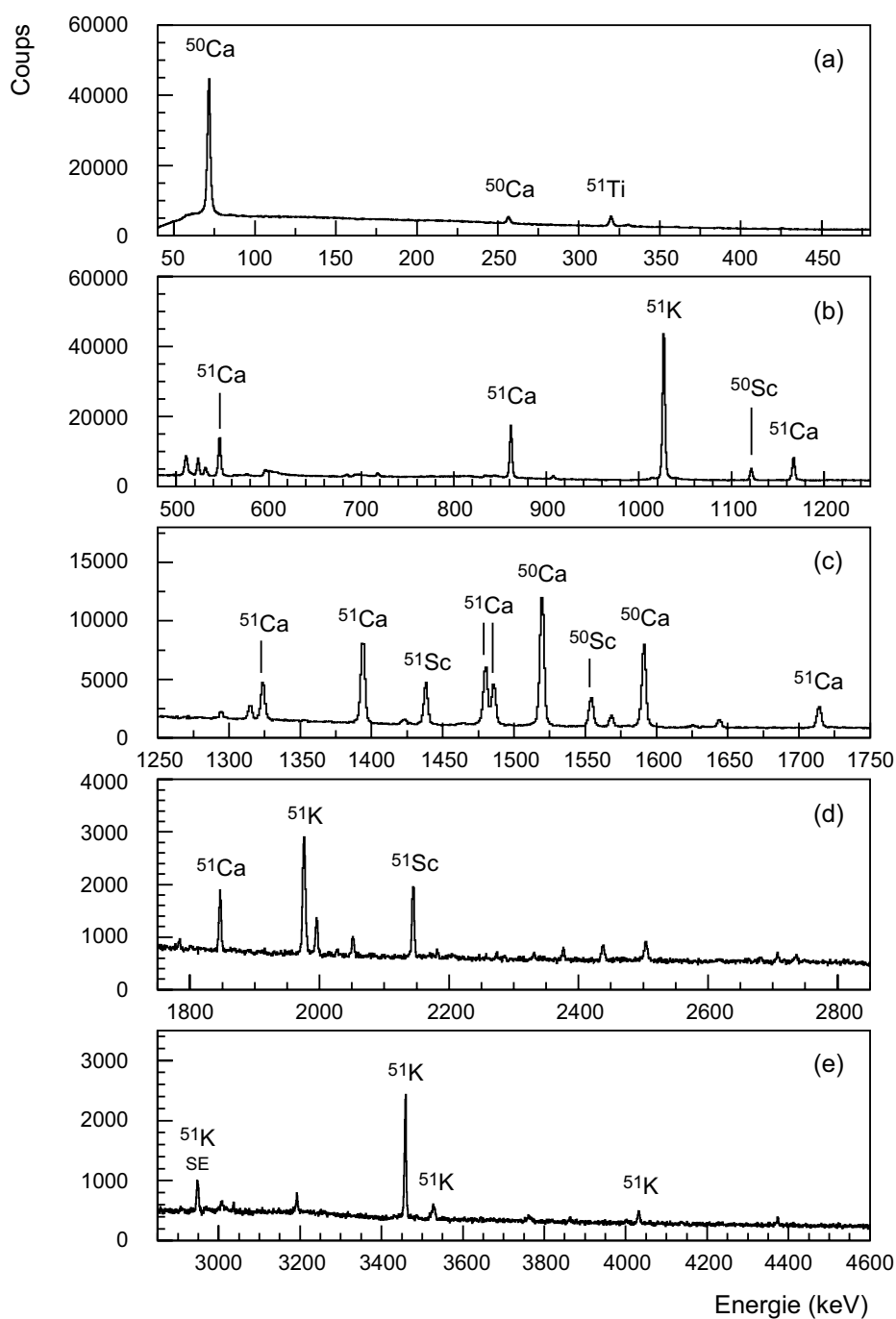


FIG. V.4 – Spectre en énergie des rayonnements γ observé lors de la décroissance de ^{51}K . Les transitions les plus intenses appartenant à la décroissance des noyaux ^{51}K , $^{50,51}\text{Ca}$, $^{50,51}\text{Sc}$ et ^{51}Ti ont été indiquées. Le terme SE correspond à un pic simple échappement.

repéré que les transitions les plus intenses. Sur le spectre V.4(a) correspondant au gain fort (0-500 keV), on observe une transition à 71 keV appartenant à la décroissance de ^{50}Ca .

Cela signifie que le seuil de détection des détecteurs MINIBALL lors de l'expérience était inférieur à 70 keV. Les autres spectres V.4(b), (c), (d) et (e) correspondent au gain normal (0,5-5 MeV).

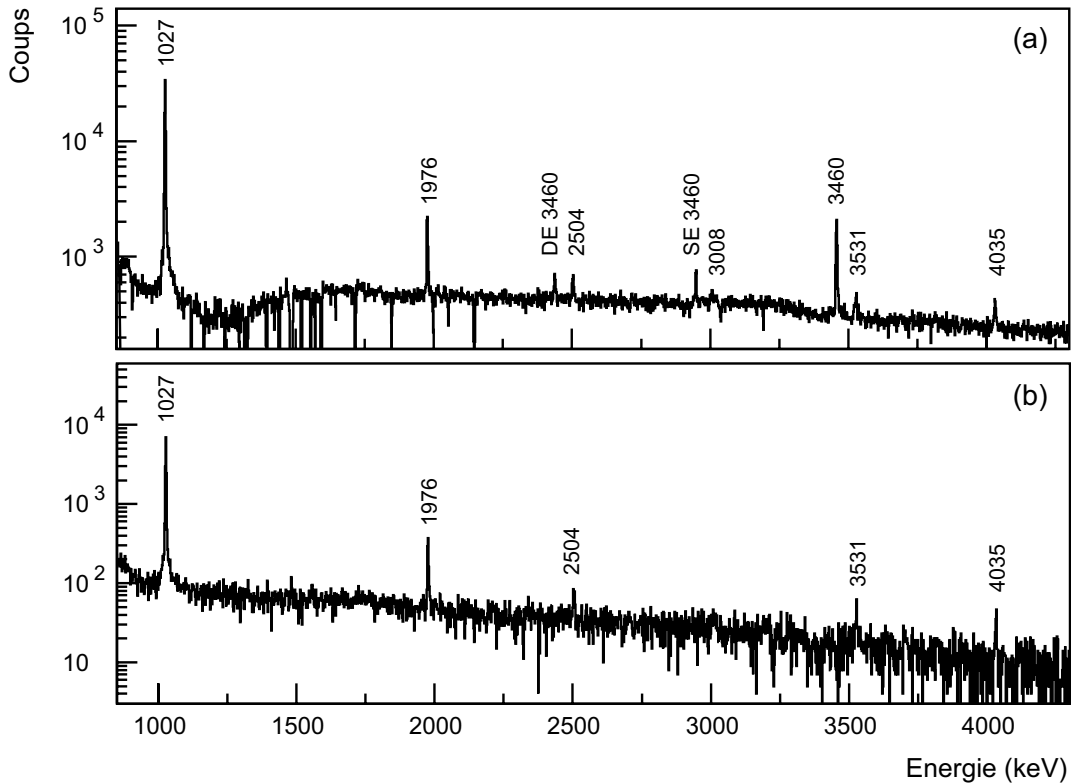


FIG. V.5 – (a) Spectre en énergie des rayonnements γ conditionné par des coupures dans le spectre horloge et mettant en évidence les transitions directement issues de la décroissance de ^{51}K (voir texte). Les termes SE et DE correspondent respectivement à des pics simple et double échappement. (b) Spectre en énergie des rayonnements γ en coïncidence avec le multidétecteur TONNERRE.

Pour identifier les transitions γ appartenant à la décroissance de ^{51}K , nous avons conditionné le spectre des rayonnements γ par deux coupures dans le spectre horloge radioactive: $0 \leq t \leq 1000$ ms et $1000 \leq t \leq 2000$ ms (fig. V.2). Le spectre V.5(a) résulte de la soustraction des spectres conditionnés par la première et par la deuxième seconde de mesure. Il met en évidence les transitions γ à 1027, 1976, 2504, 3008, 3460, 3531 et 4035 keV appartenant à la décroissance de ^{51}K . Toutes les autres transitions ont en effet disparu car l'activité des noyaux de filiation, compte tenu de leurs longues périodes, est à peu près constante pendant le temps de mesure de 2 secondes. Pour assigner ces transitions au schéma de niveaux de ^{50}Ca ou ^{51}Ca , nous avons réalisé des coïncidences n- γ et γ - γ .

Le conditionnement du spectre des rayonnements γ par la détection d'un neutron dans TONNERRE permet d'assigner les transitions à 1027, 1976, 2504, 3531 et 4035 keV au ^{50}Ca (fig. V.5(b)). En effectuant des coïncidences γ - γ sur ces mêmes transitions (fig. V.6),

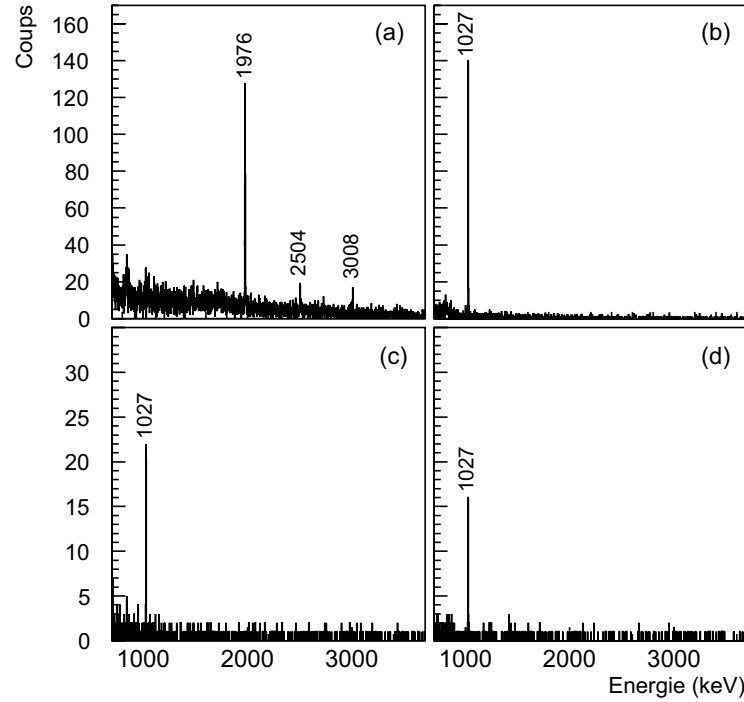


FIG. V.6 – Spectres en énergie en coïncidence avec les transitions à 1027 keV (a), 1976 keV (b), 2504 keV (c) et 3008 keV (d) dans ^{50}Ca .

E (keV)	I_{γ}^{rel} (%)	I_{γ}^{abs} (%)	I_{γ}^{rel} (%) [44]	E_i (keV)	E_f (keV)	Noyau
1027(1)	100	21,7(2,2)	100	1027	0	$^{50}\text{Ca}^*$
1976(1)	12,0(1,1)	2,6(3)	13,9(1,0)	3003	1027	$^{50}\text{Ca}^*$
2504(1)	2,8(3)	0,6(1)	5,0(7)	3531	1027	$^{50}\text{Ca}^*$
3008(2)	1,2(2)	0,25(5)	2,9(6)	4035	1027	$^{50}\text{Ca}^*$
3460(2)	18,0(1,9)	3,9(5)	23,3(1,0)	3460	0	$^{51}\text{Ca}^*$
3531(2)	3,5(4)	0,8(1)	4,1(6)	3531	0	$^{50}\text{Ca}^*$
4035(2)	2,6(3)	0,55(10)	3,9(6)	4035	0	$^{50}\text{Ca}^*$

TAB. V.2 – Énergie, intensités relative et absolue et assignement dans ^{50}Ca ou ^{51}Ca des transitions γ issues de la décroissance de ^{51}K et observées dans notre expérience. Les intensités relatives sont données par rapport à la transition la plus intense et sont comparées à celles obtenues par M. Bounajma [44].

nous avons pu reconstruire le schéma des niveaux peuplés par voie neutron dans ^{50}Ca . La coïncidence sur la transition à 1027 keV (fig. V.6(a)) permet en outre d'observer la transition à 3008 keV qui n'apparaissait pas clairement dans le spectre conditionné par TONNERRE. Concernant le schéma excité de ^{51}Ca , la transition à 3460 keV n'est observée en coïncidence avec aucune autre transition γ . On suppose donc qu'elle peuple directement l'état fondamental. L'énergie, les intensités relative et absolue et l'assignement des transitions observées dans notre expérience sont reportés dans le tableau V.2. Les intensités absolues ont été déduites

du nombre de décroissance N_β extrait de l'analyse du spectre horloge (§V.1.2) grâce à la relation :

$$I_\gamma^{abs} = \frac{N_\gamma}{\epsilon_\gamma \times N_\beta}, \quad (\text{V.4})$$

où N_γ est le nombre de coups dans le pic considéré et ϵ_γ l'efficacité correspondante. Les intensités relatives sont comparées à celles obtenues dans le travail de M. Bounajma [44] où ces transitions ont déjà été observées. Nous obtenons des valeurs I_γ^{rel} toujours plus petites dans notre expérience. Cet effet systématique peut provenir de l'efficacité de détection γ , notamment à haute énergie, sous-estimée ou surestimée dans l'une ou l'autre des expériences. On observe en particulier de grandes différences pour les transitions à 2504 keV et 3008 keV. Leur faible intensité et le fait qu'elles soient mélangées avec d'autres pics dans le spectre des rayonnements γ peut expliquer ces différences. Dans notre cas en effet, la soustraction des événements provenant des noyaux de filiation grâce à l'utilisation du spectre horloge empêche toute contribution parasite dans les pics à 2504 et 3008 keV. Il se peut que cela ne soit pas le cas pour l'étude précédente d'où une surestimation de l'intensité de ces deux transitions.

V.1.4 Localisation des niveaux non liés dans ^{51}Ca et détermination de P_n

Les spectres en temps de vol pour les modules de TONNERRE et les compteurs LEND, présentés sur la figure V.7, ont été constitués avec les mêmes coupures en temps que pour l'analyse du noyau ^{49}K (§IV.3.1). On remarque que la statistique est beaucoup plus importante, d'un facteur 25 environ, pour TONNERRE (fig. V.7(a)) que pour les détecteurs LEND (fig. V.7(b)). C'est pourquoi nous utiliserons les données de TONNERRE pour réaliser des coïncidences n- γ . On observe également que la résolution est sensiblement la même pour les deux types de détecteurs, ceci en raison du problème électronique évoqué dans le chapitre précédent et affectant plus particulièrement les compteurs LEND. Le domaine en énergie des pics neutrons les plus intenses observés dans notre expérience est compris entre 0,8 MeV et 4,8 MeV pour les deux détecteurs. Ces valeurs corroborent les mesures précédemment effectuées notamment par M. Bounajma [44] dont le spectre en temps de vol enregistré avec 12 modules LEND est présenté sur la figure V.7(c).

Afin de localiser les états non liés dans ^{51}Ca , nous devons déterminer les transitions neutrons peuplant les états excités dans ^{50}Ca , au moyen de coïncidences γ -n, et celles alimentant directement l'état fondamental. Nous avons tout d'abord sélectionné la transition la plus intense à 1027 keV. Or cette transition est en coïncidence avec trois autres raies γ à 1976, 2504 et 3008 keV. Ces trois transitions proviennent de trois niveaux situés à 3003, 3531 et 4035 keV respectivement qui sont également peuplés par des transitions neutrons. Ainsi, le spectre en temps de vol conditionné par la transition à 1027 keV est la somme des transitions peuplant les états à 1027, 1976, 2504 et 3008 keV. Pour obtenir le spectre en temps de vol neutron représentatif des transitions neutrons peuplant *directement* l'état à 1027 keV, nous avons soustrait la contribution neutron des trois autres transitions γ en corrigeant le spectre en temps de vol associé à chacune d'elle par l'efficacité de détection ϵ_γ

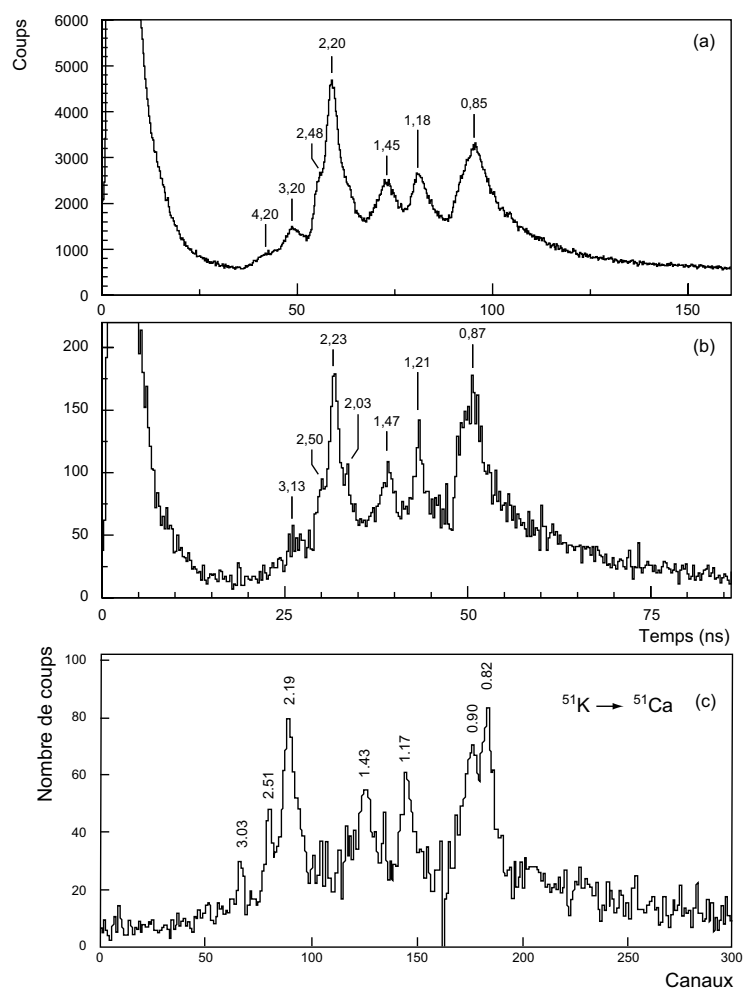


FIG. V.7 – Comparaison des spectres temps de vol pour les multidétecteurs TONNERRE (a) et LEND (b) enregistré lors de la décroissance de ^{51}K . Le spectre (c) a été enregistré par M. Bounajma [44] avec 12 modules LEND. Les valeurs des énergies sont données en MeV.

correspondante. Le spectre ainsi obtenu est présenté sur la figure V.8. L'ajustement de ce spectre nous a permis de mettre en évidence 7 transitions neutrons comprises entre 0,82 MeV et 3,67 MeV et peuplant directement le niveau à 1027 keV dans ^{50}Ca . Les spectres en temps obtenus en coïncidence avec les transitions γ à 1976, 2504 et 4036 keV sont présentés sur la figure V.9. L'intensité des transitions étant beaucoup plus faible, nous avons contracté les spectres en temps de vol obtenus d'un facteur 2 par rapport à la figure V.8, excepté pour la transition à 1976 keV. L'analyse du spectre V.9(a) conditionné par la transition à 1976 keV met en évidence la présence de 6 transitions neutrons peuplant l'état à 3003 keV avec des énergies comprises entre 0,53 et 2,58 MeV. Sur le spectre V.9(b) conditionné par la transition à 2504 keV, nous observons, malgré la faible statistique, 4 transitions neutrons entre 0,70 et 2,28 MeV alimentant le niveau situé à 3531 keV. Le spectre conditionné par la transition à

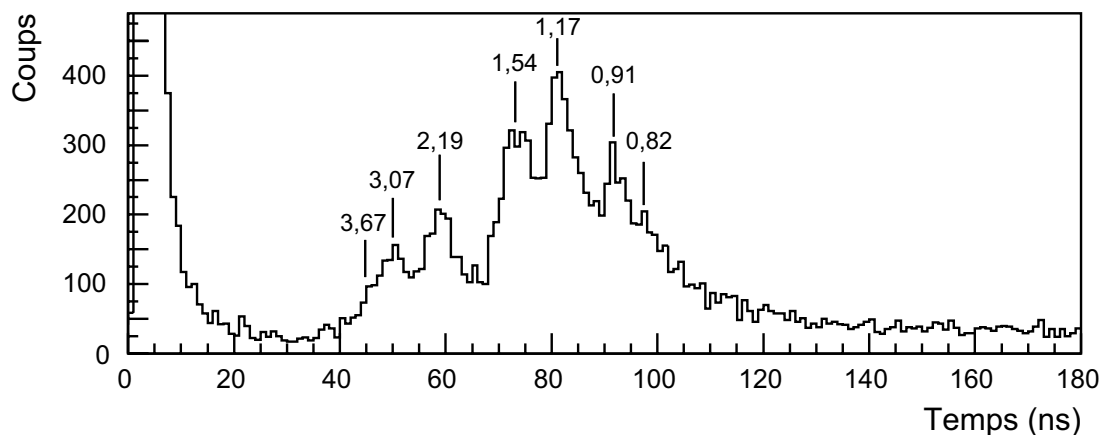


FIG. V.8 – Spectre en temps de vol des neutrons mesuré avec TONNERRE et conditionné par la transition γ à 1027 keV. Les valeurs des énergies sont données en MeV.

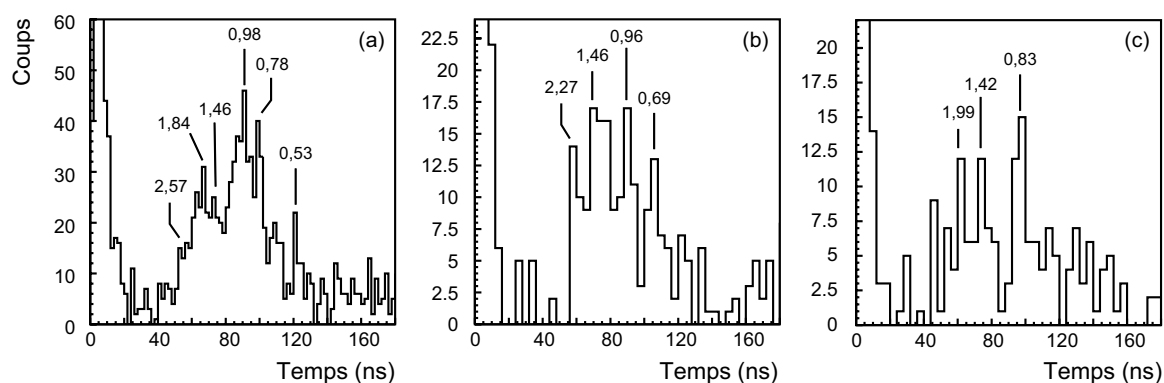


FIG. V.9 – Spectres en temps de vol de TONNERRE conditionnés par les transitions γ à 1976 keV (a), 2504 keV (b) et 4035 keV (c). Les valeurs des énergies sont données en MeV.

3531 keV n'est pas présenté car les transitions à 2504 et 3531 keV désexcitant le même niveau situé à 3531 keV sont en coïncidence avec les mêmes transitions neutrons. Enfin le spectre V.9(c) conditionné par la transition à 4035 keV semble présenter trois pics principaux à 0,84, 1,42 et 1,99 MeV. Mais, la faible statistique contenue dans les spectres en temps V.9(b) et V.9(c) conduit à des incertitudes plus grandes sur l'énergie des pics correspondants. Enfin, la transition de 3008 keV ayant lieu à partir du même état situé à 4035 keV possède une intensité trop faible pour exploiter son spectre en temps de vol. Les énergies et les intensités neutrons relatives obtenues par coïncidence γ -n dans notre analyse sont regroupées dans le tableau V.3. Il est intéressant de noter que nous avons mis en évidence, par ces coïncidences γ -n, de nombreuses transitions neutrons non observées dans les études précédentes [56, 44] faute d'une efficacité de détection neutron et γ suffisante. Un seul pic neutron avait été vu en coïncidence avec la transition γ à 1976 keV et aucune pour les transitions désexcitant les niveaux d'énergie supérieure. Ainsi, malgré la faible statistique contenue dans les spectres

V.9(b) et (c), nous avons pu observer les premières transitions neutrons peuplant les états à 3531 et 4035 keV dans ^{50}Ca .

E_n (keV)	I_n^{rel} (%)	E_γ^{coinc} (keV)	$E_i(^{51}\text{Ca})$ (keV)	$E_f(^{50}\text{Ca})$ (keV)
820(25)	5,5(1,6)		6220(25)	
910(30)	9,2(2,9)		6320(30)	
1170(40)	22,0(3,9)		6580(40)	
1540(50)	21,6(3,9)	1027	6960(50)	1027
2190(80)	12,4(2,4)		7620(80)	
3070(130)	7,3(1,6)		8520(130)	
3670(180)	5,5(1,5)		9130(180)	
530(20)	0,5(2)		7900(20)	
780(20)	2,3(7)		8160(20)	
980(40)	4,6(1,0)	1976	8360(40)	3003
1470(50)	1,4(4)		8860(50)	
1840(120)	2,3(6)		9240(120)	
2570(200)	0,9(3)		9980(200)	
690(20)	1,4(5)		8590(20)	
960(40)	1,4(4)	2504	8870(40)	3531
1460(100)	2,3(4)		9380(100)	
2270(120)	1,4(4)		10210(120)	
830(20)	1,8(4)		9240(20)	
1420(80)	0,9(3)	4035	9840(80)	4035
1990(100)	0,9(4)		10420(100)	
840(25)	63,4(11,5)		5220(20)	
2230(80)	100		6630(80)	
3290(150)	10,2(2,3)	-	7720(150)	0
4200(220)	5,1(1,6)		8640(220)	
4860(270)	5,1(1,7)		9320(270)	

TAB. V.3 – *Energie E_n et intensité relative I_n^{rel} des transitions neutrons observées en coïncidence avec une transition γ d'énergie E_γ dans ^{50}Ca . Ces transitions neutrons connectent les états d'énergies E_i et E_f respectivement dans ^{51}Ca et ^{50}Ca . La quantité I_{β_n} représente le taux de peuplement des états E_f par voie neutron dans ^{50}Ca déduit de l'analyse des transitions γ . Les intensités relatives neutrons sont données par rapport à la transition la plus intense à 2230 keV.*

Il nous reste à présent à déterminer les transitions peuplant directement l'état fondamental de ^{50}Ca . Pour cela, nous avons constitué le spectre en temps de vol correspondant à l'ensemble des neutrons observés en coïncidence avec des transitions γ dans ^{50}Ca . Ce spectre est présenté en rouge sur la figure V.10(a). Sur cette même figure apparaît en noir le spectre temps de vol total déjà illustré précédemment (fig. V.7) mais contracté ici d'un facteur 4

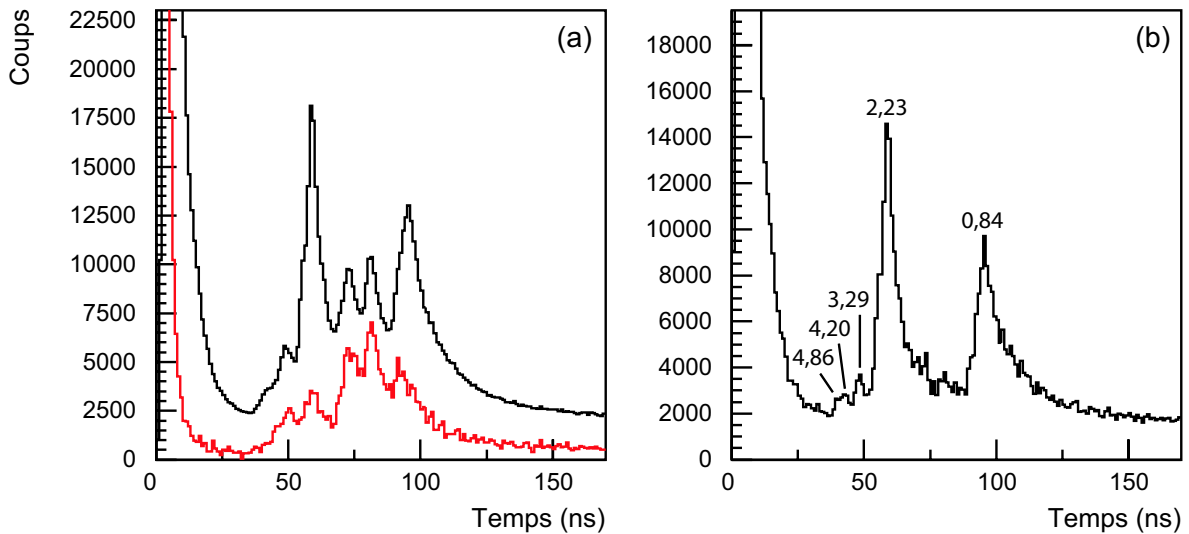


FIG. V.10 – (a) *En noir* : spectre en temps de vol total de TONNERRE . *En rouge* : somme des spectres en temps de vol conditionnés par les transitions γ dans ^{50}Ca et corrigés de l'efficacité ϵ_γ correspondante. (b) Spectre en temps de vol de TONNERRE résultant de la soustraction des deux spectres précédents et mettant en évidence les transitions neutrons peuplant directement l'état fondamental de ^{50}Ca . Les valeurs des énergies sont données en MeV.

pour la comparaison. Nous avons effectué la soustraction de ces deux spectres afin de mettre en évidence les transitions neutrons peuplant directement l'état fondamental de ^{50}Ca . Le résultat de la soustraction est illustré sur la figure V.10(b). Nous observons deux pics très intenses situés à 0,84 MeV et à 2,21 MeV, également bien visible sur le spectre total. L'ajustement de ce spectre nous a permis de mettre en évidence 5 transitions neutrons dont les énergies et les intensités relatives sont également regroupées dans le tableau V.3. La transition très intense à 2,23 MeV a été considérée comme alimentant l'état situé à 1027 keV lors de précédentes mesures. Or il apparaît ici clairement que cette transition peuple l'état fondamental. Cette erreur d'assignement provient du fait qu'il existe également une transition assez intense à 2,19 MeV vue en coïncidence avec le γ à 1027 keV. L'intensité du pic présent dans le spectre total a sans doute été attribuée entièrement à l'alimentation vers l'état à 1027 keV alors qu'elle se divise en fait en deux contributions dont la plus importante est celle vers l'état fondamental. Cet exemple illustre combien l'analyse des spectre en temps de vol est difficile et peut parfois engendrer des erreurs d'assignement. On remarque également que seule une statistique suffisante et des coïncidences γ -n efficaces ont pu nous permettre de distinguer deux pics à 2,19 et 2,23 MeV qui sont normalement bien au-delà du pouvoir de résolution en énergie du multidétecteur TONNERRE.

Pour déterminer la valeur de P_n , nous avons constitué le spectre en temps de vol de TONNERRE conditionné par les événements au premier pulse proton de chaque supercycle, ceci dans le but de normaliser le nombre de neutrons obtenu au nombre absolu de décroissances N_β déterminé au paragraphe (§V.1.2). L'ajustement présenté sur la figure V.11 a été réalisé

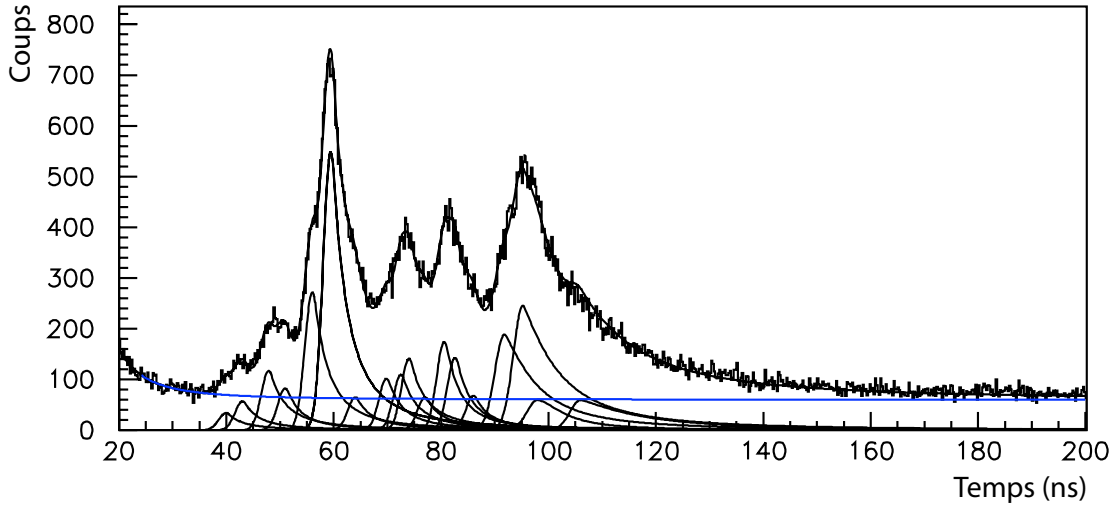


FIG. V.11 – Déconvolution du spectre en temps de vol pour TONNERRE constitué par la première phase de mesure de chaque supercycle et enregistré pendant la décroissance de ^{51}K . L'ajustement a été réalisé avec 17 pics (3 paramètres libres par pic) et un fond tenant compte de la traîne du pic prompt et de tous les événements décorrélés en temps.

avec 17 pics. En effet, certaines des 25 transitions listées dans le tableau V.3 ont des énergies très proches et d'autres des intensités très faibles. C'est pourquoi l'ajustement n'a été effectué qu'avec un nombre significatif de pics pouvant contraindre l'allure du spectre en temps de vol. La valeur de P_n se déduit de cet ajustement en corrigeant l'aire $N_n(E_{n_i})$ de chaque pic d'énergie E_i par l'efficacité totale de détection neutron $\epsilon_n(E_{n_i})$ grâce à la formule :

$$P_n = \frac{1}{N_\beta} \sum_{i=1}^{17} \frac{N_n(E_{n_i})}{\epsilon_n(E_{n_i})} . \quad (\text{V.5})$$

Nous avons ainsi trouvé une valeur $P_n=63(8)\%$ correspondant en fait à la valeur de P_{1n} faute de mise en évidence de l'émission de deux neutrons. Notre valeur est en bon accord avec celle de $68(10)\%$ mesurée par M. Langevin *et al.* [54] mais incompatible avec celle de $47(5)\%$ mesurée par L.C. Carraz *et al.* [53].

V.1.5 Compilation des résultats

L'intensité neutron $I_{\beta n_0}$ vers l'état fondamental de ^{50}Ca a pu ainsi être déduite de la mesure de P_{1n} en soustrayant la somme des intensités $I_{\beta n}(E_{x_i})$ des états excités dans ^{50}Ca :

$$I_{\beta n_0} = P_{1n} - \sum_{i=1}^4 I_{\beta n}(E_{x_i}) . \quad (\text{V.6})$$

La somme, portant sur les 4 états excités situés à 1027, 3003, 3531 et 4035 keV, représente une intensité de $23,0(2,5)\%$. Nous en déduisons donc une valeur $I_{\beta n_0}$ de $40(8)\%$ pour le

peuplement de l'état fondamental de ^{50}Ca par voie neutron. Cette intensité $I_{\beta n_0}$ nous permet de déterminer les intensités absolues des transitions neutrons peuplant l'état fondamental de ^{50}Ca et donc d'en déduire les intensités I_{β} des niveaux correspondants dans ^{51}Ca . Les intensités absolues des transitions neutrons en coïncidence avec des transitions γ ont été également normalisées par rapport à l'intensité $I_{\beta n}(E_{x_i})$ de chacun des états excités peuplés dans ^{50}Ca . Enfin, la mesure de la valeur de P_{1n} combinée à celle de l'intensité I_{β} du seul état lié à 3,46 MeV dans ^{51}Ca nous permet de déterminer précisément le taux de peuplement I_{β_0} du niveau fondamental de ^{51}Ca en posant :

$$I_{\beta_0} = 100 - (P_{1n} + I_{\beta}(3460)) . \quad (\text{V.7})$$

Nous obtenons ainsi une valeur I_{β_0} de 33,1(8,0)%.

Les énergies d'excitation et les intensités I_{β} des états peuplés dans ^{51}Ca ainsi que les valeurs de $\log(f_0t)$ et $B(\text{GT})$ associées sont regroupées dans le tableau V.4. Les valeurs de $\log(f_1t)$ ont également été calculées pour les transitions vers l'état fondamental et vers le premier excité observé à 3,46 MeV dans ^{51}Ca dont la nature sera discutée au paragraphe suivant. Le schéma de décroissance de ^{51}K déduit de notre expérience est présenté sur la figure V.12.

Les états et transitions γ représentés en noir sur le schéma de décroissance sont des données déjà connues et répertoriées dans les compilations telles que *Table of Isotopes* [24] ou NNDC [61]. Les états et transitions γ en rouge observées par décroissance β de ^{51}K sont des données nouvelles par rapport à ces compilations. Certes, les états à 3530 et 4035 keV dans ^{50}Ca ont déjà été observés [44] mais n'ont jamais fait l'objet d'une publication. Les niveaux en pointillés bleus représentent selon le noyau les énergies de séparation d'un ou deux neutrons. Les états non liés se désexcitant par émission de neutrons sont indiqués en vert sur le schéma de décroissance de la figure V.12. Certains d'entre eux, labellés par une étoile, sont le résultat d'un regroupement de deux, parfois trois, niveaux proches en énergie en un seul état affecté de la somme des intensités (voir tableau V.4). Ce regroupement a été effectué pour des états dont l'écart en énergie (typiquement de l'ordre de 150 keV ou moins) était inférieur à l'incertitude sur leur localisation respective. Cela permet en outre une meilleure lisibilité du schéma de décroissance.

