

UNIVERSITE LOUIS PASTEUR

THESE

Présentée pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université Louis Pasteur de Strasbourg

Spécialité : Physique Nucléaire

par

Emmanuelle Bouchez

Coexistence de forme dans les noyaux de krypton légers : spectroscopie isomérique des noyaux de $^{72,74}\text{Kr}$ et excitation coulombienne du faisceau radioactif de ^{76}Kr

Soutenue publiquement le 28 novembre 2003 devant le Jury composé de :

Pr. A. Nourreddine	Directeur de Thèse
Dr. W. Korten	Directeur de Thèse
Dr. Ph. Dessagne	Rapporteur Interne
Pr. G. Sletten	Rapporteur Externe
Dr. Y. Blumenfeld	Rapporteur Externe
Dr. M. Lewitowicz	Examineur
Dr. O. Sorlin	Invité

Remerciements

J'aimerais par ces quelques lignes remercier toutes les personnes qui ont contribué et collaboré à ce travail ainsi que toutes celles qui m'ont soutenue et encouragée durant ces trois années de thèse. J'espère n'oublier personne et je m'en excuse sincèrement si c'est le cas.

Je voudrais tout d'abord remercier Nicolas Alamanos ainsi que son prédécesseur Jacques Martino de m'avoir accueillie au sein du Service de Physique Nucléaire du CEA de Saclay. Je tiens également à exprimer ma reconnaissance à Bijan Saghai pour l'intérêt qu'il a toujours porté à l'avancement de mon travail. Je remercie évidemment Abdel-Mjid Nourreddine d'avoir accepté d'être mon directeur de thèse de l'université de Strasbourg pour la dernière année ainsi que Wolfram Korten qui m'a encadrée durant ces trois années passées au CEA. Je le remercie particulièrement de m'avoir permis de participer et d'analyser des expériences de grande qualité. Ses très larges compétences m'ont été d'une aide précieuse.

Un grand merci à tous les membres du jury, en particulier aux rapporteurs Philippe Dessagne, Geirr Sletten et Yorik Blumenfeld ainsi qu'au président Marek Lewitowicz. Merci également à Olivier Sorlin que j'ai toujours eu beaucoup de plaisir à rencontrer en conférences et en expériences.

Je voudrais maintenant exprimer ma profonde gratitude à mon collègue et ami Yves Le Coz. Ses qualités de pédagogue et ses connaissances m'auront été utiles quotidiennement. Mais plus que tout, j'ai adoré travailler avec lui à Saclay ainsi qu'en expérience notamment pour sa bonne humeur et son dynamisme! Je suis également très reconnaissante à Christophe Theisen pour sa formidable disponibilité lors de ces trois années. Sa rapidité à résoudre la plupart de mes problèmes m'a toujours épâtée. Je remercie aussi Maurycy Rejmund qui m'a beaucoup appris lors de mes débuts. Merci également à Karl Hauschild, Andreas Goergen et Jon Wilson.

J'ai également une pensée pour toutes les personnes du GANIL avec lesquelles j'ai travaillé lors de nos différentes expériences ; leur disponibilité et leur sympathie ont toujours rendu nos séjours à Caen plus agréables. Je pense tout particulièrement à Jean-Marc Casandjian, à François De Oliveira...

Un grand merci également à Danièle Coret et Isabelle Richard pour leur disponibilité et leur bonne humeur.

Je tiens à remercier sincèrement Alexia Hürstel pour son aide et ses précieux conseils. Notre amitié et notre connivence auront été un soutien très important. La présence de Gaëlle Aerts a également été essentielle pour moi ; notre grande complicité m'a toujours aidée à traverser les bons et les moins bons moments. Merci aussi à Audrey Chatillon pour ses précieuses qualités, en particulier son sourire et sa bonne humeur quotidienne. J'ai également été ravie de partager les derniers mois de ma thèse avec Emmanuel Clément et je lui souhaite de toujours conserver son humour intact. Un grand merci au groupe "neutron" et plus particulièrement à Franck Gunsing et Julien Pancin pour leur sympathie et leurs qualités humaines. Je n'oublie bien évidemment pas Pascal Oswald que je remercie sincèrement pour le soutien constant qu'il m'a toujours apporté. Merci donc à mon "coach" pour mes années de thèse et l'après-thèse! Je tiens également à remercier mon tuteur, Antoine Drouart, toujours très intéressé par l'avancement de mon travail et par le moral du jour! Merci également aux thésards que j'ai rencontrés et en particulier Yann, Eric, Ludyvine, Carmen, Beatriz, Antonin, Iolanda, Orianna...

Je voudrais maintenant témoigner ma profonde gratitude à mes parents sans qui je ne serais jamais parvenue jusqu'ici. Ils m'ont toujours encouragée et donné les moyens de réussir. Pour tout cela, je leur en suis très reconnaissante. Je remercie également ma soeur, Florence, et sa grande famille qui ont cru en moi malgré ma fâcheuse habitude de tout faire au dernier moment! Je tiens aussi à remercier particulièrement Jérémy pour m'avoir soutenue et surtout supportée pendant notamment les mois difficiles de rédaction. Je reconnais que la tâche a dû être rude; alors pour cela, merci encore.

Enfin, je n'oublie pas tous mes amis dont les mots d'encouragements m'ont toujours beaucoup touchée. En particulier, un grand merci à Anne-Cécile, Cécile, Elsa et tous les autres.

A la mémoire de Jean-Pierre Vivien,
mon premier directeur de l'université de Strasbourg

Cette thèse est dédiée à ma famille,
en particulier à ma grand-mère.

Table des Matières

Introduction	1
1 La problématique des noyaux de krypton légers	3
1.1 La région des noyaux de krypton légers	3
1.1.1 Paramétrisation de la déformation nucléaire	3
1.1.2 Coexistence de forme	5
1.2 Prédictions théoriques	7
1.2.1 Généralités sur les modèles de structure nucléaire	7
1.2.2 Calculs Woods-Saxon	8
1.2.3 Méthodes de type Hartree-Fock	10
1.3 Les connaissances expérimentales actuelles	16
1.3.1 Structures rotationnelles	17
1.3.2 Les états 0^+ excités	20
1.3.3 Décroissance β et déformation des états fondamentaux	22
1.4 Motivations	23
1.4.1 Systématique des états 0^+ excités	23
1.4.2 Mesure de la forme des isotopes de krypton légers	25
I La spectroscopie isomérique des kryptons légers	27
2 Dispositif expérimental et analyse des données	29
2.1 Production des noyaux exotiques	29
2.1.1 Mécanismes de réaction	29
2.1.2 Fragmentation du projectile au GANIL	30
2.2 Séparation et identification des noyaux	32
2.2.1 Séparation des noyaux par le spectromètre LISE3	32
2.2.2 Implantation des noyaux	34
2.2.3 Identification des noyaux au plan focal	36

2.3	La spectroscopie au plan focal	39
2.3.1	La détection des électrons	40
2.3.2	La détection des rayonnements γ	44
2.4	L'électronique et l'acquisition	46
2.4.1	Schéma global de l'électronique	46
2.4.2	Déclenchement de l'expérience	48
2.5	Spectre non conditionné	48
3	Résultats expérimentaux	51
3.1	Résultats de la spectroscopie isomérique du ^{74}Kr	51
3.1.1	Spectres électron	51
3.1.2	Spectres germanium	53
3.1.3	Mesure du temps de vie de l'état 0^+ excité	56
3.1.4	Rapport d'embranchement, isomérique et force de transition $\rho^2(E0)$	58
3.2	Résultats de la spectroscopie isomérique du ^{72}Kr	62
3.2.1	Spectres électron	63
3.2.2	Spectres germanium	64
3.2.3	Mesure du temps de vie de l'état 0^+ excité	64
3.2.4	Rapport isomérique et force de transition $\rho^2(E0)$	65
4	Discussion	67
4.1	Mélange de configuration dans les états 0^+	67
4.1.1	Extrapolation des états non perturbés	67
4.1.2	Calcul du mélange à deux niveaux	70
4.2	La force de transition $\rho^2(E0)$: expérience et théorie	73
4.3	Conclusions et limites de la spectroscopie isomérique	76
II	L'excitation coulombienne du ^{76}Kr	79
5	Méthode et dispositif expérimental	81
5.1	Introduction à l'excitation coulombienne du ^{76}Kr	81
5.1.1	Barrière coulombienne et énergies de faisceau	81
5.1.2	Cinématique de la réaction	83
5.1.3	Section efficace d'excitation coulombienne	86
5.2	Le faisceau radioactif de ^{76}Kr délivré par SPIRAL	89
5.2.1	Fonctionnement du dispositif SPIRAL	89

5.2.2	Les caractéristiques du faisceau et des cibles	91
5.3	La détection des particules : le détecteur silicium	91
5.3.1	Description du détecteur	91
5.3.2	Géométrie	93
5.4	La détection des rayonnements γ : EXOGAM	94
5.4.1	Les détecteurs clovers EXOGAM	94
5.4.2	Géométrie	95
5.5	Electronique et acquisition	95
5.5.1	Le système EXOGAM	96
5.5.2	Le détecteur silicium, détecteur additionnel	98
5.5.3	Déclenchement de l'expérience	99
6	Analyse des données et résultats	101
6.1	Spectres germanium	101
6.1.1	Traitement de l'énergie	101
6.1.2	Efficacité germanium	103
6.1.3	Radioactivité due au faisceau	104
6.2	Spectres silicium	105
6.2.1	Spectres en énergie des couronnes	107
6.2.2	Spectres en énergie des secteurs	108
6.2.3	Sélection du projectile et du noyau cible	109
6.2.4	Efficacité silicium	109
6.3	Correction Doppler	114
6.3.1	Calcul du décalage Doppler	115
6.3.2	Détermination des angles pour la correction	116
6.4	Spectres et intensités γ	116
6.4.1	Excitation coulombienne sur une cible de ^{208}Pb	117
6.4.2	Excitation coulombienne sur une cible de ^{48}Ti	121
7	Collectivité et forme du ^{76}Kr	125
7.1	Principes de l'excitation coulombienne	125
7.1.1	Eléments de matrice quadrupolaires	125
7.1.2	Section efficace d'excitation coulombienne	127
7.2	Le code d'excitation coulombienne, GOSIA	130
7.2.1	Principe du code	130
7.2.2	Les entrées du code	132
7.3	Résultats sur les éléments de matrice	134

Conclusion	137
Annexes	139
Bibliographie	145

Introduction

La détermination de la forme nucléaire fournit des informations sur la structure interne du noyau. En effet, le nombre et la répartition de ses constituants, les nucléons, favorisent certaines formes. Ce comportement résulte des propriétés microscopiques liées à la structure en couches des protons et des neutrons. Certains nombres de nucléons appelés “magiques” (8, 20, 28, 50, 82...) confèrent au noyau une importante stabilité pour une forme sphérique. Pour des nombres de nucléons différents, la configuration d'équilibre des noyaux ne correspond plus à la sphère mais à des formes variées telles que celle d'un ballon de rugby, d'une soucoupe volante ou encore d'une poire. Le premier de ces exemples constitue la forme de prédilection d'un grand nombre de noyaux dans leur état fondamental.

La région des noyaux de krypton légers est d'un intérêt particulier pour la grande diversité de leurs formes : certains sont allongés, d'autres aplatis ou sphériques dans leur état d'équilibre et l'ajout ou le retrait d'un ou deux nucléons seulement peut conduire à la modification de la forme des noyaux. Ces derniers présentent également un phénomène surprenant, la coexistence de forme. En effet, les noyaux de sélénium ($Z = 34$) et de krypton ($Z = 36$) légers sont les candidats idéaux pour développer des formes différentes à des énergies proches au sein du même noyau. Des calculs théoriques prédisent que ces isotopes ont tendance à minimiser leur énergie pour des déformations allongée ou aplatie.

Expérimentalement, une caractéristique de ce phénomène pour les noyaux pairs-pairs est l'observation de deux bandes rotationnelles associées aux déformations allongée et aplatie, l'une bâtie sur l'état fondamental 0^+ , l'autre sur un état 0^+ excité à basse énergie. Des états 0^+ excités ont été observés dans les noyaux de $^{74,76,78}\text{Kr}$ à moins de 1 MeV d'énergie d'excitation. Un calcul de mélange des configurations allongée et aplatie indique que les états fondamentaux des noyaux de $^{76,78}\text{Kr}$ sont principalement allongés tandis que le mélange est maximal (50 %) dans le cas du ^{74}Kr . Par ailleurs, dans les isotopes de $^{72,74,76,78}\text{Kr}$, une bande rotationnelle, étudiée expérimentalement, a été interprétée comme correspondant à la déformation

allongée grâce à des mesures de temps de vie. Cependant, aucune mesure directe de la déformation n'a été effectuée dans ces noyaux.

Ce travail propose d'élargir les connaissances expérimentales dans cette région de masse afin de mieux appréhender le phénomène de coexistence de forme. Dans un premier temps, la recherche d'un état 0^+ excité à basse énergie dans le noyau de ^{72}Kr est d'une importance majeure. En effet, l'évolution du mélange des configurations allongée et aplatie jusqu'à la ligne $N = Z$ est primordiale pour confirmer la déformation aplatie de l'état fondamental proposée par plusieurs calculs théoriques. La signature expérimentale de l'état 0^+ excité nécessite l'observation de la transition entre les deux états 0^+ , excité et fondamental. Il résulte des considérations sur la nature et l'énergie de cette transition que l'état recherché est attendu isomérique, c'est-à-dire ayant un temps de vie d'au moins quelques ns. Par conséquent, le moyen idéal pour observer expérimentalement un tel état à basse énergie dans le ^{72}Kr est d'effectuer une spectroscopie électron isomérique. D'un autre côté, la mesure de la déformation des isotopes de krypton est indispensable pour confirmer les interprétations des schémas de niveaux actuels. Cette information nécessite de mesurer le moment quadrupolaire, uniquement accessible pour les états excités par excitation coulombienne, c'est-à-dire par diffusion induite par le champ électromagnétique des noyaux. Pour réaliser une telle mesure pour des noyaux instables, il a fallu attendre le développement d'installations délivrant des faisceaux radioactifs à quelques MeV par nucléon comme le dispositif SPIRAL (Système de Production d'Ions Radioactifs avec Accélération en Ligne) au GANIL (Grand Accélérateur National d'Ions Lourds).

La première partie de ce travail propose un inventaire des différents calculs théoriques élaborés dans la région des noyaux de krypton légers ainsi que des résultats expérimentaux connus. Une seconde partie traite de la spectroscopie isomérique électron et γ des noyaux de $^{72,74}\text{Kr}$ après fragmentation du projectile auprès du séparateur magnétique LISE3 au laboratoire du GANIL. Enfin l'excitation coulombienne du faisceau radioactif de ^{76}Kr délivré par le dispositif SPIRAL au GANIL est présentée dans la troisième partie.

Chapitre 1

La problématique des noyaux de krypton légers

1.1 La région des noyaux de krypton légers

Différents modèles théoriques prédisent les caractéristiques des noyaux de krypton légers (cf. §1.2). Pour introduire les motivations de ce travail, quelques notions sur la déformation nucléaire ainsi que sur le modèle en couches déformées dit de Nilsson sont présentées ici brièvement. La description plus générale de quelques modèles théoriques et de leurs prédictions fait l'objet du paragraphe suivant. Enfin, les connaissances expérimentales actuelles seront exposées.