Nous avons reporté dans le tableau V.5 les énergies et les intensités I_{β} des états peuplés par décroissance de ^{51}K lors de précédentes expériences [44, 56]. Ces études, par la détection des rayonnements γ et des neutrons, avaient déjà mis en évidence l'état lié à 3,46 MeV dans ^{51}Ca ainsi que 7 états non liés. On remarque que dans le travail de J. Rachidi [56], la transition à 3530 keV a été attribuée au schéma de ^{51}Ca alors que M. Bounajma [44] localise cette transition dans ^{50}Ca . Notre travail confirme l'attribution de l'état à 3530 keV à ^{50}Ca par la mise en évidence de corrélations γ -n. Ces études n'ayant pu permettre la mesure de la valeur de P_n de manière indépendante, leurs résultats sont tributaires des précédentes mesures avec 47% (a), 68% (b) et la valeur de 51% (c) représentant la moyenne pondérée des deux précédentes mesures. Ainsi, les valeurs I_{β} déduites varient selon le choix de la valeur de P_n . De plus, nous avons signalé lors de l'analyse des transitions neutrons que la forte transition à 2,23 MeV peuple en réalité l'état fondamental de ^{50}Ca et non l'état excité à 1027 keV comme cela a été supposé dans ces précédentes études. Cela explique pourquoi

E_x (keV)	I_β (%)	E_x^* (keV)	I_β^* (%)	$\log(f_0t)$	$\log(f_1t)$	$B(GT) \times 10^5$
0	33,1(8,0)			$6,0_{-0,1}^{+0,1}$	$8,7_{-0,1}^{+0,1}$	380(65)
3460(2)	3,9(5)			$6,4_{-0,2}^{+0,1}$	$8,8_{-0,2}^{+0,2}$	175(50)
5220(20)	13,8(1,8)			$5,4_{-0,2}^{+0,2}$		1480(515)
6220(25)	1,2(3)			$6,2_{-0,3}^{+0,2}$		230(105)
6320(30)	2,1(4)			$6,0_{-0,2}^{+0,2}$		425(175)
6580(40)	4,8(6)	6600*	26,6*	$4,8_{-0,2}^{+0,2}$		6440(2410)
6630(80)	21,8(2,8)					
6960(50)	4,7(6)			$5,4_{-0,2}^{+0,2}$		1435(560)
7620(80)	2,6(4)	7650*	4,9*	$5,2_{-0,2}^{+0,2}$		2430(1065)
7720(150)	2,3(4)					
7900(20)	0,10(5)			$6,8_{-0,5}^{+0,3}$		60(40)
8160(20)	0,5(1)			$6,0_{-0,3}^{+0,2}$		370(175)
8360(40)	1,0(3)			$5,6_{-0,3}^{+0,3}$		865(470)
8520(130)	1,6(3)	8590*	2,9*	$5,1_{-0,3}^{+0,3}$		3050(1470)
8590(20)	0,3(1)					
8640(220)	1,0(3)					
8860(50)	0,3(1)	8870*	0,6*	$5,7_{-0,3}^{+0,3}$		810(430)
8870(40)	0,3(1)					
9130(120)	1,2(3)			$5,3_{-0,3}^{+0,3}$		2060(1125)
9240(120)	0,5(1)	9240*	0,9*	$5,4_{-0,3}^{+0,3}$		1720(920)
9240(20)	0,4(1)					
9320(270)	1,1(3)	9360*	1,6*	$5,1_{-0,4}^{+0,3}$		3440(1910)
9380(100)	0,5(1)					
9840(80)	0,20(5)	9880*	0,4*	$5,4_{-0,4}^{+0,3}$		1490(865)
9980(200)	0,20(1)					
10210(120)	0,3(1)			$5,4_{-0,5}^{+0,4}$		1640(1060)
10420(100)	0,2(1)			$5,4_{-0,4}^{+0,4}$		1410(870)

TAB. V.4 – *Energie d'excitation, intensité I_β et valeurs de $\log(f_0t)$ et de $B(GT)$ associées aux états peuplés par décroissance β de ^{51}K dans ^{51}Ca . La valeur de $\log(f_1t)$ a été calculée pour les transitions Gamow-Teller supposées premières interdites vers l'état fondamental de ^{51}Ca et vers l'état à 3,46 MeV. Les valeurs $B(GT)$ ont été calculées dans l'hypothèse de transitions Gamow-Teller permises. Les états proches en énergie ont été regroupés en un seul état avec une intensité résultante (voir texte).*

l'on retrouve dans ces travaux une intensité importante autour de 7700 keV au lieu de 6600 keV dans notre expérience. Comme nous le constatons, il n'est pas aisé de comparer ces résultats avec ceux obtenus dans notre expérience. Dans notre cas, les intensités I_β et la valeur de P_n ont été déterminées de manière absolue par l'extraction d'un nombre N_β de décroissances permettant de normaliser toutes les transitions. Nos résultats présentent donc une plus grande cohérence car ils ne sont pas tributaires des résultats d'autres expériences. Ainsi la mesure indépendante de la valeur $P_n=63(8)\%$ est en très bon accord avec celle

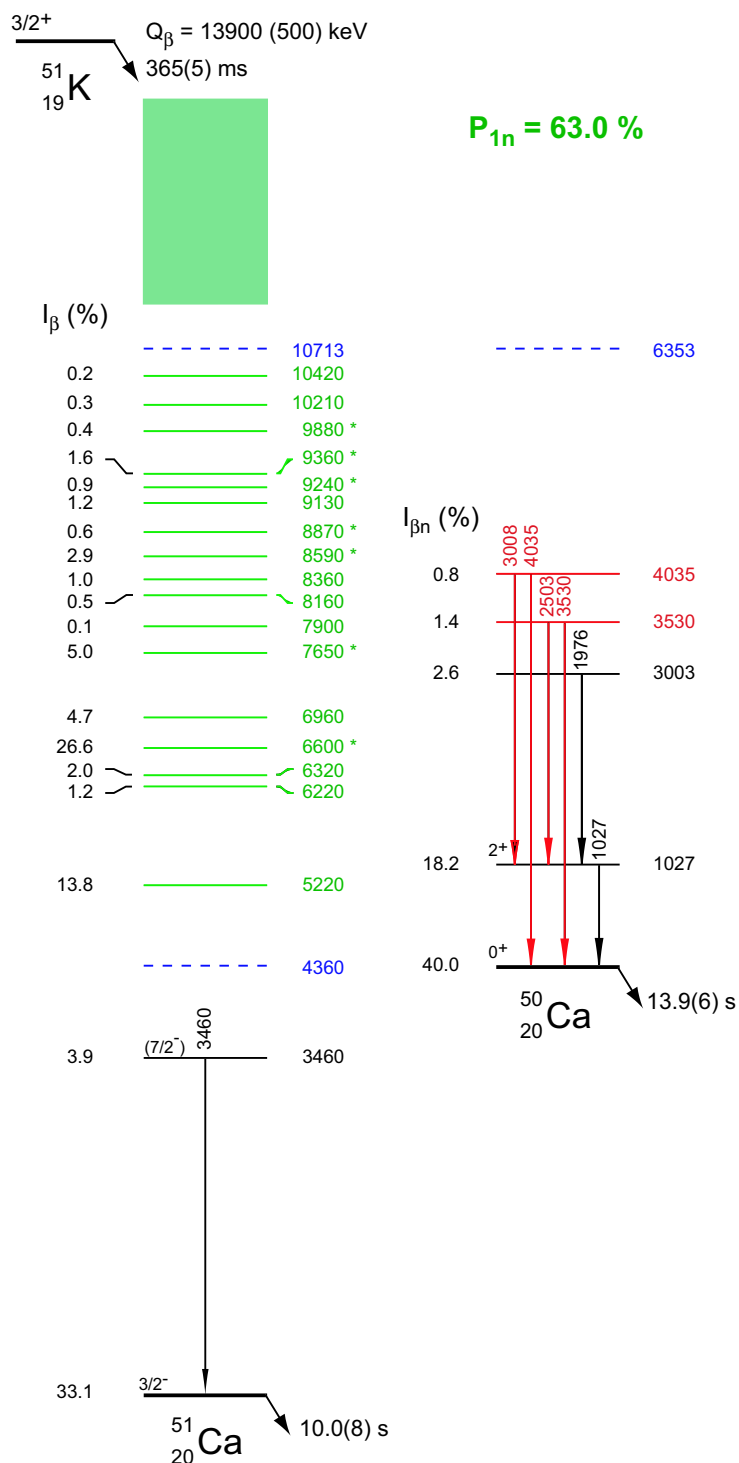


FIG. V.12 – Schéma de décroissance de ^{51}K déduit de notre expérience. Les niveaux non liés labellés par une étoile résultent d'un regroupement de deux ou trois niveaux proches en énergie.

Résultats [56]			Résultats [44]	
E_x (keV)	I_β (%) (a)	I_β (%) (b)	E_x (keV)	I_β (%) (c)
0	47,9	19	0	34,8
3460	4,2	10,7	3460	7,8
3530	0,9	2,3	-	-
6080	<1,2	<2	5230	7,0
6410	10,7	16	6630	5,8
6930	3,9	5	6950	4,0
7540	10,7	15	7480	2,2
7710	7,7	11	7645	10,2
8340	8,3	12	8590	6,1
8800	5,0	7	8845	3,6

TAB. V.5 – *Energie et intensité I_β des états peuplés par décroissance β de ^{51}K déterminées lors de deux précédentes études [56][44]. Les valeurs I_β données pour (a), (b) et (c) correspondent au choix d'une valeur de P_n de 47%, 68% et 51% respectivement, cette dernière ayant été déterminée comme la moyenne pondérée des deux précédentes [44].*

$P_n=68(10)\%$ mesurée par M. Langevin et al. [54] et semble donc exclure la valeur de 47(5)% [53].

V.1.6 Discussion

Nature de l'état fondamental de ^{51}K

Sur le schéma de décroissance de la figure V.12, nous avons supposé un état fondamental de nature $3/2^+$ pour ^{51}K . Or, nous avons vu au chapitre I.3.1 que l'évolution en énergie du doublet $1/2^+ - 3/2^+$ le long de la chaîne des isotopes de potassium, connue expérimentalement jusqu'à ^{47}K , n'était pas facile à extrapoler au-delà de $N=28$. Cette évolution est en effet tributaire de l'ordre des orbitales $\pi s_{1/2}$ et $\pi d_{3/2}$ au fur et à mesure du remplissage de la couche $\nu p_{3/2}$ avec des neutrons. Cependant, une étude menée sur la décroissance $^{50}\text{K} \rightarrow ^{50}\text{Ca}$ a conduit à l'observation d'une importante alimentation à hauteur de 61% de l'état fondamental 0^+ de ^{50}Ca [62]. Ce taux de peuplement, anormalement élevé pour des transitions Gamow-Teller premières interdites, suggère l'existence d'un état fondamental 0^- pour ^{50}K . Des travaux théoriques [63, 64, 65, 66] prédisent en effet une forte augmentation des taux de transitions β pour des transitions de type $0^- \rightarrow 0^+$ ou $0^+ \rightarrow 0^-$ avec des intensités I_β pouvant atteindre plus de 50% grâce à des courants d'échanges de mésons. Ainsi l'observation d'un fort taux de peuplement de 61% dans la décroissance $^{50}\text{K} \rightarrow ^{50}\text{Ca}$ suggère fortement l'existence d'un état fondamental 0^- pour ^{50}K . Or, en considérant le remplissage des couches de plus basse énergie pour ^{50}K (fig. V.14), on remarque que la seule façon d'obtenir un tel état est de considérer la configuration $(\pi d_{3/2})^{-1} \otimes (\nu p_{3/2})^3$ avec la présence d'un trou de proton sur l'orbite $\pi d_{3/2}$ couplé à $J=0$ avec le neutron célibataire situé sur l'orbite $\nu p_{3/2}$. La nature 0^- de l'état fondamental de ^{50}K constitue donc une indication précieuse permettant de supposer que les

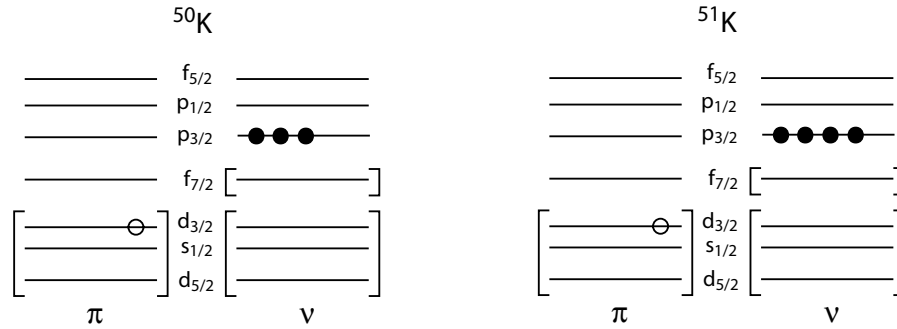


FIG. V.13 – Configurations des états fondamentaux de ^{50}K et ^{51}K en considérant le trou de proton sur l'orbite $\pi d_{3/2}$.

orbitales $\pi s_{1/2}$ et $\pi d_{3/2}$ se réordonnent dans le même sens que pour les isotopes de potassium légers $N < 28$. Cela suggère une configuration $(\pi d_{3/2})^{-1} \otimes (\nu p_{3/2})^4$ de l'état fondamental de ^{51}K que corroborent les calculs effectués avec l'interaction iokin (§I.3.1), qui supposait un réarrangement des orbitales $\pi d_{3/2}$ et $\pi s_{1/2}$ au-delà de $N=28$ contrairement aux prédictions faites par l'interaction iokin modifiée, tenant compte de la donnée expérimentale sur l'énergie d'excitation de l'état $3/2^-$ dans ^{35}Si [15]. Il semble donc qu'il faille revoir les modifications

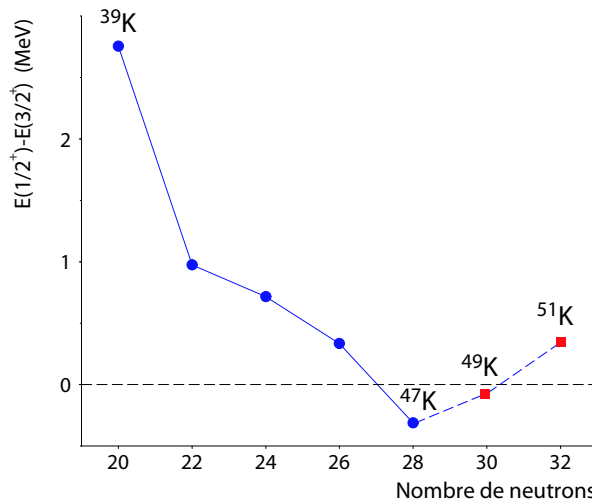


FIG. V.14 – Evolution de l'énergie d'excitation du doublet $1/2^+ - 3/2^+$ pour les isotopes de potassium en fonction du nombre pair de neutrons. Les ronds bleus correspondent aux données expérimentales déjà établies. Les carrés rouges représentent deux extrapolations possibles pour la différence en énergie entre les états $1/2^+ - 3/2^+$ pour ^{49}K et ^{51}K en l'absence de données expérimentales (voir texte).

monopolaires apportées à l'interaction iokin pour tenir compte d'un état fondamental $3/2^+$

dans ^{51}K . Ce dernier résultat reste cependant insuffisant pour fixer précisément certains monopoles entre sd et fp car la différence en énergie entre les états $1/2^+$ et $3/2^+$ n'est toujours pas connue. Nous l'avons arbitrairement placé autour de 350 keV sur la figure V.14 simplement pour illustrer le phénomène de réinversion des états $1/2^+$ et $3/2^+$. Ce réordonnement reste d'ailleurs hypothétique pour ^{49}K , situé entre les deux cas extrêmes ^{47}K et ^{51}K .

Suivant l'hypothèse d'un état fondamental $3/2^+$ de ^{51}K , les états peuplés par transitions Gamow-Teller (GT) permises dans ^{51}Ca possèdent, d'après les règles de sélection $\Delta J=0,1$ et $\Delta\pi = +1$, des spins et parités $1/2^+$, $3/2^+$ ou $5/2^+$. Les états alimentés par transitions GT premières interdites ont quant à eux un choix plus grand de valeurs J^π comprises entre $1/2^-$ et $7/2^-$ compte tenu des règles de sélection $\Delta J=0, 1, 2$ et $\Delta\pi = -1$.

Peuplement de l'état fondamental de ^{51}Ca

Le spin et la parité de l'état fondamental de ^{51}Ca n'ont pas été déterminés explicitement par une mesure expérimentale. Néanmoins, en considérant le remplissage des orbites de plus basse énergie dans la couche fp, il est très probable qu'il s'agisse d'un état $3/2^-$ correspondant à la configuration $(\nu f_{7/2})^8 \otimes (\nu p_{3/2})^3$. D'après les résultats que nous avons obtenu sur la décroissance $^{51}\text{K} \rightarrow ^{51}\text{Ca}$, nous observons un fort taux de peuplement $I_\beta=33,1\%$ de l'état fondamental de ^{51}Ca qui peut paraître surprenant pour une transition $3/2^+ \rightarrow 3/2^-$ de type GT première interdite. En effet, contrairement au cas de ^{50}K , il ne peut y avoir un effet de renforcement des transitions dû à un échange de mésons puisque ce phénomène n'est autorisé que pour les transitions $0^- \rightarrow 0^+$ ou $0^+ \rightarrow 0^-$. Cependant, nous avons déjà signalé dans le chapitre I.4.4 que les transitions interdites, peuplant des états de parité naturelle situés généralement à basse énergie d'excitation E_x , peuvent être favorisées par la grande énergie $(Q_\beta - E_x)$ de la transition β . En effet, l'intensité I_β déduite de la formule I.33 (§I.4.3) est proportionnelle à la fonction de Fermi f , elle-même proportionnelle à $(Q_\beta - E_x)^5$. Cette forte

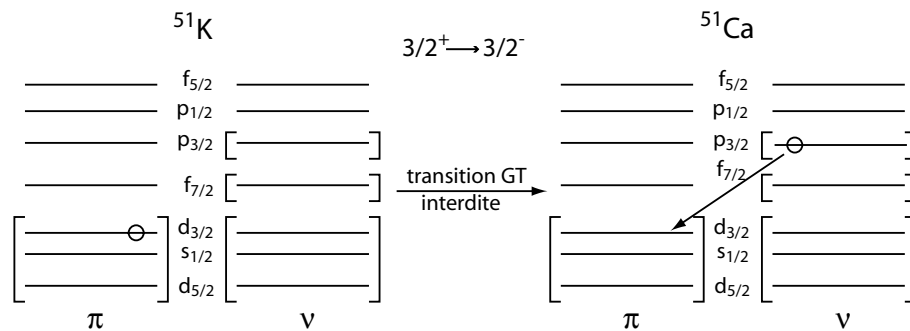


FIG. V.15 – Configuration de l'état fondamental de ^{51}K à gauche et de l'état fondamental de ^{51}Ca à droite. La fermeture de l'orbite $\nu p_{3/2}$ correspond à la configuration la plus favorable énergétiquement pour ^{51}K .

alimentation peut également s'expliquer par la configuration neutron particulière $(\nu p_{3/2})^4$ de l'état fondamental de ^{51}K (fig. V.15) identique à celle de ^{52}Ca . En effet, la fermeture de l'orbitale $\nu p_{3/2}$ à $N=32$, déjà discuté au paragraphe §I.3.2, suggère que cette configuration particulièrement stable représente la majeure partie de la composante de la fonction d'onde décrivant l'état fondamental de ^{51}K . Dans ce cas, une des possibilités d'occuper le trou de proton dans la couche $d_{3/2}$ est d'effectuer une transition β interdite $\nu p_{3/2} \rightarrow \pi d_{3/2}$. La configuration obtenue est celle de l'état fondamental de ^{51}Ca (fig. V.15). Naturellement, cette interprétation reste simpliste et nécessiterait un calcul précis du recouvrement des fonctions d'onde des états initial et final *via* l'opérateur Gamow-Teller. Néanmoins, des considérations telles que la fermeture de la couche $\nu p_{3/2}$ et la grande énergie de transition Q_β de 13,9 MeV vers l'état fondamental expliquent en grande partie la forte transition $3/2^+ \rightarrow 3/2^-$ observée avec une intensité $I_\beta=33,1\%$.

Nature de l'état à 3,46 MeV

Outre l'état fondamental de ^{51}Ca , nous observons le peuplement d'un seul état lié situé à 3,46 MeV. Un tel gap en énergie apparaît surprenant pour un noyau pair-impair. A titre de comparaison, le premier état peuplé dans ^{49}Ca est un état $1/2^-$ situé à 2,02 MeV avec une configuration $(\nu f_{7/2})^8 \otimes (\nu p_{1/2})^1$. On s'attend donc naturellement à trouver un état de même nature à une énergie voisine de 2 MeV et correspondant à une configuration $(\nu p_{3/2})^2 \otimes (\nu p_{1/2})^1$ dans ^{51}Ca . De plus, des calculs de modèle en couches dans l'espace de valence fp prédisent l'existence de 5 ou 6 états de parité naturelle en-dessous de 3,5 MeV pour ce noyau. Il nous faut donc comprendre la présence du seul état lié à 3,46 MeV et déterminer sa nature. Cet état possède une énergie d'excitation assez grande qui n'exclut pas la possibilité d'un état de parité non naturelle. En effet, pour son voisin pair-impair ^{49}Ca , le premier état de parité non naturelle, de nature $3/2^+$, est observé à une énergie d'excitation de 4,27 MeV. L'existence d'un état de parité non naturelle à 3,46 MeV dans ^{51}Ca ne paraît donc pas impossible, la valeur $\log(f_0t)=6,4$ étant également compatible avec l'hypothèse d'une transition GT permise. Il existe cependant un argument permettant d'attribuer à cet état un caractère naturel et de déterminer précisément sa nature. La configuration neutron de l'état fondamental de ^{51}K (fig. V.16) est similaire à celle de ^{52}Ca avec le remplissage complet de l'orbitale $\nu p_{3/2}$ à $N=32$. Or nous savons, d'après la haute énergie d'excitation de l'état 2^+ dans ^{52}Ca , qu'il existe une forte fermeture de couches à $N=32$ et donc que l'occupation de l'orbitale $\nu p_{3/2}$ est proche de 4. Cela signifie que la configuration neutron $(\nu f_{7/2})^8 \otimes (\nu p_{3/2})^4$ représente la majeure partie de la fonction d'onde de l'état fondamental de ^{51}K . Ainsi, la transformation d'un neutron en proton par décroissance β^- se fera principalement à partir des orbitales $\nu f_{7/2}$ et $\nu p_{3/2}$. Au paragraphe précédent, nous avons vu que la transition $\nu p_{3/2} \rightarrow \pi d_{3/2}$ correspondait au peuplement de l'état fondamental $3/2^-$ de ^{51}Ca . Si on considère à présent la transition $\nu f_{7/2} \rightarrow \pi d_{3/2}$, toujours de type première interdite avec $l=1$, nous obtenons un état $7/2^-$ dans ^{51}Ca de configuration $(\nu f_{7/2})^7 \otimes (\nu p_{3/2})^4$ correspondant au saut d'un neutron de la couche $\nu f_{7/2}$ vers la couche $\nu p_{3/2}$. Le caractère particulièrement fermé de la couche $\nu f_{7/2}$ à $N=28$ pourrait expliquer qu'une telle configuration excitée nécessite une énergie de 3,46 MeV correspondant à celle de l'état observé. L'argument fort de la fermeture

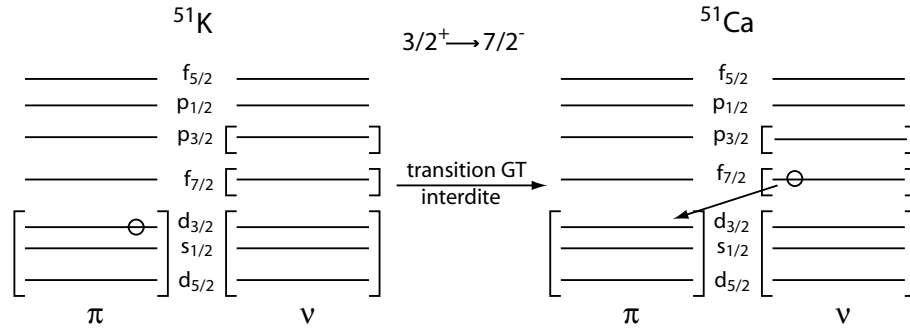


FIG. V.16 – Configuration de l'état fondamental $3/2^+$ de ^{51}K à gauche et de l'état $7/2^-$ dans ^{51}Ca à droite. Le peuplement d'un tel état correspond à la transition interdite $\nu p_{3/2} \rightarrow \nu f_{7/2}$.

à $N=32$ rendrait ainsi compte du fait que l'on observe seulement le peuplement de l'état fondamental de ^{51}Ca et de l'état à 3,46 MeV et pas celui d'autres niveaux de parité naturelle. Nous confronterons l'hypothèse d'un état $7/2^-$ à 3,46 MeV avec les calculs de modèle en couches au prochain chapitre. Précisons enfin que le peuplement d'un état $7/2^-$ exclut la possibilité d'un état fondamental $1/2^+$ pour ^{51}K car la transition serait alors de nature troisième interdite, incompatible avec le taux de peuplement observé. Ceci constitue un argument supplémentaire en faveur d'un état fondamental $3/2^+$ pour ^{51}K .

Distribution de force Gamow-Teller expérimentale

Les états non liés mis en évidence par l'analyse des transitions neutrons possèdent des énergies d'excitation comprises entre 5,2 et 10,4 MeV. Nous allons supposer que tous ces états sont des états de parité non naturelle, $1/2^+$, $3/2^+$ ou $5/2^+$, peuplés par des transitions GT permises. Nous allons aussi considérer que l'état à 3,46 MeV est un état de parité naturelle, sans doute avec $J^\pi=7/2^-$ d'après les considérations précédentes. La distribution de force Gamow-Teller permise expérimentale obtenue à l'aide de ces hypothèses, est présentée sur toute la fenêtre en énergie $Q_\beta=13,9$ MeV sur la figure V.17. Pour des raisons de lisibilité, les barres d'erreurs ne tiennent pas compte de l'incertitude sur la valeur Q_β mais seulement des erreurs sur la période et sur les intensités I_β expérimentales. La somme des valeurs de $B(\text{GT})$ sur les états concernés dans ^{51}Ca nous donne :

$$\sum_{E_x} B(\text{GT})_{5,22 \rightarrow 10,5 \text{ MeV}} = 0,296(43) . \quad (\text{V.8})$$

Dans ce cas, nous avons considéré toutes les sources d'erreurs possibles y compris celle sur Q_β . En réalité, la valeur Q_β n'est pas connue expérimentalement du fait de l'absence de mesure de masse de ^{51}K . La valeur de 13900(500) keV est une valeur extrapolée d'après une systématique des masses [31]. Une mesure précise de la masse de l'isotope ^{51}K est nécessaire pour réduire grandement les incertitudes sur les valeurs de $B(\text{GT})$ qui atteignent plus de

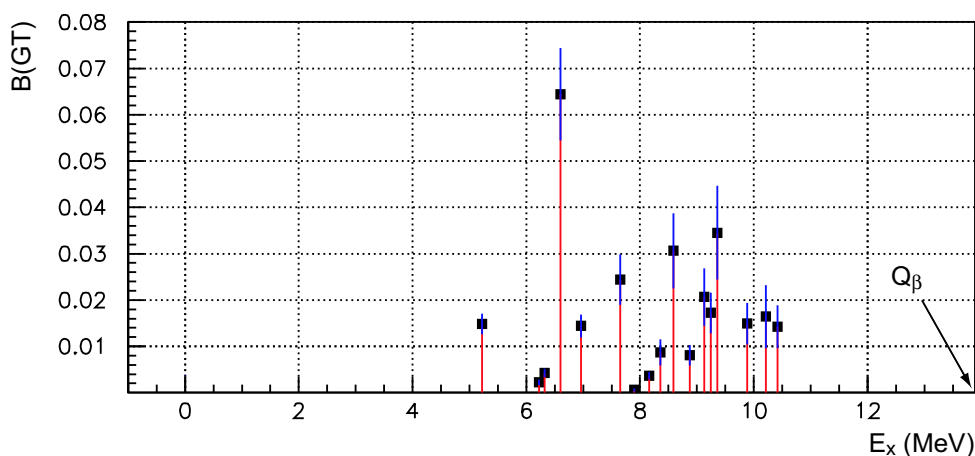


FIG. V.17 – Distribution de la force Gamow-Teller permise expérimentale déduite de la décroissance β $^{51}\text{K} \rightarrow ^{51}\text{Ca}$ entre 5,2 MeV et 10,4 MeV.

50% pour des états à haute énergie d'excitation. En revanche, la valeur de $S_{1n}=4700$ keV est connue avec une erreur de 90 keV seulement. Ceci nous permet d'avoir une grande confiance sur la localisation en énergie d'excitation des états GT. Ces états, peuplés par transitions

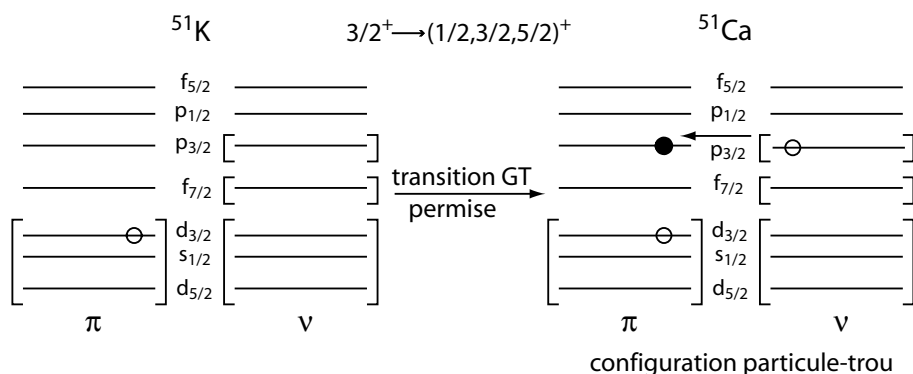


FIG. V.18 – Illustration de la décroissance $^{51}\text{K} \rightarrow ^{51}\text{Ca}$ avec une transition Gamow-Teller permise. La configuration obtenue dans ^{51}Ca est de nature particule-trou correspondant dans cet exemple au saut d'un proton $\pi d_{3/2} \rightarrow \pi p_{3/2}$.

GT permises, sont de nature particule-trou correspondant au saut d'un proton de la couche sd vers la couche fp (fig. V.18). Un tel saut entre deux couches majeures à $N=20$ est coûteux en énergie et explique pourquoi ces états n'apparaissent qu'autour de 3,5-5 MeV pour les isotopes de calcium. Le dernier isotope de calcium pour lequel l'information expérimentale sur la localisation d'un état de parité non naturelle est certaine est ^{49}Ca avec $J^\pi=3/2^+$ à 4,27 MeV. Au-delà, il n'existe aucune donnée permettant de prédire leur évolution en énergie

en fonction du remplissage de la couche $\nu p_{3/2}$ et mettant en jeu principalement les monopoles $V_{d_{3/2}p_{3/2}}^{T=0,1}$ et $V_{s_{1/2}p_{3/2}}^{T=0,1}$. La détermination d'une interaction effective permettant de décrire ce type de configuration dans l'espace de valence formé des couches sd et fp est délicate. En effet, il faut d'une part fixer les monopoles entre les orbites des couches sd et fp au fur et à mesure que le nombre de neutrons augmente, ce qui n'est pas aisé comme nous le voyons dans le cas des isotopes de potassium. D'autre part, il faut pouvoir reproduire le gap absolu entre les couches sd et fp pour décrire les excitations d'un proton de sd vers fp. Ceci explique pourquoi une telle interaction effective n'a pas pu être encore déterminée de manière précise. Une étude systématique des états de parité non naturelle pour les noyaux $Z < 20$, $N > 20$ permettrait de contraindre les calculs. Notre apport expérimental sur ^{51}K , avec par exemple la forte résonance observée dans la distribution Gamow-Teller autour de 6,60 MeV, pourrait constituer un point de référence important que devrait pouvoir reproduire une interaction effective dans l'espace de valence formé des couches sd et fp.

V.2 Etude de ^{52}K

V.2.1 Etat des connaissances

Deux expériences sur l'étude de la décroissance β de ^{52}K ont été menées au milieu des années 1980 à ISOLDE. La première, grâce à un dispositif très efficace de détection des neutrons, a permis la mesure de la probabilité d'émission de neutrons retardés $P_n=107(20)\%$ ainsi que celle de la période avec une bonne précision $T_{1/2}=105(5)$ ms [54]. Cette valeur de P_n , supérieure à 100%, suggère l'existence d'une valeur P_{2n} non négligeable. Peu après, une expérience combinant la détection des neutrons par temps de vol avec celle des rayonnements γ fut réalisée afin d'obtenir les premières données spectroscopiques sur la décroissance de ^{52}K [16]. Cette étude a permis de localiser le premier état excité à 2563 keV dans ^{52}Ca , supposé être le premier état 2^+ , ainsi que 5 niveaux non liés situés entre 5,57 MeV et 9,2 MeV d'énergie d'excitation. Aucune transition γ n'ayant pu être observée dans le noyau ^{51}Ca , les transitions neutrons ont été supposées peupler directement l'état fondamental de ^{51}Ca .

L'absence de mesure de masse pour ^{52}K ne permet pas de connaître expérimentalement la valeur Q_β . Néanmoins une valeur de 16300(1000) keV a été déterminée à partir d'une analyse systématique des masses dans cette région [31]. Elle reste cependant entâchée d'une grande incertitude car l'extrapolation effectuée ne tient pas compte d'éventuels effets de couches. La valeur $S_{1n}=4700(700)$ keV a été déduite, quant à elle, des masses de ^{52}Ca et ^{51}Ca avec une incertitude essentiellement due à l'erreur expérimentale sur la masse de ^{52}Ca . La possibilité de peupler par décroissance β des états non liés dans ^{52}Ca sur un large domaine en énergie d'excitation $Q_\beta-S_{1n}$ de près de 11,5 MeV explique que l'émission de neutrons constitue une voie privilégiée de décroissance avec une grande valeur de P_n . L'émission de deux neutrons, plus probable ici que dans le cas de la décroissance de ^{51}K grâce à une fenêtre en énergie $Q_\beta-S_{2n}$ de plus de 7 MeV, n'a pas pu être mise en évidence jusqu'à présent. Nous avons

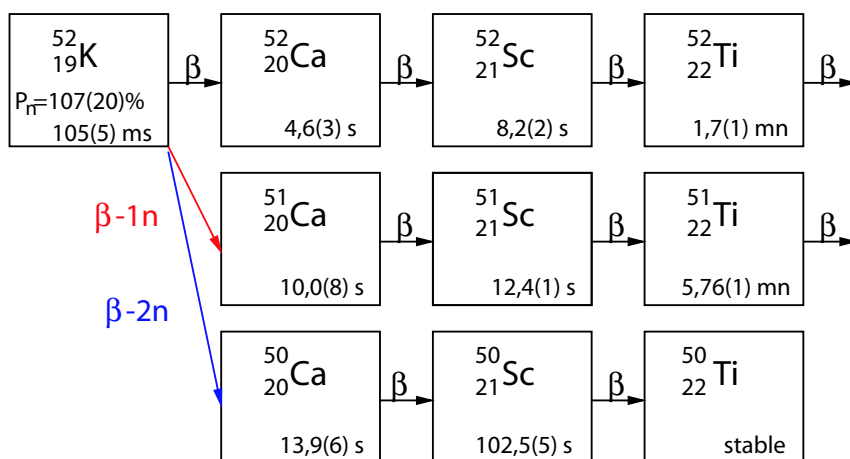


FIG. V.19 – Chaînes de filiation radioactive consécutives à la décroissance de ^{52}K .

représenté sur la figure V.19 la chaîne de filiation radioactive consécutive à la décroissance

de ^{52}K en considérant les trois voies de décroissance possibles β , β -n et β -2n.

Nous nous proposons, avec notre dispositif expérimental, de compléter le schéma de niveaux avec la mise en évidence d'éventuels nouveaux états liés dans $^{50,51,52}\text{Ca}$ par l'observation de transitions γ ainsi qu'une meilleure connaissance des états non liés par la détection des neutrons retardés et la réalisation de coïncidences γ -n. Nous déterminerons également une nouvelle mesure de P_n et tenterons d'en déduire des valeurs pour P_{1n} et P_{2n} .

V.2.2 Analyse du spectre « horloge radioactive »

Le peu de données spectroscopiques concernant la décroissance de ^{52}K nous a amené à mettre l'accent sur l'étude de ce noyau pendant notre expérience. La mesure a ainsi été effectuée pendant un temps important de près de 25 h avec un taux de production de l'ordre de 250 at/pulse. Au cours d'un supercycle, nous disposons de six pulses protons espacés de 2,4 s. Le cycle de mesure se composait d'une phase de collection de 600 ms suivie d'une phase de décroissance pure de 1400 ms pour un temps de mesure total de 2 s.

Le spectre horloge radioactive total est présenté sur la figure V.20(a). On remarque que le temps de mesure est très bien adapté à la décroissance de ^{52}K . En effet, tous les noyaux ^{52}K ont le temps de décroître ce qui nous permet d'une part d'apprécier l'activité des noyaux de filiation et d'autre part d'effectuer une nouvelle mesure de la période de ^{52}K . Pour cela, nous avons conditionné le spectre horloge par la transition γ connue à 2563 keV (figure V.20(b)) pour ne sélectionner que les événements appartenant à la décroissance de ^{52}K . L'ajustement du spectre obtenu a été réalisé entre 600 et 2000 ms (décroissance pure) avec une fonction exponentielle et un fond constant. La valeur obtenue $T_{1/2}=118(6)$ ms, bien que légèrement supérieure, est en assez bon accord avec la précédente mesure $T_{1/2}=105(5)$ ms [54].

Afin de déterminer le nombre de décroissances associées au noyau ^{52}K , nous avons constitué le spectre horloge conditionné par le premier pulse de chaque supercycle (fig. V.21(a)). En raison du faible taux de production, l'effet du temps mort est ici négligeable et le spectre corrigé de la valeur $\bar{\tau}=110 \mu\text{s}$, en rouge sur la même figure, est pratiquement identique au spectre mesuré. Pour déconvoluer le spectre horloge obtenu, nous avons considéré l'activité des quatre noyaux ^{52}K , ^{52}Ca , ^{51}Ca et ^{50}Ca en supposant l'existence de l'émission de deux neutrons qui sera mise en évidence dans le paragraphe V.2.3. Nous avons tenu compte de la production directe de ^{52}K et de ^{52}Ca avec des courants respectifs $i_1(t)$ et $i_2(t)$ et nous avons supposé les paramètres de la cible λ_r , λ_f , λ_s et α identiques pour les deux noyaux. Les valeurs tabulées des périodes pour ^{52}Ca , ^{51}Ca et ^{50}Ca ont été prises comme des paramètres fixes lors de l'ajustement. Pour celle de ^{52}K , nous avons utilisé notre nouvelle valeur de 118(6) ms déterminée plus haut. L'activité de chaque élément est régie par les deux systèmes de quatre équations différentielles, l'un pour la phase de collection et l'autre pour la phase de décroissance pure, décrits au chapitre précédent (§IV.4.2). L'ajustement du spectre corrigé du temps mort et représentant l'activité totale $D(t)$ a été réalisé avec 9 paramètres : c_1 , c_2 , λ_r , λ_f , λ_s , α , P_{0n} , P_{1n} et p_0 , la valeur de P_{2n} étant contrainte par la relation $P_{2n}=1-(P_{0n}+P_{1n})$.