1.1.1 Paramétrisation de la déformation nucléaire

Comme nous l'avons évoqué dans l'introduction, la grande majorité des noyaux connus sont déformés, c'est-à-dire que leur distribution de masse est non sphérique. La surface d'un noyau sphéroïdal peut être paramétrisée dans le référentiel du laboratoire en terme d'harmoniques sphériques, $Y_{\lambda\mu}(\theta, \phi)$ [1] :

$$R(\theta, \phi) = R_0 \left(1 + \sum_{\lambda=0}^{\infty} \sum_{\mu=-\lambda}^{\lambda} \alpha_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu}(\theta, \phi) \right) \quad (1.1)$$

où R_0 est le rayon d'une sphère de même volume. Le terme $\lambda = 0$ décrit les variations de volume, $\lambda = 1$ la translation du système; les termes $\lambda = 2$ représentent une déformation quadrupolaire, $\lambda = 3$ une déformation octupolaire correspondant par exemple à un noyau en forme de poire.

Les déformations quadrupolaires $\lambda = 2$ sont les plus fréquentes ; dans un tel cas, les cinq paramètres de déformation quadrupolaires, $\alpha_{\lambda\mu}$ se réduisent à deux paramètres indépendants pour des raisons de symétrie. Ces derniers s'expriment

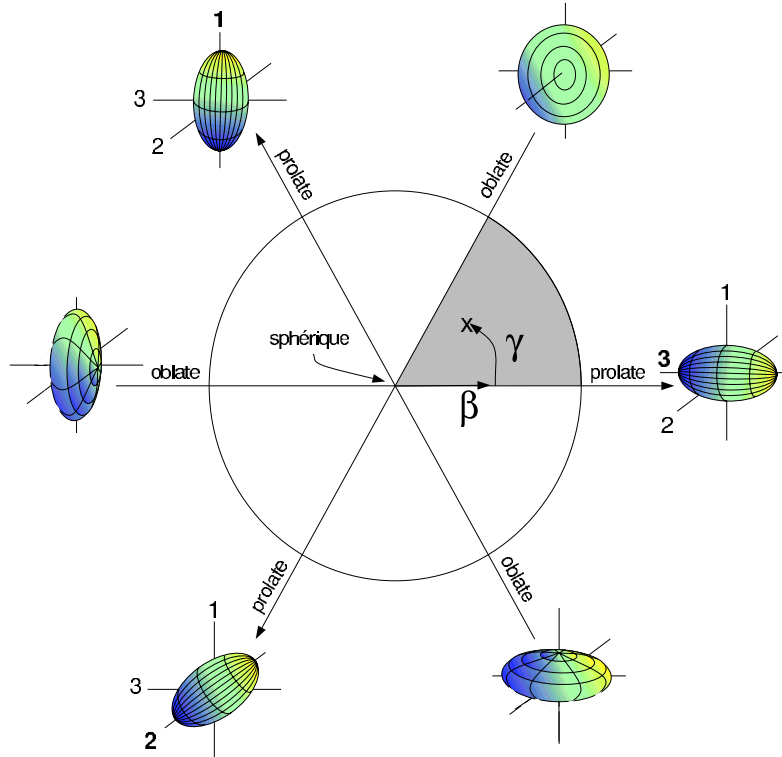


Figure 1.1 : Déformations nucléaires dans le plan (β, γ) .

suivant les conventions de Hill et Wheeler [2] :

$$\begin{aligned} \alpha_{20} &= \beta \cos \gamma \\ \alpha_{22} = \alpha_{2-2} &= \frac{1}{\sqrt{2}} \beta \sin \gamma \end{aligned} \quad (1.2)$$

β est appelé paramètre de déformation axiale et γ paramètre de triaxialité. Les noyaux de forme allongée ou prolate correspondent à un paramètre $\gamma = 0^\circ, 120^\circ$ ou 240° tandis que les noyaux de forme aplatie ou oblate sont associés à un paramètre $\gamma = 60^\circ, 180^\circ$ ou 300° . Si γ n'est pas un multiple de 60° , la forme est alors triaxiale. Le secteur $0^\circ < \gamma < 60^\circ$ est suffisant pour décrire la forme du noyau; les autres secteurs correspondent en effet à d'autres orientations des axes (cf. fig. (1.1)).

1.1.2 Coexistence de forme

Une première approche du phénomène de coexistence de forme peut être abordée à travers un modèle très général tel que le modèle de Nilsson prédisant les déformations privilégiées dans la région des noyaux de krypton légers.

Le modèle en couches déformées de Nilsson utilise un potentiel d'oscillateur harmonique anisotrope à symétrie cylindrique ainsi que des termes correctifs permettant de décrire le potentiel du noyau. La résolution de l'équation de Schrödinger pour les nucléons du noyau permet d'obtenir les énergies des états de particules. La figure (1.3) représente le schéma de Nilsson, appelé aussi le diagramme des énergies des états de particules, correspondant aux noyaux ayant des nombres de protons et de neutrons inférieurs à 50. Les orbitales selon lesquelles les nucléons s'arrangent sont représentées en fonction du paramètre de déformation ϵ lié au paramètre β , suivant la relation $\epsilon \sim 0.95\beta$ [3]. Les symétries du potentiel de Nilsson sont à l'origine des bons nombres quantiques $\Omega^\pi[N n_z \Lambda]$ (cf. fig. (1.2)) utilisés pour décrire les orbitales :

- N est la couche majeure de l'oscillateur harmonique.
- n_z est le nombre quantique principal sur l'axe de symétrie.
- Λ est la projection du moment angulaire orbital \vec{l} sur l'axe de symétrie.
- Ω est la projection du moment angulaire total \vec{j} sur l'axe de symétrie.
- π est la parité de l'état définie par l'expression $(-1)^N$.

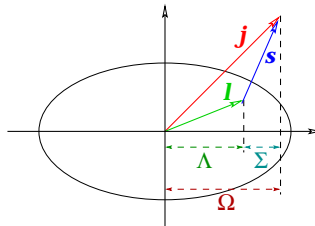


Figure 1.2 : Schéma du couplage du moment angulaire, $\vec{j} = \vec{l} + \vec{s}$, d'une particule. Les projections de \vec{j} , \vec{l} et \vec{s} sur l'axe de symétrie sont respectivement Ω , Λ et Σ .

Un noyau tend à se placer dans la configuration qui minimise son énergie totale. Pour cet arrangement de particules, le noyau est d'autant plus stable s'il existe un "gap" d'énergie ; en effet, une énergie importante est alors nécessaire pour le faire changer de configuration. Comme le montre la figure (1.3), un noyau minimise son énergie à une déformation nulle pour un nombre magique (20, 28, 50, 82...) de protons ou de neutrons. Par contre, si le nombre de nucléons est différent, la densité d'états à déformation nulle peut être élevée et l'énergie potentielle peut être

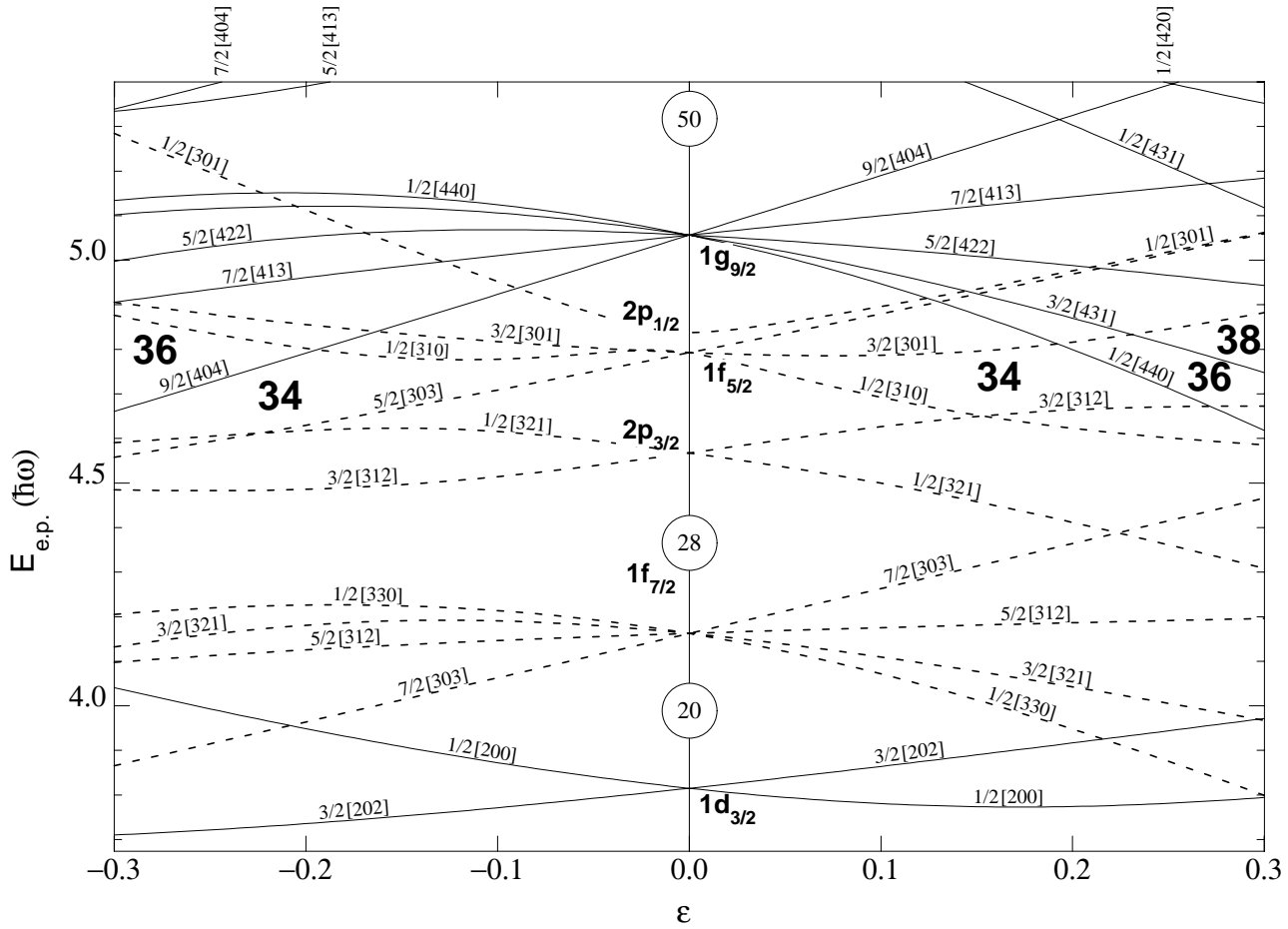


Figure 1.3 : Schéma de Nilsson pour un noyau contenant des nombres de protons et de neutrons compris entre 14 et 50.

minimale pour un paramètre ϵ différent de zéro. Une orbitale correspondant à un moment angulaire j minimise son énergie pour une valeur faible de Ω du côté des déformations prolates tandis que pour un noyau oblate, l'état de particule avec une grande valeur de Ω est plus lié (cf. fig. (1.3)).

Ainsi, pour des nombres de nucléons égaux à 34 ou 36, des “gaps” en énergie stabilisent le noyau pour des déformations oblates. En particulier, l'orbitale issue de la couche $g_{9/2}$, responsable du “gap” pour 36 nucléons, possède une valeur de Ω maximale ($9/2$). Du côté des déformations prolates, des “gaps” en énergie sont également présents pour des nombres de nucléons égaux à 34, 36 ou 38 (40 et 42 ne sont pas visibles sur la figure (1.3)). La stabilisation des noyaux de 36 ou 38 protons ou neutrons pour des déformations prolates est liée aux orbitales descendantes de faible Ω de la couche $g_{9/2}$.

Ainsi, un modèle aussi général que celui de Nilsson indique que pour des nombres

de protons et de neutrons égaux à 34, 36 ou 38 (40 et 42), un noyau peut minimiser son énergie à la fois pour des déformations prolates et oblates. Les noyaux pairs de krypton légers, composés de 36 protons et d'un nombre de neutrons compris entre 36 et 42, semblent alors des candidats idéaux pour présenter une coexistence de forme. Leur étude apporte des connaissances supplémentaires sur les déformations nucléaires prolates et oblates ainsi que sur le phénomène de coexistence de forme.

De plus, il est à noter que les déformations prolates sont beaucoup plus fréquentes que les formes oblates parmi l'ensemble des noyaux connus. Ce comportement général est lié à la fois à des effets macroscopiques et microscopiques. Il s'avère toutefois que l'observation de noyaux présentant des formes aplaties est primordiale pour comprendre l'origine de la déformation nucléaire et ses liens avec la structure interne des noyaux.

Des calculs plus élaborés, présentés dans le paragraphe suivant, prédisent également que ces noyaux présentent un phénomène de coexistence de forme ; les informations obtenues sont plus précises et concernent l'énergie potentielle des noyaux et de leurs états excités.

1.2 Prédiction théoriques

1.2.1 Généralités sur les modèles de structure nucléaire

Pour décrire le comportement et les propriétés d'un noyau constitué de A nucléons, il est indispensable de déterminer l'énergie, E , et la fonction d'onde totale, Ψ . Etant donné que l'énergie cinétique des nucléons dans un noyau est assez faible [1], on peut utiliser une équation non relativiste, l'équation de Schrödinger, pour décrire le système :

$$\mathcal{H}\Psi = E\Psi \quad (1.3)$$

avec \mathcal{H} le hamiltonien. Cependant, la résolution de cette équation est confrontée au problème à A corps, non résolu formellement. C'est donc la raison pour laquelle des modèles visant à simplifier le problème sont utilisés. Les modèles sont ainsi basés sur une approximation du hamiltonien décomposé en une partie cinétique et un terme d'interaction à deux corps :

$$\mathcal{H} = - \sum_{i=1}^A \frac{\hbar^2}{2m} \Delta^2 + \frac{1}{2} \sum_{i,j} v(i,j) \quad (1.4)$$

où $v(i, j)$ représente l'interaction nucléon-nucléon effective mal connue dans le milieu nucléaire. En effet, aucune théorie ne définit précisément cette interaction contrairement à l'interaction électromagnétique.

Les modèles à particules indépendantes considèrent que chaque nucléon se meut librement dans un potentiel moyen généré par tous les autres nucléons. Ce postulat est issu du libre parcours moyen important d'un nucléon dans le noyau. En effet, il résulte du principe de Pauli interdisant à deux particules identiques d'occuper le même état quantique et de la partie répulsive à courte portée de l'interaction nucléon-nucléon que le parcours moyen d'un nucléon est supérieur à la taille du noyau. Il est à noter l'analogie avec le noyau atomique, dans lequel les électrons se déplacent librement dans le potentiel central créé par le noyau. Les paramétrisations du potentiel nucléaire sont à la base du travail des théoriciens depuis de nombreuses années. Différentes approches sont possibles pour déterminer le potentiel moyen :

- Les méthodes d'approximation du champ moyen consistent à dériver ce dernier de manière auto-consistante ; il est alors déterminé à partir des interactions nucléon-nucléon phénoménologiques. La méthode de Hartree-Fock sera détaillée et des calculs utilisant les interactions effectives de Gogny et de Skyrme seront présentés pour les mêmes noyaux.

- Les calculs de modèle en couches utilisent une expression paramétrisée du champ moyen ; cette approche sera illustrée ci-après par des calculs Woods-Saxon réalisés pour les noyaux de krypton légers. Le modèle de Nilsson présenté précédemment (cf. §1.1) entre dans ce type de description du noyau.

1.2.2 Calculs Woods-Saxon

L'observation expérimentale des nombres magiques a conduit à la création d'un modèle en couches où les nucléons décrivent des orbites, comme les électrons autour du noyau. Ce modèle utilise un potentiel se décomposant en un terme de potentiel central et un terme spin-orbite ($\vec{l} \cdot \vec{s}$) qui tient compte de la nature quantique du nucléon. Un potentiel central réaliste a été paramétrisé en 1954 par R. Woods et D. Saxon selon la forme suivante [4] :

$$V_{central}(r) = \frac{V_0}{1 + e^{\frac{r-R}{a}}} \quad (1.5)$$

où R est le rayon du noyau et a est le paramètre de diffusivité. Les valeurs typiques des paramètres sont $V_0 \sim -50$ MeV, $R \sim 1.1 A^{1/3}$ fm et $a \sim 0.5$ fm [1]. Ce potentiel

modélise correctement la surface diffuse du potentiel nucléaire sphérique contrairement au puits carré.

Le terme spin-orbite s'écrit :

$$V_{s.o.}(r) = f(r)\vec{l} \cdot \vec{s} \quad (1.6)$$

avec \vec{l} le moment angulaire orbital et \vec{s} le spin (cf. fig. (1.2)).

La présence des deux termes précédents dans le potentiel permet de reproduire la séquence des nombres magiques observés expérimentalement. Cependant, cette modélisation s'applique aux noyaux sphériques.

Dans le cas de noyaux déformés, un potentiel plus adapté est celui de Woods-Saxon déformé [5] :

$$V_{central}(\vec{r}, \beta) = \frac{V_0}{1 + e^{\frac{dist_{\Sigma}(\vec{r}, \beta)}{a}}} \quad (1.7)$$

où $dist_{\Sigma}(\vec{r}, \beta)$ est la distance d'un point de coordonnées \vec{r} à la surface nucléaire, Σ et β correspond au paramètre de déformation associé à la surface Σ . Le potentiel de spin-orbite s'exprime selon le même principe. Les calculs de type Woods-Saxon déformé décrits dans la référence [5] utilisent les paramètres $V_0 = -49.6$ MeV, $R \sim 1.32 A^{1/3}$ fm et $a = 0.7$ fm et ont permis de déterminer les surfaces d'énergie des noyaux de krypton, strontium et zirconium. La figure (1.4) représente ces surfaces d'énergie pour les noyaux de $^{78,76}\text{Kr}$ dans le plan (β, γ) .

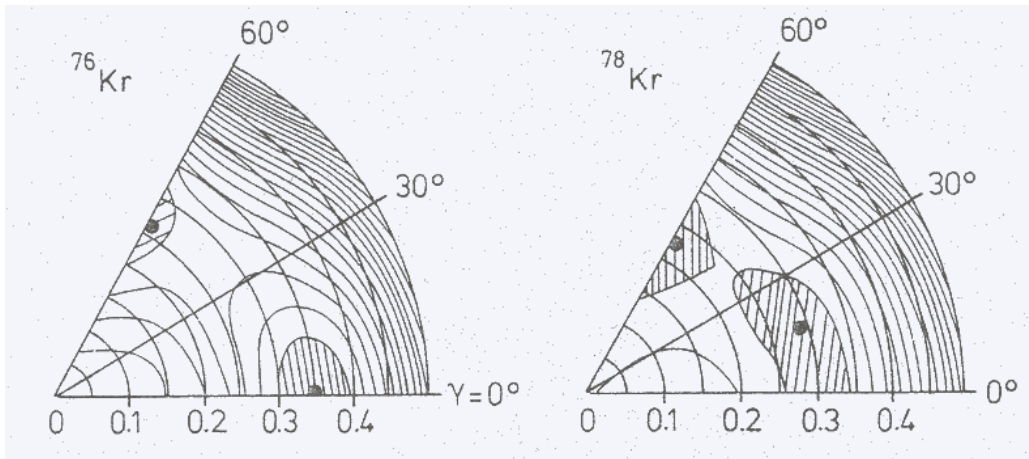


Figure 1.4 : Energies de surface totales obtenues avec un potentiel de Woods-Saxon incluant les appariements pour les noyaux de $^{76,78}\text{Kr}$ [6]. Elles sont représentées dans le plan (β, γ) . Les points noirs indiquent les minima de l'énergie.

Pour les deux noyaux, deux minima en énergie apparaissent clairement ; l'un

situé sur l'axe $\gamma = 0^0$ correspond à une forme allongée ; l'autre situé sur l'axe $\gamma = 60^0$ décrit une forme aplatie. Ces calculs prédisent pour la chaîne isotopique des noyaux de krypton pairs ($36 < N < 42$) une déformation prolata comprise entre 0.37 et 0.30 et une déformation oblate comprise entre -0.31 et -0.25 quand on ajoute des neutrons. Ces valeurs très élevées confirment la localisation des "gaps" en énergie présents dans le diagramme de Nilsson (cf. fig.(1.3)). De plus, le scénario d'une coexistence entre les formes allongée et aplatie dans cette région est à nouveau compatible avec ces calculs.

1.2.3 Méthodes de type Hartree-Fock

La théorie de Hartree-Fock (HF) est une approche variationnelle qui consiste à introduire une interaction effective entre les nucléons. Le champ moyen est alors déduit de cette interaction. La fonction d'onde de l'état fondamental Ψ_{HF} d'un noyau composé de A nucléons a la forme d'un déterminant de Slater qui s'écrit comme le produit antisymétrisé de A fonctions d'onde individuelles ϕ_{α_i} :

$$\Psi_{HF}(x_1, x_2, \dots, x_A) = \det[\phi_{\alpha_1}(x_1)\phi_{\alpha_2}(x_2)\dots\phi_{\alpha_A}(x_A)], \quad (1.8)$$

où x_i représente les variables d'espace, de spin et d'isospin du nucléon et α_i les nombres quantiques associés aux orbitales.

Le principe variationnel consiste à minimiser l'énergie totale du noyau par rapport aux fonctions d'onde individuelles avec la contrainte que celles-ci soient orthonormées :

$$E = \frac{\langle \Psi_{HF} | \mathcal{H} | \Psi_{HF} \rangle}{\langle \Psi_{HF} | \Psi_{HF} \rangle}. \quad (1.9)$$

Les orbitales ϕ_{α_i} sont fournies par la résolution des A équations de Hartree-Fock couplées résultant de cette minimisation. La non-linéarité de ces équations est à l'origine de la méthode auto-consistante utilisée : le champ moyen est construit à partir des états individuels et ces derniers sont les états propres du champ moyen. Le calcul est alors nécessairement itératif.

La méthode de Hartree-Fock fournit des résultats satisfaisants pour les noyaux sphériques magiques mais ses limites sont atteintes dès qu'on s'éloigne des nombres magiques. En effet, une composante indispensable de l'interaction concerne les corrélations d'appariement qui agissent sur deux nucléons de même nature et de spin opposé en créant une énergie de liaison entre eux. L'effet de ces corrélations est de générer des paires de nucléons corrélées au sein du noyau. La théorie de

Hartree-Fock-Bogolyubov (HFB) est ainsi fondée sur une fonction d'onde de paires indépendantes. Ces dernières sont traitées dans le formalisme des quasi-particules et des opérateurs de création et d'annihilation de particules. De la même manière que dans la théorie HF, la minimisation de l'énergie du noyau permet d'obtenir les fonctions d'onde.

Pour que les méthodes HF ou HFB s'étendent à la description des noyaux déformés, on ajoute au hamiltonien des champs de contraintes extérieurs \mathcal{Q}_i sous la forme [7] :

$$\mathcal{H} - \lambda_1 \cdot \mathcal{Q}_1 - \lambda_2 \cdot \mathcal{Q}_2 \dots \quad (1.10)$$

Les degrés d'allongement et de triaxialité, donnés par les valeurs moyennes des opérateurs de contraintes \mathcal{Q}_{20} et \mathcal{Q}_{22} , s'expriment en fonction des paramètres de déformation axiale et triaxiale, β et γ , définis au chapitre 1.1 :

$$\begin{aligned} q_{20} &= \langle \Psi_{HFB} | \mathcal{Q}_{20} | \Psi_{HFB} \rangle = \sqrt{5/\pi} A \langle r^2 \rangle \beta \cos\gamma \\ q_{22} &= \langle \Psi_{HFB} | \mathcal{Q}_{22} | \Psi_{HFB} \rangle = \sqrt{5/(2\pi)} A \langle r^2 \rangle \beta \sin\gamma, \end{aligned} \quad (1.11)$$

avec A le nombre de masse et $\langle r^2 \rangle$ le rayon carré moyen du noyau.

La surface d'énergie potentielle de ce dernier peut alors être obtenue par la minimisation de la quantité suivante par rapport au vide de quasi-particules, ϕ_q :

$$\langle \phi_q | \mathcal{H} - \lambda_0 \mathcal{Q}_{20} - \lambda_2 \mathcal{Q}_{22} | \phi_q \rangle, \quad (1.12)$$

Une telle surface fournit des informations importantes sur le comportement général du noyau par rapport à la déformation ainsi que sur la structure de l'état fondamental.

Les interactions effectives phénoménologiques utilisées sont déterminées entre autres à partir de données sur la matière nucléaire, les masses des noyaux sphériques, le rayon de certains noyaux ainsi que l'écart spin-orbite. Elles peuvent être de deux types :

- de portée finie autorisant le traitement des corrélations d'appariement (force de Gogny [8]),
- de portée nulle et dépendant des impulsions, complétée d'une force d'appariement de portée nulle (force de Skyrme [9]).

- Calculs HFB utilisant l'interaction effective de Gogny

Les surfaces d'énergie potentielle ont été calculées par M. Girod [10] avec la méthode HFB et l'interaction effective D1S de Gogny pour les noyaux de $^{72,74}\text{Kr}$.

Elles sont représentées sur la figure (1.5) dans le plan (β, γ) ainsi que leur projection pour des déformations axiales. Cependant, pour comparer aux résultats expérimentaux, les surfaces d'énergie potentielle ne sont pas suffisantes et la position des états excités est très utile.

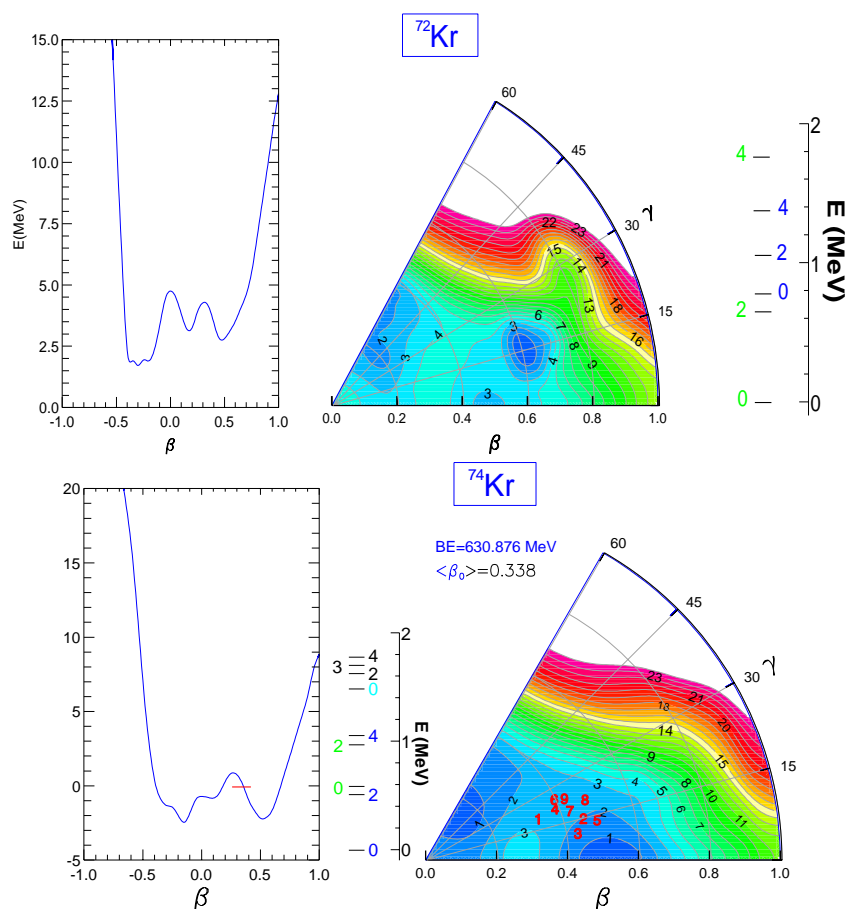


Figure 1.5 : Surfaces d'énergie potentielle dans le plan (β, γ) calculées avec la méthode HFB et l'interaction effective D1S de Gogny pour les noyaux de $^{72,74}\text{Kr}$ [10]. La projection de l'énergie pour les déformations axiales est présentée à gauche. Les énergies des états excités ont également été déterminées (en bleu, les états situés dans le puits prolate et en vert ceux correspondant au minimum oblate).

La résolution du hamiltonien de Bohr à cinq dimensions est alors utilisée pour calculer les états collectifs excités correspondant aux surfaces (β, γ) . Son expression

se décompose en trois termes [11]:

$$\mathcal{H} = V(\beta_0, \beta_2) + \left[\sum_{i=1}^3 \frac{\mathcal{J}_i^2}{2I_i} + \frac{1}{2}(B_{00}\dot{\beta}_0^2 + 2B_{02}\dot{\beta}_0\dot{\beta}_2 + B_{22}\dot{\beta}_2^2) \right] \quad (1.13)$$

avec $\beta_0 = \beta \cos\gamma$ et $\beta_2 = \beta \sin\gamma$ et $\dot{\beta}_i$ la dérivée de la variable β_i par rapport au temps. \mathcal{J}_i sont les trois moments d'inertie principaux relatifs aux trois axes intrinsèques, I_i les trois composantes du moment angulaire sur ces mêmes axes et $B_{\mu\nu}$ les masses collectives. Le premier terme correspond à l'énergie potentielle construite à partir de la surface (β, γ) ; le second concerne l'énergie cinétique rotationnelle et le troisième l'énergie cinétique vibrationnelle. La résolution numérique de l'équation de Schrödinger fournit alors l'énergie de tous les états collectifs et leur fonction d'onde associée.