Le résultat de l'ajustement ainsi que les valeurs des paramètres utilisés sont présentés sur la figure V.21(b). Nous avons obtenu des nombres de décroissances de $4,86(20)\times 10^5$,

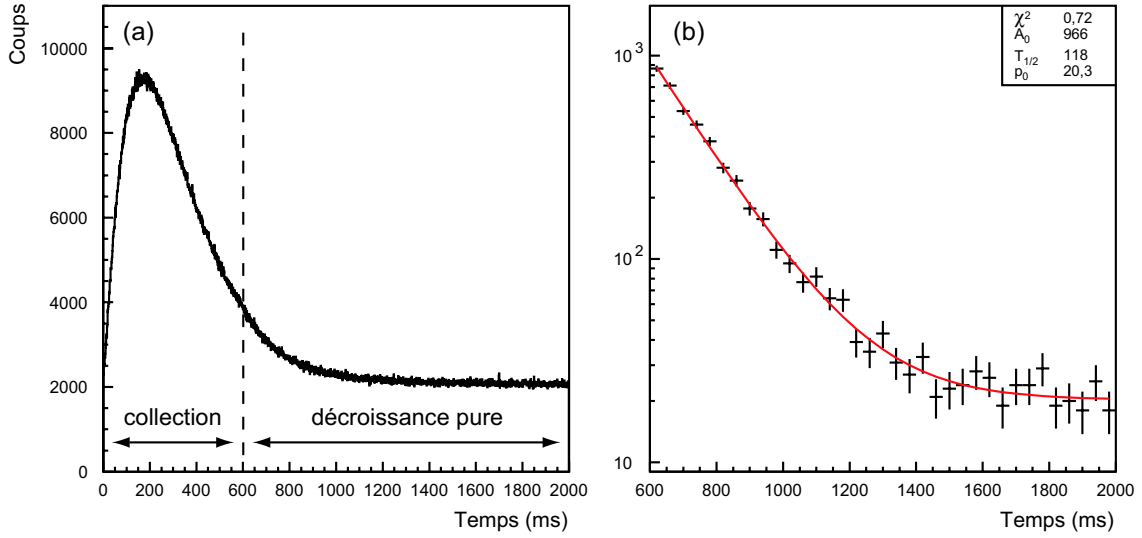


FIG. V.20 – (a) Spectre de l'horloge radioactive signant la décroissance de ^{52}K . (b) Spectre horloge conditionné par la transition à 2563 keV. L'ajustement a été réalisé entre 600 et 2000 ms avec une fonction exponentielle et un fond constant.

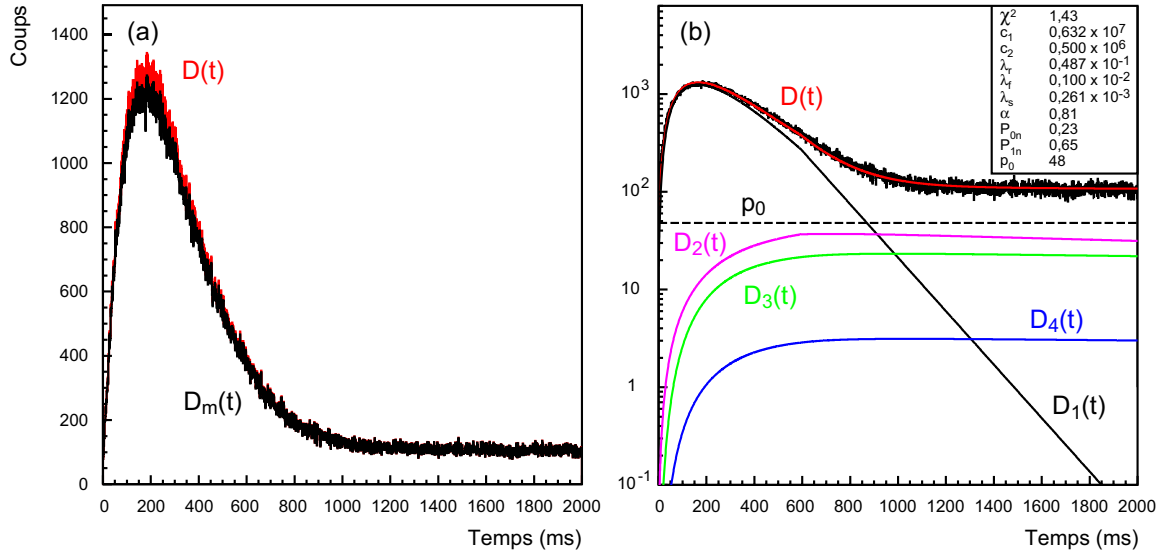


FIG. V.21 – (a) En noir : activité mesurée $D_m(t)$. En rouge : activité mesurée corrigée du temps mort $D(t)$. (b) Déconvolution du spectre horloge radioactive en considérant les activités des noyaux ^{52}K , ^{52}Ca , ^{51}Ca et ^{50}Ca représentées par $D_1(t)$, $D_2(t)$, $D_3(t)$ et $D_4(t)$ respectivement et une activité résiduelle constante p_0 . L'ajustement de $D(t)$ en rouge correspond à la somme de ces 5 contributions.

$6,07(80) \times 10^4$, $3,89(50) \times 10^4$ et $5250(4000)$ pour les noyaux ^{52}K , ^{52}Ca , ^{51}Ca et ^{50}Ca respectivement. Les valeurs de P_{0n} et P_{1n} déduites de l'ajustement sont à prendre avec précaution

comme nous l'avons déjà signalé. En particulier, l'activité de ^{52}Ca est tributaire à la fois de la valeur de P_{0n} *via* la décroissance de ^{52}K mais aussi de la proportion de production directe de ^{52}Ca . Expérimentalement, il est impossible de séparer l'activité de ^{52}Ca due à chacun de ces deux phénomènes. De même, lors de l'ajustement, seule la somme de ces contributions est significative mais pas chacune prise séparément. Il est ainsi possible que l'ajustement nous donne une forte production directe de ^{52}Ca et une très faible valeur de P_{0n} et inversement. Par voie de conséquence, l'incertitude sur la valeur de P_{0n} affecte celles de P_{1n} et P_{2n} . A l'inverse, l'activité $D_1(t)$ de ^{52}K est énormément contrainte par l'allure du spectre horloge et le nombre de décroissances associées varie donc très peu suivant les valeurs de P_{0n} et P_{1n} . C'est pourquoi nous utiliserons le nombre absolu de décroissances de ^{52}K $N_\beta=4,86(20)\times 10^5$ pour déterminer ultérieurement la valeur de P_n (§V.2.5).

Référence	Noyau	t_r (ms)	t_f (ms)	t_s (ms)	α (%)
Notre travail	^{51}K	16	477	28210	0,99
Notre travail	^{52}K	14	693	2660	0,81
[60]	^{46}K	15	240	5000	0,95
[60]	^{49}K	5	230	3000	0,92

TAB. V.6 – Valeurs des paramètres de la cible issues de nos ajustements pour ^{51}K et ^{52}K comparées aux mesures effectuées à ISOLDE par J. Lettry avec une cible de carbure d'uranium pour les isotopes ^{46}K et ^{49}K [60].

Nous avons également comparé les constantes de temps régissant la production des ions ^{52}K déduites de notre ajustement aux valeurs obtenues précédemment pour ^{51}K et à celles de J. Lettry [60] (tableau V.6). Le temps caractéristique de diffusion rapide t_f est ici plus grand que pour ^{51}K . Les deux mesures étant éloignées de plusieurs dizaines d'heures, il est possible que l'état de la cible se soit détérioré au cours du temps et que les ions aient été extraits plus difficilement ce qui augmente le temps de diffusion t_f . La constante de diffusion lente t_s est très différente également avec une valeur dix fois plus petite que dans le cas de ^{51}K mais elle n'a aucune influence pour des temps de collection aussi court que 600 ms avec une fraction $(1-\alpha)=0,19$ également faible.

V.2.3 Détermination des niveaux liés dans $^{50,51,52}\text{Ca}$

La figure V.22 présente le spectre des rayonnements γ enregistré lors de la décroissance de ^{52}K . Le spectre V.22(a) a été obtenu avec le gain fort pour observer les transitions de faible énergie comprises entre 0 et 500 keV. La grande densité de pics, particulièrement entre 1 et 2 MeV, nous a amené à présenter le spectre en énergie correspondant au gain normal en plusieurs parties (fig. V.22(b), (c), (d) et (e)). Nous avons labellé les transitions les plus intenses appartenant à la chaîne de décroissance de ^{52}K , certaines ayant déjà été observées consécutivement à la décroissance de ^{51}K pour les masses $A=50$ et $A=51$ (§V.1.3).

Afin de déterminer d'éventuelles nouvelles transitions appartenant à la décroissance de ^{52}K , nous avons utilisé le spectre total de l'horloge radioactive (fig. V.20). Le choix de deux

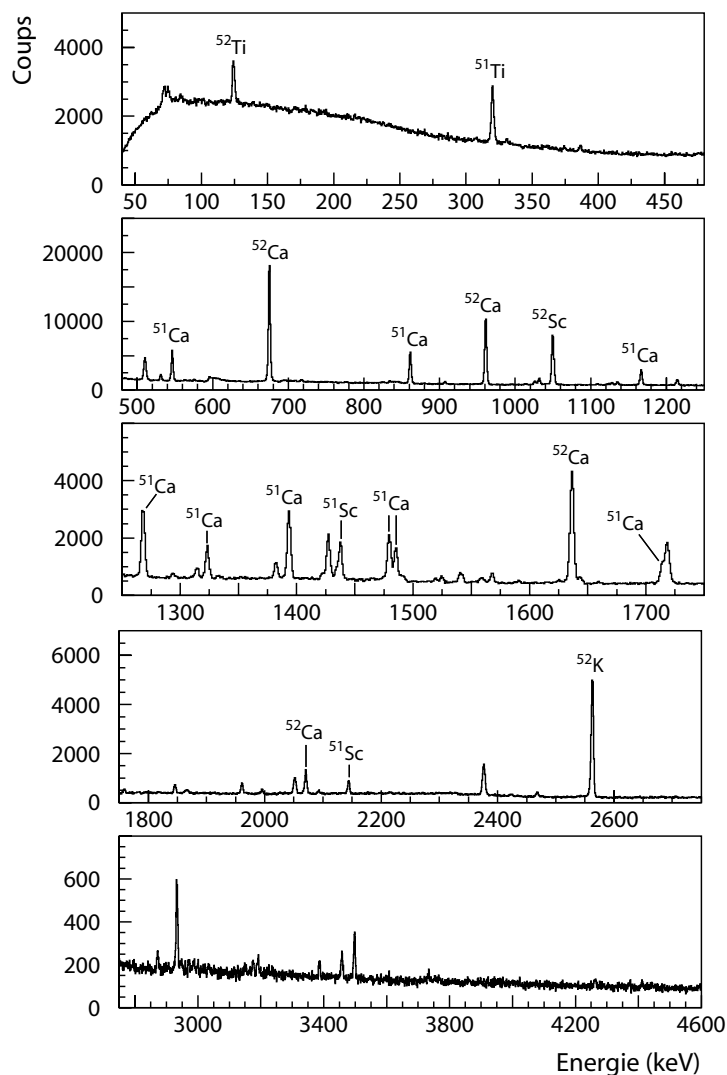


FIG. V.22 – Spectre en énergie des rayonnements γ observé lors de la décroissance de ^{52}K . Les transitions connues les plus intenses appartenant à la décroissance des noyaux ^{52}K , $^{50,51,52}\text{Ca}$, $^{51,52}\text{Sc}$ et $^{51,52}\text{Ti}$ ont été indiquées. Les termes SE et DE correspondent respectivement à des pics simple et double échappement.

coupages en temps de 1 s chacune ($0 < t < 1$ s et $1 < t < 2$ s) paraît naturel puisque la quasi-totalité des noyaux ^{52}K ont décru après 1 s de mesure. Les deux spectres γ conditionnés par chacune des coupures ont été soustraits l'un à l'autre et le résultat est présenté sur la figure V.23(a). Cette méthode utilisant le spectre horloge présente l'avantage de clairement mettre en évidence les transitions consécutives à la décroissance de ^{52}K par l'élimination de l'activité due aux noyaux de filiation, supposée constante pendant le temps de mesure de 2 s. Elle nous permet notamment de nous affranchir du cas de figure où la transition appartenant à la décroissance du noyau d'intérêt est mélangée à une autre transition provenant d'un noyau de filiation de plus longue durée de vie. Par conséquent, il devient plus facile de mesurer

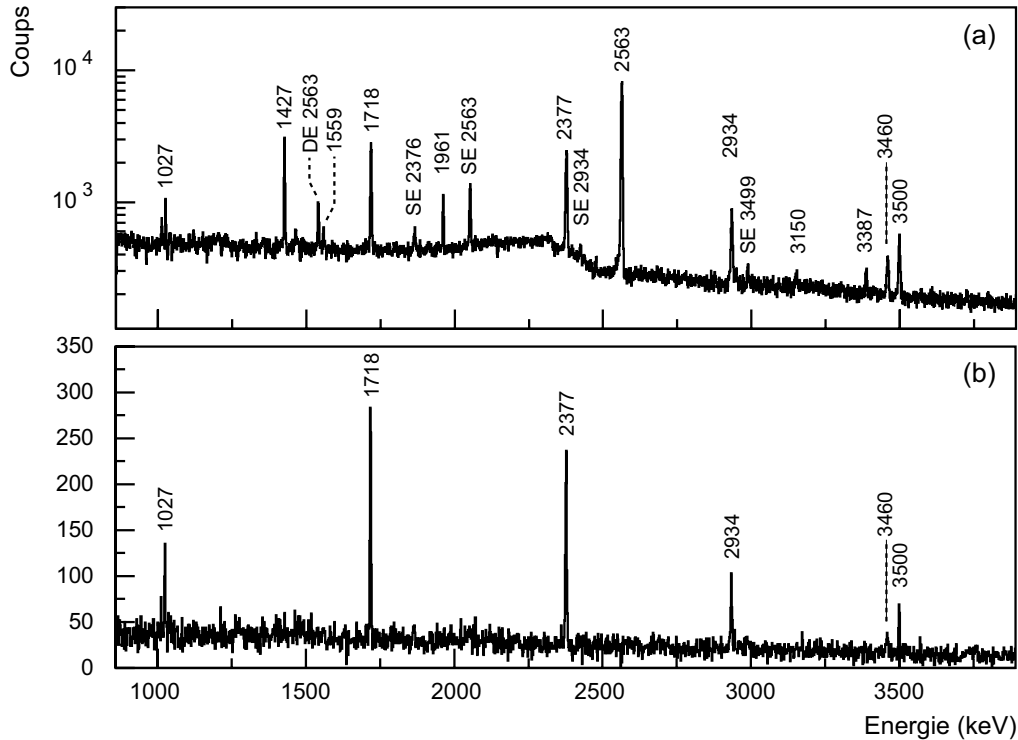


FIG. V.23 – (a) Spectre en énergie des rayonnements γ conditionné par des coupures dans le spectre horloge et mettant en évidence les transitions directement issues de la décroissance de ^{52}K (voir texte). (b) Spectre en énergie des rayonnements γ en coïncidence avec le multidétecteur TONNERRE.

précisément le nombre réel de coups dans le pic d'intérêt et donc l'intensité de la transition.

Outre la transition la plus intense à 2563 keV déjà connue, on observe sur la figure V.23(a) une multitude de nouvelles transitions γ appartenant à la décroissance de ^{52}K . On remarque tout d'abord la présence de la transition de faible intensité à 3460 keV déjà observée dans la décroissance de ^{51}K mais consécutive ici à l'émission d'un neutron. On observe également la transition à 1027 keV issue du niveau excité de même énergie dans ^{50}Ca . Elle apparaît ici clairement alors qu'elle se trouve mélangée dans le spectre total à une transition à 1025 keV issue de la décroissance de ^{52}Sc . Ainsi l'observation de la transition issue de l'état 2^+ à 1027 keV dans ^{50}Ca signe pour la première fois l'émission de deux neutrons dans la décroissance de ^{52}K . L'énergie des autres transitions n'étant pas répertoriée, nous avons dû approfondir notre analyse pour tenter de les attribuer à ^{50}Ca , ^{51}Ca ou ^{52}Ca .

Nous avons tout d'abord conditionné le spectre des rayonnements γ par la détection des neutrons dans TONNERRE. Cette coïncidence n- γ globale fait apparaître distinctement six transitions électromagnétiques à 1027, 1718, 2377, 2934, 3460 et 3500 keV (fig. V.23(b)). Ces transitions, corrélées à des neutrons et possédant la même période que ^{52}K , appartiennent donc au schéma de niveaux de ^{50}Ca ou ^{51}Ca . N'ayant jamais été observées précédemment excepté pour les transitions à 1027 et à 3460 keV vues par décroissance de ^{51}K (§V.1.3),

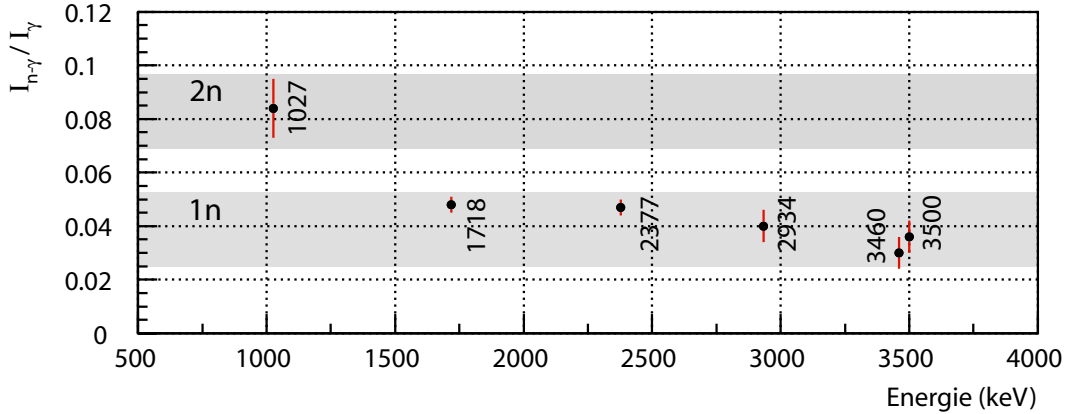


FIG. V.24 – Rapport des intensités I_{γ} et $I_{n-\gamma}$, sans et en coïncidence avec les neutrons respectivement, pour les transitions à 1027, 1718, 2377, 2934, 3460 et 3500 keV. On note deux groupes de transitions : un groupe contenant la transition à 1027 keV consécutive à l'émission de deux neutrons et dont le rapport vaut environ 0,08 et un second groupe formé des transitions à 1718, 2377, 2934, 3460 et 3500 keV avec un rapport autour de 0,04. Le facteur 2 entre ces rapports permet d'associer les transitions du second groupe à l'émission d'un seul neutron vers ^{51}Ca .

nous ne pouvons pas les attribuer de manière certaine à l'un de ces deux noyaux. Nous avons néanmoins utilisé le fait que des transitions γ consécutives à l'émission de deux neutrons ont une probabilité environ deux fois plus grande d'être observées en coïncidence avec des neutrons que des transitions consécutives à l'émission d'un seul neutron. C'est pourquoi nous avons comparé les intensités I_{γ} et $I_{n-\gamma}$ des transitions γ à 1027, 1718, 2377, 2934, 3460 et 3500 keV observées sur la figure V.23(b). Le rapport de ces deux intensités pour les six transitions est présenté sur la figure V.24. On observe que ce rapport est environ deux fois plus important pour la transition à 1027 keV consécutive à l'émission de deux neutrons que pour les cinq autres transitions. Nous en avons donc conclu que les transitions à 1718, 2377, 2934 et 3500 keV appartiennent au schéma de niveaux de ^{51}Ca .

L'analyse des coïncidences γ - γ avec ces transitions nous a également apporté des informations. Nous avons observé la corrélation entre la transition à 2934 keV et celle à 1559 keV (fig. V.25(a)). La faible intensité de cette dernière transition dans le spectre V.23(a) explique la raison pour laquelle on ne l'observe pas sur la figure V.23(b). Cette coïncidence attribue donc sans ambiguïté la transition à 1559 keV au schéma de niveaux de ^{51}Ca et nous permet de mettre en évidence deux premiers états excités situés à 2934 et 4493 keV. En conditionnant le spectre des rayonnements γ par la transition à 2377 keV, nous avons mis en évidence une nouvelle transition à 1123 keV (fig. V.25(b)) non visible sur le spectre V.23(a) du fait de sa très faible intensité. Cette corrélation nous permet également de localiser un état situé à 3500 keV dans ^{51}Ca qui coïncide exactement avec la transition à 3500 keV déjà observée. Cette dernière n'étant en coïncidence avec aucune autre transition, nous en déduisons l'existence de deux autres niveaux liés dans ^{51}Ca situés à 2377 keV et à 3500 keV, ce dernier se désexcitant en émettant deux rayonnements γ d'énergie 1123 et 3500 keV. Enfin la transi-

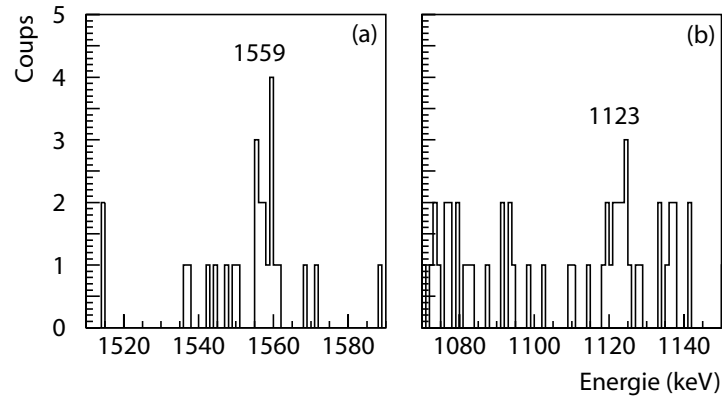


FIG. V.25 – Spectres en énergie des rayonnements γ en coïncidence avec les transitions à 2377 keV (a) et 2934 keV (b) dans ^{51}Ca .

tion à 1718 keV n'a été observée en coïncidence avec aucune autre transition γ et est donc supposée correspondre à un niveau de même énergie se désexcitant vers l'état fondamental de ^{51}Ca . Il en est de même pour les transitions connues à 1027 et 3460 keV correspondant à des états de même énergie dans ^{50}Ca et ^{51}Ca . Le schéma de niveaux obtenu pour ^{51}Ca est illustré sur la figure V.26 à gauche.

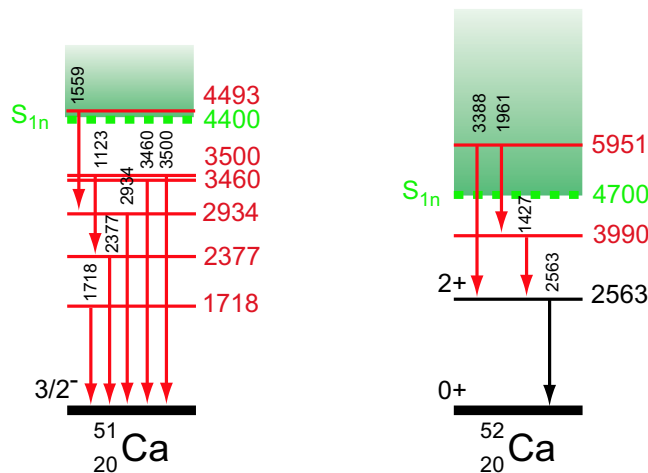


FIG. V.26 – Schémas de niveaux de ^{51}Ca et ^{52}Ca déduits de l'analyse des transitions γ lors de la décroissance de ^{52}K . Les zones en vert au-dessus de S_{1n} représentent le domaine en énergie des états non liés.

Les autres transitions à 1427, 1961, 2563, 3150 et 3388 keV, attribuées à la décroissance de ^{52}K grâce aux coupures en temps dans le spectre horloge (fig. V.23(a)) mais non corrélées à l'émission des neutrons (fig. V.23(b)), appartiennent sans doute au schéma de niveaux de ^{52}Ca . Ici encore, l'analyse des coïncidences γ - γ sur ces transitions nous apporte de précieuses informations. En effet, le conditionnement du spectre γ par la seule transition connue à 2563

keV dans ^{52}Ca met en évidence deux pics à 1427 et 1961 keV ainsi qu'un pic de plus faible intensité à 3388 keV (fig. V.27(a)). En conditionnant également ces trois transitions, nous avons mis en évidence l'existence d'une coïncidence triple entre les transitions à 2563, 1427 et 1961 keV (fig. V.27(a), (b) et (c)). L'analyse de l'intensité de ces transitions nous a permis de

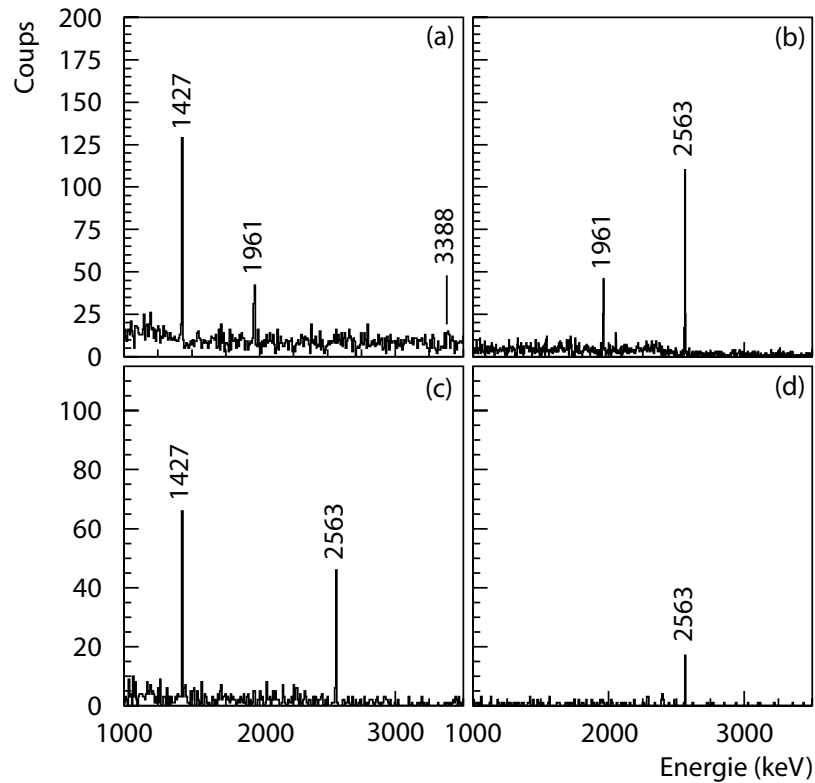


FIG. V.27 – Spectres en énergie des rayonnements γ en coïncidence avec les transitions à 2563 keV (a), 1427 keV (b), 1961 keV (b) et 3388 keV (d) dans ^{52}Ca .

localiser, outre l'état à 2563 keV déjà connu, deux nouveaux états dans le noyau ^{52}Ca à 3990 keV et 5951 keV (fig. V.26 à droite). La transition à 3388 keV également vue en coïncidence avec le γ à 2563 keV (V.27(d)), confirme la localisation du niveau à 5951 keV. Cet état présente la particularité d'être localisé au-dessus de l'énergie de séparation d'un neutron et de se désexciter par deux transitions électromagnétiques à 1961 et 3388 keV plutôt que par l'émission d'un neutron. Nous reviendrons au paragraphe §V.2.6 sur la nature de cet état lors de la discussion des résultats. La transition à 3150 keV n'apparaît en coïncidence ni avec une autre transition électromagnétique, ni avec une transition neutron. Nous l'attribuons donc à la désexcitation d'un niveau situé à 3150 keV vers l'état fondamental de ^{52}Ca . Nous avons également observée trois transitions à 4201, 4415 et 4775 keV que nous n'avons pas présenté jusqu'à présent. Leur appartenance à la décroissance de ^{52}K est très probable. Toutefois leur trop faible intensité ne nous permet pas d'effectuer des coïncidences γ -n et de les attribuer au schéma de niveaux de l'un des trois isotopes de calcium.

Les énergies des transitions observées dans la décroissance de ^{52}K ainsi que leurs intensités

relatives et absolues et leurs assignements sont présentés dans le tableau V.7. L'extraction

E_γ (keV)	I_γ^{rel} (%)	I_γ^{abs} (%)	E_i (keV)	E_f (keV)	Noyau
1026(1)	2,2(3)	0,55(6)	1026	0	$^{50}\text{Ca}^*$
1123(1)	0,8(2)	0,20(4)	3500	2377	$^{51}\text{Ca}^*$
1427(1)	17,5(1,8)	4,4(4)	3990	2563	$^{52}\text{Ca}^*$
1559(1)	1,4(2)	0,40(5)	4493	2934	$^{51}\text{Ca}^*$
1718(1)	21,5(2,1)	5,4(5)	1718	0	$^{51}\text{Ca}^*$
1961(1)	6,0(6)	1,5(2)	5951	3990	$^{52}\text{Ca}^*$
2377(1)	27,5(2,8)	6,9(7)	2377	0	$^{51}\text{Ca}^*$
2563(1)	100	25,2(2,5)	2563	0	$^{52}\text{Ca}^*$
2934(1)	11,8(1,3)	3,0(3)	2934	0	$^{51}\text{Ca}^*$
3150(2)	1,4(2)	0,30(5)	3150	0	$^{52}\text{Ca}^*$
3388(2)	1,7(3)	0,40(6)	5951	2563	$^{52}\text{Ca}^*$
3460(2)	4,4(6)	1,10(15)	3460	0	$^{51}\text{Ca}^*$
3500(2)	7,4(9)	1,9(2)	3500	0	$^{51}\text{Ca}^*$
4201(2)	0,25(5)	0,06(2)	4201	0	$^{50,51,52}\text{Ca}^*$
4415(2)	0,8(2)	0,20(5)	4415	0	$^{50,51,52}\text{Ca}^*$
4775(2)	2,0(3)	0,5(1)	4775	0	$^{50,51,52}\text{Ca}^*$

TAB. V.7 – *Energie, intensités relative et absolue, états initial et final et assignement dans ^{50}Ca , ^{51}Ca ou ^{52}Ca des transitions γ issues de la décroissance de ^{52}K et observées dans notre expérience. Les intensités relatives sont données par rapport à la transition la plus intense.*

du nombre de décroissances $N_\beta=4,86\times 10^5$ associées à ^{52}K lors du premier pulse proton de chaque supercycle (§V.2.2) nous permet de déterminer l'intensité absolue I_γ^{abs} de chaque transition γ grâce à la relation :

$$I_\gamma^{abs} = \frac{N_\gamma}{N_\beta \times \epsilon_\gamma} , \quad (\text{V.9})$$

avec N_γ le nombre de coups dans chaque pic et ϵ_γ l'efficacité de détection γ . Ces intensités absolues nous donnent des contraintes sur la somme $P_{1n}+P_{2n}$. En effet, en supposant au préalable un taux de peuplement nul de l'état fondamental de ^{52}Ca , la somme des intensités des transitions à 2563 et 3150 keV, prenant en compte toutes les transitions électromagnétiques dans ^{52}Ca , représente une contribution P_{0n} de 25,5(2,5)%. Ceci nous donne une valeur $P_{1n}+P_{2n}=100-P_{0n}$ de 74,5%. Cette valeur n'est en fait qu'une limite supérieure du fait de l'existence d'une éventuelle alimentation de l'état fondamental de ^{52}Ca et d'une possible non détection des transitions d'énergies supérieures à 5 MeV, notamment à partir de l'état à 5951 keV.

D'autres informations sur les quantités P_{1n} et P_{2n} peuvent également être obtenues de manière indépendante par l'analyse des transitions γ issues des décroissances $^{51}\text{Ca}\rightarrow^{51}\text{Sc}$ et $^{50}\text{Ca}\rightarrow^{50}\text{Sc}$. Les nombres de décroissances N_β de ^{51}Ca et de ^{50}Ca sont en effet tributaires des valeurs de P_{1n} et P_{2n} alimentant directement ou indirectement leur état fondamental (fig.

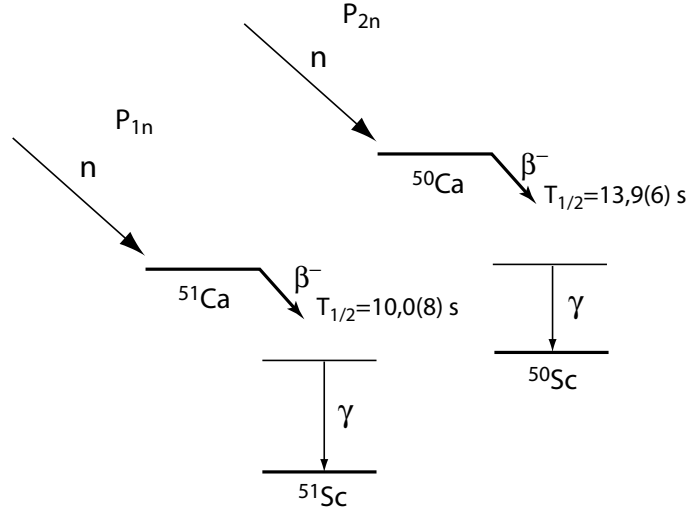


FIG. V.28 – Taux de peuplement direct ou indirect de l'état fondamental de ^{51}Ca et de ^{50}Ca dépendant respectivement des valeurs de P_{1n} et de P_{2n} . L'intensité des transitions γ observées dans les décroissances $^{51}\text{Ca} \rightarrow ^{51}\text{Sc}$ et $^{50}\text{Ca} \rightarrow ^{50}\text{Sc}$ sont tributaires des valeurs de P_{1n} et de P_{2n} et des périodes de ^{51}Ca et ^{50}Ca .

V.28) mais aussi de leur période respective. En utilisant de nouveau la formule V.9 sous la forme :

$$N_\beta = \frac{N_\gamma}{I_\gamma^{abs} \times \epsilon_\gamma} , \quad (\text{V.10})$$

nous avons pu estimé les nombres N_β de ^{51}Ca et de ^{50}Ca en utilisant les transitions les plus intenses associées à chaque décroissance, à savoir les transitions à 547, 861, 1167 et 1394 keV dans $^{51}\text{Ca} \rightarrow ^{51}\text{Sc}$ et celles à 1519 et 1591 keV dans $^{50}\text{Ca} \rightarrow ^{50}\text{Sc}$. Nous avons ainsi obtenu des nombres moyens de décroissances respectifs de $6,51(60) \times 10^5$ et $1,55(25) \times 10^4$ et un rapport :

$$N_\beta(^{51}\text{Ca})/N_\beta(^{50}\text{Ca}) = 42(5) . \quad (\text{V.11})$$

Si les périodes des deux isotopes de calcium étaient les mêmes ou si le temps de mesure était assez long pour permettre aux deux isotopes de calcium de décroître totalement, ce rapport nous donnerait exactement la valeur P_{1n}/P_{2n} . Mais le temps d'une phase de mesure étant limité à 2 s et la période de ^{50}Ca étant plus grande que celle de ^{51}Ca , la valeur de 42(5) n'est qu'une limite supérieure :

$$\frac{P_{1n}}{P_{2n}} \leq 42(5) . \quad (\text{V.12})$$

En réalité, l'analyse du spectre de l'horloge radioactive réalisée au paragraphe §V.1.2 nous permet de déterminer précisément le rapport P_{1n}/P_{2n} . En effet, l'ajustement du spectre horloge nous a permis de déterminer les paramètres du faisceau, principalement t_r et t_s , régissant l'évolution temporelle de l'implantation des noyaux ^{52}K . Ces paramètres fixent donc également l'évolution temporelle des activités $D_3(t)$ et $D_4(t)$ respectivement des noyaux ^{51}Ca

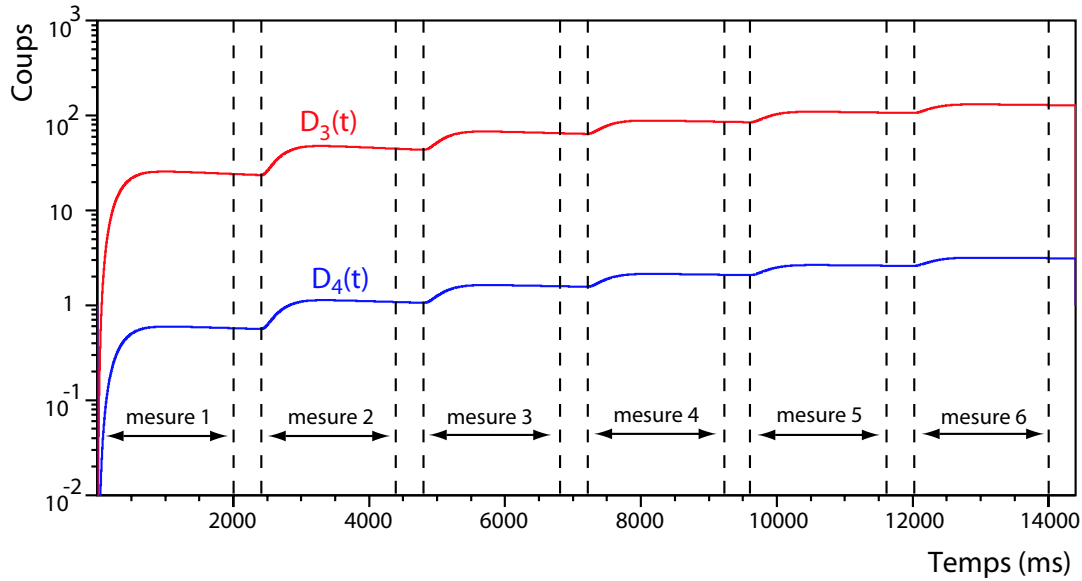


FIG. V.29 – Evolution temporelle de l'activité de ^{51}Ca (fonction $D_3(t)$ en rouge) et de ^{50}Ca (fonction $D_4(t)$ en bleu) au cours des 6 phases de mesure d'un supercycle. Les valeurs P_{1n} et P_{2n} ont été choisies de telle manière à retrouver un rapport de $42(5)$ entre les activités de ^{51}Ca et ^{50}Ca (voir texte).

et ^{50}Ca peuplés par la décroissance $\beta - 1n$ et $\beta - 2n$ de ^{52}K . Grâce aux équations régissant l'évolution des activités $D_3(t)$ et $D_4(t)$ pendant les phases de collection et de mesure (§IV.4.2), nous avons pu extrapoler l'activité de ces deux isotopes sur les six phases de mesure contenues dans un supercycle (fig. V.29), ceci afin d'être dans les mêmes conditions de mesure que pour la détermination de la valeur $N_\beta(^{51}\text{Ca})/N_\beta(^{50}\text{Ca})=42(5)$ faite avec le spectre de rayonnements γ total (fig. V.29). Les valeurs P_{1n} et P_{2n} déduites de l'ajustement n'étant pas fiables, nous avons procédé par essais successifs en supposant des valeurs de P_{1n} et P_{2n} de telle sorte à retrouver une activité totale des isotopes ^{51}Ca et ^{50}Ca correspondant à un rapport relatif de $42(5)$. Ce rapport a été obtenu pour une valeur P_{1n}/P_{2n} de $32(4)$.