Pour le noyau de ^{72}Kr , trois minima en énergie sont clairement visibles (cf. fig. (1.5)), l'un correspondant à la déformation allongée, le second à une forme aplatie et le troisième à une forme triaxiale. Le puits le plus profond est situé du côté des déformations oblate. Par conséquent, l'état fondamental prédit est situé dans le puits oblate et une bande rotationnelle associée à cette forme est bâtie au-dessus. Dans le puits prolate, une bande rotationnelle construite sur un état 0^+ excité a été calculée. La différence en énergie entre ces deux états 0^+ est déterminée à 800 keV environ.

Pour le noyau de ^{74}Kr , deux minima en énergie sont obtenus par les calculs HFB ; le plus profond correspondant dans ce cas à la déformation prolate et le second à la déformation oblate. Les prédictions sont alors inversées par rapport au noyau de ^{72}Kr puisque l'état fondamental est maintenant localisé dans le puits prolate et un état 0^+ excité à 600 keV est situé dans le minimum oblate. Ces deux états 0^+ sont les têtes de bandes rotationnelles associées aux déformations allongée et aplatie.

En conclusion, ces calculs prédisent également un phénomène de coexistence de forme dans les noyaux de $^{72,74}\text{Kr}$ entre les formes prolate et oblate. La détermination de la séquence des états indique une inversion de situation entre les deux noyaux : en effet, le noyau de ^{72}Kr serait aplati dans son état fondamental tandis que celui de ^{74}Kr serait allongé.

- Calculs HF+BCS utilisant l'interaction effective de Skyrme

Les calculs présentés ici utilisent la théorie BCS (Bardeen-Cooper-Schieffer) pour traiter les corrélations d'appariement. Par analogie aux supra-conducteurs, la notion de paires de nucléons corrélés indépendantes est introduite de la même façon que

dans la théorie HFB. L'application du principe variationnel fournit les énergies et les fonctions d'onde des quasi-particules. La théorie HFB permet cependant de reproduire plus correctement le comportement des noyaux impairs que la théorie BCS.

Des calculs très élaborés HF+BCS utilisant l'interaction effective de Skyrme SLy6 et une force d'appariement de portée nulle ont été réalisés pour les isotopes de krypton légers par M. Bender *et al.* [12] et ceux concernant les noyaux de $^{72,74}\text{Kr}$ sont présentés sur la figure (1.6). La prescription de Lipkin-Nogami a été appliquée pour projeter de façon approchée la fonction d'onde totale sur le bon nombre de particules du noyau et obtenir la courbe d'énergie potentielle en fonction du moment quadrupolaire.

Le calcul de la position des états excités utilise la méthode du mélange des configurations GCM (Generator Coordinate Method). Cette dernière consiste à mélanger les configurations $|\Phi(q) \rangle$ correspondant à la courbe d'énergie potentielle issue du calcul HF+BCS [13]. Les nouvelles fonctions d'onde du système s'expriment alors [14] :

$$|\Psi_k \rangle = \int dq_{20} f_k(q_{20}) |\Phi(q_{20}) \rangle, \quad (1.14)$$

avec $|\Phi(q_{20}) \rangle$ les fonctions d'onde HF+BCS, f_k les fonctions de poids et q_{20} le moment quadrupolaire. L'application du principe variationnel conduit alors à l'équation de Hill et Wheeler suivante :

$$\int [\langle \Phi(q_{20}) | \mathcal{H} | \Phi(q'_{20}) \rangle - E_k \langle \Phi(q_{20}) | \Phi(q'_{20}) \rangle] f_k(q'_{20}) dq'_{20} = 0. \quad (1.15)$$

Cette diagonalisation fournit ainsi les coefficients $f_k(q_{20})$ et les fonctions d'onde collectives finales sont des combinaisons linéaires des $|\Phi(q_{20}) \rangle$. La figure (1.6) représente les états de spin 0, 2, 4 et 6 de plus basse énergie dans les noyaux de $^{72,74}\text{Kr}$.

Comme le montre la figure (1.6), l'énergie potentielle du noyau de ^{72}Kr présente deux minima ; un étroit correspondant aux déformations oblate et un second large situé du côté des déformations prolate. L'état fondamental est prédit dans le puits oblate à une déformation $\beta = -0.2$. La bande rotationnelle bâtie sur cet état serait yrast jusqu'au spin 4. Un avantage considérable de cette technique de calcul est de connaître les fonctions d'onde associées aux différents états. On s'aperçoit ainsi sur la partie droite de la figure (1.6) que la fonction d'onde de l'état fondamental est principalement localisée du côté des déformations oblate tandis que celle du second état 0^+ a des composantes oblate et prolate quasiment équivalentes. Par contre, le

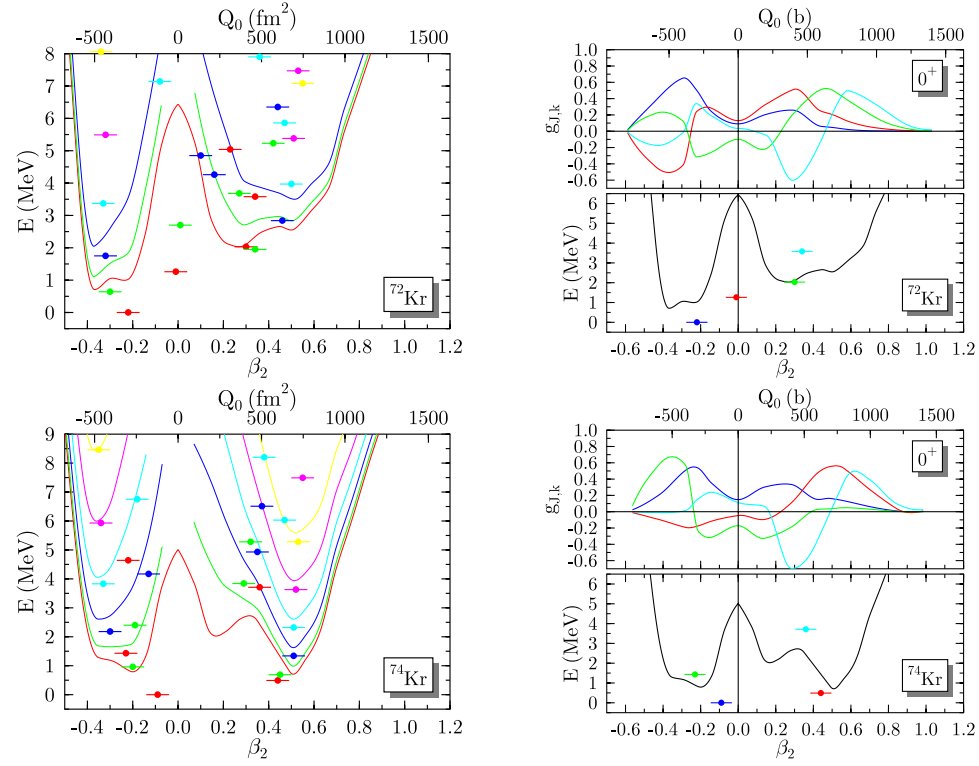


Figure 1.6 : Surfaces d'énergie potentielle pour les déformations axiales calculées avec la méthode HF+BCS et l'interaction effective de Skyrme SLy6 pour les noyaux de $^{72,74}\text{Kr}$ [12] à gauche. Chaque couleur correspond à la projection sur un moment angulaire différent (de 0 à 6). Les états excités de même moment angulaire sont également représentés. A droite, les fonctions d'onde des quatre premiers états 0^+ sont données.

second état 2^+ aurait une configuration dominante prolate ainsi que les états de plus haut spin yrast correspondant à une déformation $\beta \sim 0.4 - 0.5$.

Dans le cas du noyau de ^{74}Kr , deux minima d'environ même profondeur correspondent à une déformation prolate $\beta \sim 0.5$ et une déformation oblate $\beta = -0.2$. La fonction d'onde de l'état fondamental possède une composante oblate légèrement supérieure à la composante prolate bien qu'elle soit très étalée le long de l'axe β_2 . Par contre, la fonction d'onde du premier état 0^+ excité est très localisée du côté des déformations prolates. Les calculs fournissent pour ce dernier état une énergie d'excitation faible, inférieure à 500 keV. Enfin, la bande rotationnelle yrast correspond à la déformation allongée à partir du spin 2.

Ces calculs ont également permis de déterminer les forces de transition E0 et les

probabilités de transition E2. Ces informations sont très importantes en raison de leur grande sensibilité par rapport aux éléments de matrice correspondant. Cependant, elles nécessitent le calcul des fonctions d'onde des états impliqués ainsi qu'un traitement correct des opérateurs E2 et E0. Tous les calculs théoriques ne sont donc pas en mesure de les déterminer. Une comparaison entre ces résultats et les valeurs expérimentales est présentée dans le paragraphe 4.2.

- Calculs HFB utilisant le code Excited VAMPIR

Des calculs de type HFB ont été élaborés selon l'approche variationnelle appelée Excited Vampir par A. Petrovici *et al.* [15]. Cette méthode consiste à définir un espace construit à partir d'un ensemble d'états à une particule sphériques. Les calculs dans la région des noyaux de krypton légers utilisent un coeur de ^{40}Ca . Les orbitales actives pour les neutrons et les protons sont les suivantes : $2p_{1/2}$, $2p_{3/2}$, $1f_{5/2}$, $1f_{7/2}$, $2d_{5/2}$ et $1g_{9/2}$ (cf. fig. (1.3)). Le hamiltonien est ajusté par un calcul variationnel. Les états des noyaux de $^{72,74}\text{Kr}$ sont obtenus ainsi que leur déformation. Ces calculs prédisent à nouveau une coexistence entre les formes prolate et oblate dans ces isotopes.

Le noyau de ^{74}Kr est attendu allongé dans son état fondamental. La séquence des états de la bande rotationnelle bâtie dessus reproduit parfaitement les données expérimentales. Un état 0^+ excité à moins d'un MeV est prédit dans le puits oblate ainsi qu'une bande rotationnelle. Les calculs indiquent un mélange entre les deux états 0^+ d'environ 30% ; en effet, des états de même spin et parité proches en énergie peuvent interagir entre eux et se mélanger sous l'effet de l'interaction. Dans le cas du noyau de ^{74}Kr , les états 0^+ fondamental et excité sont des mélanges entre les deux configurations pures prolate et oblate (70%/30%). Il est à noter que les calculs prédisent que les états des deux bandes sont mélangés jusqu'au spin 6 à plus de 10%. Le cas du noyau de ^{72}Kr est différent puisque les trois premiers états des bandes rotationnelles sont mélangés à presque 50%. Les états 0^+ subissent un mélange maximal. Les états 2^+ et 4^+ yrast ont une configuration oblate dominante. Par contre, les états de plus hauts spins yrast correspondent à la déformation prolate.

Ces calculs ont également permis de déterminer les forces de transition E0 et les probabilités de transition E2. Les résultats expérimentaux concernant les forces de transition seront comparés à ces données théoriques (cf. §4.2).

1.3 Les connaissances expérimentales actuelles

1.3.1 Structures rotationnelles

Dans tous les isotopes de krypton légers, des bandes rotationnelles ont été mises en évidence lors de différentes expériences [16, 17, 18, 19]. Les schémas de niveaux partiels des isotopes de krypton légers sont présentés sur la figure (1.7). Une discussion sur les états 0^+ excités fait l'objet du paragraphe suivant.

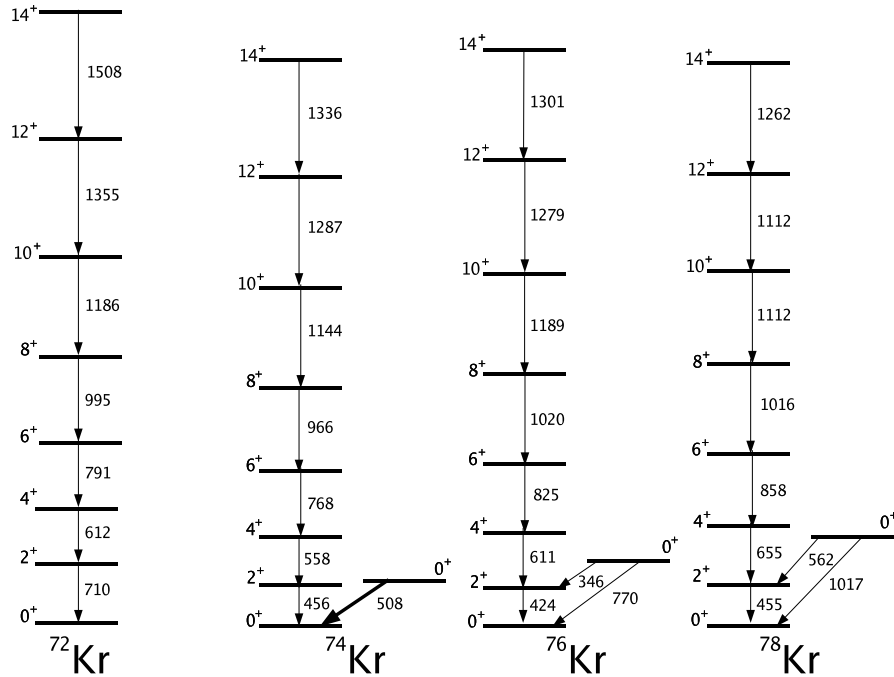


Figure 1.7 : Bandes rotationnelles bâties sur l'état fondamental dans les isotopes de krypton légers du ^{72}Kr au ^{78}Kr [16, 17, 18, 19, 20, 21, 22].

L'étude des bandes rotationnelles est importante pour obtenir des informations sur la structure ainsi que sur le phénomène de coexistence de forme à bas spin. Dans le cas d'un noyau pair-pair animé d'un mouvement de rotation pure, la séquence en énergie de ses états est donnée par [23]:

$$E(I) = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}^{(0)}} I(I+1) \quad (1.16)$$

où $\mathcal{J}^{(0)}$ est le moment d'inertie statique du noyau et I le moment angulaire. Le moment d'inertie n'est généralement pas constant pour un noyau et dépend de la fréquence de rotation, ω . Une paramétrisation du moment d'inertie peut être donnée

par Harris [24] :

$$\frac{\mathcal{J}^{(0)}}{\hbar^2} = a + b(\hbar\omega)^2 \quad (1.17)$$

Cette dépendance est liée au mouvement des nucléons dans le potentiel nucléaire tournant [23]. Les forces de Coriolis et centrifuge agissent dans le référentiel tournant et contribuent à la variation du moment d'inertie en fonction de la fréquence de rotation.