Ainsi, dans l'hypothèse d'un taux de peuplement nul vers l'état fondamental de ^{52}Ca , nous obtenons deux relations indépendantes déduites de l'analyse des transitions γ à savoir $P_{1n} + P_{2n} = 74,5(2,5)\%$ et $P_{1n}/P_{2n}=32(4)$. La résolution de ce système nous permet d'obtenir les valeurs $P_{1n}=72,2(9,3)\%$ et $P_{2n}=2,3(3)\%$ ainsi qu'une valeur $P_n=P_{1n}+2P_{2n}$ de $76,8(9,3)\%$. L'analyse des spectres en temps de vol au prochain paragraphe nous permettra de comparer la valeur de P_n déduite des transitions neutrons avec celle déterminée ici et de vérifier la cohérence de nos mesures par ces deux méthodes.

V.2.4 Localisation des niveaux non liés dans ^{52}Ca et détermination de P_n

Après avoir déterminé les niveaux liés dans $^{50,51,52}\text{Ca}$ par l'analyse des spectres de rayonnements γ , nous allons à présent nous focaliser sur l'analyse des spectres en temps de vol afin de localiser les états non liés émetteurs de neutrons dans ^{52}Ca . La figure V.30 présente

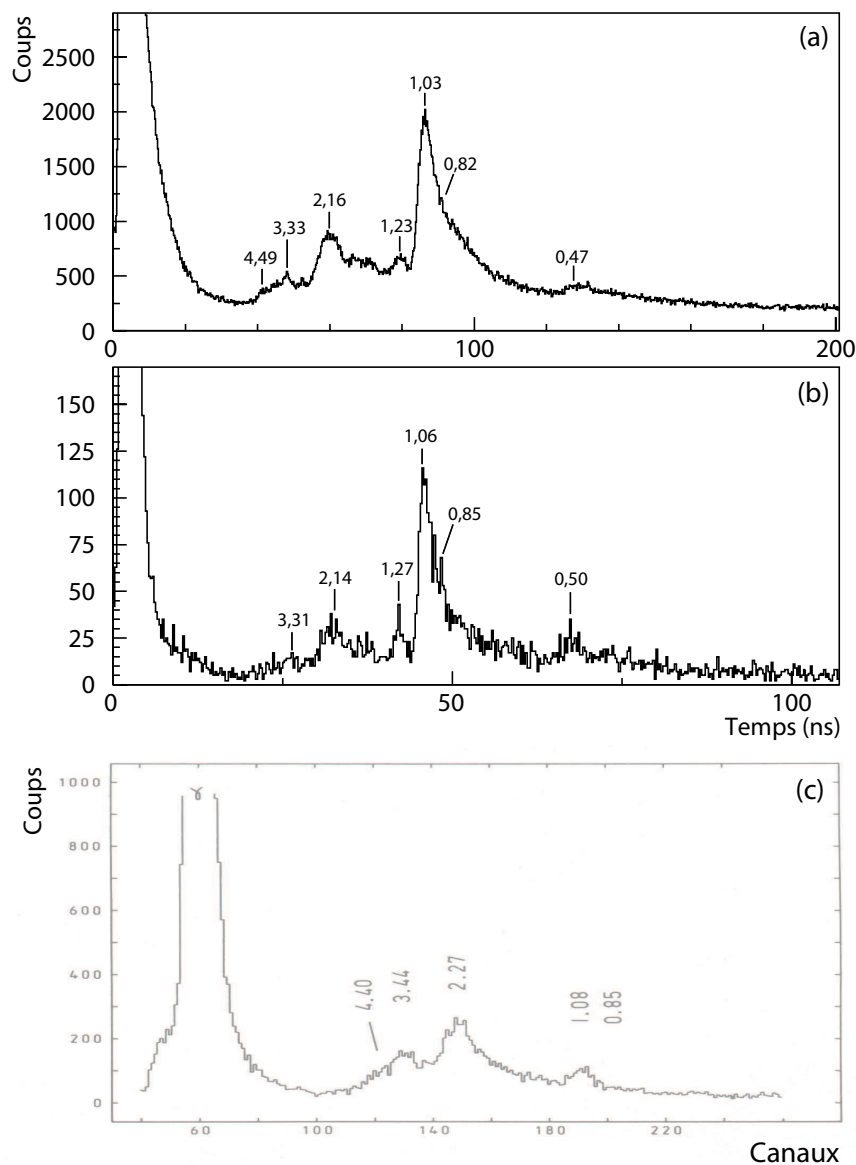


FIG. V.30 – Spectres en temps de vol pour TONNERRE (a) et pour les compteurs LEND (b) enregistrés pendant la décroissance de ^{52}K . Le spectre en temps (c) enregistré par A. Huck et al. [16] permet d'effectuer une comparaison de l'énergie des transitions observées ainsi que du seuil de détection. Les valeurs des énergies sont données en MeV.

les spectres en temps de vol obtenus pour les multidétecteurs TONNERRE (a) et LEND (b). Ces spectres ont été constitués avec les mêmes coupures en temps que celles utilisées lors de l'analyse du noyau ^{49}K pour déterminer l'efficacité des détecteurs neutrons (§IV.3.1). Ces spectres en temps de vol présentent une structure similaire avec un pic très intense autour de 1,03 MeV et d'autres pics correspondant à des énergies comprises entre 0,4 et 4,5 MeV. Les différences en énergie des transitions labellées sur les figure V.30(a) et (b) entre les deux détecteurs proviennent des incertitudes sur la valeur de la distance de vol et sur la localisation en temps des pics. Ces différences restent toutefois acceptables compte tenu de la résolution en temps des détecteurs pendant l'expérience. Les spectres en temps obtenus dans notre expérience sont très différents de celui enregistré par A. Huck *et al.* [16] dans une précédente expérience (figure V.30(c)). On observe notamment la forte atténuation de la transition très intense à 1,03 MeV due au très haut seuil de détection de l'ordre de 700 keV imposé par le compteur neutron utilisé. Dans notre cas, grâce à des seuils de détection respectifs de l'ordre de 50 et 150 keV pour les modules LEND et TONNERRE, nous avons été en mesure d'observer des pics en temps de plus basse énergie, jusqu'à 400 keV, et de mettre en évidence l'intense transition à 1,03 MeV. Les autres transitions neutrons à plus haute énergie vues dans notre expérience sont en bon accord avec celles précédemment observées.

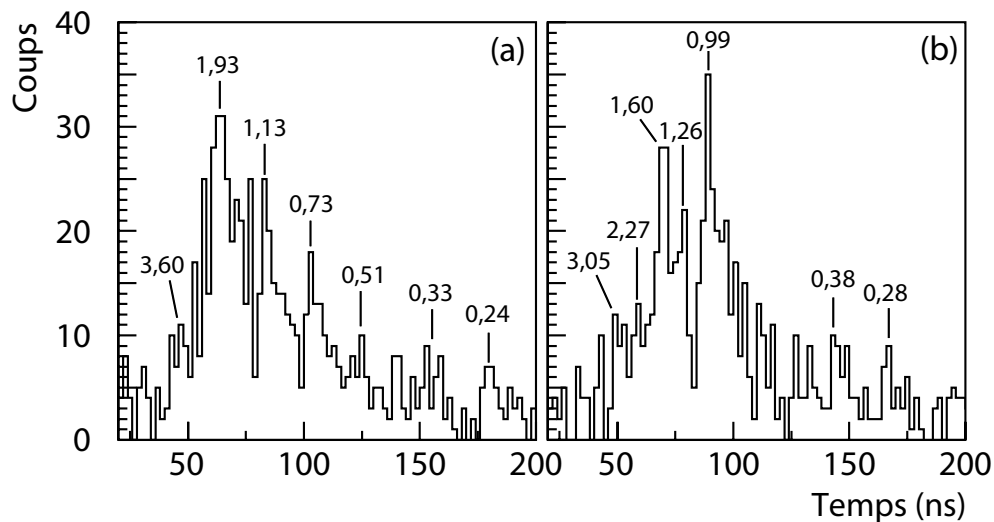


FIG. V.31 – Spectres en temps de vol de TONNERRE conditionnés par la transition γ à 1718 keV (a) et à 2377 keV (b). Les valeurs des énergies sont données en MeV.

Afin de déterminer l'énergie d'excitation des niveaux non liés dans ^{52}Ca , nous avons réalisé des coïncidences γ -n en utilisant les transitions γ identifiées comme appartenant au schéma de niveaux de ^{51}Ca . La figure V.31 présente les spectres en temps de vol de TONNERRE conditionnés par les deux transitions γ les plus intenses à 1718 keV (a) et 2377 keV (b). Le spectre en temps de la figure V.31(a) présente sept pics distincts dont l'énergie est comprise entre 0,24 et 3,60 MeV. De même, l'analyse du spectre en temps V.31(b) met en évidence sept transitions comprises entre 0,28 et 3,05 MeV en coïncidence avec la transition γ à 2377 keV.

Nous avons également effectué des coïncidences γ -n avec les transitions à 2934, 3460 et 3500 keV. La statistique des spectres en temps obtenus, particulièrement pour les deux dernières transitions, est plus faible et certains spectres présentent des structures où la présence de pics est difficile à établir. Nous avons donc relevé l'énergie des transitions les plus distinctes et les plus intenses. Pour les autres, nous avons plutôt défini un intervalle en énergie affecté d'une intensité. La transitions γ à 1559 keV étant trop faible, il ne nous a pas été possible d'analyser le spectre en temps de vol correspondant au peuplement de l'état à 4493 keV. L'ensemble des transitions neutrons observées en coïncidence avec des transitions γ sont regroupées dans le tableau V.8 avec leur intensité relative et l'énergie d'excitation correspondante dans ^{52}Ca en supposant une valeur $S_{1n}=4400$ keV.

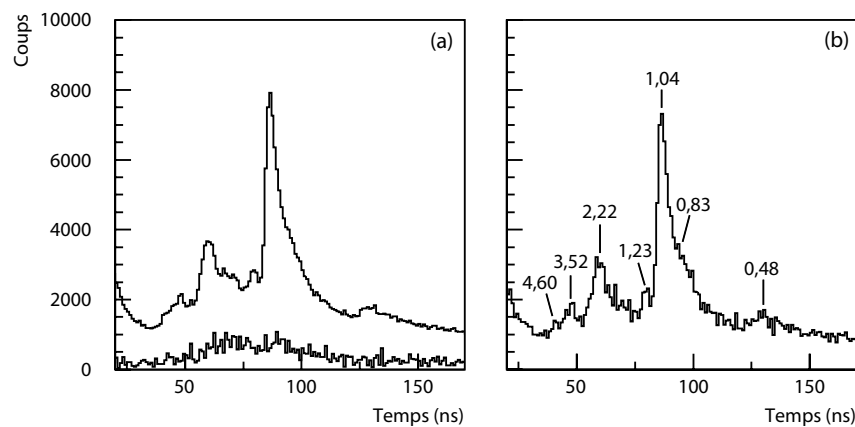


FIG. V.32 – (a) *En noir : spectre en temps de vol total de TONNERRE . En rouge : somme des spectres en temps de vol conditionnés par les transitions γ dans $^{50,51}\text{Ca}$ et corrigés de l'efficacité ϵ_γ correspondante.* (b) *Spectre en temps de vol de TONNERRE résultant de la soustraction des deux spectres précédents et mettant en évidence les transitions neutrons peuplant directement l'état fondamental de ^{51}Ca . Les valeurs des énergies sont données en MeV.*

Afin de déterminer les transitions peuplant l'état fondamental de ^{51}Ca , nous avons constitué le spectre en temps de vol correspondant à l'ensemble des neutrons vus en coïncidence avec des transitions γ dans ^{50}Ca et ^{51}Ca . Ce spectre est présenté en rouge sur la figure V.32(a). Sur cette même figure apparaît en noir le spectre temps de vol total déjà illustré précédemment (fig. V.30). Le spectre résultant de la soustraction des deux précédents est présenté sur la figure V.32(b). Nous avons pu ainsi mettre en évidence sept transitions neutrons entre 0,48 et 4,60 MeV peuplant directement l'état fondamental de ^{51}Ca , dont l'intense transition à 1,04 MeV. En réalité, le spectre obtenu contient également des événements correspondant à l'émission de deux neutrons et alimentant probablement l'état fondamental de ^{50}Ca . Faute de pouvoir séparer les événements avec un neutron et deux neutrons, nous faisons l'hypothèse que la contribution des événements provenant de l'émission de deux neutrons est à peu près constante sur la partie d'intérêt du spectre en temps de vol de TONNERRE. Naturellement cette approximation n'est pas réellement fondée mais la faiblesse de la va-

E_n (keV)	I_n^{rel} (%)	E_γ^{coinc} (keV)	$E_i(^{52}\text{Ca})$ (keV)	$E_f(^{51}\text{Ca})$ (keV)
240(5)	2,3(7)		6660	
330(30)	1,9(6)		6750	
510(15)	1,9(6)		6940	
730(20)	3,2(8)		7160	
1130(35)	4,6(1,1)	1718	7570	1718
1930(90)	10,2(2,4)		8390	
3600(200)	1,4(4)		10090	
280(10)	2,8(9)		7360	
380(10)	2,8(9)		7460	
990(20)	12,0(2,4)		8090	
1260(40)	3,7(9)		8360	
1600(80)	5,1(1,1)	2377	8710	2377
2270(120)	2,3(6)		9390	
3050(250)	2,3(7)		10190	
880-980	4,6(1,2)		8530-8630	
1250-1480	4,2(2)	2934	8910-9140	2934
1960(70)	3,2(9)		9630	
950(40)	1,9(6)		9130	
1380(80)	1,9(5)	3460	9570	3460
2370-3390	1,4(4)		10580-11620	
580-880	6,9(2,1)		8790-9100	
2260(150)	2,8(9)	3500	10500	3500
480(20)	19,9(5,0)		5190	
830(30)	30,2(7,4)		5550	
1040(40)	100		5760	
1230(40)	14,2(3,8)	-	5950	0
2220(80)	55,8(15,3)		6960	
3520(120)	21,4(6,0)		8290	
4600(210)	7,8(2,3)		9390	

TAB. V.8 – *Energie E_n et intensité relative I_n^{el} des transitions neutrons vues en coïncidence avec une transition γ d'énergie E_γ dans ^{51}Ca . Ces transitions neutrons connectent les états d'énergie E_i et E_f respectivement dans ^{52}Ca et ^{51}Ca . La quantité $I_{\beta n}$ représente le taux de peuplement des états E_f par voie neutron dans ^{51}Ca déduit de l'analyse des transitions γ . Les intensités neutrons relatives sont données par rapport à la transition la plus intense à 1040 keV.*

leur de P_{2n} déjà pressentie par l'analyse des transitions γ (§V.2.3), exclut l'attribution de l'une des transitions neutrons observées sur la figure V.32 au processus d'émission de deux neutrons. Nous avons donc associé ces transitions au peuplement de l'état fondamental de

^{51}Ca avec une intensité sans doute légèrement surestimée mais qui sera corrigée lors de la détermination finale de la valeur de P_{2n} . Les énergies et les intensités respectives de ces transitions sont listées dans le tableau V.8.

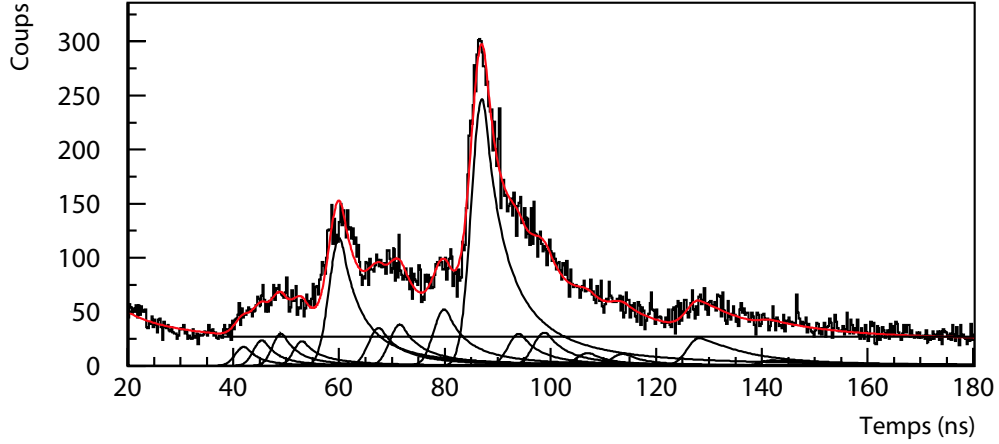


FIG. V.33 – Déconvolution du spectre en temps de vol pour TONNERRE constitué par la première phase de mesure de chaque supercycle pendant la décroissance de ^{52}K . L'ajustement a été réalisé avec 15 pics et un fond tenant compte de la traîne du pic prompt et de tous les événements décorrélés en temps.

Pour déterminer la valeur de P_n , nous avons conditionné le spectre en temps de vol de TONNERRE par les événements survenant lors de la première phase de mesure de chaque supercycle, ceci dans le but de normaliser le nombre de neutrons obtenu au nombre absolu de décroissances N_β déterminé au paragraphe §V.2.2. Le spectre obtenu est présenté sur la figure V.33. L'ajustement a été réalisé avec 15 pics. En effet, comme dans le cas de ^{51}K , certaines des transitions listées dans le tableau V.8 ont des énergies très proches et d'autres des intensités très faibles. C'est pourquoi nous n'avons effectué l'ajustement qu'avec un nombre significatif de pics. La valeur de P_n se déduit de cet ajustement en corrigeant l'aire $N_n(E_{n_i})$ de chaque pic d'énergie E_{n_i} par l'efficacité totale de détection neutron ϵ_n grâce à la formule :

$$P_n = P_{1n} + 2P_{2n} = \frac{1}{N_\beta} \sum_{i=1}^{14} \frac{N_n(E_{n_i})}{\epsilon_n(E_{n_i})}, \quad (\text{V.13})$$

En utilisant la valeur $N_\beta = 4,86 \times 10^5$ déduite de l'analyse du spectre horloge, nous obtenons une valeur $P_n = 79(12)\%$ compatible avec celle de $107(20)\%$ mesurée par M. Langevin *et al.* [54] mais avec une meilleure précision.

V.2.5 Compilation des résultats

La valeur $P_n = 79(12)\%$ déduite de l'analyse du spectre en temps de vol de TONNERRE est en très bon accord avec celle de $76,8(9,3)\%$ déduite de l'analyse des transitions γ . Or cette valeur de 79% a été obtenue indépendamment de l'hypothèse d'un taux de peuplement nul de

E_x (keV)	I_β	E_x^* (keV)	I_β^*	$\log(f_0t)$	$\log(f_1t)$	$B(GT) \times 10^5$
0	0			-	-	-
2563(1)	20,4(2,3)			$5,7_{-0,2}^{+0,2}$	$8,4_{-0,2}^{+0,2}$	775(305)
3150(2)	0,30(5)			$7,4_{-0,3}^{+0,3}$	$10,1_{-0,2}^{+0,2}$	14(8)
3990(2)	2,9(3)			$6,3_{-0,2}^{+0,2}$	$8,9_{-0,2}^{+0,2}$	185(75)
5190(20)	4,3(8)			$5,9_{-0,3}^{+0,3}$		450(215)
5550(30)	6,5(1,1)			$5,7_{-0,3}^{+0,3}$		790(380)
5760(40)	21,6(3,8)			$5,1_{-0,3}^{+0,3}$		2890(1415)
5950(40)	3,1(6)			$5,9_{-0,3}^{+0,3}$		450(245)
5951(2)	1,9(2)			$6,2_{-0,2}^{+0,2}$	$8,6_{-0,3}^{+0,3}$	275(120)
6660(10)	0,5(1)	} 6700*	0,9*	$6,3_{-0,3}^{+0,3}$		185(100)
6750(30)	0,4(1)					
6940(15)	0,4(1)	} 6940*	12,5*	$5,1_{-0,3}^{+0,3}$		2930(1570)
6960(80)	12,1(2,5)					
7160(20)	0,7(1)			$6,3_{-0,3}^{+0,3}$		185(95)
7360(20)	0,6(2)	} 7410*	1,2*	$6,0_{-0,4}^{+0,3}$		360(205)
7460(10)	0,6(1)					
7570(35)	1,1(2)			$6,0_{-0,3}^{+0,3}$		355(190)
8090(20)	2,7(3)			$5,5_{-0,3}^{+0,3}$		1170(605)
8290(120)	4,6(1,0)			$5,2_{-0,4}^{+0,3}$		2235(1290)
8360(40)	0,8(1)	} 8370*	3,0*	$5,4_{-0,4}^{+0,3}$		1530(880)
8390(90)	2,2(3)					
8530-8630	1,1(2)			$5,8_{-0,4}^{+0,3}$		635(360)
8710(80)	1,1(2)			$5,8_{-0,4}^{+0,3}$		690(395)
8790-9100	1,5(2)	} 8980*	2,4*	$5,3_{-0,4}^{+0,3}$		1775(1025)
8910-9140	0,9(2)					
9130(40)	0,4(1)			$6,1_{-0,4}^{+0,4}$		325(200)
9390(120)	0,5(1)	} 9390*	2,2*	$5,3_{-0,4}^{+0,4}$		2130(1265)
9390(210)	1,7(4)					
9570(140)	0,4(1)	} 9630*	1,1*	$5,5_{-0,4}^{+0,4}$		1235(795)
9630(70)	0,7(2)					
10090(200)	0,3(1)	} 10140*	0,8*	$5,5_{-0,5}^{+0,4}$		1315(865)
10190(250)	0,5(1)					
10500(150)	0,6(1)			$5,5_{-0,4}^{+0,4}$		1300(820)
10580-11620	0,3(1)			$5,6_{-0,6}^{+0,5}$		1070(790)

TAB. V.9 – Energies d'excitation, intensités I_β et valeurs de $\log(f_0t)$ et de $B(GT)$ associées aux états peuplés par décroissance β de ^{52}K dans ^{52}Ca . La valeur de $\log(f_1t)$ a été calculée pour des transitions Gamow-Teller supposées premières interdites vers les 4 états se désexcitant par l'émission de rayonnements γ . Les valeurs $B(GT)$ ont été calculées dans l'hypothèse de transitions Gamow-Teller permises. Les états proches en énergie ont été regroupés en un seul état possédant la somme des intensités (voir texte).

l'état fondamental de ^{52}Ca . La cohérence des mesures γ et neutrons semble donc corroborer l'hypothèse d'une très faible alimentation I_{β_0} de l'état 0^+ faite au paragraphe §V.2.3. L'analyse des transitions γ étant plus précise, nous allons conserver les valeurs $P_{1n}=72,2(9,3)\%$ et $P_{2n}=2,3(3)\%$ précédemment déterminées en supposant une valeur $I_{\beta_0}=0$. Il faut cependant considérer les valeurs de P_{1n} et P_{2n} respectivement comme des limites supérieure et inférieure en cohérence avec l'hypothèse d'une alimentation I_{β_0} nulle. La détermination des valeurs de P_{1n} et P_{2n} nous permet d'en déduire les taux de peuplement $I_{\beta_{n0}}$ et $I_{\beta_{2n0}}$ des états fondamentaux de ^{51}Ca et ^{50}Ca respectivement. Pour le premier, la somme des intensités des transitions γ consécutives à l'émission d'un neutron, en tenant compte du schéma de niveaux établi, est égale à 18,4%. Nous en déduisons donc une alimentation $I_{\beta_{n0}}$ de 53,8% pour l'état fondamental de ^{51}Ca . La seule transition identifiée à 1027 keV dans ^{50}Ca possède une intensité de 0,5% et conduit donc à une valeur $I_{\beta_{2n0}}$ de 1,8% pour l'alimentation de l'état fondamental de ^{50}Ca . On constate ainsi *a posteriori* que la contribution $I_{\beta_{2n0}}=1,8\%$ au spectre de la figure V.32(b) est négligeable devant celle des transitions correspondant à l'émission d'un seul neutron.

L'énergie d'excitation et l'intensité I_{β} des états peuplés dans ^{52}Ca ainsi que les valeurs de $\log(f_0t)$ et $B(\text{GT})$ associées sont regroupées dans le tableau V.9. Les valeurs de $\log(f_0t)$ et de $\log(f_1t)$ ont été calculées pour les états se désexcitant par émission de rayonnements γ dans ^{52}Ca . Le schéma de décroissance de ^{52}K déduit de cette expérience est présenté sur la figure V.34. La transition γ à 2,56 MeV peuplant l'état fondamental de ^{52}Ca est indiquée en noir car elle a été observée et publiée par Huck *et al.* [16]. Les états et transitions γ en rouge sont des données nouvelles déduites de notre expérience. Certes les états à 3,46 MeV dans ^{51}Ca et à 1027 keV dans ^{50}Ca ont déjà été observés par décroissance de ^{51}K et ^{50}K mais jamais par décroissance β -n de ^{52}K . Les niveaux en pointillés bleus représentent selon le noyau les énergies de séparation d'un ou deux neutrons. Enfin les états indiqués en vert correspondent à des états non liés mis en évidence par la détection des neutrons. Certains d'entre eux, labellés par une étoile, sont le résultat d'un regroupement de deux, parfois trois, niveaux proches en énergie en un seul état affecté de la somme des intensités. Ce regroupement a été effectué pour des états dont l'écart en énergie (typiquement inférieur à 100 keV) était inférieur à l'incertitude sur leur localisation respective. Cela permet en outre une meilleure lisibilité du schéma de décroissance. Les états à 5950 et 5951 keV proches en énergie, mais non regroupés en un seul état, feront l'objet d'une discussion particulière au prochain paragraphe.

L'analyse de la décroissance de ^{52}K nous a donc permis d'établir un schéma de décroissance plus complet. La nouvelle mesure de la période $T_{1/2}=118(6)$ ms est en assez bon accord avec les deux mesures précédentes à 105(5) [54] et 110(30) ms [16]. Nous avons également pu mettre en évidence, outre la transition intense à 2,56 MeV, cinq nouvelles transitions γ dans ^{52}Ca permettant de localiser trois états à 3150, 3990 et 5951 keV. D'autre part, l'analyse des coïncidences n- γ nous a permis d'observer huit transitions γ et d'obtenir un schéma de six niveaux compris entre 1718 et 4493 keV dans ^{51}Ca alors qu'aucun état n'avait pu être observé auparavant par voie neutron. Il est donc intéressant de souligner la complémentarité des mesures par décroissance β et β -n de ^{51}K et ^{52}K pour l'obtention d'informations spectroscopiques sur ^{51}Ca puisque seul l'état à 3,46 MeV avait pu être observé par décroissance de ^{51}K . Enfin, l'observation de la transition à 1027 keV met en évidence pour la première

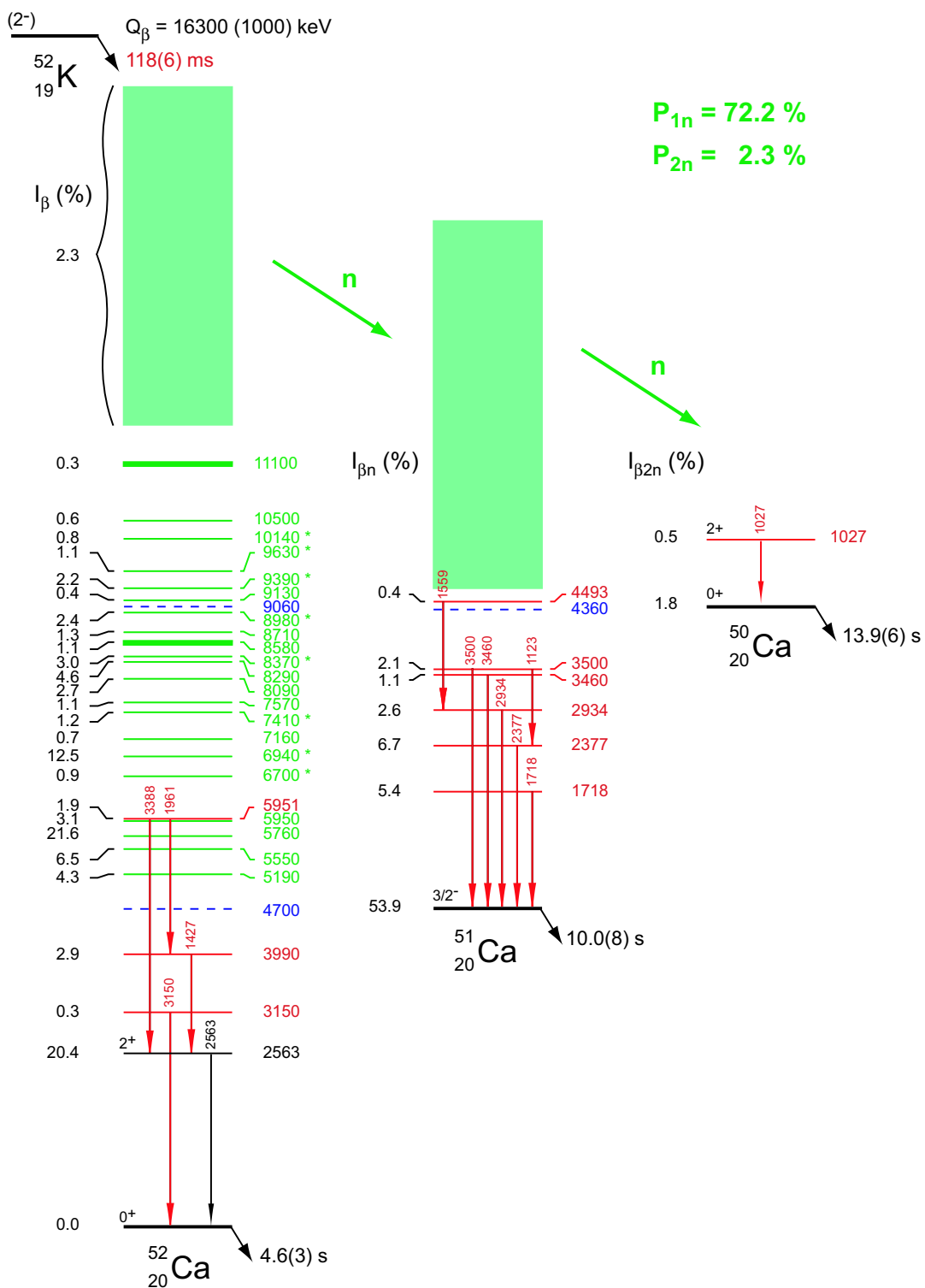


FIG. V.34 – Schéma de décroissance de ^{52}K déduit de notre expérience.

fois l'émission de deux neutrons dans la décroissance de ^{52}K .

La valeur $P_n=79(12)\%$ déduite de l'analyse des neutrons bien qu'en accord avec celle de $107(20)\%$ [54] possède cependant une valeur centrale plus petite. On remarque d'ailleurs que nous avons également obtenu une valeur $P_n=63(8)\%$ inférieure à celle de $68(10)\%$ [54] pour la décroissance de ^{51}K . Ce comportement systématique est peut-être dû à un effet au niveau de la courbe d'efficacité neutron. Enfin, les coïncidences γ -n nous ont permis de mettre en évidence 29 transitions neutrons se désexcitant par voie 1 neutron à partir de 17 niveaux non liés sur une fenêtre en énergie allant de 5,2 à 11,1 MeV. La précédente étude [16] n'avait pu mettre en évidence que 5 transitions neutrons avec des états compris entre 5,6 et 9,2 MeV.

V.2.6 Discussion

Nature de l'état fondamental de ^{52}K

L'absence de mise en évidence du peuplement de l'état fondamental de ^{52}Ca contraste avec les décroissances de ^{50}K et ^{51}K pour lesquelles des intensités I_{β_0} de 61% [62] et de 33,1% (§V.1.5) ont été observées. Dans l'éventualité d'un état fondamental 0^- pour ^{52}K , la transition $0^- \rightarrow 0^+$ serait favorisée par le courant d'échange de mésons (MEC) impliquant une forte alimentation I_{β_0} analogue à celle observée dans ^{50}K . L'absence d'un tel phénomène exclut la possibilité $J^\pi=0^-$ correspondant à une configuration $(\pi s_{1/2})^{-1} \otimes (\nu p_{1/2})^1$. Ceci semble corroborer l'hypothèse émise lors de la discussion sur ^{51}K d'un réordonnement des orbitales $\pi d_{3/2}$ et $\pi s_{1/2}$ amenant une configuration $(\pi d_{3/2})^{-1} \otimes (\nu p_{1/2})^1$ pour l'état fondamental de ^{52}K et pouvant donner un état 1^- ou 2^- selon le couplage. Un état 0^- semble également peu probable si l'on considère la forte alimentation de l'état 2^+ à 2,56 MeV avec $I_\beta=20,4\%$. En effet la valeur $\log(f_1t)=8,4(2)$ correspondante est plutôt compatible avec une transition $\Delta J=0,1$ première interdite plutôt que $\Delta J=2$ selon la classification de F. Didierjean et G. Walter [67] pour laquelle les transitions $\Delta J=2$, $\Delta\pi=-1$ ont des valeurs $\log(f_1t)$ supérieures à 8,5. Ainsi, les transitions $1^- \rightarrow 2^+$ ou $2^- \rightarrow 2^+$ semblent plus plausibles qu'une transition $0^- \rightarrow 2^+$. De même, l'absence de mise en évidence d'une transition vers l'état fondamental 0^+ de ^{52}Ca suggère plutôt l'existence d'une transition GT première interdite $2^- \rightarrow 0^+$ avec $\Delta J=2$. Avec l'hypothèse d'un état fondamental 2^- , les états peuplés dans ^{52}Ca par transitions GT permises possèdent des valeurs possibles $J^\pi=1^-, 2^-$ et 3^- . Dans le cas de transitions premières interdites, les possibilités de spin sont plus grandes et on obtient $J^\pi=0^+, 1^+, 2^+, 3^+$ et 4^+ .

Nature de l'état à 3150 keV

Il ne fait aucun doute que l'état situé à 2,56 MeV dans ^{52}Ca est un état 2^+ donc de parité naturelle. Pour les états à plus haute énergie d'excitation mis en évidence dans notre expérience, nous devons nous poser la question du caractère naturel ou non naturel de ces états. Pour le niveau situé à 3150 keV, une première indication nous est fournie par sa faible intensité $I_\beta=0,3\%$ avec, selon sa nature, des valeurs $\log(f_0t)=7,3$ et $\log(f_1t)=10,1$. De telles valeurs sont plutôt compatibles avec une transition première interdite. Un autre argument en faveur d'une parité naturelle de cet état est donné par l'analyse systématique du premier état de parité non naturelle dans les isotopes de calcium pair-pair (fig. V.35). On constate

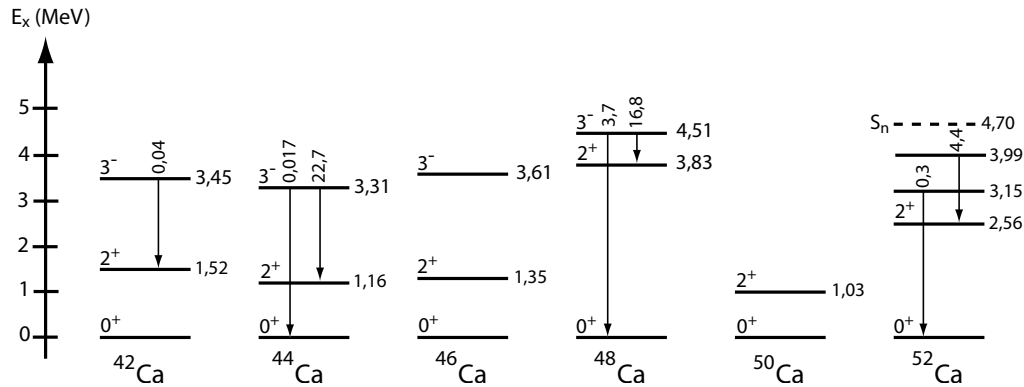


FIG. V.35 – Evolution de l'énergie d'excitation du premier état de parité non naturelle 3^- dans les isotopes de calcium pair-pair. Les intensités des transitions $3^- \rightarrow 0^+$ et $3^- \rightarrow 2^+$ à partir de ce niveau sont données par rapport à 100 décroissances β .

que, parmi les états 1^- , 2^- et 3^- possibles, l'état 3^- est toujours le plus bas en énergie. Nous avons également présenté sur cette figure les rapports d'embranchement γ entre l'état 3^- et les états 0^+ et 2^+ pour les isotopes ^{44}Ca et ^{48}Ca . On remarque que la transition électromagnétique $3^- \rightarrow 0^+$ de type E3 est très défavorisée par rapport à $3^- \rightarrow 2^+$ de nature E1 ou M2. C'est pourquoi l'hypothèse d'un état 3^- situé à 3,15 MeV dans ^{52}Ca paraît très improbable du fait que l'on observe une transition vers l'état 0^+ mais aucune vers l'état 2^+ .

Il semble ainsi plus probable que l'état à 3150 keV soit un état de parité naturelle. Les règles de sélection des transitions GT premières interdites imposent alors $J^\pi=0^+, 1^+, 2^+, 3^+$ et 4^+ . Les possibilités 0^+ , 3^+ et 4^+ semblent exclues par l'observation d'une transition vers l'état 0^+ de ^{52}Ca , la transition $0^+ \rightarrow 0^+$ de type E0 ne pouvant se faire par l'émission d'un rayonnement γ et les transitions $3^+ \rightarrow 0^+$ de type M3 et $4^+ \rightarrow 0^+$ de type E4 étant généralement très défavorisées par la différence en spin avec une durée de vie non négligeable [68]. Les états 1^+ et 2^+ semblent donc être les meilleurs candidats pour l'assignement de cet état. Nous en discuterons lors de la comparaison avec des calculs de modèle en couches au chapitre suivant.