Par analogie avec la fréquence de rotation classique, on définit le quantum d'énergie, $\hbar\omega$, par :

$$\hbar\omega = \frac{dE(I)}{dI_x} \quad (1.18)$$

avec $I_x = \sqrt{I(I+1) - K^2}$ la projection du moment angulaire I sur l'axe de rotation. Pour des transitions quadrupolaires ($\Delta I = 2$), l'approximation suivante est valable pour $I \gg K$:

$$\hbar\omega \approx \frac{E_\gamma}{2} \quad (1.19)$$

Une caractéristique des bandes rotationnelles est le moment d'inertie cinématique dépendant de la dérivée au premier ordre de l'énergie par rapport à I_x . Son expression pour une bande $K = 0$ est donnée par :

$$\mathcal{J}^{(1)} = I_x \left(\frac{dE(I)}{dI_x} \right)^{-1} = \frac{I_x}{\hbar\omega} = \frac{\sqrt{I(I+1)}}{\hbar\omega} [\hbar^2 \text{MeV}^{-1}] \quad (1.20)$$

Ainsi, pour une bande rotationnelle quadrupolaire, les expressions (1.19) et (1.20) permettent pour chaque état de spin I de calculer la valeur de $\hbar\omega$ et de $\mathcal{J}^{(1)}$. La figure (1.8) représente les moments d'inertie des bandes rotationnelles des isotopes de krypton légers en fonction de $(\hbar\omega)^2$. On remarque que les moments d'inertie des bandes rotationnelles augmentent lorsque la fréquence de rotation augmente. Leur comportement est régulier pour les états de spin supérieur à 4 ou 6 environ ($(\hbar\omega)^2 > 0.07 \text{ MeV}^2$) et inférieur à 10 ou 12 ($(\hbar\omega)^2 < 0.3 - 0.45 \text{ MeV}^2$) suivant les isotopes. En effet, il suit le comportement linéaire paramétrisé par (1.17). Pour des spins supérieurs, la séquence en énergie est perturbée par l'alignement des protons de la couche $g_{9/2}$ avec la rotation [16, 25, 26, 27, 17, 28, 18, 6, 19, 29]. Par contre, la perturbation des états de bas spin peut être attribuée à une interaction avec d'autres états de même spin situés à basse énergie. Cette caractéristique, commune aux quatre isotopes, est une indication du phénomène de coexistence de forme prédit théoriquement. Néanmoins, l'observation de ces autres états de faible énergie d'excitation est indispensable pour comprendre la structure à bas spin et fait d'ailleurs l'objet du paragraphe suivant.

D'autre part, on constate que les moments d'inertie des bandes fondamentales sont très similaires pour les quatre isotopes étudiés. Par conséquent, la nature de ces bandes rotationnelles est similaire et peut être associée à une même déformation. Des mesures de temps de vie ou/et de collectivité des premiers états de la bande

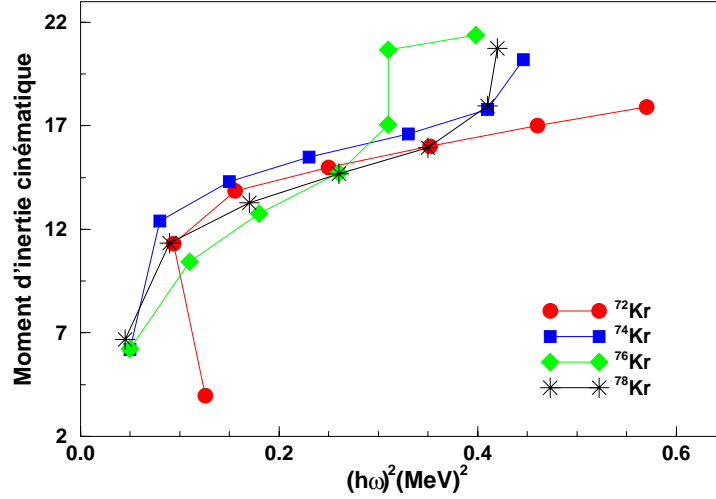


Figure 1.8 : Moments d'inertie cinématique des bandes rotationnelles des isotopes de krypton légers.

rotationnelle des isotopes de $^{74,76,78}\text{Kr}$ ont été effectuées [6, 30, 31, 32] et peuvent être utilisées pour une estimation de la déformation associée. Les valeurs des temps de vie fournissent les probabilités de transition réduite relatives aux transitions $2^+ \rightarrow 0^+$ par exemple selon la relation [33]:

$$B(E2; 2^+ \rightarrow 0^+) = \frac{56.4}{[T_{1/2} E_\gamma^5 (1 + \alpha_{tot})]} [e^2 b^2] \quad (1.21)$$

avec $T_{1/2}$ le temps de demi-vie de l'état 2^+ en ps, E_γ l'énergie de la transition en keV et α_{tot} le coefficient de conversion interne relatif à la transition.

La probabilité de transition s'exprime alors en fonction du moment quadrupolaire Q_0 , proportionnel à la déformation, pour une bande rotationnelle $K = 0$ [23] :

$$B(E2; 2^+ \rightarrow 0^+) = \frac{5}{16\pi} \langle 2020|00 \rangle^2 Q_0^2 = \frac{5}{16\pi} \langle 2020|00 \rangle^2 (ZeR_0^2\beta)^2 \quad (1.22)$$

avec Z la charge et β le paramètre de déformation axiale. Ces expressions permettent d'obtenir la valeur absolue de ce dernier mais pas de discriminer les formes

prolate des formes oblate. Les valeurs obtenues, comprises entre 0.37 et 0.41 pour les trois isotopes considérés, sont en accord avec les déformations prolate calculées par les différents modèles (cf. §1.2), les déformations oblate prédites étant en général inférieures. Ces bandes rotationnelles sont ainsi associées à la déformation prolate pour les noyaux de $^{74,76,78}\text{Kr}$. Etant donné que le moment d'inertie de la bande du noyau de ^{72}Kr est similaire à ceux des isotopes voisins (cf. fig. (1.17)), la structure rotationnelle du noyau de ^{72}Kr est également interprétée comme allongée.

1.3.2 Les états 0^+ excités

Dans les isotopes pairs de krypton légers, une caractéristique du phénomène de coexistence de forme est l'observation d'un état 0^+ excité à faible énergie. En fonction de cette dernière, l'état recherché décroît soit uniquement ou principalement vers l'état fondamental directement soit préférentiellement vers le premier état 2^+ . Il est à noter que les transitions entre deux états 0^+ sont nécessairement de multipolarité E0 ; il résulte des règles de sélection que ces transitions ne sont pas radiatives mais ont lieu uniquement par émission d'un électron du cortège électronique si l'énergie de la transition est inférieure à 1022 keV.

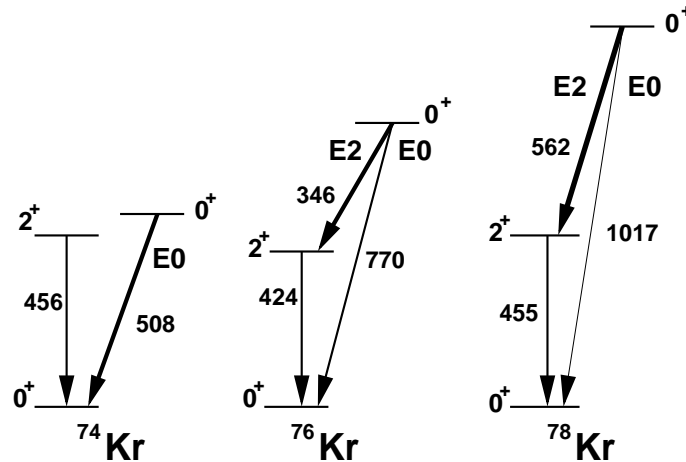


Figure 1.9 : Systématique des états 0^+ excités dans les isotopes de $^{74,76,78}\text{Kr}$ et décroissances E0 et E2 de ces états.

Les premières observations d'un état 0^+ excité à 1017 keV dans le noyau stable de ^{78}Kr ont été menées par décroissances β du ^{78}Rb par E. Nolte *et al.* [34]. La transition entre cet état 0^+ excité et le premier état 2^+ a ainsi permis l'identification

du premier ; la proposition de spin et de parité 0^+ résulte des mesures de distributions angulaires. Des informations spectroscopiques liées à cet état ont ensuite été obtenues par décroissance du noyau de ^{78}Rb également par A. Giannatiempo *et al.* [22] ; le temps de vie de l'état 0^+ excité a été déterminé (à 11(3) ps) ainsi que le rapport d'embranchement entre les transitions E2 et E0 très favorable à cette dernière. La force de transition E0 liée aux déformations des deux états 0^+ et au mélange entre les deux (cf. §4.2) est alors déduite de ces mesures expérimentales.

Un état 0^+ excité a été observé à 770 keV dans le noyau de ^{76}Kr peuplé dans la réaction de fusion-évaporation $^{66}\text{Zn}(^{12}\text{C}, 2n)$ au laboratoire national d'Oak Ridge (R.B. Piercey *et al.* [35]). Cet état a été identifié par sa décroissance E2 sur le premier état 2^+ et des mesures de distributions angulaires ont permis la détermination du spin et de la parité 0^+ . Plus récemment [21], une spectroscopie électron a permis l'observation de la transition E0 entre les états 0^+ . Le temps de vie de l'état 0^+ excité (61(9) ps) ainsi que le rapport d'embranchement entre les transitions E2 et E0 ont été mesurés. Il est à noter que la décroissance E2 est prépondérante. Les informations spectroscopiques citées précédemment permettent de déterminer la force de la transition E0.

La recherche d'états isomériques dans la région des noyaux de krypton légers par C. Chandler *et al.* [36, 37] a mis en évidence que la transition $2^+ \rightarrow 0^+$ dans le noyau de ^{74}Kr avait une composante retardée. Cela signifie que l'état 2^+ est alimenté par un état isomérique, c'est-à-dire ayant un temps de vie d'au moins quelques nanosecondes, de plus haute énergie. Cette observation ainsi que les prédictions théoriques soulevaient alors l'hypothèse qu'un état 0^+ excité devait être situé légèrement au-dessus de l'état 2^+ . Un état 0^+ excité ayant de telles caractéristiques est en effet attendu isomérique en raison des temps de vie importants associés aux décroissances E0 et E2 de faible énergie. Des spectroscopies électron isomériques ont alors été effectuées à Strasbourg [38] et à Jyväskylä [20] par réaction de fusion-évaporation $^{58}\text{Ni}(^{19}\text{F}, p2n)$ par F. Becker *et al.*. L'observation d'une transition E0 de 508 keV a été interprétée comme la présence d'un état 0^+ excité situé 52 keV au-dessus de l'état 2^+ . Cependant, dans une telle réaction de fusion-évaporation produisant le noyau de ^{74}Kr en faible quantité, aucune identification des résidus n'a été effectuée et la transition de 508 keV n'a pas pu être clairement associée au noyau d'intérêt. De plus, la décroissance E2 de 52 keV n'a pas pu être observée ; elle n'est en effet pas la composante prépondérante dans ce cas. Le temps de vie de l'état 0^+ excité a été déterminé à $20 \pm 2 \pm 7$ ns (ajustement et erreur systématique).

La position énergétique des états 0^+ excités dans les isotopes précédents permet d'effectuer un calcul de mélange à deux niveaux (cf. §4.1) et ainsi d'obtenir

le mélange des configurations prolate et oblate pour les états fondamental et excité des noyaux de $^{74,76,78}\text{Kr}$. Les résultats de ce calcul présentés dans la référence [38] indiquent que la configuration principale des états fondamentaux des noyaux de $^{76,78}\text{Kr}$ correspond à la déformation prolate. Dans le noyau de ^{74}Kr , le mélange obtenu est maximal, de l'ordre de 50%. Cette situation prédite pour le noyau de ^{72}Kr par les calculs HBF utilisant le code Excited VAMPIR [15] est déjà présente pour le noyau de ^{74}Kr . Le pourcentage de la configuration oblate augmentant du noyau de ^{78}Kr à celui de ^{74}Kr , on peut s'interroger sur son évolution jusqu'à la ligne $N = Z$.

1.3.3 Décroissance β et déformation des états fondamentaux

Le noyau de ^{78}Kr est l'isotope de krypton stable le plus léger. Les noyaux plus légers de $^{76,74,72}\text{Kr}$ sont radioactifs avec des temps de vie respectivement égaux à 14.8 heures, 11.50 minutes et 17.2 secondes. Leurs modes de décroissance sont présentés ci-dessous.

La décroissance β est un processus permettant à des noyaux instables de minimiser leur énergie en équilibrant leurs nombres de protons et de neutrons par l'intermédiaire de l'interaction faible. Les noyaux déficitaires en neutrons sont concernés par la décroissance β^+ (Eq. (1.23)) ainsi que par la capture électronique (Eq. (1.24)) :



avec A le nombre de nucléons, Z la charge. Lors de ces réactions, un proton du noyau père (${}^A_Z X$) se transforme en neutron dans le noyau fils (${}^A_{Z-1} Y$). Lors de la capture électronique, un électron des couches atomiques profondes est capturé par le noyau. Le réarrangement du cortège électronique est accompagné de l'émission d'un rayon X.

Une transition radioactive résultant de l'interaction faible se décompose en deux termes correspondant aux transitions de type Fermi et celles de type Gamow-Teller pour un spin de la paire leptonique $e - \nu$ respectivement égal à 0 et 1. Les premières fournissent des informations sur l'interaction faible tandis que les secondes permettent aussi d'étudier la structure nucléaire. En effet, l'intensité et la forme de la distribution de force Gamow-Teller sont liées à la forme de l'état fondamental du noyau père [39, 40]. C'est pourquoi les décroissances β^+ des noyaux de ^{74}Kr et de ^{72}Kr vers les noyaux de ^{74}Br et ^{72}Br ont été étudiées auprès du séparateur de masse ISOLDE au CERN par E. Poirier et al. [41].

L'étude des processus de décroissance β^+ et de capture électronique du ^{74}Kr ont permis d'obtenir la distribution de la force Gamow-Teller sur une plage en énergie importante. Il résulte de la comparaison à des calculs de champ moyen que l'état fondamental du ^{74}Kr est un mélange entre la configuration oblate (60%) et la configuration prolate (40%) [41].

Dans le cas du noyau de ^{72}Kr , la distribution de la force Gamow-Teller n'a pu être obtenue que pour des énergies inférieures à 2 MeV [42]. Pour cette raison, la détermination de la forme de l'état fondamental est difficile; cependant, la déformation oblate semble favorisée par les résultats expérimentaux actuels. En effet, de nouvelles données sur la décroissance du noyau de ^{72}Kr ont récemment été collectées par E. Poirier et al. [43] et devraient permettre d'obtenir la configuration principale de l'état fondamental.

1.4 Motivations

Les informations obtenues sur les structures rotationnelles ainsi que sur les états 0^+ excités dans les isotopes de krypton légers apportent de nombreuses indications sur la coexistence de forme à bas spin ainsi que sur le mélange des configurations prolate et oblate dans ces noyaux. Par ailleurs, les récentes études de la décroissance β de ces derniers corroborent ces précédents résultats. Cependant, il apparaît indispensable d'étendre la systématique des états 0^+ excités ainsi que de mesurer les déformations de ces noyaux. Ce travail s'intéresse à ces thèmes et propose ainsi d'élargir les connaissances expérimentales dans cette région de masse afin de mieux appréhender le phénomène de coexistence de forme.