Nature de l'état à 3990 keV

Nous remarquons sur la figure V.35 l'absence de données expérimentales sur l'évolution en énergie des états de parité non naturelle, en particulier l'état 3^- , pour les isotopes de calcium au-delà de $N=28$. Dans ^{50}Ca , l'état 3^- n'a pu être mis en évidence du fait de l'existence d'un état fondamental 0^- pour ^{50}K ne permettant de peupler que des états 1^- généralement situés à plus haute énergie. L'évolution en énergie des niveaux de parité non naturelle est difficile à extrapoler à partir de l'état 3^- dans ^{48}Ca car elle est tributaire de l'interaction monopolaire entre l'orbitale $\nu p_{3/2}$, lors de son remplissage, et les orbitales $\pi d_{3/2}$ et $\pi s_{1/2}$. Les premiers niveaux de parité non naturelle sont néanmoins probablement situés entre 3,5 et 5 MeV d'énergie d'excitation. Ainsi, l'état à 3,99 MeV est un candidat potentiel pour être le premier état de parité non naturelle dans ^{52}Ca . Il possède une valeur $\log(f_0t)=6,3$ compatible

avec une transition GT permise. De plus, l'observation d'une forte transition vers l'état 2^+ et l'absence de transition vers l'état fondamental 0^+ de ^{52}Ca est compatible avec l'hypothèse d'un état 3^- pour lequel la transition E3 $3^- \rightarrow 0^+$ est très défavorisée par rapport à la transition $3^- \rightarrow 2^+$.

Cet état peut également être de parité naturelle avec une valeur $\log(f_{1t})=8,9$ compatible avec une transition première interdite $\Delta J=0,1$ ou $\Delta J=2$. Les valeurs possibles de spin et parité à partir d'un état 2^- sont $J^\pi=0^+, 1^+, 2^+, 3^+$ et 4^+ . L'absence de mise en évidence d'une transition γ vers l'état fondamental de ^{52}Ca fait de 0^+ et 4^+ des candidats potentiels n'excluant toutefois pas les autres possibilités $1^+, 2^+$ et 3^+ . Nous allons voir que d'autres contraintes sur le spin et la parité de ce niveau peuvent être apportées par la nature de l'état situé à 5951 keV.

Nature de l'état à 5951 keV

Sur le schéma de décroissance de ^{52}K , nous observons deux états non liés très proches en énergie, l'un à 5950(40) keV se désexcitant par l'émission d'un neutron vers l'état fondamental $3/2^-$ de ^{51}Ca et l'autre à 5951(2) keV se désexcitant par l'émission de rayonnements γ . Malgré une énergie d'excitation pratiquement égale, nous avons distingué ces deux états en ne les regroupant pas dans un même état avec une intensité résultant de la somme des deux. En effet, le niveau à 5951(2) keV a été déterminé grâce aux coïncidences $\gamma - \gamma$ qui ont permis de le localiser avec une énergie d'excitation définie par rapport à l'état fondamental de ^{52}Ca . L'état à 5950(40) keV mis en évidence par voie neutron possède une énergie d'excitation définie par rapport à l'état fondamental de ^{51}Ca *via* la valeur de $S_{1n}=4700(700)$ keV. Son énergie d'excitation réelle dans ^{52}Ca peut donc varier de plus ou moins 700 keV tout comme celle des autres états non liés se désexcitant par l'émission de neutrons. Il semble donc extrêmement improbable que la valeur mesurée de S_{1n} soit, à quelques keV près, la valeur réelle et que les états à 5950(40) et 5951(2) keV soient les mêmes. C'est pourquoi nous allons considérer la nature de ce dernier à part.

L'émission de rayonnements γ à partir d'un niveau non lié peut paraître surprenante. En effet, l'émission de neutrons constitue généralement le mode de désexcitation privilégié du fait, d'une part, de l'absence de barrière coulombienne et d'autre part de la grande différence entre le temps caractéristique τ de l'interaction forte, de l'ordre de 10^{-20} - 10^{-21} s, et celui de l'interaction coulombienne typiquement de l'ordre de 10^{-15} - 10^{-16} s. Cela se traduit, grâce à la relation d'incertitude d'Heisenberg $\Gamma \times \tau \sim \hbar$, par des largeurs partielles en énergie typiques pour les neutrons et les rayonnements γ de $\Gamma_n \sim 100$ keV et $\Gamma_\gamma \sim 1$ eV respectivement. Cela signifie que l'émission de neutrons est généralement 100000 fois plus probable que l'émission d'un rayonnement γ à partir d'un niveau non lié. Toutefois ces premières considérations ne tiennent pas compte de l'énergie des transitions et du moment angulaire l emporté par le neutron et régi par la conservation du moment cinétique imposant les relations :

$$\vec{J}_i = \vec{J}_f + \vec{l} + \vec{s}_n \quad \text{et} \quad \pi_i \pi_f = (-1)^l, \quad (\text{V.14})$$

où \vec{J}_i, \vec{J}_f et π_i, π_f sont respectivement les moments angulaires et les parités des états initial et final connectés par l'émission du neutron et \vec{s}_n le spin du neutron valant $1/2$. Dans le

cadre du modèle optique, on relie la pénétrabilité T_l des neutrons, dépendant de l'énergie de la transition E_n et du moment angulaire l , à la largeur Γ_n exprimée en MeV par la relation :

$$\Gamma_n = \frac{T_l}{2\pi\rho} , \quad (\text{V.15})$$

où ρ est la densité de niveaux (en MeV^{-1}) pour un même spin et variant avec l'énergie d'excitation. La figure V.36 présente des calculs de pénétrabilité effectués dans le cadre du modèle optique [69] pour la masse $A=52$ et pour des valeurs $l=0, 1, 2$ et 3 . Cette figure

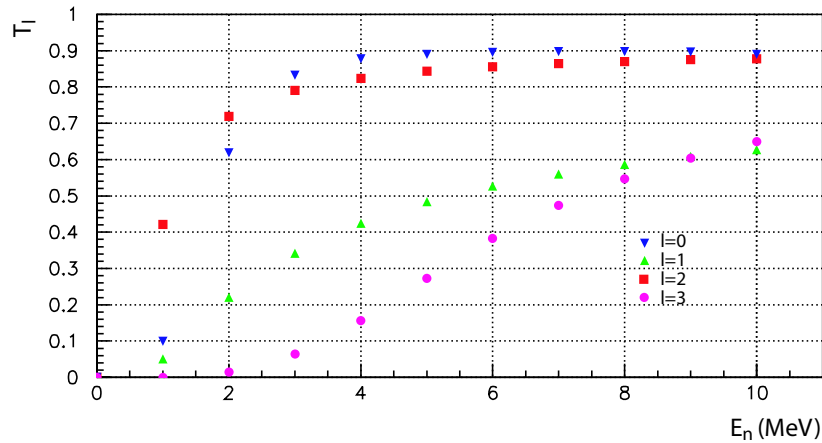


FIG. V.36 – Pénétrabilité T_l des neutrons pour la masse $A=52$ en fonction de l'énergie des transitions neutrons et pour des valeurs $l=0, 1, 2$ et 3 .

illustre le fait que la pénétrabilité augmente avec l'énergie des neutrons et est beaucoup plus grande pour des valeurs de moment angulaire $l=0$ ou 2 par rapport à $l=1$ ou 3 . En particulier, pour des transitions neutrons possédant des énergies inférieures à 2 MeV, on remarque que la pénétrabilité est très faible dans le cas $l=3$. Ce phénomène, également présent pour $A=49$, a permis à M. Bounajma d'expliquer l'existence de transitions γ émises à partir de niveaux non liés compris entre $5,3$ et $6,7$ MeV dans ^{49}Ca [44]. Dans le cas du niveau à 5951 keV dans ^{52}Ca , le seul état accessible par émission d'un neutron est l'état fondamental $3/2^-$ de ^{51}Ca avec une énergie $E_n=1,29$ MeV si $S_n=4700$ keV. Nous sommes donc dans une situation où l'émission potentielle d'un neutron avec un moment angulaire $l=3$ est fortement défavorisée par la faible énergie de la transition avec une pénétrabilité $T_3=7,3 \times 10^{-4}$ environ 500 fois moins importante que pour $l=0$. L'hypothèse d'une émission de neutrons avec $l=3$ impose que la parité de l'état à 5951 keV soit positive. De plus, les règles de couplage découlant de la formule V.14 implique que cet état doit avoir un spin $J \geq 4$. Le seul état compatible avec cette règle d'une part et avec les règles de sélection des transitions premières interdites d'autre part est un état 4^+ . En utilisant une paramétrisation de la densité des niveaux 4^+ à 6 MeV d'énergie d'excitation pour un noyau de masse $A=52$ [70], nous obtenons une densité $\rho = 2 \text{ MeV}^{-1}$ et une largeur en énergie neutron de 60 eV. La largeur en énergie Γ_γ de l'état à 5951 keV se désexcitant par émission de rayonnements γ peut être estimée grâce au modèle

de Weisskopf afin de la comparer à la largeur en énergie neutron. Pour cela, nous allons émettre des hypothèses sur la nature des états peuplés par transitions γ à partir du niveau à 5951 keV supposé être un état 4^+ . Tout d'abord, la possibilité d'un état à 3,99 MeV de nature 0^+ ou 4^+ paraît peu probable car les transitions électromagnétiques $4^+ \rightarrow 0^+$ et $4^+ \rightarrow 4^+$ sont peu favorisées. Par contre, une transition $4^+ \rightarrow 2^+$ vers un deuxième état 2^+ paraît plus plausible. Ainsi, en considérant des transitions E2 vers les deux états peuplés à 2,56 et à 3,99 MeV supposés 2^+ , nous obtenons des valeurs Γ_γ de $4,2 \times 10^{-3}$ eV et $0,28 \times 10^{-3}$ eV respectivement. Ces valeurs sont 10000 fois plus faibles que la largeur neutron. De plus, nous observons expérimentalement un rapport d'embranchement de 0,4 et 1,5 respectivement pour ces deux états dans un rapport inverse de celui prédit par des estimations Weisskopf, qui favorisent normalement les transitions γ de haute énergie. L'hypothèse d'un état de nature 2^+ à 3,99 MeV semble donc pouvoir être écarté. Il faut également considéré la transition E1 $4^+ \rightarrow 3^-$ dans le cas de figure où le niveau à 3,99 MeV est un état de parité non naturelle. Dans ce cas, la largeur Γ_γ déduite du modèle de Weisskopf est beaucoup plus grande et vaut 7 eV. Ceci nous donne un rapport $\Gamma_n/\Gamma_\gamma \sim 8$ à 9 bien inférieur à ceux précédemment évoqués. Dans ce cas encore légèrement favorable à l'émission de neutrons, il semble toutefois plus pausable qu'il existe une compétition entre l'émission de neutrons et de rayonnements γ . Compte tenu de l'erreur sur S_{1n} , il est possible par exemple que l'état situé à 5760 keV, possédant un taux de peuplement β de 21,5%, forme en réalité un seul et même état, se désexcitant à la fois par émission de neutrons et de rayonnements γ avec dans ce cas un rapport des intensités $I_n/I_\gamma = 21,5/1,9 \sim 11$. Ainsi, l'hypothèse d'un état de parité naturelle 4^+ à 5951 keV ne pouvant émettre que des neutrons avec un moment angulaire $l \geq 3$ apparaît une explication plausible pour expliquer l'existence d'une désexcitation, partielle ou totale, de ce niveau par transition γ . Dans ce cas, les rapports d'embranchement favorisant une transition électromagnétique de type E1 suggèrent un état à 3,99 MeV de nature 3^- . Une autre contrainte sur la nature de l'état à 5951 keV aurait pu être apportée par l'observation ou non d'une transition vers l'état fondamental de ^{52}Ca si nous avions disposé d'un domaine d'observation en énergie supérieur à 5 MeV lors de notre expérience.

Nature des états observés dans ^{51}Ca

Nous avons mis en évidence par l'analyse des transitions neutrons cinq états liés et un état non lié à 4493 keV dans ^{51}Ca . Ces niveaux, à l'exception de celui situé à 3,46 MeV, ne sont pas peuplés par décroissance directe de ^{51}K . L'état fondamental supposé 2^- de ^{52}K est de même parité que les états de parité naturelle dans ^{51}Ca . La mise en évidence de ces niveaux par décroissance β -n suggère donc fortement que ce sont des niveaux de parité naturelle sans doute peuplés par l'émission de neutrons emportant un moment angulaire $l=0$ ou 2. Leur moment angulaire total J est cependant difficile à déterminer car la combinaison de transitions GT permises suivies de l'émission de neutrons avec $l=0$ ou 2 permet un large domaine de valeur de J^π comprises entre $1/2^-$ et $11/2^-$. Néanmoins, l'observation de transitions γ peuplant directement l'état fondamental $3/2^-$ de ^{51}Ca à partir d'états situés à 1718, 2377, 2934, 3460 et 3500 keV laisse supposer une valeur de spin $J \leq 7/2$ avec des transitions de type E2 plus favorisées. L'état observé à 4493 keV se situe juste au-dessus de l'énergie

de séparation d'un neutron $S_{1n}=4400(90)$ keV. Il se désexcite par émission γ vers l'état à 2934 keV mais pas vers l'état fondamental de ^{51}Ca ce qui n'exclut aucune valeur de spin et parité entre $1/2^-$ et $11/2^-$ pour cet état. Il est possible également, selon la fiabilité de la valeur de S_{1n} , que ce niveau se désexcite par l'émission de neutrons de très basse énergie non détectés par notre dispositif. Une comparaison de l'énergie d'excitation de ces états avec des calculs de modèle en couches utilisant les interactions KB3G et GXPF1 sera faite dans le prochain chapitre pour permettre un éventuel assignement en spin et parité.

Distribution de force Gamow-Teller expérimentale

Les états non liés mis en évidence dans ^{52}Ca par l'analyse des transitions neutrons possèdent des énergies d'excitation comprises entre 5,2 et 11,1 MeV. Leur valeur de $\log(f_0t)$ étant compatible avec un caractère permis des transitions GT, nous allons supposer que ce sont des états de parité non naturelle 1^- , 2^- ou 3^- . D'après les précédentes discussions, nous faisons également l'hypothèse d'une nature 3^- pour l'état situé à 3,99 MeV. Les autres états à 3,15 et 5,95 MeV mis en évidence dans ^{52}Ca par transitions γ et précédemment discutés seront supposés de parité naturelle. La distribution de force Gamow-Teller permise expérimentale est présentée sur la figure V.37 sur toute la fenêtre en énergie $Q_\beta=16,3$ MeV. Pour des raisons de lisibilité, les barres d'erreurs ne tiennent pas compte de l'incertitude sur

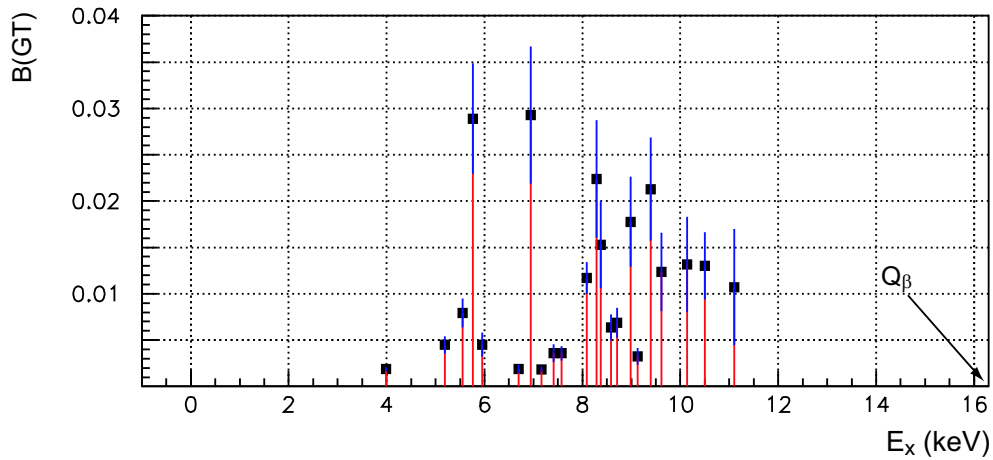


FIG. V.37 – Distribution de force Gamow-Teller expérimentale déduite de la décroissance β $^{52}\text{K} \rightarrow ^{52}\text{Ca}$ en supposant un caractère permis des transitions vers tous les états émetteurs de neutrons ainsi que vers l'état à 3,99 MeV.

la valeur Q_β mais seulement des erreurs sur la période et sur les intensités I_β déduites de l'analyse. La somme des valeurs de $B(\text{GT})$ sur les états concernés dans ^{52}Ca nous donne :

$$\sum B(\text{GT})_{3,99 \rightarrow 11,1 \text{ MeV}} = 0,240(37) . \quad (\text{V.16})$$

Ce résultat tient compte de toutes les sources d'erreurs possibles y compris celle sur Q_β . En réalité, la valeur Q_β n'est pas connue expérimentalement du fait de l'absence de mesure de masse de ^{52}K . La valeur de 16300(1000) keV est une valeur extrapolée d'après une

systématique des masses [31]. Une mesure précise de la masse de l'isotope ^{52}K serait nécessaire pour réduire grandement les incertitudes sur les valeurs de $B(\text{GT})$ qui atteignent plus de 50% pour des états à haute énergie d'excitation. De même, la valeur de $S_{1n}=4700(700)$ keV est connue avec une mauvaise précision et une nouvelle mesure de la masse de ^{52}Ca permettrait d'avoir une plus grande confiance sur la localisation en énergie d'excitation des états Gamow-Teller.

La somme issue de la formule V.16 ne prend pas en compte la contribution de l'émission de deux neutrons à la force de transition Gamow-Teller. En effet, les niveaux émetteurs de 2 neutrons n'ayant pu être localisés, nous avons attribué toute l'intensité $I_\beta=2,3\%$ à un état fictif situé à 13 MeV d'énergie d'excitation et correspondant à peu près à l'énergie moyenne entre la valeur de S_{2n} et celle de Q_β . Nous obtenons dans ce cas une valeur de $B(\text{GT})$ correspondante de 0,631(81) et au total :

$$\sum B(\text{GT})_{3,99 \rightarrow 11,1 \text{ MeV} + \text{contribution } P_{2n}} = 0,871(89) . \quad (\text{V.17})$$

Cette valeur est plus importante que celle obtenue par la décroissance de ^{51}K sans doute du fait de l'augmentation de la fenêtre en énergie Q_β permettant d'accéder à une plus grande partie de la résonance Gamow-Teller par décroissance β .

V.3 Etude de ^{53}K

V.3.1 Etat des connaissances

Les données sur la décroissance de ^{53}K sont rares. Une seule expérience menée par M. Langevin *et al.* [54] a permis la mesure de la période $T_{1/2}=30(5)$ ms de cet isotope et de la probabilité d'émission de neutrons $P_n=100(30)\%$. Il est apparu que le noyau fils ^{53}Ca , de période $T_{1/2}=90(15)$ ms, était également émetteur neutron. La valeur $P_n=40(10)\%$ pour ^{53}Ca a pu être estimée en supposant une valeur P_{2n} nulle pour ^{53}K [54]. Les masses de ^{53}Ca et ^{53}K n'ayant jamais été mesurées, la valeur de Q_β n'est pas connue expérimentalement. Elle a été extrapolée à l'aide d'une systématique des masses à 15900(900) keV tout comme la valeur de S_{1n} à 3500(700) keV [31]. Il n'existe aucune donnée spectroscopique sur la décroissance de ^{53}K . En particulier l'émission β -2n, dont l'existence est suggérée par une grande valeur de P_n , n'a jamais été mise en évidence jusqu'à présent. Il en va de même pour les décroissances de ^{53}Ca et ^{53}Sc pour lesquelles aucune étude n'a été menée à ce jour. Pour le noyau ^{53}Sc , la période est même très mal connue avec une valeur $T_{1/2}=900(900)$ ms. Il existe donc un grand nombre d'inconnues autour de cette région de masse $A=53$. La figure V.38 illustre la chaîne de filiation radioactive consécutive à la décroissance de ^{53}K en supposant l'émission de deux neutrons. On remarque notamment que les niveaux d'énergie dans ^{52}Sc peuvent être peuplés à la fois par décroissance β de ^{52}Ca et par décroissance β -n de ^{53}Ca .

Nous nous proposons dans notre étude de mettre en évidence les premières données spectroscopiques sur la décroissance de ^{53}K par la localisation d'états liés et non liés dans ^{53}Ca mais aussi dans ^{53}Sc et ^{53}Ti .

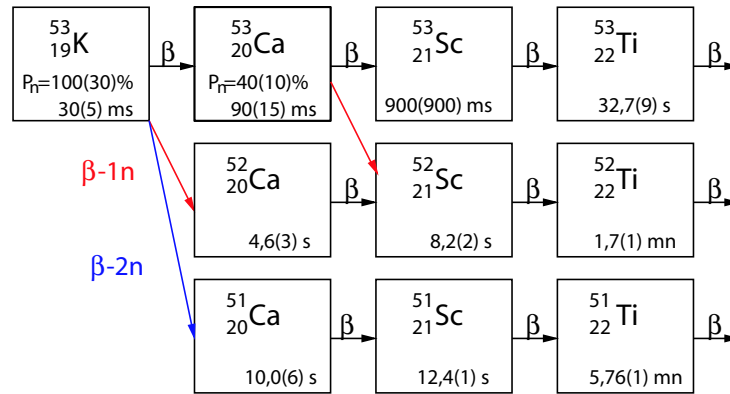


FIG. V.38 – Chaîne de filiation radioactive consécutive à la décroissance de ^{53}K .

V.3.2 Analyse du spectre « horloge radioactive »

L'étude de la décroissance de ^{53}K a été effectuée pendant trois heures avec un taux de production en sortie de séparateur évalué à 10 at/pulse. Nous disposions pour cette mesure de 10 pulses protons par supercycle. Le cycle de mesure comportait une phase de collection de 500 ms et une phase de décroissance pure de 500 ms pour un temps de mesure total de 1 s. Le temps de collection, permettant d'optimiser le nombre de noyaux implantés, s'est avéré beaucoup trop long pour mesurer à nouveau la période des noyaux ^{53}K et ^{53}Ca . Nous utiliserons donc les valeurs tabulées des périodes de ces deux noyaux pour l'analyse du spectre horloge.

Le spectre horloge radioactive total est présenté sur la figure V.39. La statistique étant faible, il a été impossible de sélectionner le premier pulse de chaque supercycle car cela aurait éliminé 90% des événements. C'est pourquoi, pour ce noyau, nous avons analysé directement le spectre total de l'horloge radioactive pour extraire le nombre absolu N_{β} de décroissances. Sur le spectre de la figure V.39(a), on observe une structure entre 0 et 400 ms correspondant à la décroissance combinée de ^{53}K et ^{53}Ca dont les périodes sont assez proches. Au-delà, le spectre horloge est pratiquement plat car la période des descendants est beaucoup plus longue que le temps de mesure. Nous allons faire l'hypothèse que l'activité des autres noyaux de filiation, y compris celle de ^{53}Sc dont la période est mal connue, contribue de manière constante dans le spectre horloge radioactive tout au long des phases de mesure. Nous avons analysé le spectre horloge en considérant les activités $D_1(t)$ et $D_2(t)$ des espèces ^{53}K et ^{53}Ca ainsi qu'un fond constant p_0 représentant l'activité des autres espèces. Comme pour l'étude de ^{51}K et ^{52}K , nous avons considéré une production directe de ^{53}K et ^{53}Ca avec des constantes de temps identiques. Cependant, nous n'avons pas dans ce cas appliqué de correction de temps mort car le taux de production était largement inférieur à ce que pouvait gérer le système d'acquisition. Nous avons également considéré une valeur de P_{2n} nulle car l'activité éventuelle de ^{51}Ca , du fait de sa longue période, est déjà prise en compte dans le fond constant p_0 . Il faut préciser à l'inverse que l'activité de ^{53}Ca , du fait de sa faible période, contraint fortement l'allure du spectre horloge au-delà de 200 ms car les noyaux de

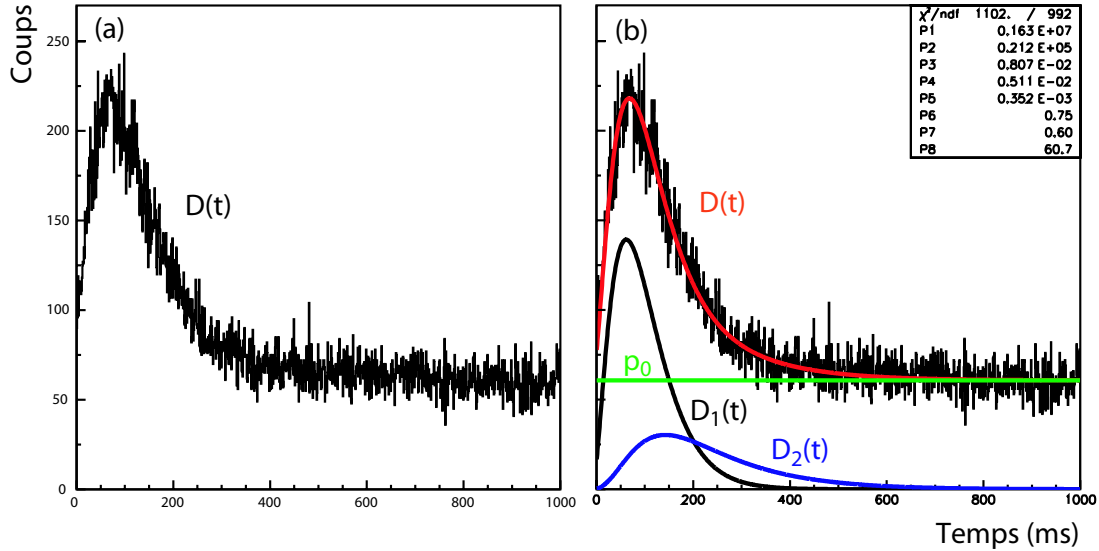


FIG. V.39 – (a) Spectre horloge radioactive total enregistré lors de l'étude de la décroissance de ^{53}K . (b) Ajustement du même spectre (en rouge) en tenant compte de l'activité de ^{53}K (en noir), de ^{53}Ca (en bleu) et d'un fond constant (en vert).

^{53}K ont alors tous décrû. L'ajustement de ce spectre va donc nous permettre de déterminer les nombres absolus de décroissances associés à chacune de ces deux espèces.

L'ajustement présenté sur la figure V.39(b) a été réalisé à l'aide des 8 paramètres habituels donnés dans cet ordre: c_1 , c_2 , λ_r , λ_f , λ_s , α , P_{1n} et p_0 . Nous avons obtenu pour $N_\beta(^{53}\text{K})$ et $N_\beta(^{53}\text{Ca})$ des valeurs respectives de 18800(3000) et 8500(3000). Les erreurs tiennent compte de l'ajustement et des incertitudes sur les valeurs des périodes pour les deux espèces. Comme nous l'avons déjà dit, la valeur de P_{1n} déduite de l'ajustement n'est pas pertinente et ne peut être utilisée telle quelle. En effet, la production directe de ^{53}Ca et la valeur de P_{0n} (déduite de P_{1n}) sont deux degrés de liberté, participant à l'activité de ^{53}Ca , pour lesquels il n'est pas possible de déterminer séparément leur contribution. Seule la somme des deux contributions est réellement significative et donne la valeur $N_\beta(^{53}\text{Ca})$.

V.3.3 Détermination des niveaux liés dans $^{52,53}\text{Ca}$

Le spectre des rayonnements γ observés consécutivement à la décroissance de ^{53}K est présenté sur la figure V.40. Nous avons identifié les transitions les plus intenses appartenant à la décroissance de ^{52}Ca , de ^{52}Sc ou de ^{53}Ti . L'observation de la transition à 228 keV sur le spectre V.40(a) issue de la décroissance de ^{53}Ti signe ainsi la présence de la chaîne de filiation radioactive $A=53$. Nous n'avons par contre identifié de manière certaine aucune transition issue de la décroissance de ^{51}Ca pouvant signer de manière indirecte l'émission de deux neutrons pour ^{53}K . Cela signifie que si cette voie de désexcitation existe, la valeur de

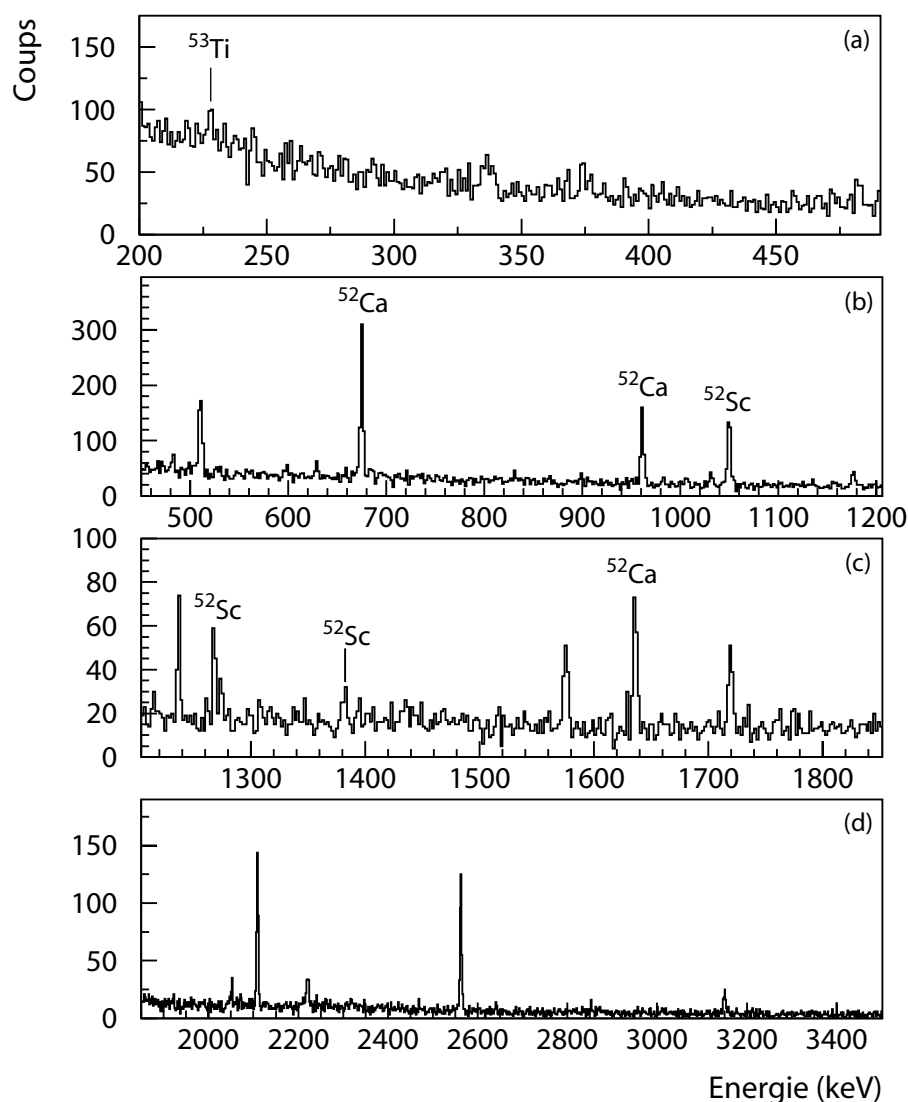


FIG. V.40 – Spectre des rayonnements γ enregistré pendant l'étude de la décroissance de ^{53}K . Les transitions les plus intenses appartenant à la décroissance des noyaux ^{53}Ti , ^{52}Sc et ^{52}Ca ont été indiquées.

P_{2n} correspondante est assez faible.

Afin de déterminer d'éventuelles transitions γ appartenant à la décroissance de ^{53}K ou de ^{53}Ca , nous avons utilisé le spectre de l'horloge radioactive (fig. V.39). Le choix de deux coupures en temps de 500 ms chacune (0-500 ms et 500-1000 ms) paraît naturel puisque la quasi-totalité des noyaux de ^{53}K et ^{53}Ca ont décru après 500 ms de temps de mesure. Les deux spectres γ conditionnés par chacune des coupures ont été soustraits l'un à l'autre. Le résultat est présenté sur la figure V.41(a). Le spectre obtenu révèle la présence de trois transitions à 2220, 2563 et 3150 keV. Les deux dernières transitions ont déjà été observées lors de la décroissance de ^{52}K et ont été attribuées au schéma excité de ^{52}Ca . L'assignement

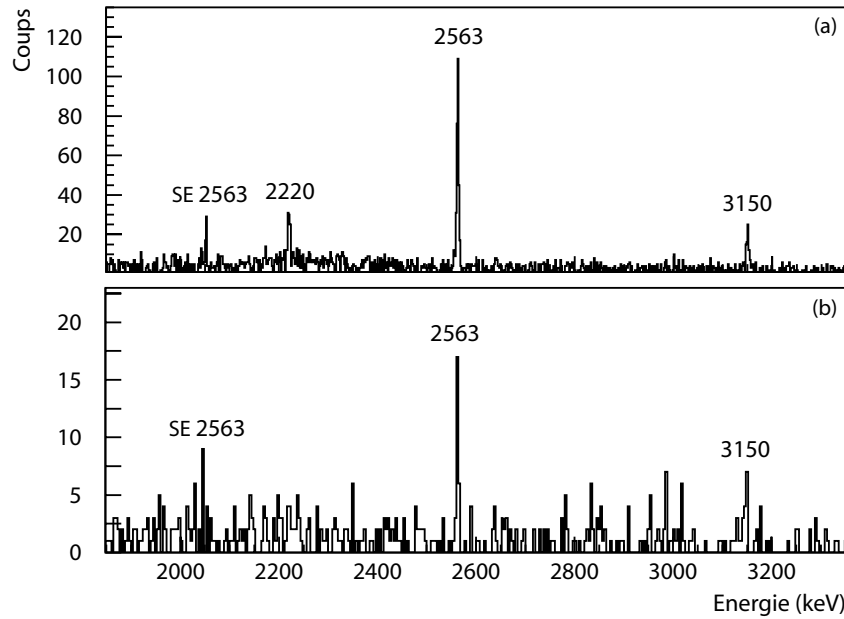


FIG. V.41 – (a) Spectre en énergie des rayonnements γ conditionné par des coupures dans le spectre horloge et mettant en évidence les transitions directement issues de la décroissance de ^{53}K ou ^{53}Ca (voir texte). (b) Spectre en énergie des rayonnements γ conditionné par la détection d'un neutron dans TONNERRE.

de la transition à 2220 keV est plus délicat car elle peut appartenir au schéma de niveaux de $^{51,52,53}\text{Ca}$ voire même de ^{53}Sc . Pour tester l'hypothèse d'une corrélation à des neutrons, le spectre des rayonnements γ a été conditionné par la détection d'un neutron dans TONNERRE. Cette coïncidence n- γ globale fait apparaître les deux transitions à 2563 et 3150 keV consécutives à l'émission d'un neutron mais plus celle à 2220 keV (fig. V.41(b)). Son attribution à $^{51,52}\text{Ca}$ est donc exclue. Il nous reste à présent à déterminer si elle appartient au schéma de niveaux de ^{53}Ca ou de ^{53}Sc . Pour cela, nous avons réalisé des coupures plus fines dans le spectre horloge radioactive pour des zones en temps de 100 ms. L'évolution de l'intensité des transitions γ sur les premières 400 ms est illustrée sur la figure V.42. On observe ainsi que l'intensité des pics à 2220 et 2563 keV évoluent de la même manière au cours du temps et qu'ils possèdent par conséquent la même période, celle de ^{53}K . C'est pourquoi nous pouvons attribuer sans ambiguïté la transition à 2220 keV à la décroissance $^{53}\text{K} \rightarrow ^{53}\text{Ca}$.

Les données concernant ces trois transitions sont regroupées dans le tableau V.10. La détermination des intensités I_{γ}^{abs} à l'aide du nombre de décroissance $N_{\beta}=18800(3000)$ nous permet déjà d'apporter indirectement quelques contraintes sur les valeurs P_{1n} et P_{2n} . En effet, en effectuant la somme de l'intensité absolue des transitions à 2563 et 3150 keV dans ^{52}Ca , nous obtenons une valeur limite $P_{1n} \geq 64(11)\%$. Par ailleurs, l'intensité de la transition à 2220 keV dans ^{53}Ca permet de borner la valeur $P_{1n}+P_{2n} \leq 85(19)\%$, la valeur maximum étant atteinte si on suppose un taux de peuplement nul de l'état fondamental de ^{53}Ca . Nous pouvons également obtenir des informations sur la valeur P_{2n} de ^{53}K en estimant

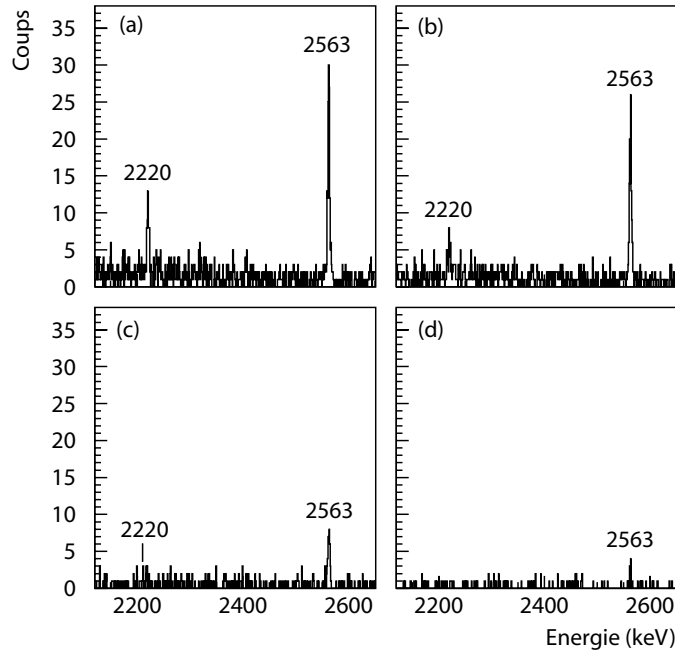


FIG. V.42 – Spectres des rayonnements γ issus de la décroissance de ^{53}K obtenus pour des intervalles en temps de l'horloge de 0-100 ms (a), 100-200 ms (b), 200-300 ms (c) et 300-400 ms (d).