1.4.1 Systématique des états 0^+ excités

La systématique des états 0^+ excités établie pour les noyaux de $^{74,76,78}\text{Kr}$ [38], indique que le pourcentage de la configuration oblate dans l'état fondamental augmente quand on diminue le nombre de neutrons ; en effet, le mélange des configurations prolate et oblate varie entre le noyau de ^{78}Kr pratiquement prolate dans son état fondamental et le noyau de ^{74}Kr où le mélange est maximal. L'évolution du mélange jusqu'à la ligne $N = Z$ est une information très importante pour vérifier si l'inversion de forme de l'état fondamental du noyau de ^{72}Kr prédite par différents calculs théoriques est observée. En effet, ce dernier état est attendu oblate et un état 0^+ excité serait situé à une énergie très proche du premier état 2^+ . Dans ces conditions, la décroissance E0 vers l'état fondamental est attendue retardée. De plus, si

l'état 0^+ excité est légèrement au-dessus de l'état 2^+ , la faible énergie de la transition $E2\ 0^+ \rightarrow 2^+$ implique un temps de vie relatif à cette dernière élevé. En conclusion, l'état 0^+ excité prédit dans le noyau $N = Z$ de ^{72}Kr est attendu isomérique et sa désexcitation procédant principalement par transition $E0$. Il s'avère alors que l'étude de ce noyau nécessite une spectroscopie électron isomérique.

Une information importante évoquée précédemment consiste en la force de transition $E0$ entre les deux états 0^+ . Cette dernière est liée à la déformation des états initial et final ainsi qu'au mélange entre les deux. Cette information nécessite la mesure du temps de vie de l'état 0^+ excité. Si ce dernier est situé plus haut en énergie que le premier état 2^+ , la décroissance $E2$ doit être observée et le rapport d'embranchement entre les deux transitions $E0$ et $E2$ déterminé. Une spectroscopie γ , notamment à faible énergie apparaît donc également indispensable.

Les données expérimentales présentées pour le noyau de ^{74}Kr concernent l'observation d'un état 0^+ excité situé à 508 keV ainsi que la bande rotationnelle associée à la déformation prolate. Dans les expériences mettant en évidence l'état 0^+ excité [38, 20], l'identification des noyaux de ^{74}Kr n'a pu être effectuée. De plus, la décroissance $E2$ de l'état 0^+ excité vers l'état 2^+ n'a pu être observée étant donné sa faible énergie et le rapport d'embranchement entre les transitions $E0$ et $E2$ n'est pas connu.

Il s'avère donc important d'associer sans ambiguïté l'état 0^+ excité situé à 508 keV au noyau de ^{74}Kr . Une spectroscopie γ à faible énergie est également nécessaire pour l'observation de la transition $E2$ de 52 keV. Cette transition étant fortement convertie, elle peut aussi être mesurée par électron. La détection simultanée des décroissances $E0$ et $E2$ de l'état 0^+ excité est une condition indispensable à la détermination du rapport d'embranchement et par conséquent de la force de transition $E0$.

Les conditions expérimentales nécessaires à l'étude du phénomène de coexistence de forme à bas spin dans les noyaux de $^{72,74}\text{Kr}$ sont résumées ci-dessous :

- Identification non ambiguë des noyaux produits.
- Spectroscopie isomérique électron et γ (de faible énergie en particulier).
- Mesure des temps de vie des états 0^+ excités.

Une spectroscopie isomérique électron et γ après réaction de fragmentation a ainsi été effectuée au GANIL auprès du séparateur magnétique LISE3. La partie I regroupe la description, les résultats et l'analyse de cette expérience.

1.4.2 Mesure de la forme des isotopes de krypton légers

Les connaissances expérimentales actuelles nous renseignent sur les déformations associées aux différents états des isotopes de krypton légers. Ainsi, l'étude des bandes rotationnelles permet en fonction du moment d'inertie et des mesures de temps de vie de privilégier une déformation ; les bandes rotationnelles connues dans les noyaux de $^{72,74,76,78}\text{Kr}$ sont interprétées comme correspondant à la déformation prolate. Par ailleurs, l'étude des états 0^+ excités ainsi que la décroissance β fournissent des informations sur le mélange des configurations prolate et oblate. Ces différents résultats expérimentaux convergent vers la même interprétation. Cependant, seule la mesure directe de la forme des états de ces noyaux apporterait une preuve infaillible sur la validité des scénarios proposés.

La détermination de la forme implique la mesure du moment quadrupolaire ; son amplitude fournit la valeur absolue du paramètre de déformation tandis que son signe est indispensable pour discriminer les formes allongées des formes aplaties. Différentes techniques permettant de mesurer le moment quadrupolaire et ainsi d'appréhender la forme d'un noyau sont présentées ici avec leurs contraintes.

La première consiste à effectuer une spectroscopie laser d'un atome. Le principe de cette méthode est basé sur le fait que les électrons du cortège d'un atome interagissent avec le noyau de manière différente en fonction de la forme de ce dernier [44]. L'interaction crée une structure hyperfine, c'est-à-dire que les électrons du cortège sont répartis sur des sous-niveaux d'énergie. Un faisceau laser peut alors être utilisé pour sonder cette structure et extraire des paramètres d'interaction électron-noyau. Ces derniers se décomposent en un terme électronique et un terme nucléaire. Celui-ci dépend de la variation du rayon de charge ainsi que du moment quadrupolaire. Les résultats obtenus par cette technique sont d'une grande précision. Cependant, elle ne s'applique qu'aux états ayant un temps de vie supérieur à la milliseconde environ. Cette méthode est utilisable pour déterminer la forme des états fondamentaux des noyaux de la région. Elle a d'ailleurs été utilisée auprès du séparateur ISOLDE2 [45] pour déterminer les structures hyperfines des atomes de $^{72,74-96}\text{Kr}$. Des mesures de variations du rayon de charge ont été effectuées pour l'ensemble des noyaux. Elles soulignent une forte déformation de l'ordre de 0.4 pour les isotopes de $^{72,74,76,78}\text{Kr}$. Par contre, seuls les moments quadrupolaires spectroscopiques des états fondamentaux des noyaux impairs ont été mesurés ; en effet, ceux des noyaux pairs ne sont pas accessibles étant donné que leur état fondamental est un état 0^+ . Par conséquent, aucune information sur le caractère allongé ou aplati n'a pu être obtenue.

La seconde technique est l'excitation coulombienne c'est-à-dire la diffusion induite par le champ électromagnétique créé entre deux noyaux. Son principe consiste

à envoyer un projectile sur un noyau cible; si l'énergie du projectile est inférieure à la barrière coulombienne induite par les deux noyaux, seule l'interaction électromagnétique intervient et conduit à l'excitation des états du projectile et de la cible. Les états préférentiellement peuplés sont les états collectifs, c'est-à-dire ceux qui sont liés à l'état fondamental par des éléments de matrice importants. Leurs propriétés spectroscopiques, telles que la probabilité de transition réduite et le moment quadrupolaire, sont alors accessibles. Cette technique est connue et maîtrisée depuis de nombreuses années pour des noyaux stables ; en effet, les cibles et faisceaux disponibles pendant longtemps étaient constitués de noyaux stables. L'excitation coulombienne d'un faisceau de ^{78}Kr a d'ailleurs été réalisée à l'université de Jyväskylä en Finlande ; l'analyse en cours s'oriente vers le scénario d'une bande fondamentale allongée et une bande excitée aplatie [46]. Dans le cas de l'excitation coulombienne d'un noyau radioactif tel que le ^{76}Kr , le ^{74}Kr ou le ^{72}Kr à basse énergie (quelques MeV par nucléon), il a fallu attendre le développement de dispositifs de production et de ré-accélération de faisceaux d'ions radioactifs tels que SPIRAL au GANIL ou REX-ISOLDE au CERN. Ces installations sont nécessairement couplées à des multi-détecteurs germanium très efficaces afin de pallier les faibles intensités de faisceaux.

Une expérience d'excitation coulombienne du faisceau radioactif de ^{76}Kr délivré par le dispositif SPIRAL au GANIL a ainsi été réalisée en juin 2002. La désexcitation γ des noyaux a été mesurée par le spectromètre EXOGAM de grande efficacité. La partie II présente cette expérience et ses résultats.

Part I

La spectroscopie isomérique des kryptions légers

Chapitre 2

Dispositif expérimental et analyse des données

2.1 Production des noyaux exotiques

2.1.1 Mécanismes de réaction

Les noyaux de krypton légers peuvent être produits par différents mécanismes de réaction, les plus utilisés étant la fusion-évaporation et la fragmentation.

La première méthode consiste à envoyer un projectile sur un noyau cible à une énergie supérieure à la barrière coulombienne pour former un noyau composé excité. Pour libérer cette énergie, le noyau évapore dans un premier temps des particules légères. L'évaporation de neutrons est plus favorable que celle de particules chargées puisqu'ils ne sont pas sensibles à la barrière coulombienne. Cependant, l'énergie de liaison des protons diminue quand on se rapproche de la ligne $N=Z$ et par conséquent, la probabilité d'évaporer des protons ou des particules chargées augmente. De nombreuses expériences visant à peupler les noyaux de krypton légers ont utilisé la fusion-évaporation: le noyau de ^{72}Kr a été étudié par exemple dans les réactions $^{40}\text{Ca}(^{40}\text{Ca},2\alpha)$ à Legnaro [47] et à Argonne [25] et $^{40}\text{Ca}(^{36}\text{Ar},2p2n)$ à Argonne [16] également ; le noyau de ^{74}Kr a été peuplé par les réactions de fusion-évaporation $^{40}\text{Ca}(^{40}\text{Ca},\alpha 2p)$ à Legnaro [17] et $^{58}\text{Ni}(^{19}\text{F},p2n)$ à Strasbourg et à Jyväskylä [38, 20]. Les sections efficaces de ces réactions sont de l'ordre d'une centaine de μbarn pour le noyau de ^{72}Kr et de quelques dizaines de mbarn pour celui de ^{74}Kr . La difficulté de ces expériences est la sélection du noyau d'intérêt parmi les différentes voies d'évaporation. En effet, malgré la détection des particules chargées et des neutrons

associés à chaque voie, il est impossible de rejeter complètement les événements correspondant aux voies prépondérantes. Une identification des différents noyaux est alors indispensable et nécessite l'utilisation d'un spectromètre de masse. Cependant, la transmission à travers ce dernier est faible étant donné l'angle solide important formé par les résidus de fusion-évaporation et la séparation est gênée par les différents états de charge dans lesquels chaque noyau est produit. Enfin, l'identification en Z , par un détecteur silicium ou une chambre d'ionisation par exemple au plan focal, est difficile pour les énergies des noyaux de recul de l'ordre de quelques dizaines de MeV utilisées dans les expériences citées ci-dessus puisque la perte d'énergie est pratiquement identique pour les différentes masses.

En raison de ces différentes contraintes expérimentales, la production des noyaux de krypton légers par réaction de fragmentation peut s'avérer avantageuse ; la méthode de fragmentation du projectile, largement utilisée au GANIL, au GSI ou à MSU, consiste à envoyer un faisceau primaire de quelques dizaines de MeV par nucléon au GANIL à 1 GeV par nucléon à GSI sur une cible mince. A ces énergies, la réaction prépondérante est la fragmentation du projectile [48] c'est-à-dire qu'un nombre important de noyaux principalement de masse inférieure à celle du projectile est produit avec une vitesse et une direction proche de celle du faisceau incident. Ainsi, les fragments forment directement le faisceau secondaire. Pour sélectionner le noyau d'intérêt, il est indispensable d'associer un séparateur pour éliminer la plus grande partie des polluants. On cherche ainsi à minimiser l'ensemble des fragments transmis tout en conservant la majorité des noyaux à étudier. L'un des principaux inconvénients de cette méthode est la section efficace de production faible pour les noyaux de krypton légers : environ $2 \mu\text{barn}$ pour le noyau de ^{72}Kr et $300 \mu\text{barn}$ pour le noyau de ^{74}Kr [49]. Par contre, elles sont largement compensées par l'utilisation de cibles plus épaisses, de l'ordre de 100 mg/cm^2 . De plus, étant donné la vitesse importante des fragments produits, le faisceau secondaire est très focalisé vers l'avant et la transmission à travers le séparateur est optimale. Enfin, les énergies importantes des fragments permettent une identification non ambiguë de ces derniers.

2.1.2 Fragmentation du projectile au GANIL

L'expérience a été réalisée au GANIL et les noyaux ont été produits par réaction de fragmentation du projectile. La nature du faisceau primaire est déterminée par le noyau stable le plus proche de la région de noyaux exotiques que l'on veut étudier. Ainsi, pour notre étude des noyaux de krypton légers, nous avons utilisé un faisceau primaire de ^{78}Kr . Pour obtenir une énergie de quelques dizaines de MeV par nucléon ,

le GANIL dispose d'un ensemble de trois cyclotrons. Avant la première accélération, il est nécessaire d'ioniser les atomes stables de ^{78}Kr . Ainsi, ces derniers sont injectés dans une source d'ions de type ECR (Electron Cyclotron Resonance) constituée d'un plasma chaud confiné par un champ magnétique. Une onde haute fréquence "chauffe" les électrons qui peuvent alors ioniser. Les ions chargés sont ensuite accélérés par un cyclotron compact C01 puis deux cyclotrons à secteurs séparés (CSS1, CSS2) (voir figure (2.1)).

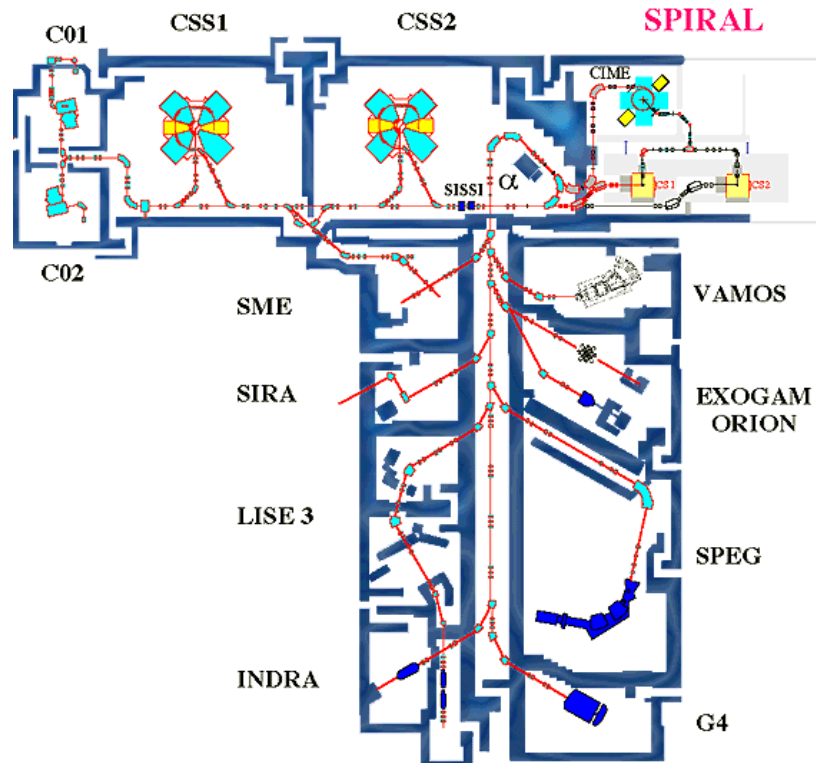


Figure 2.1 : Plan de l'accélérateur du GANIL et de ses aires expérimentales

Le choix de l'énergie du faisceau est basé sur le fait que la section efficace de fragmentation du projectile augmente avec l'énergie dans la gamme 1 à 200 MeV par nucléon. L'ensemble des trois cyclotrons décrits précédemment permet d'atteindre une énergie maximale définie grâce au facteur K : $E_{max} = K \left(\frac{Q}{A}\right)^2$ [MeV/A]. Les facteurs K de C01, CSS1 et CSS2 sont respectivement égaux à 30, 380 et 380. Pour augmenter l'énergie du faisceau qui dépend de l'état de charge considéré, un stripper placé avant le cyclotron CSS2 permet d'arracher des électrons aux ions incidents. Cependant, pour choisir l'état de charge optimal, un compromis est nécessaire entre une énergie élevée et une intensité importante. En effet, pour l'état de charge

maximal, l'intensité est limitée et vice versa. Etant donné ces contraintes, l'état de charge $34+$ a été choisi. Pour le faisceau de ${}^{78}_{36}\text{Kr}^{34+}$, il est possible d'atteindre une énergie de 72.2 MeV/A à la sortie de CSS2. L'énergie maximale a donc été utilisée lors de l'expérience afin de maximiser la section efficace de fragmentation. Elle a expérimentalement été évaluée à 73.16 MeV par nucléon.