E_γ (keV)	I_γ^{rel} (%)	I_γ^{abs} (%)	E_i (keV)	E_f (keV)	Noyau
2220(1)	29,8(5,8)	15,3(3,3)	2220	0	$^{53}\text{Ca}^*$
2563(1)	100	51,5(9,1)	2563	0	$^{52}\text{Ca}^*$
3150(2)	24,0(4,9)	12,4(2,9)	3150	0	$^{52}\text{Ca}^*$

TAB. V.10 – Energie et intensités relative et absolue des transitions γ appartenant à la décroissance de ^{53}K observées dans notre expérience. Les énergies des niveaux initiaux et finaux dans ^{52}Ca et ^{53}Ca sont également indiquées. Les intensités absolues ont été évaluées par rapport au nombre de décroissance $N_\beta=18800(3000)$.

l'activité de ^{51}Ca peuplé par voie deux neutrons, si cette voie existe. L'analyse du spectre des rayonnements γ met en évidence un éventuel pic à 861 keV correspondant à la transition la plus intense de $^{51}\text{Ca} \rightarrow ^{51}\text{Sc}$ (fig. V.43). Toutefois, le rapport signal sur bruit ne nous permet pas d'affirmer clairement la présence de cette transition mais nous donne une limite supérieure de son intensité. Après estimation d'un fond constant dans cette région en énergie, nous avons obtenu un nombre de coups de 11(5) dans le pic à 861 keV. En utilisant l'intensité absolue $I_\gamma^{abs}(861 \text{ keV})=34\%$ de la transition et l'efficacité de détection $\epsilon_\gamma(861 \text{ keV})=6,8\%$, nous pouvons déterminer le nombre de décroissances de ^{51}Ca grâce à la formule :

$$N_\beta(^{51}\text{Ca}) = \frac{N_\gamma(861 \text{ keV})}{I_\gamma^{abs}(861 \text{ keV}) \times \epsilon_\gamma(861 \text{ keV})}, \quad (\text{V.18})$$

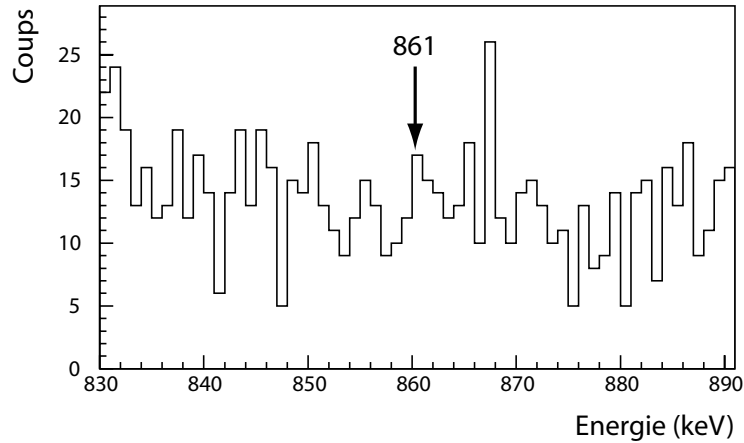


FIG. V.43 – Spectre en énergie des rayonnements γ centré autour de l'énergie de la transition attendue à 861 keV appartenant à la décroissance $^{51}\text{Ca} \rightarrow ^{51}\text{Sc}$.

et nous obtenons une valeur de 475(230). Par ailleurs, grâce à l'analyse du spectre horloge radioactive, nous connaissons l'évolution en temps de l'activité de ^{53}K et donc celle de ^{51}Ca . Nous avons donc ajusté la valeur de $P_{2n}(^{53}\text{K})$ de façon à reproduire ce nombre de décroissances et nous avons obtenu une limite supérieure $P_{2n}(^{53}\text{K}) \leq 10(5)\%$.

Les trois transitions mises en évidence par l'analyse du spectre horloge ont ainsi été attribuées à la décroissance de ^{53}K . Par conséquent, nous n'avons observé aucune transition appartenant à la décroissance $^{53}\text{Ca} \rightarrow ^{53}\text{Sc}$. Cela laisse supposer en particulier que les 4 transitions à 675, 961, 1636 et 2070 keV, observées dans le spectre de rayonnements γ non conditionné et appartenant au schéma de niveaux de ^{52}Sc (fig. V.40), proviennent de la décroissance β de ^{52}Ca et non de la décroissance β -n de ^{53}Ca . En réalité, cela n'est pas aussi clair car nous observons deux pics de très faible intensité à 675 et 961 keV dans le spectre de rayonnements γ corrélé à la détection des neutrons. Ceci suggère que l'émission de neutrons dans la décroissance de ^{53}Ca peut se faire en partie vers les états à 675 keV et 1636 keV mais qu'elle se fait sans doute principalement vers l'état fondamental de ^{52}Sc . Par ailleurs,

E_γ (keV)	I_γ^{rel} (%)	Noyau
482(1)	5,4(1,1)	($^{53}\text{Ti}^*$)
1176(1)	14,2(2,7)	($^{53}\text{Ti}^*$)
1237(1)	18,3(3,3)	($^{53}\text{Ti}^*$)
1575(1)	26,9(4,7)	($^{53}\text{Ti}^*$)
1719(1)	28,6(5,0)	($^{53}\text{Ti}^*$)
2109(1)	100	($^{53}\text{Ti}^*$)

TAB. V.11 – Energie, intensité relative et attribution préliminaire des transitions γ observées dans notre expérience mais dont l'appartenance à la décroissance de ^{53}K ou ^{53}Ca est exclue.

nous observons de nombreuses autres transitions non identifiées que nous avons regroupées dans le tableau V.11. Le schéma de décroissance $^{53}\text{Ti} \rightarrow ^{53}\text{V}$ étant connu avec la transition la

plus intense à 228 keV observée dans notre expérience, l'attribution de ces transitions γ à la décroissance $^{53}\text{Sc} \rightarrow ^{53}\text{Ti}$ semble la plus plausible. Malgré la faible statistique, on observe une corrélation entre les transitions à 482 et 1237 keV ce qui permet de localiser un état à 1719 keV. Ceci semble être confirmé par l'observation d'une transition de même énergie à 1719 keV. Nous y reviendrons lors de la discussion des résultats.

V.3.4 Localisation des niveaux non liés dans ^{53}Ca et ^{53}Sc

Le spectre en temps de vol de TONNERRE obtenu pendant l'étude de la décroissance de ^{53}K est présenté sur la figure V.44. Le spectre des compteurs LEND n'apparaît pas ici faute d'une statistique suffisante. Sur le spectre en temps de vol de TONNERRE, on observe plusieurs pics distincts à des énergies comprises entre 0,49 à 3,50 MeV. Ces transitions sont issues

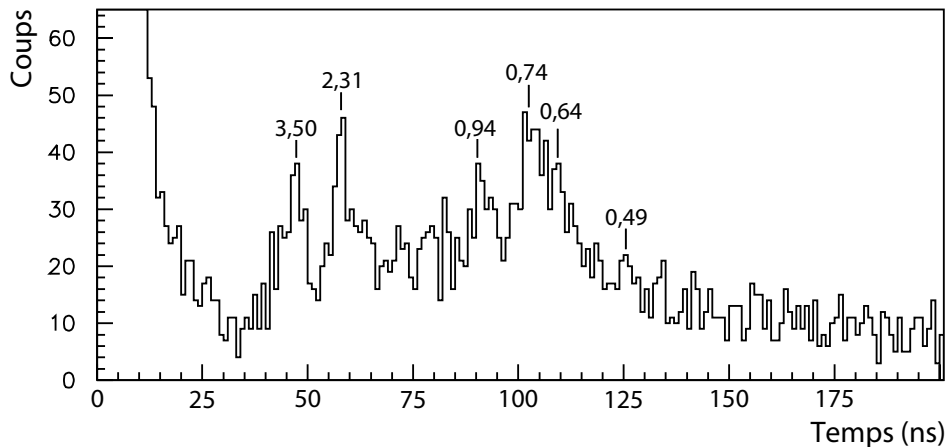


FIG. V.44 – Spectre en temps de vol issu de la décroissance de ^{53}K et de ^{53}Ca enregistré avec le multidétecteur TONNERRE. Les énergies des pics les plus distincts sont données en MeV. Le spectre a été contracté d'un facteur 4 en raison de la faible statistique.

de la décroissance de ^{53}K ou de ^{53}Ca tous deux émetteurs de neutrons. La difficulté de leur assignement réside ici dans le fait que le noyau fils ^{53}Ca possède une période assez proche de celle de ^{53}K . Nous avons tout d'abord réalisé des coïncidences γ -n avec les deux transitions à 2563 et 3150 keV pour tenter d'attribuer certaines des transitions neutrons à la décroissance de ^{53}K . Les spectres en temps de vol conditionnés par ces deux transitions sont présentés sur la figure V.45. On constate tout d'abord que ces spectres présentent une statistique très faible. Sur le spectre neutron en coïncidence avec la transition γ à 3150 keV (fig. V.45(b)), on observe une structure autour de 0,99 MeV. Cette transition n'apparaît pas clairement dans le spectre total et il est difficile de trancher quant à la réalité physique de ce pic. On observe également deux structures à 3,98 et 0,63 MeV sur le spectre en temps de vol V.45(a) conditionné par la transition à 2563 keV. Le pic autour de 0,63 MeV pourrait correspondre à celui observé dans le spectre total à 0,64 MeV mais il est difficile de pouvoir l'attribuer de manière certaine à la décroissance de ^{53}K .

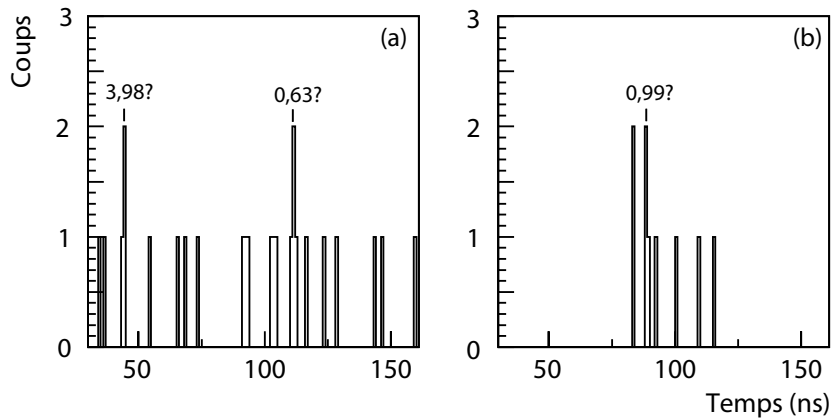


FIG. V.45 – Spectres en temps de vol de TONNERRE conditionnés par les transitions γ à 2563 keV (a) et à 3150 keV (b).

Afin de tenter d'attribuer les transitions intenses présentes dans le spectre en temps de vol total de TONNERRE à ^{53}K ou ^{53}Ca , nous avons réalisé des coupures plus fines dans le spectre horloge à la manière de celles réalisées pour les transitions γ . Nous avons constitué quatre spectres en temps de vol conditionnés par des intervalles en temps de 100 ms à savoir 0-100 ms, 100-200 ms, 200-300 ms et 300-400 ms (fig. V.46). On observe naturellement une diminution du nombre d'événements contenus dans ces spectres au cours du temps allant de pair avec la diminution de l'activité des noyaux ^{53}K ou de ^{53}Ca . On remarque que la forme du spectre en temps de vol évolue peu avec le temps de mesure. Les trois principaux pics à 3,50, 2,31 et 0,74 MeV présents dans le spectre (a) sont indiqués par une flèche pour permettre de suivre l'évolution de leur intensité au cours du temps. On note que la forte diminution de ces transitions entre les spectres (b) et (c) due sans doute au fait que la plupart des noyaux ^{53}K , ayant une période 30 ms, ont décréû au bout de 200 ms de mesure. On pourrait donc penser que les spectres (c) et (d) sont plutôt représentatifs des transitions neutrons issues de la décroissance de ^{53}Ca . Ce n'est pas aussi simple si l'on regarde l'ajustement du spectre horloge V.39(b) (§V.3.2). D'après notre ajustement en effet, le nombre de décroissances de ^{53}Ca ne représente qu'à peine le double de celui de ^{53}K dans l'intervalle en temps 200-300 ms. On peut par contre supposer, en se référant à la même figure V.39(b), que les événements avec émission d'un neutron survenant dans l'intervalle 300-400 ms appartiennent à la décroissance β de ^{53}Ca . Malheureusement, la statistique présente dans le spectre V.46(d) est beaucoup trop faible pour localiser de manière certaine des pics en temps de vol. Il faudrait beaucoup plus d'événements pour faire une analyse vraiment quantitative. On pourrait alors constituer un spectre en temps de vol pour un temps d'horloge supérieur à 300 ms et déterminer à la fois de manière précise l'énergie et l'intensité des transitions neutrons issues de ^{53}Ca . Les autres transitions seraient alors attribuées à la décroissance de ^{53}K mais la mesure de leur intensité serait délicate du fait de l'impossibilité de séparer les contributions de chacun pour des temps de mesure inférieurs à 300 ms.

N'étant pas en mesure d'attribuer avec certitude les transitions neutrons observées, nous

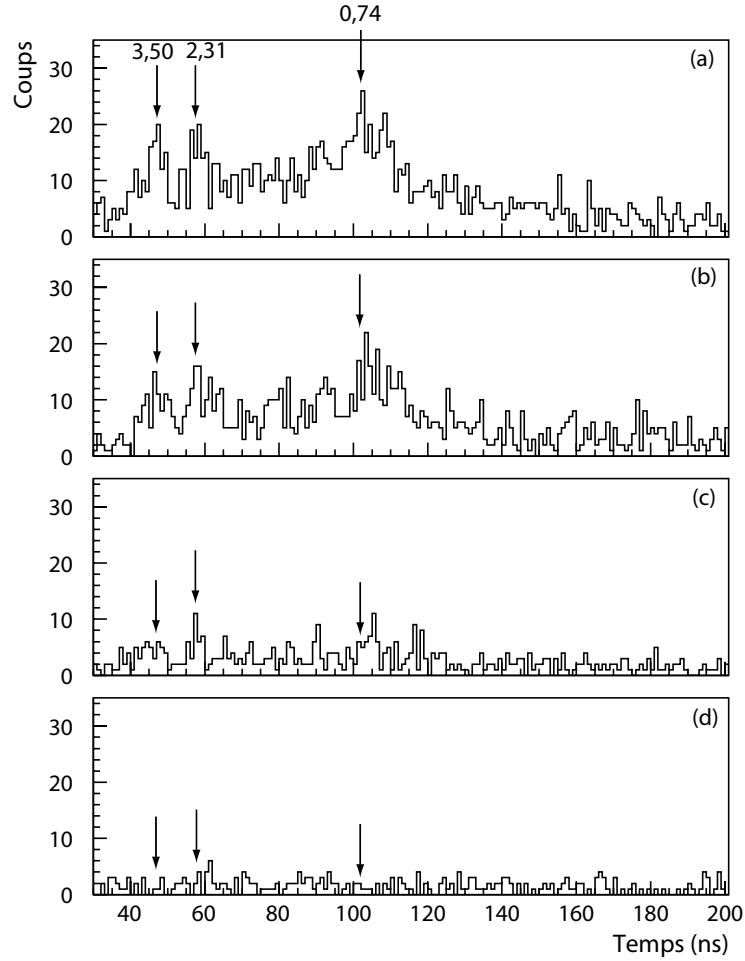


FIG. V.46 – Spectres en temps de vol neutron issus de la décroissance de ^{53}K ou de ^{53}Ca et conditionnés par l'horloge radioactive avec des coupures en temps 0-100 ms (a), 100-200 ms (b), 200-300 ms (c) et 300-400 ms (d).

avons poursuivi l'analyse en réalisant l'ajustement du spectre en temps de vol total de TONNERRE de manière à extraire un nombre de neutrons et à en déduire des contraintes sur les valeurs de P_n pour les deux noyaux. L'ajustement présenté sur la figure V.47 a été réalisé à l'aide de 11 pics en temps et d'un fond constant. Les énergies, les intensités relatives et les attributions possibles des transitions neutrons obtenues sont regroupées dans le tableau V.12. Le nombre total N_{tot} de neutrons d'énergie E_i émis lors de la décroissance des noyaux ^{53}K et ^{53}Ca se déduit de la relation :

$$N_{tot} = \sum_{i=1}^{11} \frac{N_i(E_i)}{\epsilon_n(E_i)}, \quad (\text{V.19})$$

avec une valeur obtenue de 24500(3500).

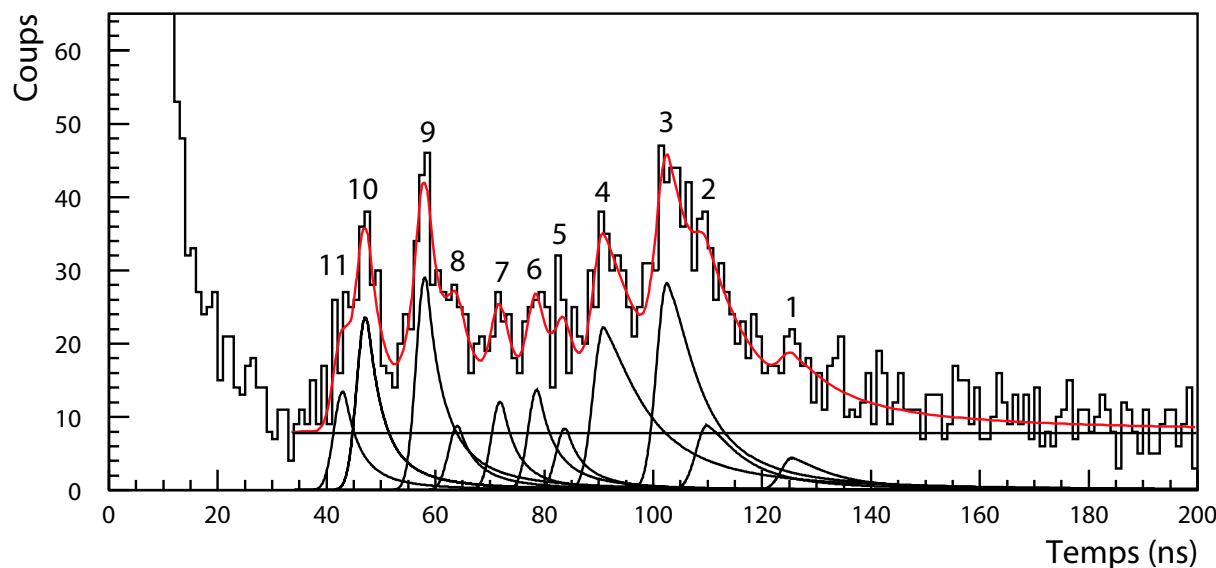


FIG. V.47 – Déconvolution du spectre en temps de vol neutron de TONNERRE issu de la décroissance combinée des noyaux ^{53}K et ^{53}Ca . L'ajustement a été réalisé en considérant 11 pics en temps de vol et un fond constant.

	E_n (keV)	I_n^{rel} (%)	Noyau
(1)	490(10)	19,0(6,6)	($^{53}\text{Ca}^*$, $^{53}\text{Sc}^*$)
(2)	640(15)	34,2(11,2)	($^{53}\text{Ca}^*$, $^{53}\text{Sc}^*$)
(3)	740(15)	100	($^{53}\text{Ca}^*$, $^{53}\text{Sc}^*$)
(4)	940(20)	98,9(33,9)	($^{53}\text{Ca}^*$, $^{53}\text{Sc}^*$)
(5)	1110(30)	19,4(14,2)	($^{53}\text{Ca}^*$, $^{53}\text{Sc}^*$)
(6)	1260(35)	31,8(9,9)	($^{53}\text{Ca}^*$, $^{53}\text{Sc}^*$)
(7)	1500(45)	25,8(8,9)	($^{53}\text{Ca}^*$, $^{53}\text{Sc}^*$)
(8)	1900(60)	23,2(8,7)	($^{53}\text{Ca}^*$, $^{53}\text{Sc}^*$)
(9)	2310(80)	86,5(25,6)	($^{53}\text{Ca}^*$, $^{53}\text{Sc}^*$)
(10)	3500(150)	63,7(20,2)	($^{53}\text{Ca}^*$, $^{53}\text{Sc}^*$)
(11)	4220(200)	38,6(16,2)	($^{53}\text{Ca}^*$, $^{53}\text{Sc}^*$)

TAB. V.12 – Energie, intensité relative et attribution possible des transitions neutrons déduites de l'ajustement du spectre en temps de vol de TONNERRE. Les intensités relatives ont été normalisées par rapport à la transition la plus intense à 740 keV.

V.3.5 Compilation des résultats

Nous allons à présent mettre en commun les informations recueillies par l'analyse conjointe du spectre horloge, du spectre γ et du spectre en temps de vol neutron. Nous avons déduit de l'analyse des transitions γ et du nombre de décroissance $N_\beta(^{53}\text{K})$ des contraintes sur les

valeurs P_{1n} et P_{2n} , à savoir :

$$P_{1n}(^{53}\text{K}) \geq 64(11)\%, \quad P_{1n}(^{53}\text{K}) + P_{2n}(^{53}\text{K}) \leq 85(19)\%, \quad P_{2n}(^{53}\text{K}) \leq 10(5)\% \quad (\text{V.20})$$

L'analyse du spectre en temps de vol neutron avec la détermination du nombre total de neutrons émis est susceptible d'apporter d'autres contraintes notamment sur les valeurs de probabilité d'émission de neutrons dans ^{53}Ca et sur le taux de peuplement I_{β_0} de l'état fondamental de ^{53}Ca . Considérons tout d'abord le cas de figure le plus général pour lequel les décroissances de ^{53}K et ^{53}Ca présentent des valeurs P_{1n} et P_{2n} non nulles. Le nombre total de neutrons N_{tot} obtenu peut alors s'écrire :

$$N_{tot} = \{P_{1n}(^{53}\text{K}) + 2P_{2n}(^{53}\text{K})\} \times N_{\beta}(^{53}\text{K}) + \{P_{1n}(^{53}\text{Ca}) + 2P_{2n}(^{53}\text{Ca})\} \times N_{\beta}(^{53}\text{Ca}) . \quad (\text{V.21})$$

Toutefois, l'émission de 2 neutrons dans la décroissance de ^{53}Ca paraît peu probable du fait de la valeur $Q_{\beta} - S_{2n} = 9700(600) - 8200(500) = 1500$ keV faible. La valeur $P_{2n}(^{53}\text{Ca})$ sera donc considérée comme nulle par la suite. Faisons également l'hypothèse dans un premier temps d'une valeur $P_{2n}(^{53}\text{K})$ nulle. Nous obtenons alors un encadrement de la valeur $P_{1n}(^{53}\text{K})$:

$$64(11)\% \leq P_{1n}(^{53}\text{K}) \leq 85(19)\% \quad (\text{V.22})$$

Cet encadrement, compte tenu des grandes barres d'erreurs, n'est pas en désaccord avec la valeur précédemment mesurée $P_n = 100(30)\%$ [54]. Si l'on considère les valeurs extrêmes de $P_{1n}(^{53}\text{K})$, nous obtenons *via* la formule V.21 des valeurs $P_{1n}(^{53}\text{Ca})$ respectivement de 147% et 100% (tableau V.13). L'émission de deux neutrons étant supposée nulle dans ^{53}Ca , des valeurs de P_n supérieures à 100% ne sont pas réalistes. Il semble donc nécessaire de considérer une valeur $P_{2n}(^{53}\text{K})$ non nulle comprise entre 0 et 10% en accord avec les contraintes déduites de l'analyse des transitions γ . Outre cette quantité, il existe également un autre degré de

$P_{1n}(^{53}\text{K})$ (%)	$P_{2n}(^{53}\text{K})$ (%)	I_{β_0} (%)	$P_{1n}(^{53}\text{Ca})$ (%)
64	0	21	147
85	0	0	100
80	5	0	89
75	5	5	100
75	10	0	78
70	10	5	89
70	5	10	111
65	10	10	100

TAB. V.13 – Valeurs de $P_{1n}(^{53}\text{Ca})$ déduites de l'équation V.21 selon les valeurs prises par $P_{1n}(^{53}\text{K})$ et $P_{2n}(^{53}\text{K})$ qui sont contraintes par les inégalités V.20.

liberté, le taux de peuplement I_{β_0} , pour lequel la prise en compte d'une valeur non nulle influe sur celle de $P_{1n}(^{53}\text{Ca})$. Nous avons regroupé dans le tableau V.13 les différentes combinaisons possibles compatibles avec les relations V.20. Il n'existe que peu de cas où la valeur $P_{1n}(^{53}\text{Ca})$ est effectivement inférieure à 100% et on constate pour cela qu'il est nécessaire

de considérer une valeur de I_{β_0} inférieure à 10% et ce avec une valeur de $P_{2n}(^{53}\text{K})$ comprise entre 5 et 10%. On obtient ainsi un intervalle de valeurs possibles pour $P_{1n}(^{53}\text{Ca})$ avec une limite inférieure relativement importante de 78%. Du fait de la faible statistique et des grandes barres d'erreurs sur les nombres de décroissances de ^{53}K et ^{53}Ca et sur le nombre de neutrons N_{tot} , nous ne pouvons donner que des encadrements des différentes valeurs de P_n pour les noyaux ^{53}K et ^{53}Ca . L'existence d'une production directe de ^{53}Ca et d'une possible alimentation des états excités dans ^{52}Sc par voie neutron empêchent toute estimation plus précise de la valeur $P_{1n}(^{53}\text{K})$ par l'analyse des transitions γ issues de $^{52}\text{Ca} \rightarrow ^{52}\text{Sc}$.

Le schéma de décroissance de ^{53}K déduit de notre analyse est présenté sur la figure V.48. Les états en rouge sont les premiers niveaux liés mis en évidence dans la décroissance de ^{53}K . Les zones vertes représentent les intervalles en énergie où l'on s'attend à localiser les états non liés émetteurs de neutrons que nous n'avons pas pu attribuer à la décroissance de ^{53}K ou ^{53}Ca . Les traits pointillés en bleu sont les valeurs de S_{1n} ou de S_{2n} selon le noyau considéré, ces valeurs étant extrapolées à partir d'une analyse systématique des masses [31].

V.3.6 Discussion

Nature de l'état fondamental de ^{53}K et peuplement de l'état fondamental de ^{53}Ca

Sur le schéma de décroissance de la figure V.48, nous avons supposé un état fondamental de nature $3/2^+$ pour ^{53}K . Nous avons en effet montré lors de l'étude de la décroissance de ^{51}K et ^{52}K qu'il y avait un réordonnement des orbitales $\pi d_{3/2}$ et $\pi s_{1/2}$ par rapport à la configuration de ^{47}K avec l'absence d'un proton sur l'orbitale $\pi d_{3/2}$. On peut supposer que le fait d'ajouter un neutron supplémentaire sur l'orbite $\nu p_{1/2}$ par rapport à la configuration de l'état fondamental de ^{52}K ne modifie pas l'ordre des orbitales $\pi d_{3/2}$ et $\pi s_{1/2}$ et que l'état fondamental de ^{53}K soit de nature $3/2^+$. Dans ce cas de figure, il est possible de connecter des états $1/2^+$, $3/2^+$ et $5/2^+$ par transitions GT permises et des états $1/2^-$, $3/2^-$, $5/2^-$ et $7/2^-$ par transitions GT premières interdites. La fermeture de l'orbitale $\nu p_{1/2}$ similaire à celle de $\nu p_{3/2}$ dans ^{51}K laisse penser que la configuration neutron $(\nu p_{1/2})^2$ constitue la composante principale de la fonction d'onde de l'état fondamental de ^{53}K . Ainsi, la transformation d'un neutron en proton doit se faire préférentiellement à partir de l'orbitale $\nu p_{1/2}$ vers l'orbitale $\pi d_{3/2}$ donnant lieu au peuplement de l'état fondamental $1/2^-$ de ^{53}Ca (fig. V.49). Une telle transition $3/2^+ \rightarrow 1/2^-$ de type GT première interdite semble donc favorisée par la configuration nucléaire des deux états mis en jeu. Or nous n'avons pas pu mesurer dans notre analyse le taux de peuplement de l'état fondamental de ^{53}Ca du fait de la production directe de ^{53}Ca et des grandes barres d'erreurs affectant les valeurs de P_n . Nous ne pouvons donc donner qu'une limite supérieure $I_{\beta_0} < 21\%$ compte-tenu des intensités absolues des différentes transitions γ . Mais grâce à l'analyse effectuée au paragraphe précédent, il semble que, malgré l'hypothèse qualitative d'une transition GT première interdite privilégiée entre les états fondamentaux de ^{53}K et ^{53}Ca , la valeur I_{β_0} est sans doute inférieure à 10%.

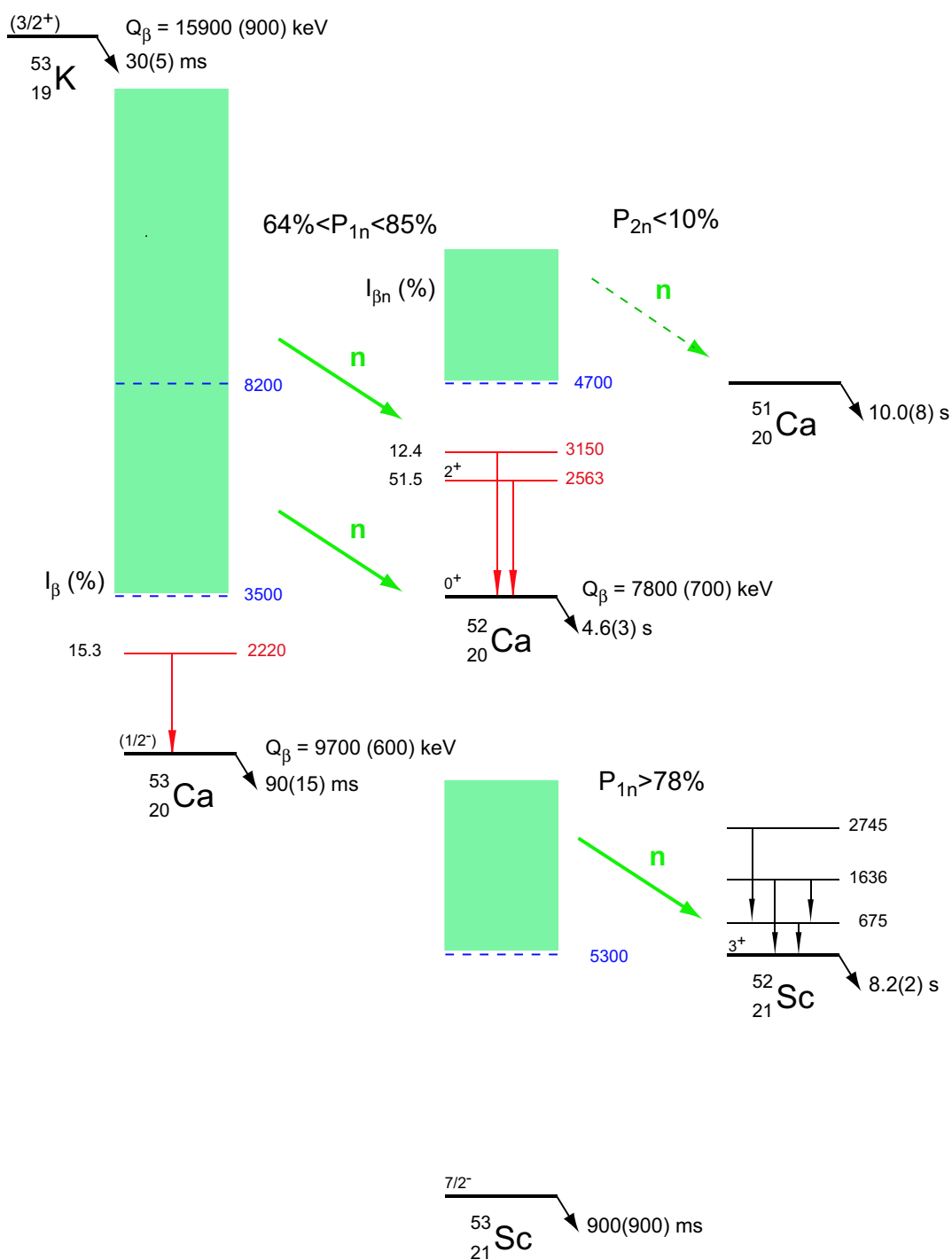


FIG. V.48 – Schéma de décroissance de ^{53}K déduit de notre expérience.

Nature de l'état à 2220 keV

L'énergie d'excitation de cet état suggère qu'il s'agit d'un état de parité naturelle peuplé par transition GT première interdite, les niveaux de parité non naturelle étant attendus

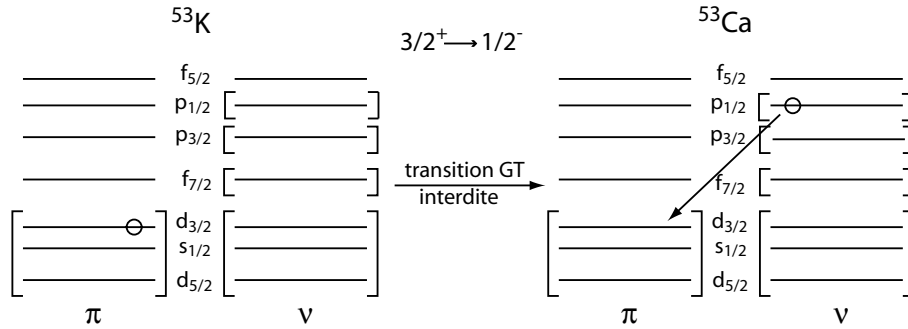


FIG. V.49 – Configuration de l'état fondamental $3/2^+$ de ^{53}K à gauche et de l'état fondamental $1/2^-$ de ^{53}Ca à droite peuplé par transition GT première interdite.

plutôt au-delà de 3 MeV. La configuration de l'état fondamental $1/2^-$ de ^{53}Ca correspondant à la présence d'un neutron célibataire sur l'orbitale $\nu p_{1/2}$ nous permet d'envisager deux configurations excitées possibles: l'une correspondant au saut d'un neutron $\nu p_{3/2} \rightarrow \nu p_{1/2}$ avec un état $3/2^-$ donné par le trou de neutron sur l'orbitale $\nu p_{3/2}$ et l'autre correspondant au saut d'un neutron $\nu p_{1/2} \rightarrow \nu f_{5/2}$ donnant un niveau $J^\pi=5/2^-$. L'obtention de ces deux configurations par transition Gamow-Teller à partir d'un état $3/2^+$ dans ^{53}K est illustrée sur la figure V.50. Le cas de la transition $3/2^+ \rightarrow 3/2^-$ est analogue à celui de $3/2^+ \rightarrow 1/2^-$ avec, dans ce cas précis, la transformation d'un neutron en un proton à partir de l'orbitale $\nu p_{3/2}$. Dans l'autre cas, pour peupler l'état $5/2^-$ dans ^{53}Ca , il faut supposer que l'état fondamental de ^{53}K possède une composante de configuration $(\pi d_{3/2})^{-1} \otimes (\nu p_{1/2})^1 \otimes (\nu f_{5/2})^1$ avec un couplage à $3/2^+$. Comme nous l'avons dit, le caractère particulièrement fermé de la configuration correspondant au remplissage complet de l'orbitale $\nu p_{1/2}$ laisse supposer que cette composante est dominante par rapport aux autres configurations pouvant contribuer à la fonction d'onde de l'état fondamental $3/2^+$. D'après ces considérations qualitatives, nous avançons l'hypothèse que le niveau observé à 2220 keV est un état de nature $3/2^-$. Nous reviendrons au prochain chapitre sur ce point lors de la comparaison avec des calculs de modèle en couches dans l'espace de valence fp.

Décroissance $^{53}\text{Ca} \rightarrow ^{53}\text{Sc}$

Nous n'avons observé aucune transition γ appartenant à la décroissance de $^{53}\text{Ca} \rightarrow ^{53}\text{Sc}$. Contrairement à la décroissance β des isotopes de potassium, ce type de décroissance pour les noyaux $Z \geq 20$ se fait uniquement dans l'espace de valence fp avec des transitions GT sans changement de parité. Cependant, si les transitions GT premières interdites sont impossibles dans cet espace, les transitions deuxième interdite avec $\Delta J=3$ et sans changement de parité peuvent survenir. Ce cas de figure survient ici car l'état fondamental $1/2^-$ de ^{53}Ca correspond à la configuration $(\nu p_{3/2})^4 \otimes (\nu p_{1/2})^1$ et l'état fondamental $7/2^-$ de ^{53}Sc correspond à la configuration $(\pi f_{7/2})^1 \otimes (\nu p_{3/2})^4$. Ainsi, la transformation $\nu p_{1/2} \rightarrow \nu f_{7/2}$ se trouve fortement

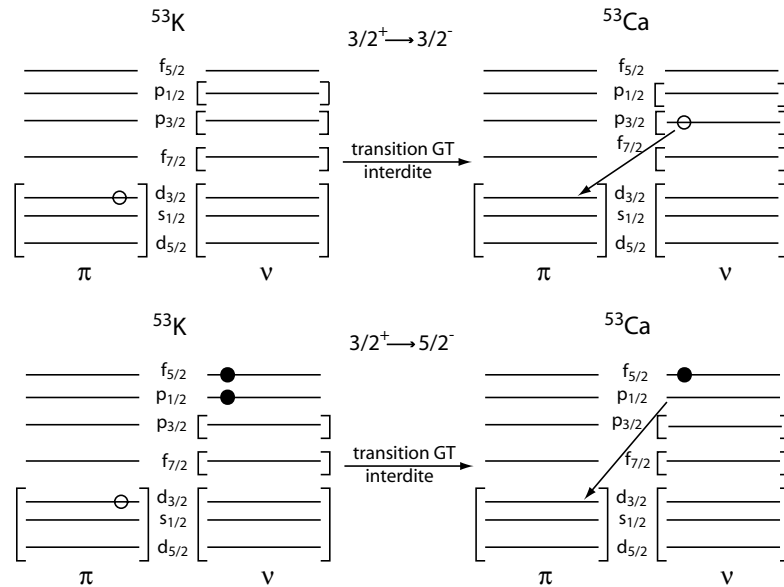


FIG. V.50 – En haut : configurations des noyaux ^{53}K et ^{53}Ca compatibles avec une transition GT interdite $3/2^+ \rightarrow 3/2^-$. En bas : configurations des noyaux ^{53}K et ^{53}Ca compatibles avec une transition GT interdite $3/2^+ \rightarrow 5/2^-$.

interdite à cause de la variation de l de deux unités et nous pouvons considérer le peuplement de l'état fondamental de ^{53}Sc comme nul. Les états peuplés par transitions GT permises correspondent plutôt à la transformation d'un neutron $\nu p_{1/2}$ en un proton $\pi p_{3/2}$ ou $\pi p_{1/2}$. La figure V.51 illustre le premier cas. La configuration $(\pi p_{3/2})^1 \otimes (\nu p_{3/2})^4$ obtenue dans ^{53}Sc

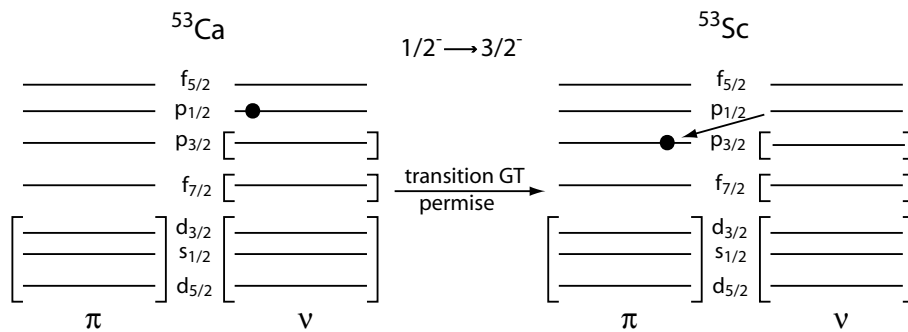


FIG. V.51 – Configurations des états $1/2^-$ et $3/2^-$ respectivement dans ^{53}Ca et ^{53}Sc connectés par transition GT permise.

correspond à une excitation d'un proton de l'orbitale $\pi f_{7/2}$ vers l'orbitale $\pi p_{3/2}$. Des calculs effectués dans la couche fp prédisent les premiers états excités à partir d'une énergie de l'ordre

de 2 MeV pour ^{53}Sc du fait du gap $\pi f_{7/2} \rightarrow \pi p_{3/2}$ à franchir. Dans notre expérience, le peu de statistique ne nous a pas permis d'observer de tels états. Les causes peuvent être multiples. Tout d'abord, l'analyse des transitions neutrons et des valeurs de P_n suggère une valeur $P_{1n}(^{53}\text{Ca})$ non négligeable par décroissance de ^{53}Ca comprise entre 30 et 100%. Ainsi un fort peuplement des états non liés suivi de l'émission de neutrons pourraient expliquer l'absence de mise en évidence d'états à basse énergie. D'autre part, il est également possible que l'intensité vers les états liés soit non négligeable mais qu'elle se fragmente sur de nombreux niveaux situés à plus de 2 MeV. Ainsi, la statistique étant faible et l'efficacité de détection diminuant rapidement avec l'énergie, nous aurions pu ne pas observer ces transitions issues de la décroissance de ^{53}Ca .

Décroissance $^{53}\text{Sc} \rightarrow ^{53}\text{Ti}$ et assignement des transitions γ non attribuées

Lors de l'analyse des transitions γ , nous avons regroupé dans le tableau V.11 les transitions γ dont l'appartenance à la décroissance de ^{53}K et de ^{53}Ca est exclue et nous avons émis l'hypothèse d'une attribution de ces transitions à la décroissance de ^{53}Sc pour laquelle il n'existe aucune information expérimentale. Ces transitions ne peuvent pas non plus corres-

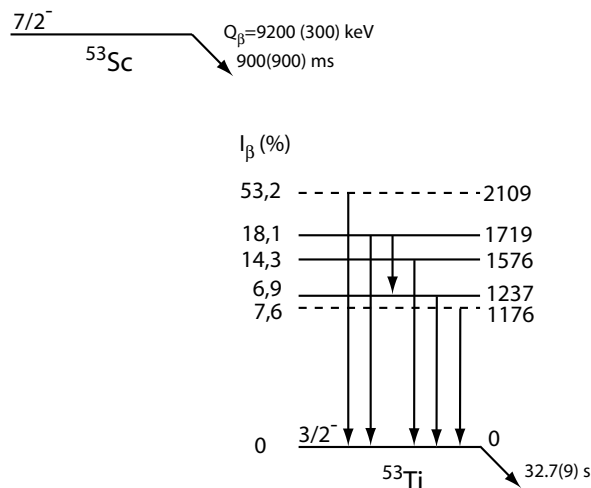


FIG. V.52 – Schéma de décroissance préliminaire $^{53}\text{Sc} \rightarrow ^{53}\text{Ti}$ supposant que toutes les transitions regroupées dans le tableau V.11, y compris les transitions à 1176 et 2109 keV (dont les états correspondants sont donnés en pointillés) appartiennent cette décroissance. Les intensités I_β ont été déduites en supposant un taux de peuplement nul vers l'état fondamental de ^{53}Ti .

pondre aux transitions observées par décroissance β de ^{53}Ti ou de ^{53}V [24] dont les schémas de niveaux sont bien connus. Par ailleurs, une précédente expérience, combinant la décroissance β de fragments de fission et la détection de transitions γ promptes consécutives à des réactions très inélastiques, a permis de mettre en évidence de nouvelles données expérimentales sur les isotopes $^{52-54}\text{Ti}$ [18]. En particulier, deux transitions γ à 1237 et 1576 keV ont été observées

et attribuées au schéma de niveaux de ^{53}Ti . Il s'avère que nous avons également observé ces deux transitions dans notre expérience. En outre, nous avons déjà signalé l'existence d'une coïncidence entre les transitions à 482 et 1237 keV donnant un état à 1719 keV. Une transition de même énergie est également observée dans le spectre total des rayonnements γ . Nous pouvons donc attribuer de manière préliminaire les transitions à 482, 1237, 1576 et 1719 keV au schéma de ^{53}Ti correspondant à des états situés à 1237, 1576 et 1719 keV. Les autres transitions à 1176 keV et 2109 keV ne sont pas observées en coïncidence. Néanmoins, l'hypothèse de leur appartenance à la décroissance de ^{53}Sc permet alors de localiser deux autres états à 1176 keV et 2109 keV dans ^{53}Ti . Grâce aux intensités relatives I_{γ}^{rel} , nous avons pu déterminer le taux de peuplement des différents niveaux en supposant une valeur I_{β_0} nulle. Cette hypothèse est justifiée car la transition Gamow-Teller connectant les états fondamentaux $7/2^-$ et $3/2^-$ serait de nature seconde interdite. Le schéma de niveaux préliminaire obtenu est présenté sur la figure V.52. Pour valider ce schéma, il serait nécessaire d'effectuer une nouvelle expérience de décroissance β $^{53}\text{Sc} \rightarrow ^{53}\text{Ti}$ qui permettrait de mesurer la période de ^{53}Sc et de pouvoir attribuer de manière certaine les transitions γ observées dans notre étude.

Chapitre VI

Interprétation théorique des résultats et perspectives

L'analyse de la décroissance β des isotopes de $^{51,52,53}\text{K}$ réalisée au chapitre précédent a permis la mise en évidence de nombreux états situés à basse énergie d'excitation dans les noyaux $^{50,51,52,53}\text{Ca}$. Certains niveaux d'un même noyau ont été vus directement par décroissance β de l'isobare correspondant et d'autres ont été observés par décroissance β -n. C'est le cas de ^{51}Ca pour lequel la complémentarité des mesures par décroissance β de ^{51}K et de ^{52}K est particulièrement visible. Dans ce chapitre, nous nous proposons de réunir les différentes informations spectroscopiques obtenues par différentes voies de décroissance et de les comparer à des calculs de modèle en couches utilisant différentes interactions dans l'espace de valence fp. Les calculs qui sont présentés dans ce chapitre ont été réalisés à l'aide du code ANTOINE mis au point par Etienne Caurier [71]. Dans une première partie, nous allons procéder à la modification de certains monopoles de l'interaction KB3G pour tenir compte à la fois des contraintes apportées par la spectroscopie de ^{49}Ca mais aussi des nouvelles données obtenues sur les isotopes ^{55}Ti [19] et ^{56}Ti [21]. Nous obtiendrons alors une interaction que nous appellerons KB3Gm et que nous confronterons dans une deuxième partie aux résultats expérimentaux sur les isotopes de calciums $^{50,51,52,53}\text{Ca}$ en séparant l'étude des noyaux pair-impair de celle des noyaux pair-pair. Nous terminerons ce chapitre par une prédiction sur l'énergie d'excitation de l'état 2^+ dans ^{54}Ca permettant de conclure quant à l'existence ou non d'une nouvelle fermeture de couches à $N=34$.

VI.1 Corrections monopolaires de l'interaction KB3G

Comme nous l'avons déjà montré au chapitre I.2.4, le noyau ^{49}Ca est un élément clé pour décrire les isotopes de calcium plus lourds. Sa structure simple permet en particulier de fixer les monopoles $V_{f_{7/2}p_{1/2}}^{T=1}$ et $V_{f_{7/2}f_{5/2}}^{T=1}$. Nous avons remarqué sur la figure I.9 du chapitre I.3.2 que l'interaction KB3G sous-estimait de 550 keV environ l'énergie du second état $5/2^-$ correspondant à l'occupation de l'orbitale $\nu f_{5/2}$ par un neutron dans ^{49}Ca . En réalité, lors de la mise au point de cette interaction [22], il y a eu une confusion entre le premier état $5/2^-$ observé

expérimentalement à 3,59 MeV, correspondant à une configuration $(\nu f_{7/2})^7 \otimes (\nu p_{3/2})^2$, et le second état $5/2^-$ situé à 3,99 MeV et correspondant à la configuration $(\nu f_{7/2})^8 \otimes (\nu f_{5/2})^1$. Le terme monopolaire $V_{f_{7/2}f_{5/2}}^{T=1}$ avait alors été ajusté pour reproduire le premier et non le second état $5/2^-$. Nous avons donc rétabli l'ordre de ces états en effectuant une petite modification du monopole $V_{f_{7/2}f_{5/2}}^{T=1}$ d'une quantité $\Delta V = +80$ keV permettant d'augmenter l'énergie d'excitation du second état $5/2^-$ d'environ $8 \times \Delta V = 640$ keV jusqu'à une énergie de 4,01 MeV. Nous avons également constaté que l'état $1/2^-$ de configuration $(\nu f_{7/2})^8 \otimes (\nu p_{1/2})^1$ dans ^{49}Ca était calculé avec l'interaction KB3G à une énergie de 1,8 MeV, soit 200 keV au-dessous de l'énergie expérimentale. Pour des noyaux de configuration complexe, un tel écart n'est pas problématique car il correspond aux incertitudes inhérentes à ce type de calculs. Cependant, pour le noyau clé ^{49}Ca de configuration couche fermée plus une particule, il est important de fixer précisément les monopoles mis en jeu car ils auront une influence non négligeable sur la spectroscopie des noyaux voisins possédant des configurations moins simples. D'autre part, les nombreuses données expérimentales obtenues dans notre travail nécessitent que l'interaction KB3G soit définie au mieux afin de pouvoir effectuer d'éventuels assignements de spin par comparaison expérience-théorie. C'est pourquoi, nous avons également corrigé le terme monopolaire $V_{f_{7/2}p_{1/2}}^{T=1}$ d'une quantité $\Delta V = +25$ keV permettant de repousser l'état $1/2^-$ d'une énergie de $8 \times \Delta V_{f_{7/2}p_{1/2}}^{T=1} \sim 200$ keV. Les modifications ainsi apportées à l'inter-

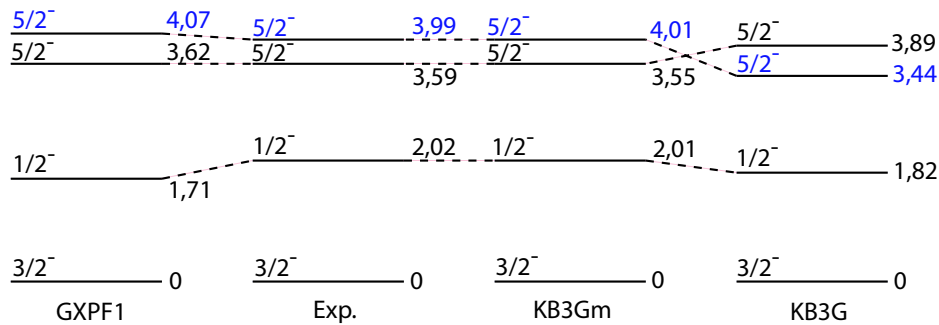


FIG. VI.1 – *Energies expérimentales des premiers niveaux liés dans ^{49}Ca comparées à celles calculées avec les interactions GXPF1, KB3G et KB3Gm. Les états $5/2^-$ en bleu sont ceux représentatifs de la configuration $(\nu f_{7/2})^8 \otimes (\nu f_{5/2})^1$.*

action KB3G reproduisent parfaitement bien l'énergie des états expérimentaux dans ^{49}Ca (fig. VI.1) et ont été compensées par la modification des mêmes termes dans la voie $T=0$ de façon à toujours reproduire la spectroscopie de ^{57}Ni , notamment l'énergie des états $1/2^-$ et $5/2^-$ représentatifs de la localisation des orbitales $\nu p_{1/2}$ et $\nu f_{5/2}$ lors du remplissage complet de la couche $\pi f_{7/2}$. La comparaison avec les calculs utilisant l'interaction GXPF1 permet de remarquer la bonne reproduction de l'énergie des états $5/2^-$ dans ^{49}Ca mais une sous-estimation de 300 keV de l'énergie d'excitation de l'état $1/2^-$. Cet écart est sans doute dû à un mauvais ajustement du monopole $V_{f_{7/2}p_{1/2}}^{T=1}$ dont nous constaterons encore les effets pour les isotopes de ^{51}Ca et ^{53}Ca . L'utilisation de la nouvelle interaction KB3Gm permet également d'améliorer la spectroscopie de ^{52}Ca . En effet, la légère répulsion ajoutée entre

les orbitales $\nu f_{7/2}$ et $\nu p_{1/2}$ augmente l'énergie d'excitation de l'état 2_1^+ de 2,35 à 2,55 MeV, c'est-à-dire très proche de l'énergie expérimentale à 2,56 MeV. Nous effectuerons une comparaison plus détaillée des résultats obtenus sur les isotopes de calcium avec cette interaction au prochain paragraphe. Auparavant, nous allons essayer d'extraire d'autres contraintes sur la localisation de l'orbitale $\nu f_{5/2}$ au fur et à mesure que l'on remplit l'orbite $\nu p_{3/2}$.

Une information déterminante sur l'évolution de l'orbitale $\nu f_{5/2}$ peut être apportée par la mise en évidence de l'état $5/2^-$ dans ^{53}Ca de configuration $(\nu p_{3/2})^4 \otimes (\nu f_{5/2})^1$. Nous avons observé par décroissance β de ^{53}K un candidat potentiel situé à 2,22 MeV. Cependant, en comparant l'énergie de cet état à celle calculée à l'aide des interactions GXPF1 et KB3G, il semble difficile de trancher quant à sa nature $3/2^-$ ou $5/2^-$ (fig. VI.2). Lors de la discussion

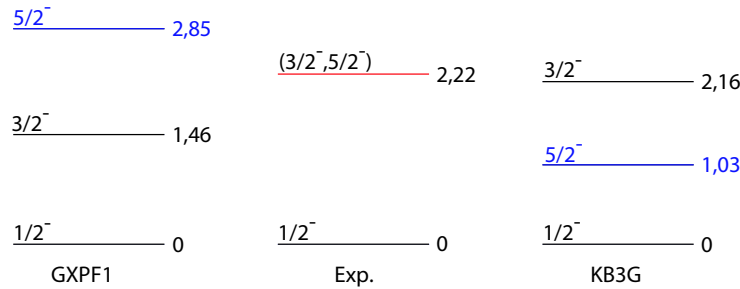


FIG. VI.2 – Énergie expérimentale du premier niveau lié dans ^{53}Ca en regard des valeurs calculées avec les interactions GXPF1 et KB3G dans l'espace fp complet. Les états $5/2^-$ indiqués en bleu correspondent à l'occupation de l'orbitale $\nu f_{5/2}$.

des résultats sur la décroissance de ^{53}K , nous avons pressenti un état de nature $3/2^-$, de configuration $(\nu p_{3/2})^3 \otimes (\nu p_{1/2})^2$, du fait de la structure particulièrement fermée de l'état fondamental de ^{53}K ne permettant, dans une première approximation, que la transformation d'un neutron en proton à partir des orbitales $\nu p_{1/2}$ ou $\nu p_{3/2}$. Nous constatons que l'interaction KB3G prédit un état $3/2^-$ à une énergie 2,16 MeV très proche de l'énergie expérimentale, ce qui semble confirmer notre hypothèse. Cependant, il est également possible que le gap entre les orbitales $\nu p_{3/2}$ et $\nu f_{5/2}$ soit à la fois surestimé dans GXPF1 et sous-estimé dans KB3G et que l'état à 2,22 MeV soit de nature $5/2^-$.

Récemment, l'étude de la décroissance β $^{55}\text{Ti} \rightarrow ^{55}\text{V}$ a permis de manière indirecte d'apporter une information importante sur la localisation de l'orbitale $\nu f_{5/2}$ [19]. Le noyau $^{55}_{22}\text{Ti}$ possède le même nombre de neutrons $N=33$ que ^{53}Ca et donc une configuration neutron similaire et deux protons dans la couche $\pi f_{7/2}$ (fig. VI.3(a)). On s'attend donc à un état fondamental $1/2^-$ correspondant à la présence du neutron célibataire sur l'orbitale $\nu p_{1/2}$. Par ailleurs, le noyau $^{55}_{23}\text{V}$ possède très probablement un état fondamental $7/2^-$ correspondant à une configuration de plus basse énergie $(\pi f_{7/2})^3 \otimes (\nu p_{3/2})^4$. La transition Gamow-Teller $1/2^- \rightarrow 7/2^-$ paraît donc très défavorable du fait de son caractère deuxième interdite. Or l'expérience de décroissance β $^{55}\text{Ti} \rightarrow ^{55}\text{V}$ [19] a montré entre autre un fort taux de peuplement de 24% de l'état $7/2^-$ dans ^{55}V (fig. VI.3(b)). Cela exclut l'hypothèse d'un état fondamental $1/2^-$ pour ^{55}Ti et suggère plutôt un état $5/2^-$, de configuration neutron $(\nu p_{3/2})^4 \otimes (\nu f_{5/2})^1$,

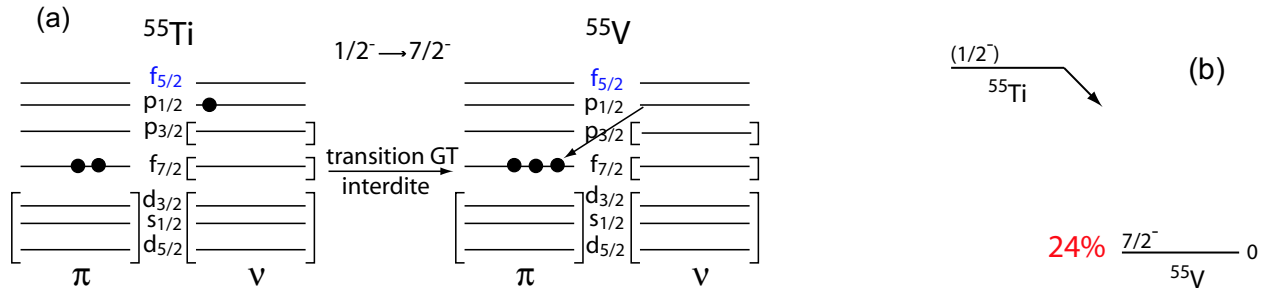


FIG. VI.3 – (a) Configurations supposées des états fondamentaux de ^{55}Ti et ^{55}V connectés par transition Gamow-Teller deuxième interdite. (b) Fort taux de peuplement de l'état fondamental observé pour ^{55}V [19] et incompatible avec une transition $1/2^- \rightarrow 7/2^-$ deuxième interdite. Ceci suggère une inversion des orbitales $\nu p_{1/2}$ et $\nu f_{5/2}$ (voir texte).

permettant de conserver le caractère permis de la transition. Ainsi, l'ajout de deux protons sur l'orbite $\pi f_{7/2}$, du fait du caractère particulièrement attractif entre les partenaires spin-orbite $\pi f_{7/2}$ et $\nu f_{5/2}$, inverse l'ordre des orbitales $\nu p_{1/2}$ et $\nu f_{5/2}$ pour donner un état fondamental $5/2^-$ dans ^{55}Ti . Une telle inversion suggère que l'état $5/2^-$ dans ^{53}Ca ne se situe sans doute pas à très haute énergie d'excitation par rapport à l'état fondamental $1/2^-$ comme le prévoit l'interaction KB3G. Cette dernière prédit d'ailleurs bien un état fondamental $5/2^-$ pour ^{55}Ti alors que l'interaction GXPF1, considérant un fort gap entre les orbitales $\nu p_{1/2}$ et $\nu f_{5/2}$, donne un état fondamental $1/2^-$ et un état $5/2^-$ à près de 900 keV d'énergie d'excitation (fig. VI.4). Nous avons voulu voir s'il était possible de reproduire un

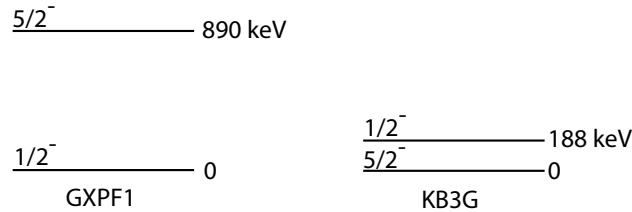


FIG. VI.4 – Energie d'excitation des niveaux $1/2^-$ et $5/2^-$ dans ^{55}Ti avec les interactions KB3G et GXPF1.

état $5/2^-$ autour de 2,22 MeV dans ^{53}Ca avec l'interaction KB3G tout en conservant un état fondamental $5/2^-$ dans ^{55}Ti . En dégénérant pratiquement les niveaux $1/2^-$ et $5/2^-$ dans ^{55}Ti grâce à une modification du monopole $V_{p_{3/2}f_{5/2}}^{T=1}$, nous obtenons un état $5/2^-$ à 1,25 MeV dans ^{53}Ca impossible à concilier avec un état situé à plus de 2 MeV. Ceci confirme donc pleinement la nature $3/2^-$ de l'état à 2,22 MeV. Cependant, on ne peut déterminer si l'état $5/2^-$ dans ^{53}Ca est situé à plus haute ou plus basse énergie que ne le prédit l'interaction KB3G puisque la différence d'énergie expérimentale entre les niveaux $1/2^-$ et $5/2^-$ dans ^{55}Ti n'est pas connue. Là encore, une donnée très récente sur l'énergie d'excitation de l'état 2^+ à 1,13 MeV dans ^{56}Ti [21] nous apporte une autre information importante. En

effet, des calculs effectués avec l'interaction KB3G prévoient un état 2^+ à 0,89 MeV dans ^{56}Ti , soit 240 keV en-dessous de l'énergie expérimentale. Cet état ayant une configuration neutron $(\nu p_{1/2})^1 \otimes (\nu f_{5/2})^1$, la modification apportée pour dégénérer les états $1/2^-$ et $5/2^-$ dans ^{55}Ti , c'est-à-dire ajouter une certaine répulsion au monopole $V_{p_{3/2}f_{5/2}}^{T=1}$, a pour effet de mieux reproduire l'énergie expérimentale de l'état 2^+ avec une valeur de 1,04 MeV (fig. VI.5). On observe par ailleurs que cette mesure infirme la prédiction de l'interaction GXPF1 qui

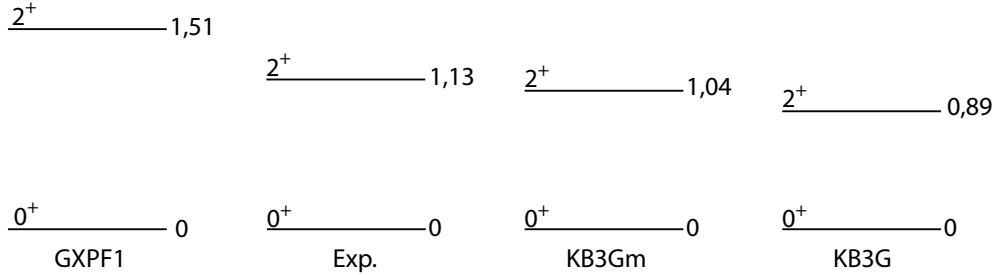


FIG. VI.5 – Énergie du premier niveau lié dans ^{56}Ti [21] en regard des valeurs calculées avec les interactions GXPF1, KB3G et KB3Gm dans l'espace fp complet.

prévoit un tel état à 1,51 MeV dans ^{56}Ti . Tout ceci laisse penser que l'interaction GXPF1 suppose un gap trop important entre les orbitales $\nu f_{5/2}$ et $\nu p_{1/2}$ et que l'interaction KB3Gm permet de mieux tenir compte des données expérimentales déjà connues sur les isotopes de calcium et de titane.

Nous allons donc à présent effectuer une comparaison systématique des nouveaux états dans les isotopes de calcium mis en évidence dans notre travail avec ceux calculés à l'aide de l'interaction KB3Gm. Cette dernière, reproduisant l'énergie d'un grand nombre de niveaux à moins de 200 keV dans des noyaux clés, devrait nous permettre d'assigner le spin et la parité de certains nouveaux états. Nous présenterons également les calculs effectués avec les interactions GXPF1 et KB3G comme points de comparaison.

VI.2 Isotopes de calcium pair-impair

VI.2.1 Spectroscopie de ^{51}Ca

La figure VI.6 présente la comparaison entre le spectre expérimental de ^{51}Ca déduit de nos mesures par décroissance β de ^{51}K et β -n de ^{52}K et les spectres calculés avec les interactions GXPF1, KB3G et KB3Gm dans l'espace de valence fp complet. Étant donné la grande densité d'états calculés entre 0 et 5 MeV, nous n'avons représenté que les niveaux de parité naturelle possédant un spin $J \leq 7/2$. Rappelons en effet que tous les états jusqu'à 3,50 MeV se désexcitent partiellement ou totalement vers l'état fondamental $3/2^-$ de ^{51}Ca ce qui nous permet légitimement de considérer une telle sélection en moment angulaire. De plus, les états calculés possédant $J \geq 9/2$ n'apparaissent qu'au-delà de 3,5 MeV quelle que

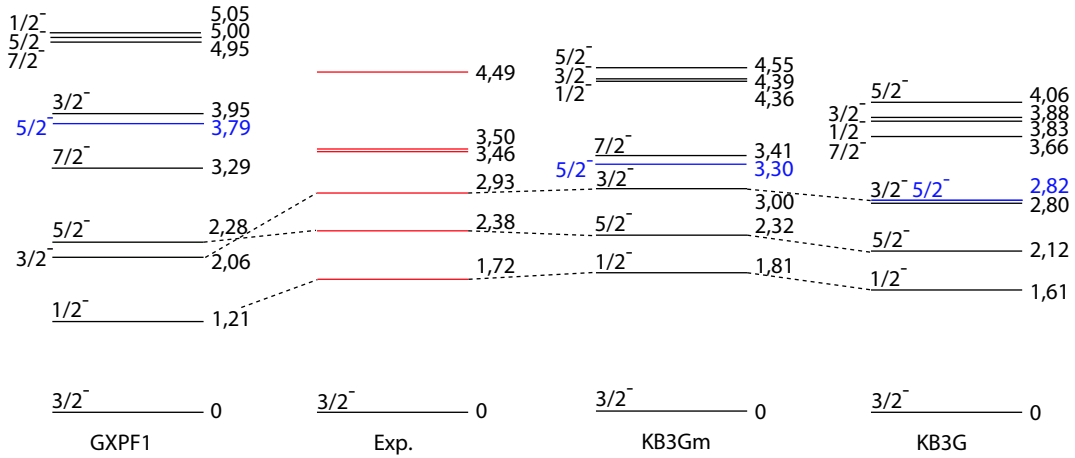


FIG. VI.6 – Energies expérimentales des premiers niveaux liés dans ^{51}Ca en regard des valeurs calculées avec les interactions GXPf1, KB3Gm et KB3G dans l'espace fp. Les états $5/2^-$ indiqués en bleu correspondent à l'occupation de l'orbitale $\nu f_{5/2}$.

soit l'interaction utilisée et n'entrent en compte que pour l'assignement de l'état situé à 4,49 MeV.

Nous allons tout d'abord détailler la configuration des états calculés avec les interactions KB3G et KB3Gm puis réaliser la comparaison avec les résultats expérimentaux. Les trois premiers états excités $1/2^-$, $5/2^-$ et $3/2^-$ entre 1,6 et 3,0 MeV possèdent la même configuration monopolaire $(\nu p_{3/2})^2 \otimes (\nu p_{1/2})^1$ illustrée sur la figure VI.7. L'état $1/2^-$ est le plus simple

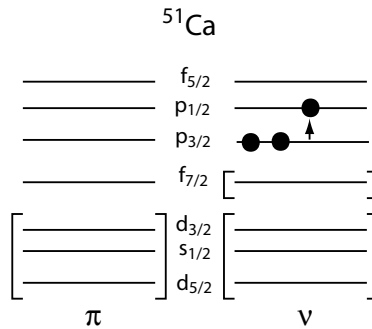


FIG. VI.7 – Configuration des états excités $1/2^-$, $3/2^-$ et $5/2^-$ dans ^{51}Ca correspondant au saut d'un neutron sur l'orbitale $\nu p_{1/2}$.

car il correspond, avec une composante de 85% environ, au saut d'un neutron vers l'orbitale $\nu p_{1/2}$ avec un couplage $J^\pi=0^+$ des deux neutrons restant sur l'orbitale $\nu p_{3/2}$. Les états $3/2^-$ et $5/2^-$ correspondent également à la même configuration mais avec un couplage $J^\pi=2^+$ des deux neutrons donnant des états $3/2^-$ et $5/2^-$. Ces derniers, possédant la même configuration monopolaire, subissent le même décalage en énergie de 200 keV dû à la modification

du monopole $V_{f_{7/2}p_{1/2}}^{T=1}$ réalisée pour ^{49}Ca , en passant de l'interaction KB3G à l'interaction KB3Gm. La configuration envisagée n'étant pas de nature couche fermée plus ou moins une particule, l'espacement en énergie de ces états entre eux est régi par l'hamiltonien multipolaire jouant un rôle particulièrement important dans le cas de couches à moitié remplies comme c'est le cas ici. La partie multipolaire déduite de l'interaction réaliste Kuo-Brown [6] est généralement correcte et ne nécessite le cas échéant que de légères modifications. La comparaison des trois premiers états entre l'interaction KB3Gm et les données expérimentales est très satisfaisante (fig. VI.6). Il semble clair que l'état à 1,72 MeV est de nature $1/2^-$. Il possède en outre une énergie très proche de l'état $1/2^-$ à 2,02 MeV dans ^{49}Ca . Les états à 2,38 et 2,93 MeV sont également de bons candidats à un assignement respectif $5/2^-$ et $3/2^-$. L'interaction GXPF1, quant à elle, présente une différence d'énergie de plus de 500 keV entre l'état $1/2^-$ calculé et l'état observé dans ^{51}Ca , à mettre en regard avec la sous-estimation de 300 keV du niveau $1/2^-$ dans ^{49}Ca . Il semble donc que l'origine d'un tel écart provienne des monopoles $V_{f_{7/2}p_{1/2}}^{T=1}$ et $V_{p_{3/2}p_{1/2}}^{T=1}$ mettant en jeu l'orbitale $\nu p_{1/2}$. On remarque également l'inversion en énergie des états $5/2^-$ et $3/2^-$ par rapport à l'interaction KB3G. Nous verrons également lors de la comparaison des calculs avec les résultats obtenus pour ^{50}Ca et ^{52}Ca (§VI.3) que la partie multipolaire de l'interaction GXPF1 ne semble pas correctement décrite.

Concernant la nature de l'état situé à 3,46 MeV, nous avons suggéré, lors de la discussion des résultats de ^{51}K (§V.1.6), un état $7/2^-$ correspondant à la configuration $(\nu f_{7/2})^7 \otimes (\nu p_{3/2})^4$. Cette hypothèse semble être ici confirmée par la comparaison avec les différentes interactions qui prédisent un état $7/2^-$ entre 3,29 et 3,66 MeV avec 80% d'une telle configuration. Dans ce cas, les prédictions des différentes interactions sont proches en énergie car elles sont bien adaptées pour reproduire le gap en énergie entre les orbitales $\nu f_{7/2}$ et $\nu p_{3/2}$. Ainsi, malgré la proximité en énergie des états à 3,46 et 3,50 MeV, il ne fait aucun doute que l'état à 3,46 MeV est de nature $7/2^-$.

L'état situé à 3,50 MeV semble quant à lui un bon candidat pour obtenir des informations sur la localisation de l'orbitale $\nu f_{5/2}$. Il se situe en effet au carrefour des prédictions faites par GXPF1 et KB3G concernant l'énergie d'excitation de l'état $5/2^-$ de configuration principale $(\nu p_{3/2})^2 \otimes (\nu f_{5/2})^1$. On remarque d'ailleurs l'augmentation de 500 keV de l'énergie d'excitation de l'état $5/2^-$ calculé par les interactions KB3G et KB3Gm, augmentation due aux modifications effectuées précédemment sur les monopoles $V_{f_{7/2}f_{5/2}}^{T=1}$ et $V_{p_{3/2}f_{5/2}}^{T=1}$. La confirmation d'un état $5/2^-$ à 3,50 MeV permettrait de contraindre plus encore ces monopoles pour tenir compte de l'évolution de l'orbitale $\nu f_{5/2}$. En l'absence d'autre candidat dans ce domaine en énergie, nous considérons donc cet état comme un candidat $5/2^-$ très probable dont il faudra tenir compte pour un éventuel affinement de l'interaction KB3Gm. L'état situé à 4,49 MeV est difficile à assigner de manière certaine. En le comparant aux niveaux calculés avec KB3Gm, on constate qu'il peut correspondre à des états de nature $1/2^-$, $3/2^-$ ou $5/2^-$ mais on ne peut cependant pas exclure la possibilité d'un état de parité non naturelle étant donnée sa grande énergie d'excitation.

VI.2.2 Spectroscopie de ^{53}Ca

La figure VI.8 présente la comparaison entre le spectre expérimental de ^{53}Ca déduit de nos mesures par décroissance β de ^{53}K et les spectres calculés avec les interactions GXPF1, KB3G et KB3Gm dans l'espace de valence fp complet. L'état fondamental de ^{53}Ca correspond à la

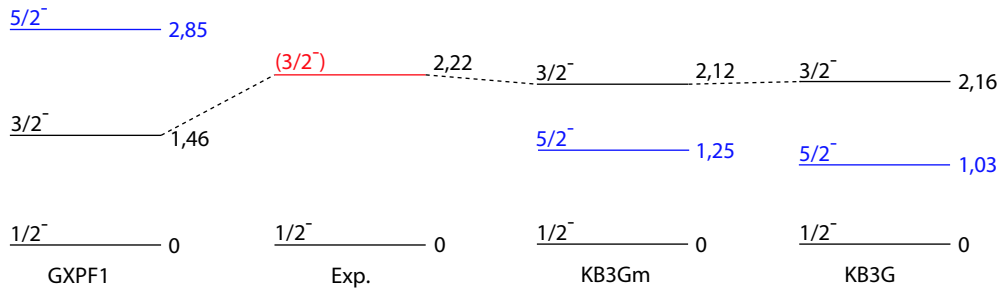


FIG. VI.8 – *Energie expérimentale du premier niveau lié dans ^{53}Ca en regard des valeurs calculées avec les interactions GXPF1, KB3G et KB3Gm dans l'espace fp. Les états $5/2^-$ indiqués en bleu correspondent à l'occupation de l'orbitale $\nu f_{5/2}$.*

configuration $(\nu p_{3/2})^4 \otimes (\nu p_{1/2})^1$. Les états excités $3/2^-$ et $5/2^-$ correspondent principalement à des configurations respectives $(\nu p_{3/2})^3 \otimes (\nu p_{1/2})^2$ et $(\nu p_{3/2})^4 \otimes (\nu f_{5/2})^1$. Malgré un très bon recouvrement des fonctions d'ondes issues de l'interaction GXPF1 et KB3Gm (ou KB3G), on constate que leurs prédictions divergent nettement à la fois pour l'état $3/2^-$ avec 800 keV de différence en énergie mais surtout pour le niveau $5/2^-$ avec un écart de 1,6 MeV. Nous avons montré au paragraphe VI.1 qu'il était impossible avec l'interaction KB3G de concilier l'existence d'un état un état $5/2^-$ à 2,22 MeV dans ^{53}Ca avec un état fondamental $5/2^-$ dans ^{55}Ti . Dans le cas de l'interaction GXPF1, des calculs préliminaires suggèrent que l'état $5/2^-$ dans ^{53}Ca doit se situer autour de 1,6 MeV pour être compatible avec la nature de l'état fondamental de ^{55}Ti . L'assignement $3/2^-$ pour l'état à 2,22 MeV paraît donc certain. Nous constatons dans ce cas que les interactions KB3G et KB3Gm reproduisent bien l'énergie de cet état. L'interaction GXPF1 sous-estime par contre l'énergie de cet état de près de 800 keV, sous-estimation à mettre en regard avec l'énergie calculée pour l'état $1/2^-$ dans ^{49}Ca et ^{51}Ca . Finalement, la non-observation expérimentale de l'état $5/2^-$ dans ^{53}Ca est sans doute due au faible recouvrement entre la fonction d'onde de l'état fondamental de ^{53}K et celle de l'état correspondant à l'occupation de l'orbitale $\nu f_{5/2}$ dans ^{53}Ca via l'opérateur Gamow-Teller. Néanmoins, grâce à la contrainte relative au noyau ^{55}Ti , nous avons de bons espoirs de supposer son existence dans un domaine en énergie compris entre 1,2 et 1,7 MeV.

VI.3 Isotopes de calcium pair-pair

VI.3.1 Spectroscopie de ^{50}Ca

Lors de notre analyse de la décroissance de ^{51}K , nous n'avons mis en évidence aucun nouvel état lié dans ^{50}Ca par rapport à ceux observés par décroissance β de ^{50}K [62]. Cepen-

nant, il nous est apparu intéressant de réaliser une comparaison systématique des données expérimentales disponibles sur les isotopes de calcium avec $N \geq 29$ avec des calculs utilisant notamment l'interaction KB3Gm, ceci afin d'observer l'effet des corrections apportées à cette interaction. Les différents spectres en énergie sont présentés sur la figure VI.9. Nous n'avons

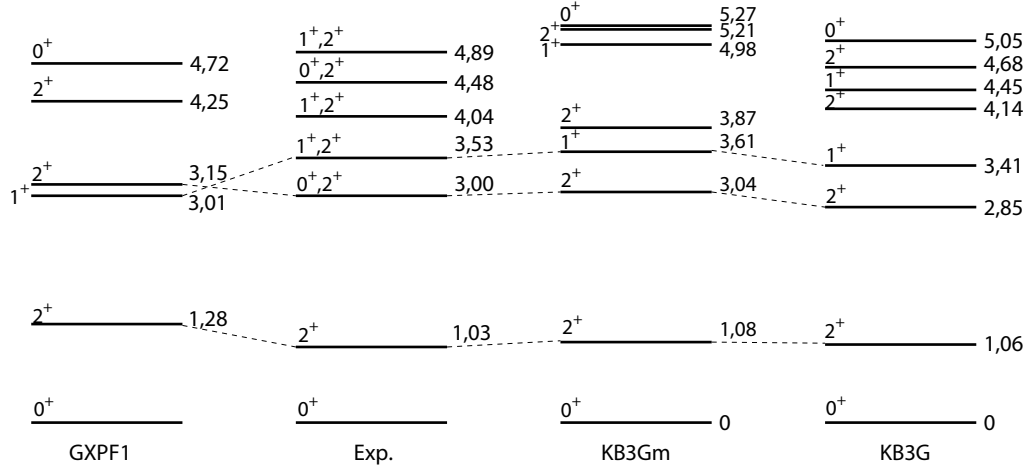


FIG. VI.9 – Energies expérimentales des premiers niveaux liés dans ^{50}Ca [62] en regard des valeurs calculées avec les interactions GXPf1, KB3G et KB3Gm dans l'espace fp complet.

présenté que les états calculés $J^\pi=0^+$, 1^+ et 2^+ . En effet, ce sont les seuls états accessibles par décroissance GT premières interdites à partir d'un état fondamental 0^- pour ^{50}Ca . Les spins et parités indiquées pour les états expérimentaux sont ceux proposés par Baumann *et al.* [62] en fonction des transitions électromagnétiques observées.