A la sortie de CSS2, le faisceau primaire d'environ 500 enA d'intensité est envoyé sur une cible de production (de LISE) de ${}^9\text{Be}$ d'épaisseur effective 530 μm (ie environ 100 mg/cm²). Le taux approximatif de production par fragmentation est d'environ 10^9 fragments par seconde au niveau de la cible. Ces derniers sont complètement épluchés, c'est-à-dire que tous les électrons de leur cortège électronique ont été arrachés pendant la réaction. Les principales caractéristiques du faisceau secondaire sont les suivantes:

- une émittance transversale importante ; l'émittance ou l'étendue correspond au produit du diamètre du faisceau par l'ouverture angulaire plane des pinceaux partant de chaque point de ce diamètre [50]. Le programme de simulation LISE [49] donne comme valeur de l'émittance $(\pm 1.5 \text{ mm}) * (\pm 3.3 \text{ mrad}) = \pm 4.95 \text{ mm mrad}$.
- des dispersions angulaire et en énergie importantes dues aux diffusions multiples dans la cible. En effet, les valeurs calculées [49] sont $\pm 20 \text{ mrad}$ pour la dispersion angulaire après la cible et $\pm 2.02 \text{ MeV}$ par nucléon de dispersion en énergie.

Nos noyaux d'intérêt sont produits en quantité très faible puisqu'ils sont éloignés de la vallée de stabilité. Il faut alors les séparer de l'ensemble des autres noyaux produits grâce au spectromètre LISE détaillé ci-dessous.

2.2 Séparation et identification des noyaux

2.2.1 Séparation des noyaux par le spectromètre LISE3

LISE3 est un spectromètre magnétique qui permet de sélectionner des noyaux radioactifs [51]. Il est constitué de différents éléments (fig. (2.2)):

▷ Deux dipôles magnétiques: ceux-ci dévient les ions du faisceau secondaire en fonction de leur état de charge Q , leur vitesse v et leur masse A . En effet, la rigidité d'un dipôle, $B\rho$, est liée aux caractéristiques précédentes d'un ion par la relation suivante [52]:

$$B\rho = 3.107 \frac{A}{Q} \beta \gamma [Tm] \quad (2.1)$$

avec $\beta = \frac{v}{c}$ et $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$. Ainsi on fixe le champ magnétique des dipôles B en fonction de la masse, de la vitesse et de la charge du noyau d'intérêt.

▷ Un dégradeur achromatique: il est situé entre les deux dipôles, au plan focal intermédiaire de la ligne. Le ralentissement des ions traversant le dégradeur est fonction de la vitesse et du numéro atomique. L'association du dégradeur et des dipôles permet une sélection en A^3/Z^2 . Le dégradeur est en ${}^9\text{Be}$ et a une épaisseur de $103.5 \mu\text{m}$.

▷ Un filtre de Wien (filtre de vitesse): l'association d'un champ électrique E et d'un champ magnétique B permet d'imposer une déviation à tous les noyaux qui ont une vitesse différente de celui que nous voulons étudier. Leur valeur sont déterminées par la relation suivante :

$$v = \frac{E}{B}. \quad (2.2)$$

Ce filtre permet ainsi une sélection en vitesse des noyaux.

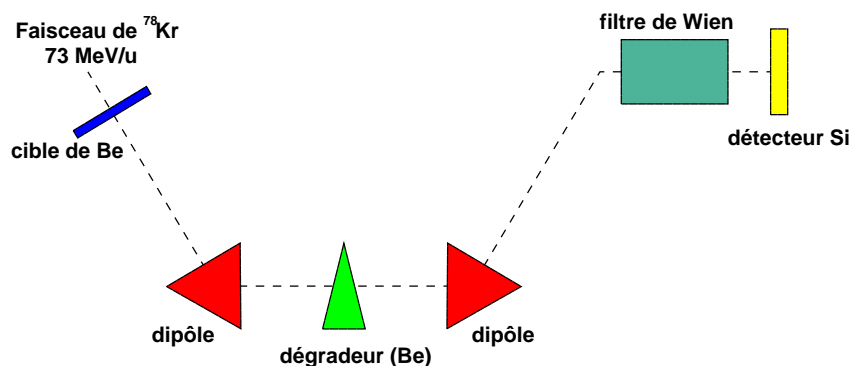


Figure 2.2 : Schéma du spectromètre LISE3.

L'acceptance maximale en moment, $\Delta p/p$, du spectromètre est de $\pm 2.5\%$. Cependant, afin d'obtenir une identification optimale des fragments au plan focal et d'implanter ces derniers dans une feuille mince (cf. §2.2.2), il est nécessaire de limiter cette acceptation pour que la distribution en énergie d'une espèce soit plus étroite. De ce fait, des fentes, placées au plan focal intermédiaire situé entre les deux dipôles, permettent de couper les distributions spatiales des noyaux ; or la position d'un noyau donné après un dipôle est reliée à sa vitesse et donc à son énergie. Par la fermeture des fentes de $\pm 43.25 \text{ mm}$ (acceptance maximale) à $\pm 2 \text{ mm}$, il est possible de réduire considérablement la dispersion en énergie, importante après la cible, à $\pm 0.24 \text{ MeV}$ par nucléon. La coupure ainsi effectuée correspond à une acceptation en moment $\Delta p/p = \pm 0.12\%$.

Le temps de vol typique des fragments produits dans le spectromètre, de 43 m de longueur, est compris entre 400 et 450 ns environ. La sélection réalisée par le spectromètre est puissante car le taux de fragments atteignant le plan focal est d'environ 10^3 par seconde soit un facteur de réjection par rapport au faisceau incident d'environ 10^9 . Il est ainsi possible d'étudier des noyaux très exotiques avec des sections efficaces de production faibles.

2.2.2 Implantation des noyaux

Le but de l'expérience est d'effectuer une spectroscopie isomérique γ et électron des noyaux de krypton légers ainsi que des noyaux voisins. Cependant, les fragments arrivent au plan focal du spectromètre LISE3 avec une énergie comprise entre 55 et 60 MeV par nucléon [49]. Il est alors nécessaire de les arrêter afin d'en étudier les décroissances retardées. Le dispositif expérimental prévoit donc le ralentissement puis l'implantation du noyau d'intérêt dans une feuille. Son identification sera détaillée dans le paragraphe suivant.

Trois détecteurs silicium de 300 μm d'épaisseur ont été placés dans le faisceau secondaire au plan focal (voir figure (2.3)) pour ralentir les noyaux incidents jusqu'à quelques MeV par nucléon. Ils effectuent une mesure de la perte d'énergie des fragments. Le premier permet également de mesurer leur temps de vol dans la ligne.

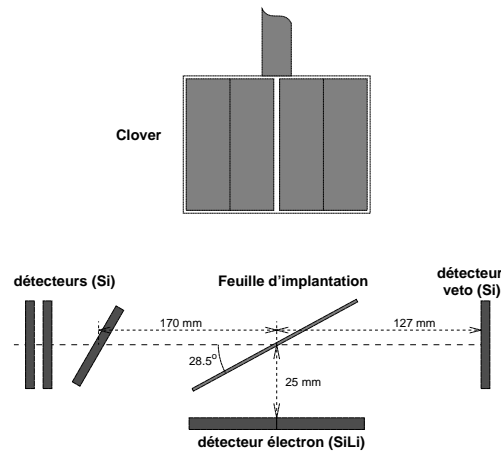


Figure 2.3 : Coupe schématique du dispositif expérimental du plan focal de LISE3.

Une feuille de kapton ($\text{C}_{22}\text{H}_{10}\text{N}_2\text{O}_5$) de 25 μm d'épaisseur est positionnée en face des détecteurs d'électrons et de photons (cf. figure (2.3)) et est utilisée comme

feuille d'implantation. Contrairement aux rayonnements γ , les électrons perdent de l'énergie dans la matière. En conséquence, pour obtenir une résolution en énergie satisfaisante pour la spectroscopie électron, il est crucial d'implanter le noyau d'intérêt à la surface de la feuille en face du détecteur électron pour minimiser l'épaisseur de kapton à traverser. De plus, le détecteur électron est placé parallèlement au faisceau et non face à lui (cf. fig. (2.3)) pour éviter la vue directe des électrons δ qui accompagnent le ralentissement des fragments dans les détecteurs silicium. C'est pourquoi la feuille de kapton est inclinée par rapport à l'axe du faisceau afin de présenter sa face arrière au détecteur électron. L'inclinaison de 28.5° environ de la feuille conduit à une épaisseur effective d'environ $46 \mu\text{m}$. Un blindage placé sur le cadre de la feuille permet de protéger le détecteur silicium des électrons δ .

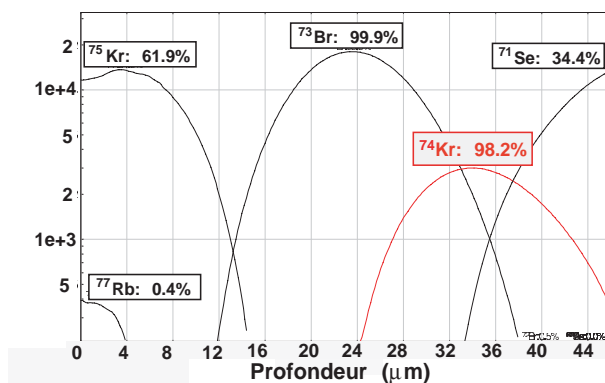


Figure 2.4 : Distribution spatiale du noyau de ^{74}Kr dans la feuille de kapton simulée par le programme LISE [49].

Le programme de simulation LISE [49] calcule une largeur de la distribution spatiale de nos noyaux d'intérêt (^{72}Kr ou le ^{74}Kr selon le réglage) après le troisième détecteur silicium d'environ $30 \mu\text{m}$ le long de l'axe du faisceau (voir figure (2.4)). Afin de perdre le minimum d'événements relatifs à un noyau d'intérêt, l'ensemble de la distribution spatiale a été implantée dans la feuille à la surface arrière. La profondeur d'implantation est calculée par simulation mais aucun contrôle n'est possible étant donné que la feuille n'est pas active. Pour ajuster la profondeur d'implantation et vérifier que l'ensemble des noyaux d'intérêt s'arrêtent dans la feuille, les détecteurs silicium d'ions lourds sont alors utilisés. Le troisième, situé directement avant la feuille est inclinable ; en fonction de son angle d'inclinaison, l'épaisseur de silicium à traverser pour les fragments varie et ainsi la perte d'énergie de ces derniers également. Par conséquent, la perte d'énergie du noyau d'intérêt est ajustée afin qu'il soit implanté dans la feuille à la surface arrière. Pratiquement,

un quatrième détecteur silicium, placé après la feuille, est utilisé comme veto. Au début de l'ajustement, le troisième détecteur est vertical ; l'énergie des fragments à la sortie de ce détecteur est alors maximale et ils s'implantent dans le détecteur veto. On incline alors progressivement le troisième détecteur. Son épaisseur effective augmente de même que la perte d'énergie des fragments. Pour une certaine inclinaison, le noyau d'intérêt n'atteint plus le détecteur veto car il n'a plus assez d'énergie pour traverser complètement la feuille et on sait alors qu'il est implanté dans la feuille et proche de la surface arrière.

2.2.3 Identification des noyaux au plan focal

Bien qu'étant très sélectif, le spectromètre LISE3 ne permet pas d'obtenir en son plan focal un seul et unique noyau. Dans le cas par exemple du réglage optimisant la production du noyau de ^{74}Kr , une vingtaine de noyaux différents atteignent le plan focal. Par conséquent, il est nécessaire d'identifier ces noyaux événement par événement.

Matrice d'identification

L'identification utilise le temps de vol des noyaux dans la ligne mesuré entre le signal radiofréquence du cyclotron CSS2 et le passage dans le premier détecteur silicium situé au plan focal du spectromètre (voir le dispositif expérimental au plan focal figure (2.3)). Le détecteur silicium mesure également la perte d'énergie des noyaux le traversant. L'identification en masse A et en nombre de protons Z [37] est effectuée événement par événement grâce aux signaux temps de vol (TOF) et perte d'énergie (ΔE).

Sur la figure (2.5), sont présentées les matrices ΔE -TOF calculée par le programme LISE [49] à gauche et provenant des données de l'expérience à droite pour le réglage optimisant la production du noyau de ^{74}Kr . Les lignes horizontales représentent les isotopes du même élément et les lignes verticales correspondent aux noyaux de même isospin T_z défini par $T_z = \frac{N-Z}{2}$. Les différents noyaux sont parfaitement bien séparés. La séparation très propre en énergie est directement liée à la limitation en acceptance détaillée dans le paragraphe précédent §2.2.1. En effet, la dispersion en énergie pour une espèce donnée est inférieure à la différence de perte d'énergie entre deux noyaux de même isospin voisins ; la dispersion est de l'ordre de $0.34 \cdot 74 = 25$ MeV (cf §2.2.1) alors que la différence de perte d'énergie est comprise entre 40 et 50 MeV selon les résultats du programme LISE [49]. Ce dernier calcule également, pour chaque chaîne isotopique, une différence en temps de vol entre deux noyaux

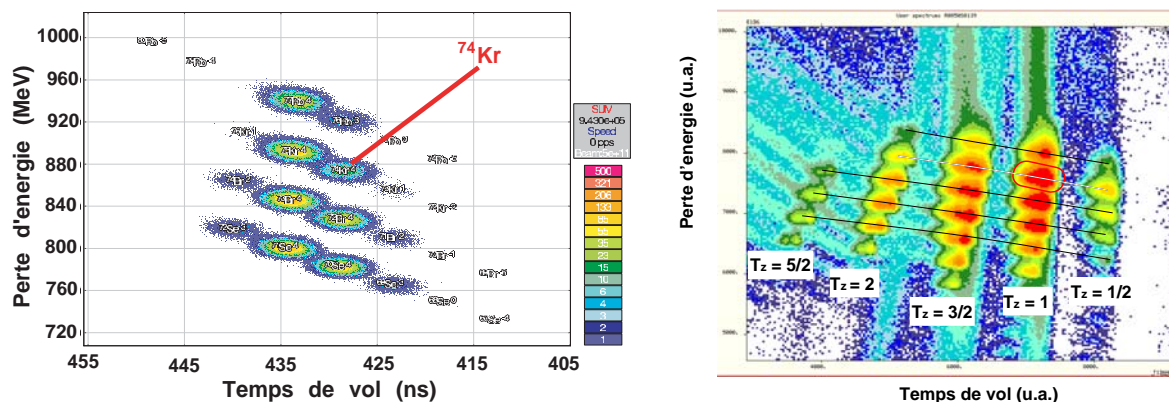


Figure 2.5 : Matrices ΔE -TOF issue du programme LISE [49] à gauche et obtenue pendant l'expérience à droite pour le réglage du ^{74}Kr .

voisins de l'ordre de 5 ns. La résolution en temps du détecteur silicium permet une parfaite séparation en temps des fragments.