L'état fondamental 0^+ et le premier état excité 2^+ possèdent la même configuration $(\nu p_{3/2})^2$ avec les deux neutrons couplés respectivement à $J=0$ et à $J=2$. L'écart en énergie de ces deux niveaux est donc uniquement dû à l'hamiltonien multipolaire et se trouve très bien reproduit par les interactions KB3G et KB3Gm. Les états 2^+ et 1^+ suivants correspondent à une configuration $(\nu p_{3/2})^1 \otimes (\nu p_{1/2})^1$ avec le saut d'un neutron vers l'orbitale $\nu p_{1/2}$ et un couplage donnant les valeurs $J=1$ ou 2 . On remarque que ces deux états sont repoussés d'une même quantité en énergie de 200 keV en passant de l'interaction KB3G à KB3Gm grâce à la légère répulsion ajoutée au monopole $V_{f_{7/2}p_{1/2}}^{T=1}$. Cette modification améliore la reproduction de l'énergie d'excitation des états à 3,00 et 3,53 MeV pour lesquels un assignement respectif 2^+ et 1^+ est compatible avec les valeurs de J^π proposées expérimentalement. Dans le cas de l'interaction GXPf1, l'énergie du deuxième état 2^+ est assez bien reproduite mais l'état 1^+ de même configuration, généralement situé à plus haute énergie d'excitation que le niveau 2^+ , est attendu ici en dessous. Ce phénomène illustre le caractère partiellement erroné de l'hamiltonien multipolaire pour l'interaction GXPf1.

L'état 2_3^+ calculé selon les interactions entre 3,87 et 4,25 MeV correspond principalement à une configuration $(\nu f_{7/2})^7 \otimes (\nu p_{3/2})^3$ correspondant au franchissement du gap $\nu f_{7/2}-\nu p_{3/2}$ par un neutron. Etant donné qu'il n'existe aucun autre candidat de parité naturelle calculé autour de cette énergie d'excitation, il apparaît très probable que l'état situé à 4,04 MeV

soit de nature 2^+ , en accord avec les valeurs expérimentales de spin et de parité proposées. On remarque cependant ici que l'interaction KB3G reproduit légèrement mieux l'énergie de cet état par rapport à celle calculée avec l'interaction KB3Gm.

L'assignement de l'état situé à 4,48 est plus difficile. Il ne possède pas d'équivalent de parité naturelle calculé autour de cette énergie d'excitation avec l'interaction KB3Gm. Possédant une énergie d'excitation assez élevée, il apparaît ainsi comme un probable candidat de parité non naturelle. Dans ce cas, en supposant un état fondamental 0^- pour ^{50}K , il n'est possible de peupler par transitions Gamow-Teller permises que des états de nature 1^- dans ^{50}Ca . Le niveau à 4,48 MeV pourrait donc posséder un spin et une parité 1^- même si le caractère permis de la transition supposerait un taux de peuplement plus important que celui de 0,2% mesuré expérimentalement. Enfin, le dernier état observé à 4,89 MeV possède une énergie proche de l'état 1^+ calculé à 4,98 MeV avec KB3Gm mais peut également correspondre à un état de parité non naturelle 1^- .

VI.3.2 Spectroscopie de ^{52}Ca

La figure VI.10 présente la comparaison entre le spectre expérimental de ^{52}Ca déduit de nos mesures par décroissance β de ^{52}K et ^{53}K et les spectres calculés avec les interactions GXPF1, KB3G et KB3Gm dans l'espace de valence fp complet. Excepté pour le premier

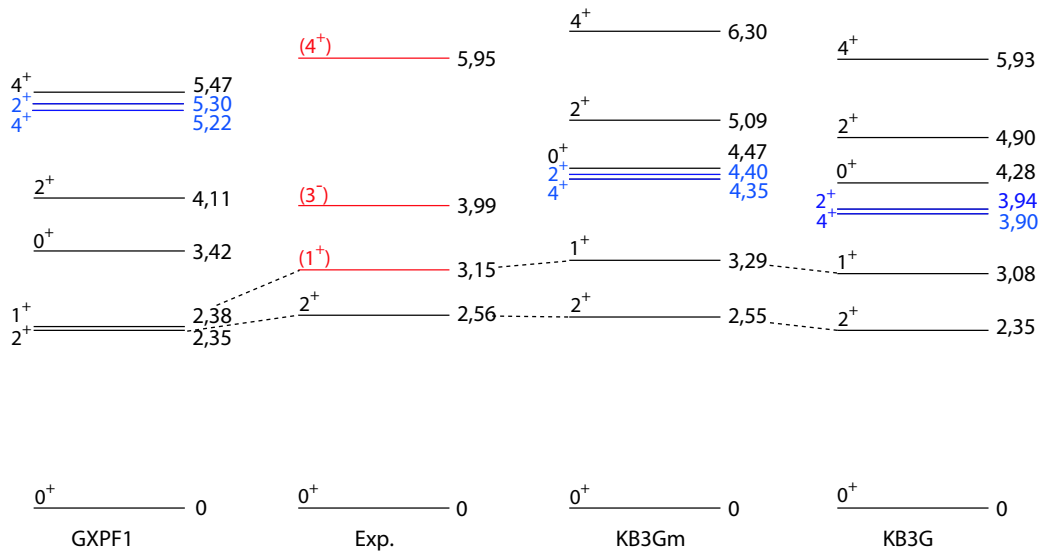


FIG. VI.10 – Energies expérimentales des premiers niveaux dans ^{52}Ca en regard des valeurs calculées avec les interactions GXPF1, KB3G et KB3Gm dans l'espace fp complet. Les états en vert correspondent à des configurations représentatives de l'occupation de l'orbitale $\nu f_{5/2}$.

état 1^+ , nous n'avons reproduit que les états calculés 0^+ , 2^+ et 4^+ dont le peuplement est généralement privilégié par décroissance β par rapport aux états de spin impair 1^+ ou 3^+ .

Nous allons tout d'abord détailler la nature des états calculés dans ^{52}Ca par les différentes interactions. Les premières configurations excitées possibles à partir de la configuration $(\nu p_{3/2})^4$ de l'état fondamental de ^{52}Ca sont illustrées sur la figure VI.11. La première d'entre elle cor-

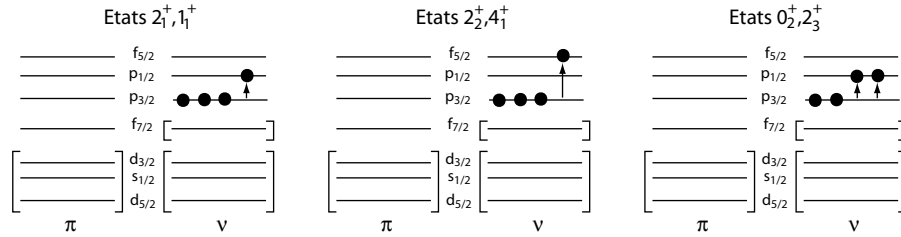


FIG. VI.11 – *Illustration des premières configurations excitées dans ^{52}Ca . A gauche : configuration des premiers états 2_1^+ et 1_1^+ avec un saut $\nu p_{3/2} \rightarrow \nu p_{1/2}$. Au centre : configuration des états 2_2^+ et 4_1^+ avec un saut $\nu p_{3/2} \rightarrow \nu f_{5/2}$. A droite : configuration des états 0_2^+ et 2_3^+ avec deux sauts $\nu p_{3/2} \rightarrow \nu p_{1/2}$.*

respond à la brisure d'un paire de neutrons et au saut d'un neutron vers l'orbitale $\nu p_{1/2}$. Le couplage entre les neutrons célibataires sur les orbitales $\nu p_{3/2}$ et $\nu p_{1/2}$ donnent les premiers états 2^+ et 1^+ présents dans les spectres calculés. La fermeture de la couche $\nu p_{3/2}$ à $N=32$ explique pourquoi ces états se situent à relative haute énergie d'excitation par rapport au niveau fondamental 0^+ . La différence en énergie entre ces deux états est uniquement due à l'hamiltonien multipolaire dont on a vu qu'il était mieux décrit par les interactions KB3G et KB3Gm que par GXPF1. On constate que cet écart en énergie est de l'ordre de 700 keV pour KB3G et de seulement 30 keV pour GXPF1 pour laquelle les deux états sont pratiquement dégénérés. Expérimentalement, la différence en énergie entre l'état 2^+ et l'état situé à 3,15 MeV est de 600 keV ce qui corrobore les calculs effectués avec l'interaction KB3Gm pour l'état 1^+ . Ceci est également en accord avec les valeurs $J^\pi=1^+, 2^+$ proposées lors de la discussion sur la nature de cet état au chapitre V.2.6, l'état 0^+ candidat potentiel dans GXPF1 étant exclu par l'observation d'une transition électromagnétique vers l'état fondamental 0^+ de ^{52}Ca .

Les états 2^+ et 4^+ suivants, indiqués en bleu sur la figure VI.10, correspondent au saut d'un neutron vers l'orbitale $\nu f_{5/2}$. Le couplage $\nu p_{3/2} \otimes \nu f_{5/2}$ entre les neutrons célibataires donne un quadruplet d'états $J^\pi=1^+, 2^+, 3^+$ et 4^+ dont nous n'avons représenté que ceux avec J pair. L'interaction KB3G calcule ces états autour de 3,9-4,0 MeV faisant du niveau situé à 3,99 MeV un bon candidat 2^+ ou 4^+ . Cependant la nouvelle interaction KB3Gm semble plutôt exclure un tel assignement pour cet état car les niveaux calculés issus de la configuration $(\nu p_{3/2})^3 \otimes (\nu f_{5/2})^1$ se situent à présent à une énergie d'excitation de 4,4 MeV. Les états 0^+ et 2^+ dans GXPF1 issus de la configuration $(\nu p_{3/2})^2 \otimes (\nu p_{1/2})^2$ ne peuvent, malgré leur proximité en énergie, correspondre à l'état à 3,99 MeV. En effet, cette configuration fait intervenir le gap entre les orbitales $\nu p_{3/2}$ et $\nu p_{1/2}$ également responsable de l'énergie d'excitation de l'état $1/2^-$ dans ^{51}Ca . Or ce dernier étant déjà sous-estimé de 500 keV avec l'interaction GXPF1 par rapport à la valeur expérimentale, il en va de même pour ces deux états qui sont attendus à plus haute énergie d'excitation. L'interaction KB3Gm prédit que

les états 0_2^+ et 2_3^+ soient à des énergies de l'ordre de 4,3-5 MeV légèrement supérieures à celles de la configuration $(\nu p_{3/2})^3 \otimes (\nu f_{5/2})^1$, ce qui exclut toute correspondance avec l'état à 3,99 MeV. C'est pourquoi, il semble probable que ce niveau soit plutôt de parité non naturelle. Expérimentalement, il nous a été possible de contraindre le spin et la parité de l'état situé à 3,99 MeV en supposant une nature 4^+ pour l'état à 5,95 MeV (§V.2.6). Cette hypothèse semble ici compatible avec les calculs utilisant les interactions KB3G et KB3Gm qui prévoient la présence d'un tel niveau entre 5,93 et 6,30 MeV. En supposant donc un état 4_2^+ à 5,95 MeV, nous avons conclu que l'observation d'une transition γ vers l'état à 3,99 MeV signalait la nature 3^- de ce niveau. En effet, l'existence d'une transition électromagnétique $E1$ $4^+ \rightarrow 3^-$ particulièrement favorisée était une explication naturelle permettant de rendre compte de la compétition entre l'émission d'un rayonnement γ avec celle d'un neutron à partir de l'état non lié situé à 5,95 MeV. Mais, il n'existe cependant pas encore d'interaction fiable dans l'espace de valence *sdfp* décrivant correctement l'énergie des états de parité non naturelle dans les isotopes de calcium lourds et permettant de confirmer ou non la localisation d'un tel autour de 4 MeV. On peut simplement remarquer qu'une telle énergie serait semblable à celles des premiers états de parité non naturelle 3^- et $3/2^+$ situé respectivement à 4,51 et 4,27 MeV dans ^{48}Ca et ^{49}Ca . Ainsi, grâce aux discussions expérimentales et théoriques précédentes, nous proposons d'attribuer aux états situés à 3,15, 3,99 et 5,95 MeV une nature respective 1^+ , 3^- et 4^+ .

VI.4 Bilan et perspective pour ^{54}Ca

Les données expérimentales sur les noyaux ^{49}Ca , ^{55}Ti et ^{56}Ti nous ont permis de modifier les monopoles $V_{f_{7/2}p_{1/2}}^{T=1}$, $V_{f_{7/2}f_{5/2}}^{T=1}$ et $V_{p_{3/2}f_{5/2}}^{T=1}$ de l'interaction KB3G et d'obtenir une nouvelle interaction KB3Gm. La comparaison des états calculés avec l'interaction KB3Gm avec ceux mis en évidence expérimentalement dans $^{51,52,53}\text{Ca}$ a permis l'assignement en spin et parité d'un certain nombre d'états. Concernant l'évolution de l'orbitale $\nu f_{5/2}$, nous avons observé un état à 3,50 MeV dans ^{51}Ca dont l'assignement $5/2^-$ est fortement pressenti. Cette attribution préliminaire est représentée par un point vert sur la figure VI.12(b) donnant l'évolution de l'énergie d'excitation de l'état $5/2^-$. On constate dans cette hypothèse que la valeur expérimentale se situe légèrement plus proche de la prédiction faite avec l'interaction KB3Gm que celle faite avec l'interaction GXPF1 mais avec un écart en énergie peu significatif. Pour réellement mettre en défaut l'une ou l'autre de ces interactions, la localisation de l'état $5/2^-$ dans ^{53}Ca , non observé dans notre expérience, serait décisive au même titre que la mesure de l'énergie de l'état 2^+ dans ^{54}Ca pour lequel les différences entre les interactions sont beaucoup plus visibles (fig. VI.12(a)).

Le noyau ^{54}Ca a fait l'objet de nombreuses discussions théoriques autour du thème d'une nouvelle magie à $N=34$ due à la disparition de l'interaction particulièrement attractive $\pi f_{7/2} - \nu f_{5/2}$. Des calculs effectués avec les interactions GXPF1 et KB3G prévoient une importante occupation de l'orbitale $\nu p_{1/2}$, de l'ordre de 1,8 à 2, pour l'état fondamental 0^+ de configuration $(\nu p_{1/2})^2$. Le débat ne porte donc pas tant sur la fermeture de la couche $\nu p_{1/2}$ à $N=34$ qui est prédite par les deux interactions mais plutôt sur le gap en énergie entre les orbi-

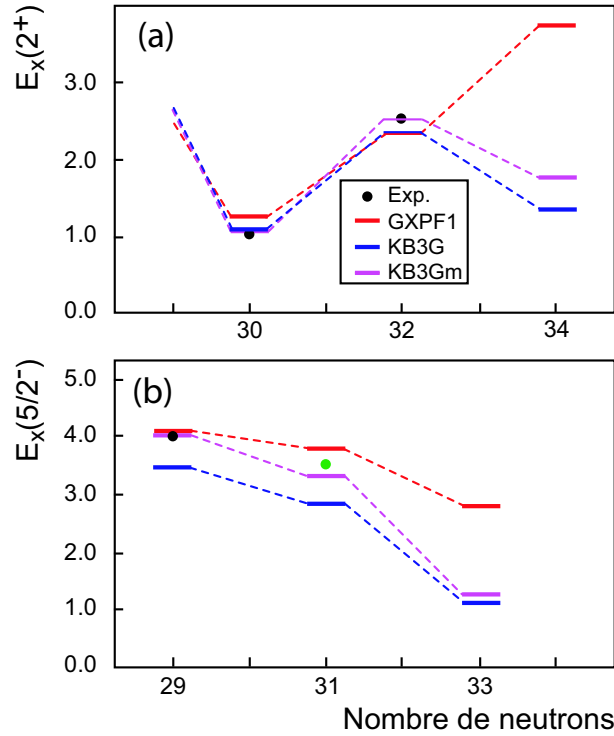


FIG. VI.12 – Evolution de l'énergie d'excitation de l'état 2^+ dans les isotopes de calcium pair-pair (a) et de l'état $5/2^-$ dans les isotopes pair-impair (b) pour les interactions KB3G, KB3Gm et GXPf1. Les points noirs représentent les données expérimentales établies. Le point vert représente un candidat $5/2^-$ potentiel dans ^{51}Ca déduit de notre expérience.

tales $\nu p_{1/2}$ et $\nu f_{5/2}$ qui conditionne l'énergie de l'état 2^+ de configuration $(\nu p_{1/2})^1 \otimes (\nu f_{5/2})^1$ dans ^{54}Ca . La figure VI.13 présente le calcul de l'énergie d'excitation de l'état 2^+ dans ^{54}Ca avec les interactions GXPf1, KB3G et KB3Gm. Nous remarquons ici que l'interaction GXPf1 prédit un état 2^+ dans ^{54}Ca à une énergie d'excitation de 3,83 MeV analogue à celle du noyau doublement magique ^{48}Ca . La principale cause de cette très haute énergie d'excitation trouve son origine dans la surestimation de l'énergie individuelle effective de l'orbitale $\nu f_{5/2}$ par rapport à celle que l'on peut déduire du spectre expérimental de ^{41}Ca . L'interaction KB3G donne, quant à elle, un tel état à une énergie de 1,3 MeV très inférieure à celle de l'état 2^+ dans l'isotope pair-pair voisin ^{52}Ca et suggérant l'absence de nombre magique à $N=34$. La modification apportée à l'interaction KB3G grâce aux données disponibles sur les isotopes ^{55}Ti et ^{56}Ti a pour effet d'augmenter l'énergie d'excitation de l'état 2^+ de 450 keV à 1,78 MeV. Cependant, cette valeur reste encore très différente de celle prédite par l'interaction GXPf1. Mais l'on sait, grâce à l'existence probable d'un état fondamental $5/2^-$ dans ^{55}Ti , que l'interaction GXPf1 surestime le gap entre les orbitales $\nu f_{5/2}$ et $\nu p_{1/2}$. Des modifications préliminaires ont donc été apportées à cette interaction pour inverser les états $1/2^-$ et $5/2^-$ dans ^{55}Ti ce qui amène à localiser l'état 2^+ dans ^{54}Ca à une énergie d'excitation d'en-

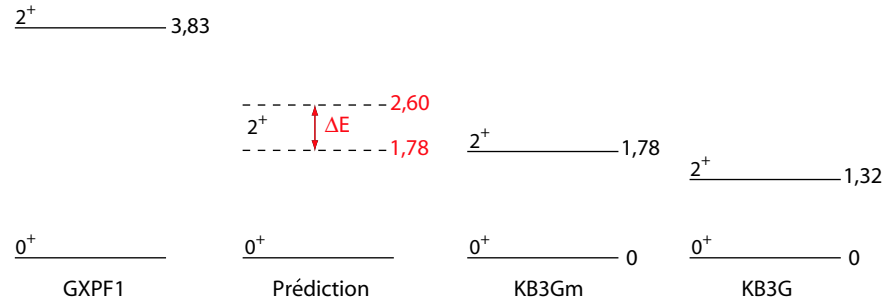


FIG. VI.13 – Energie d'excitation de l'état 2^+ dans ^{54}Ca calculée avec les interactions GXPF1, KB3G et KB3Gm dans l'espace de valence fp complet. L'intervalle en énergie attendu pour l'état 2^+ dans le spectre expérimental est indiqué en pointillés.

viron 2,6 MeV. On constate que, malgré la bonne reproduction des données expérimentales, les interactions KB3Gm et GXPF1 modifiée ne convergent pas vers une prédiction commune dans ^{54}Ca . Cependant, en considérant les valeurs obtenues avec ces deux interactions, nous sommes en mesure de définir un domaine en énergie compris entre 1,78 et 2,6 MeV dans lequel on s'attend à observer l'état 2^+ de ^{54}Ca . Dans l'éventualité d'un état situé autour de 2 MeV, on ne pourrait plus réellement parler d'apparition d'une nouvelle magicité à $N=34$ comme cela a pu être prédit. Notre hypothèse d'absence de magicité à $N=34$ pourrait être prochainement confirmée par une expérience devant se dérouler auprès du site de GANIL au mois d'avril 2005 et visant à étudier le noyau ^{54}Ca par réaction de transfert de plusieurs neutrons à partir d'un faisceau de ^{48}Ca .

Conclusions

Nous avons présenté dans ce travail les résultats obtenus à la suite de l'expérience menée auprès du séparateur ISOLDE au CERN visant l'étude de la structure des isotopes de calcium riches en neutrons par décroissance β des isotopes $^{51,52,53}\text{K}$. L'utilisation d'un dispositif expérimental très efficace comprenant les multidétecteurs TONNERRE, LEND et MINIBALL nous a permis de mettre en évidence de nombreux états liés et non liés dans $^{51,52,53}\text{Ca}$ grâce à une augmentation importante du nombre de coïncidences $\gamma-\gamma$ et $n-\gamma$, respectivement d'un facteur 15 et 30, par rapport aux précédentes études menées dans cette région de masse [16, 44, 56, 62].

Lors de l'étude de la décroissance β de ^{51}K , nous avons mis en évidence 17 états non liés dans ^{51}Ca ce qui nous a permis de déterminer la distribution de force Gamow-Teller permise expérimentale sur un domaine en énergie compris entre 5,2 et 10,4 MeV. Nous avons également pu effectuer une nouvelle mesure de la probabilité d'émission de neutrons $P_{n=63}(8)\%$ pour ^{51}K , en très bon accord avec la précédente valeur de 68(10)% [54]. D'autre part, grâce à l'extraction du nombre absolu de décroissances $N_{\beta}(^{51}\text{K})$, nous avons également pu déterminer de manière précise les taux de peuplement de 33,1 et 3,8% de l'état fondamental et de l'état lié situé à 3460 keV dans ^{51}Ca .

L'étude de la décroissance β de ^{52}K nous a également apporté de nombreux résultats. Nous avons tout d'abord effectué une nouvelle mesure de sa période avec une valeur $T_{1/2} = 118(6)$ ms en bon accord avec celles de 105(5) ms [54] et 110(30) ms [16] précédemment mesurées. Nous avons également pu observer, en plus de l'état 2^+ à 2563 keV, trois nouveaux niveaux dans ^{52}Ca situés à 3150, 3990 et 5951 keV et se désexcitant par émission de rayonnements γ . Par ailleurs, l'analyse des coïncidences $n-\gamma$ nous a permis de localiser cinq nouveaux états compris entre 1718 et 4493 keV dans ^{51}Ca , en plus du niveau à 3,46 MeV. Il est au passage intéressant de souligner la complémentarité des mesures par décroissance β et $\beta-n$ de ^{51}K et ^{52}K pour l'obtention d'informations spectroscopiques sur ^{51}Ca . Enfin, l'observation de la transition à 1027 keV dans ^{50}Ca met en évidence pour la première fois l'existence de l'émission de deux neutrons dans la décroissance de ^{52}K . Des valeurs $P_{1n}=72,2(9,3)\%$ et $P_{2n}=2,3(3)\%$ ont été déduites de l'analyse conjointe des transitions γ et neutrons suggérant un taux de peuplement de l'état fondamental de ^{52}Ca très faible. Finalement, l'analyse des transitions neutrons nous a permis de mettre en évidence 21 niveaux non liés compris entre 5,2 et 11,1 MeV et de déterminer ainsi la distribution de force Gamow-Teller expérimentale.

Nous avons également réalisé l'étude de la décroissance β de ^{53}K en combinant la détection des neutrons et des rayonnements γ . Malgré la faible statistique, nous avons pu mettre en évidence le premier état excité à 2220 keV dans ^{53}Ca ainsi que deux états situés à 2563 et

3150 keV peuplés par voie neutron dans ^{52}Ca et précédemment observés par décroissance de ^{52}K . L'analyse des transitions neutrons avec TONNERRE nous a révélé pour la première fois l'existence de transitions neutrons comprises entre 0,5 et 4,2 MeV. Cependant, les décroissances simultanées de ^{53}K et ^{53}Ca , tous deux émetteurs neutrons, ne nous ont pas permis d'attribuer ces transitions à l'un ou l'autre de ces noyaux. Seul un encadrement des valeurs de P_n pour ^{53}K et ^{53}Ca a pu être réalisé. Enfin, l'étude de la chaîne $A=53$ nous a également permis d'observer de nouvelles transitions γ attribuées de manière préliminaire à la décroissance $^{53}\text{Sc} \rightarrow ^{53}\text{Ti}$.

D'un point de vue théorique, nous avons également pu améliorer le comportement de l'interaction KB3G décrivant la couche fp. En particulier, nous avons rétabli le bon ordre des états $1/2^-$ et $5/2^-$ dans ^{49}Ca grâce à une modification des monopoles $V_{f_{7/2}f_{5/2}}^{T=1}$ et $V_{f_{7/2}p_{1/2}}^{T=1}$. Grâce à des données expérimentales récentes, la valeur du monopole $V_{p_{3/2}f_{5/2}}^{T=1}$ a pu être également modifiée pour tenir compte à la fois du spin et de la parité supposé $5/2^-$ de l'état fondamental de ^{55}Ti et de l'énergie d'excitation de l'état 2^+ dans ^{56}Ti . Nous avons ainsi obtenu une nouvelle interaction appelée KB3Gm qui reproduit mieux les données expérimentales sur les isotopes de calcium antérieures à notre travail, notamment l'énergie de l'état 2^+ dans ^{52}Ca , que les interactions GXPF1 et KB3G. L'excellente concordance en énergie entre les nouveaux états observés dans notre travail et ceux calculés avec l'interaction KB3Gm nous a permis d'attribuer avec une grande confiance les spins et parités de certains d'entre eux. C'est le cas notamment des niveaux observés dans ^{51}Ca jusqu'à 2,93 MeV (triplet d'états $1/2^-$, $5/2^-$ et $3/2^-$) et d'un éventuel candidat $5/2^-$ représentatif de l'occupation de l'orbite $\nu f_{5/2}$ situé à 3,50 MeV. Dans ^{52}Ca , nous avons attribué un spin et une parité 1^+ à l'état situé à 3,15 MeV alors que deux autres niveaux à 3,99 MeV et à 5,95 MeV sont respectivement supposés de nature 3^- et 4^+ . Enfin, un spin et une parité $3/2^-$ ont également pu être attribué à l'état situé à 2,22 MeV dans ^{53}Ca . Malgré l'absence de mise en évidence d'un état $5/2^-$ dans ce noyau, nous avons pu contraindre sa localisation dans un domaine en énergie compris entre 1,2 et 1,7 MeV grâce à l'utilisation conjointe de l'interaction KB3Gm et d'une interaction GXPF1 légèrement modifiée. De la même manière, nous avons pu effectuer une prédiction sur l'énergie de l'état 2^+ dans ^{54}Ca comprise entre 1,78 et 2,6 MeV, dont la mise en évidence permettrait d'obtenir définitivement la position de l'orbitale $\nu f_{5/2}$ et d'infirmer ou non l'apparition d'un nouveau nombre magique à $N=34$ prédit par les calculs utilisant l'interaction GXPF1.

Les prolongements expérimentaux dans cette région de masse sont nombreux. Tout d'abord, une expérience prévue au mois d'avril 2005 au GANIL portant sur l'étude de l'isotope ^{54}Ca par réaction de transfert de nucléons à partir d'un faisceau de ^{48}Ca devrait apporter une information décisive permettant d'infirmer ou de confirmer notre prédiction sur l'énergie de l'état 2^+ . Une étude complémentaire sur la spectroscopie de ^{54}Ca pourrait également être obtenue à partir de la décroissance de ^{54}K en utilisant un dispositif expérimental analogue au nôtre auprès du séparateur ISOLDE au CERN ou auprès des installations SPIRAL au GANIL et ALTO à Orsay. Une nouvelle étude de la décroissance $^{53}\text{K} \rightarrow ^{53}\text{Ca}$ avec une meilleure statistique permettrait sans doute de mettre en évidence l'état $5/2^-$ dans ^{53}Ca et d'obtenir une information expérimentale supplémentaire sur la localisation de l'orbitale $\nu f_{5/2}$. En outre, le manque de résultats expérimentaux (périodes, P_n , spectroscopie), le long de la chaîne

A=53 du côté des noyaux riches en neutrons mérite d'être souligné. Il nous apparaît en effet important, dans l'optique d'une meilleure connaissance de l'interaction dans la couche fp, de réaliser l'étude des décroissances $^{53}\text{Ca} \rightarrow ^{53}\text{Sc}$, pour laquelle aucun état excité n'a pu être mis en évidence, et $^{53}\text{Sc} \rightarrow ^{53}\text{Ti}$ qui permettrait de confirmer ou non le schéma de décroissance préliminaire que nous avons obtenu. Par ailleurs, le manque de données expérimentales sur les masses des noyaux au-delà de ^{50}K pour les isotopes de potassium et au-delà de ^{52}Ca pour les isotopes de calcium rend difficile l'estimation des valeurs Q_β et S_n et entâche les valeurs de B(GT) d'une grande erreur. Une mesure des masses dans cette région nous apparaît donc de première importance.

Dans ce travail, nous avons pu mettre en évidence de manière indirecte un réordonnement des orbitales $\pi d_{3/2}$ et $\pi s_{1/2}$ grâce à la détermination de la nature de l'état fondamental des noyaux ^{50}K , ^{51}K et ^{52}K . Toutefois, l'évolution de la différence en énergie du doublet $1/2^+ - 3/2^+$ au-delà de N=28 n'a toujours pas pu être observée expérimentalement. Une façon d'obtenir de telles informations consisterait à étudier la décroissance des isotopes d'argon riches en neutrons pour localiser les premiers états excités dans les isotopes de potassium. Ces informations apporteraient d'un point de vue théorique des contraintes sur les monopoles proton-neutron $V_{d_{3/2}p_{3/2}}^{pn}$ et $V_{s_{1/2}p_{3/2}}^{pn}$ entre les couches sd et fp. Ceci permettrait d'obtenir une meilleure description des noyaux $Z < 20$, $N > 28$ et de mieux prédire leur limite d'existence. Par ailleurs, la description des états particule-trou, de parité non naturelle, dans les isotopes de calcium riches en neutrons est également de première importance et permettrait de comparer les résultats des calculs de durée de vie et de distribution de force Gamow-Teller dans le cadre du modèle en couches aux informations expérimentales obtenues dans notre travail. Il serait également intéressant de pouvoir calculer les taux de peuplement I_β pour des transitions Gamow-Teller premières interdites. Cela constituerait en effet un autre moyen de comparaison avec l'expérience dans l'optique d'identifier la nature des états de parité naturelle dans la couche fp.

Enfin, la connaissance complète des monopoles de la couche fp dans la voie T=1, grâce à l'étude des isotopes de calcium, ouvre de nombreuses perspectives pour la compréhension de la structure des noyaux plus lourds. Elle pourrait permettre en effet de mieux prendre en compte l'effet de l'orbitale $\nu g_{9/2}$ dans des calculs de modèle en couches utilisant un espace de valence fpg adapté à la description des noyaux avec $20 < Z < 28, N > 40$.

Références

- [1] C.F. Weiszäcker, Z. Phys. **96** 431 (1935)
- [2] B.A. Brown, Course Notes for 981 Fall term 2002
- [3] M.G. Mayer, Phys. Rev. **75**, 1969 (1949)
- [4] O. Haxel *et al.*, Phys. Rev. **75**, 1766 (1949)
- [5] B.A. Brown and B.H. Wildenthal, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **38**, 29 (1988)
- [6] T.T.S. Kuo and G.E. Brown, Nucl. Phys. **A114**, 241 (1968)
- [7] E. Caurier, G. Martínez-Pinedo, A. Poves, A.P. Zucker, Phys. Rev. **C50**, 225 (1994)
- [8] A.P. Zucker, Phys. Rev. Lett. **90**, 042502 (2003)
- [9] M. Dufour et A.P. Zuker, Phys. Rev. **C54**, 1641 (1996)
- [10] D. Guillemaud-Mueller *et al.*, Nucl. Phys. **A426** (1984) 37
- [11] G. Klotz *et al.*, Phys. Rev. **C47**, 2502 (1993)
- [12] J. Retamosa, E. Caurier, F. Nowacki and A. Poves, Phys. Rev. **C55**, 1266 (1997)
- [13] A. Poves and A.P. Zucker, Phys. Rep. **70**, 4 (1981)
- [14] S. Kahana, H.C. Lee and C.K. Scott, Phys. Rev. **180**, 956 (1969)
- [15] S. Nummela *et al.*, Phys. Rev. **C63**, 044316 (2001)
- [16] A. Huck *et al.*, Phys. Rev. **C31** (1985) 2226
- [17] M. Honma *et al.*, Phys. Rev. **C65**, 061301 (2002)
- [18] R.V.F. Janssens *et al.*, Phys. Lett. **B546** (2002) 55
- [19] P.F. Mantica *et al.*, Phys. Rev. **C67**, 014311 (2003)
- [20] D.E. Appelbe *et al.*, Phys. Rev. **C67**, 034309 (2003)
- [21] S.N. Liddick *et al.*, Phys. Rev. Lett. **92**, 072502 (2004)
- [22] A. Poves *et al.*, Nucl. Phys. **A694**, 157 (2001)
- [23] T. Otsuka *et al.*, Phys. Rev. Lett. **87**, Number 8 (2001)
- [24] R. B. Firestone, *Table of Isotopes*, Eighth Edition, Wiley-Interscience CD-ROM (1996)
- [25] L. Valentin, Noyaux et Particules, Modèles et Symétries, Herman, éditeurs des sciences et des arts (1989) 337.
- [26] J. C. Hardy *et al.*, Phys. Lett. **15** 3 (1965) 276.
- [27] B. Singh *et al.*, Nucl. Data Sheets 84 (1998), 487
- [28] I. S. Towner *et al.*, Proc. on "International Conference on Exotic Nuclei and Atomic Masses", ed. M. de Saint Simon and O. Sorlin, (Editions Frontières, Arles, France, 1995) 711.

- [29] G. Martínez-Pinedo *et al.*, Phys. Rev. **53** 2602 (1996)
- [30] G. Audi, O. Bersillon, J. Blachot and A. H. Wapstra, Nucl. Phys. A729, 3 (2003)
- [31] G. Audi, A.H. Wapstra and C. Thibault, Nucl. Phys. A729, 129 (2003)
- [32] G. Audi et A. H. Wapstra, Nucl. Phys. **A595** (1995) 409
- [33] G. F. Knoll, *Radiation Detection and Measurement*, Third Edition, John Wiley and Sons, Inc. (2000) 329
- [34] Y. El Masri, Th. Keutgen, I. Tilquin, *Comment détecter les neutrons*, Cours de l'école Joliot-Curie, 1994
- [35] J. B. Birks *The theory and practice of scintillation counting*, Pergamon Press, 1964
- [36] R. A. Cecil *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **161** (1979) 439
- [37] L. P. Wishart *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **57** (1967) 237
- [38] Catalogue Bicron 1998
- [39] Data Handbook, Photomultipliers, Philips (1989)
- [40] T. Martin, thèse de troisième cycle de l'université de Caen, 1998
- [41] A. Buta *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **A455** (2000) 412
- [42] C. N. Timis, thèse de troisième cycle de l'université de Caen, 2001
- [43] S. Piétri, thèse de troisième cycle de l'université de Caen, 2003
- [44] M. Bounajma, thèse de troisième cycle de l'université de Strasbourg, 1996
- [45] J. Eberth *et al.*, Prog. Particle Nucl. Phys. **38** (2001) 389-98
- [46] E. Kugler, Hyperfine Interactions 129 (2000) 23-42
- [47] C. Miehé, Proposition d'expérience IS392, CERN/ISOLDE 2000.
- [48] Logiciel GEANT3
- [49] Karlsruhe Nuklidkarte, 1995, p15
- [50] N. Aoi *et al.*, Nucl. Phys. A616 (1997) 181
- [51] M. J. G. Borge *et al.*, Phys. Rev. C55 (1997) 8
- [52] D. J. Morrissey *et al.*, Nucl. Phys. A627 (1997) 222
- [53] L. C. Carraz *et al.*, Phys. Lett. **109B** (1982) 419
- [54] M. Langevin *et al.*, Phys. Lett. **130B** (1983) 251
- [55] W. Ziegert, Diplomarbeit (1980) Johannes-Gutenberg-Universität Mainz
- [56] J. Rachidi, thèse de troisième cycle de l'université de Strasbourg, 1983
- [57] C. Jollet, communication privée
- [58] J. Lettry *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. **B126** (1997) 130-134
- [59] J. R. J. Bennett, CLRC, Rutherford Appleton Laboratory
- [60] J. Lettry, Communication privée
- [61] [http://ie.lbl.gov/...](http://ie.lbl.gov/)
- [62] P. Baumann *et al.*, Phys. Rev. C58 (1998) 1970
- [63] K. Kubodera, J. Delorme and M. Rho, Phys. Rev. Lett. **40**, 755 (1978)
- [64] P. Guichon *et al.*, Phys. Lett. **74B**, 15 (1978)

-
- [65] I.S. Towner, Comments Nucl. Part. Phys. **15**, 145 (1986)
 - [66] M. Kirchbach and M. Reinhardt, Phys. Lett. **B208**, 79 (1988)
 - [67] F. Didierjean and G. Walter, rapport interne CRN, 94-01 (1994)
 - [68] J. Kantele, Handbook of Nuclear Spectroscopy, Academic Press (1995) 90
 - [69] G.S. Mani *et al.*, Rapport C.E.A. n°2379 (1963)
 - [70] W. Dilg *et al.*, Nucl. Phys. **A217**, 269 (1973)
 - [71] E. Caurier, *code ANTOINE*, CRN, Strasbourg, 1998