Chaque noyau peut être sélectionné par un contour dans la matrice d'identification ΔE -TOF (cf. fig. (2.5)). Une spectroscopie en coïncidence peut alors être effectuée. Cependant, il reste parfois dans le contour des événements qui ne correspondent pas au noyau d'intérêt ou qui ont une énergie différente de la moyenne. C'est pourquoi des conditions supplémentaires peuvent être imposées sur les pertes d'énergie dans les trois autres détecteurs silicium (cf. fig. (2.3)) afin d'éliminer le bruit de fond provenant de ces événements et ainsi d'améliorer la qualité des spectres.

Sélection des événements dans la matrice E2-E3

Dans un matériau cristallin, la perte d'énergie d'une particule chargée dépend de l'orientation de sa trajectoire par rapport aux axes du cristal [53]. En effet, une particule dont le trajet est parallèle à un plan du cristal rencontre moins d'atome sur son passage qu'une autre dont la direction est arbitraire et ainsi sa perte d'énergie dans le matériau est plus faible. Dans le cadre de notre expérience, étant donné la dispersion angulaire non négligeable, la probabilité que certains fragments subissent le phénomène précédent appelé "channeling" n'est pas négligeable.

La figure (2.6) représente la matrice de la perte d'énergie des fragments de ^{74}Kr dans le troisième détecteur silicium en fonction de leur perte dans le second détecteur. La tache principale correspond aux noyaux de ^{74}Kr ; la largeur de la tache est issue de la dispersion en énergie des noyaux incidents évoquée lors de la description de la matrice d'identification ; les traînes visibles sur la matrice proviennent

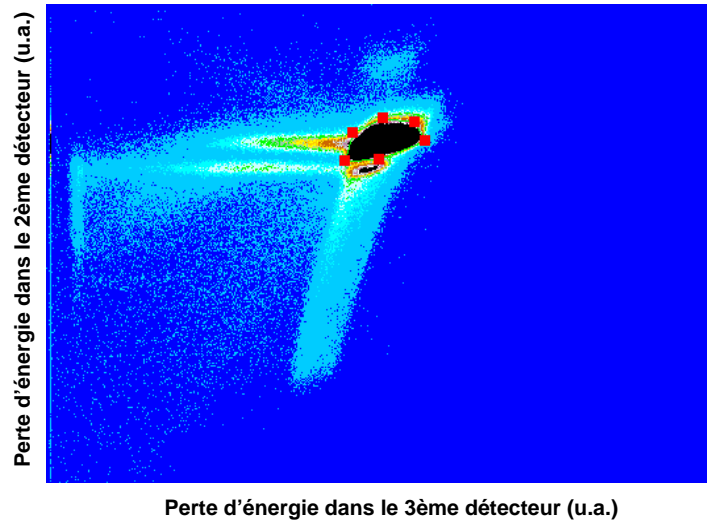


Figure 2.6 : Matrice représentant la perte d'énergie dans le troisième détecteur silicium en fonction de la perte dans le second détecteur pour les fragments de ^{74}Kr .

des fragments qui subissent le phénomène de “channeling”, c’est-à-dire qu’ils perdent moins d’énergie soit dans le deuxième détecteur (traînée verticale) soit dans le troisième (traînée horizontale). Il est également possible que des réactions nucléaires aient lieu dans l’un des détecteurs entraînant des pertes d’énergie plus faibles.

Il est ainsi possible que des noyaux autres que celui d’intérêt qui perdent moins d’énergie dans le premier détecteur silicium soient sélectionnés dans le contour effectué sur la matrice ΔE -TOF. Ils constituent alors un bruit de fond et doivent être rejetés. De plus, si un fragment d’intérêt subit un channeling dans le deuxième ou le troisième détecteur, il arrive alors au niveau de la feuille d’implantation avec plus d’énergie que les autres. Il se peut alors qu’il ait trop d’énergie pour être arrêté dans la feuille et il s’implante dans le détecteur veto. Il peut également décroître en vol entre la feuille d’implantation et le détecteur veto. Une élimination de ces événements est nécessaire et une condition sur le détecteur veto décrite dans le point suivant peut partiellement les éliminer. Cependant, il est indispensable de rejeter les fragments composant les traînes dans la matrice (2.6) et de ne sélectionner que ceux dans la tache centrale (voir le contour dans la matrice (2.6)).

Condition sur le détecteur veto

Si un événement sélectionné par le contour dans la matrice ΔE -TOF correspond bien au noyau à étudier mais que son énergie à l'entrée de la feuille est plus élevée que la moyenne (ce qui peut être le cas lors d'un "channeling" dans le deuxième ou le troisième détecteur silicium), le noyau possède alors trop d'énergie pour s'arrêter dans la feuille et il s'implante dans le détecteur veto. Cependant, s'il est dans un état excité, il peut alors décroître en vol entre la feuille de Kapton et le détecteur veto à une vitesse non nulle. Les γ et les électrons émis subissent alors un décalage Doppler et ces événements constituent un bruit de fond. C'est pourquoi il est nécessaire de les éliminer en imposant comme condition de n'avoir aucun signal dans le détecteur veto.

En conclusion, une parfaite identification de tous les noyaux transportés au plan focal du spectromètre LISE3 est réalisée par la mesure du temps de vol dans ce dernier et de la perte d'énergie des fragments dans le premier détecteur silicium. L'application d'un contour dans la matrice d'identification ainsi que de conditions sur les pertes d'énergie dans les trois autres détecteurs silicium permettent la sélection très propre du noyau d'intérêt. Les nombres de noyaux de ^{72}Kr et ^{74}Kr obtenus lors des deux réglages du spectromètre optimisant leur production sont respectivement de 2 et 250 par seconde. Cette méthode de séparation puis d'identification et de sélection est d'une grande efficacité puisque nous parvenons, dans le cas du noyau de ^{72}Kr par exemple, à étudier deux événements par seconde au plan focal parmi 10^9 créés par seconde au niveau de la cible. Cette méthode d'identification événement par événement permet alors d'effectuer une spectroscopie en coïncidence.

2.3 La spectroscopie au plan focal

L'observation d'un état isomérique au plan focal du séparateur est déterminée par son temps de vie ; la condition nécessaire pour que la désexcitation ait lieu au plan focal est que le temps de vie soit supérieur ou du même ordre de grandeur que le temps de vol dans le séparateur. Un cas spécial concerne cependant les états isomériques dont la décroissance s'effectue préférentiellement par transition non radiative. En effet, les fragments produits étant complètement épluchés de leurs électrons (cf. §2.1.2), les transitions procédant par émission d'un électron des couches électroniques sont bloquées. Quand les fragments sont suffisamment ralenti-

tis au niveau du troisième détecteur silicium du plan focal d'après le programme de simulation LISE [49], les cortèges électroniques peuvent se reformer et les transitions non radiatives peuvent à nouveau avoir lieu.

Par exemple, dans le cas du noyau de ^{74}Kr , nous avons vu (cf. §1.9) que l'état 0^+ excité a un temps de vie de 20 ns [20]. Cependant, la désexcitation par la transition E0 non radiative de 508 keV est impossible dans le spectromètre. D'autre part, la désexcitation par la transition E2 de 52 keV met généralement en jeu deux processus : l'émission d'un rayonnement γ ou celle d'un électron des couches électroniques. Cette transition étant fortement convertie, le coefficient de conversion interne α_{conv} , défini comme le rapport entre le nombre d'électrons et le nombre de rayonnements γ pour une transition donnée, est élevé, égal à 10.25. Cependant, dans notre cas, la décroissance par électron est bloquée pendant le trajet dans le spectromètre. Ainsi, la seule décroissance possible dans ce dernier est par transition E2 radiative et son temps de vie partiel minimum est donné par :

$$\tau_{0_2^+}^\gamma(E2) > (1 + \alpha_{conv}) \tau_{excité}^{0^+} = 225 \text{ ns}. \quad (2.3)$$

Cette limite considère la branche E0 inexistante ; en prenant en compte cette dernière, nous verrons que le temps de vie partiel est supérieur et est du même ordre de grandeur que le temps de vol dans le spectromètre (cf. §3.1.4). L'observation de cet état 0^+ excité isomérique est de ce fait possible dans les conditions expérimentales choisies même si son temps de vie réel est très inférieur au temps de vol dans le spectromètre.

Comme nous l'avons vu au chapitre 1, il est nécessaire de réaliser à la fois une spectroscopie électron et γ pour étudier la décroissance des états 0^+ excités de basse énergie. Les systèmes de détection des électrons et des rayonnements γ sont présentés ci-dessous.

2.3.1 La détection des électrons

La détection des électrons se fait par un détecteur Si(Li) recouvert d'une très fine couche d'or de $40 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ utilisée comme électrode (cf. fig. (2.7)). Il est situé en face de la feuille d'implantation à 25mm, parallèle à l'axe du faisceau. Il est segmenté en 2 parties de 20mm * 60mm de surface totale et son épaisseur est de 4,5mm. Son fonctionnement optimal nécessite une haute tension de 400 V et un refroidissement par l'azote liquide. La détection des électrons nous a obligé à le placer directement dans la chambre afin de minimiser la quantité de matériau à traverser par un électron

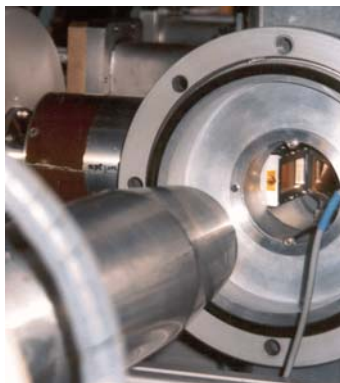


Figure 2.7 : La photo représente la surface avant du détecteur électron face à la feuille d'implantation et un détecteur germanium en premier plan.

avant d'être détecté. Par conséquent, le détecteur a bénéficié du vide de la chambre nécessaire à son fonctionnement. Enfin, pour le protéger des éventuels électrons δ issus du ralentissement des ions dans les détecteurs silicium placés en amont, une pièce en aluminium a été placée sur le cadre de la feuille de kapton.

Efficacité de détection des électrons :

La détermination de l'efficacité des électrons est délicate car elle dépend cruciallement de la position d'implantation dans la feuille. En effet, le noyau d'intérêt n'est pas forcément implanté au centre de la feuille et les différents noyaux d'un même réglage sont implantés à des positions horizontales légèrement différentes. La position verticale est nettement mieux définie par les fentes du filtre de Wien. Pour corriger l'efficacité en fonction du noyau étudié, nous avons utilisé une calibration avec une source située au centre de la feuille afin d'obtenir une normalisation puis nous avons déduit la valeur de l'efficacité sous faisceau pour chaque noyau à l'aide des taux de comptage dans chaque partie du détecteur Si(Li).

▷ Efficacité au centre de la feuille: mesure en source.

Une source ouverte de ^{133}Ba a été utilisée car elle émet à la fois des γ et des électrons. Les raies des couches K et L pour 4 pics en énergie de 240.4 à 378.3 keV sont visibles et exploitables. Cependant, les rapports K/L expérimentaux sont différents des valeurs théoriques ; ce phénomène s'explique par la probabilité élevée d'absorber un rayon X en même temps qu'un électron de la couche L étant donné

la position très proche du détecteur ; l'énergie totale est alors celle d'un électron K et le rapport K/L devient trop élevé. Pour palier à ce comportement, la somme des électrons des couches K et L est utilisée pour déterminer l'efficacité. De plus, un ajustement constant est adopté en considérant que la rétrodiffusion des électrons dans le détecteur silicium est à peu près constante sur une gamme d'énergie de 100 à 700 keV. Ce comportement est d'ailleurs confirmé par la mesure entre 100 et 400 keV (cf. fig. (2.8)).

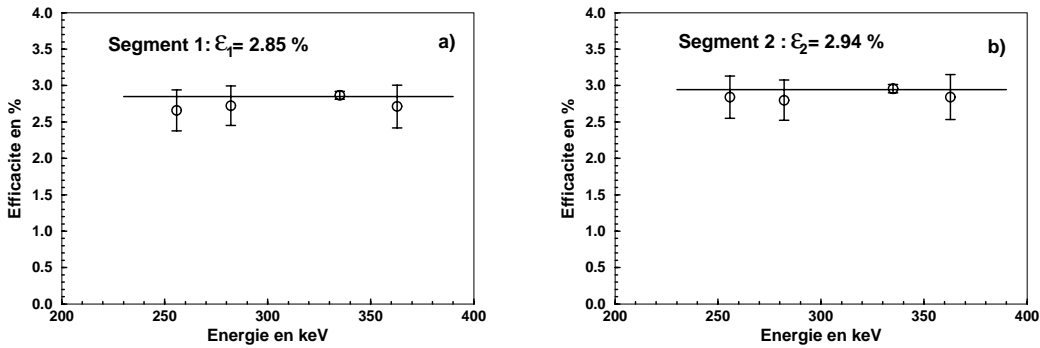


Figure 2.8 Efficacité en source des segments du détecteur électron (a) segment 1 et b) segment 2)

Les erreurs représentées sur la figure (2.8) correspondent aux erreurs statistiques dues à l'incertitude sur le nombre de coups dans les pics et à l'incertitude sur l'intensité tabulée des raies K et L du ^{133}Ba (de l'ordre de 5 à 14%). Pour avoir l'erreur totale, il faut ajouter l'erreur systématique due à l'incertitude sur l'activité de la source (12.5%). On obtient alors les valeurs suivantes pour les efficacités en source:

$$\epsilon_1 = 2.85 \pm 0.05 \text{ (stat)} \pm 0.36 \text{ (syst)} \%$$

$$\epsilon_2 = 2.94 \pm 0.05 \pm 0.37 \%$$

▷ Efficacité sous faisceau: simulation.

Une simulation de l'efficacité des 2 segments du détecteur électron a été élaborée. Nous avons simulé le détecteur segmenté placé devant une feuille d'implantation. L'axe x correspond à l'axe du faisceau et la gamme en x balayée est [-3;3]cm ce qui correspond aux dimensions du détecteur Si(Li). La simulation a été effectuée avec le code GEANT3 et l'efficacité géométrique a été calculée. Il faut rappeler que nous

considérons toujours que la rétrodiffusion est constante sur notre gamme d'énergie. Les courbes d'efficacité simulées puis normalisées aux efficacités en source sont représentées figure (2.9) en fonction de la position longitudinale x .

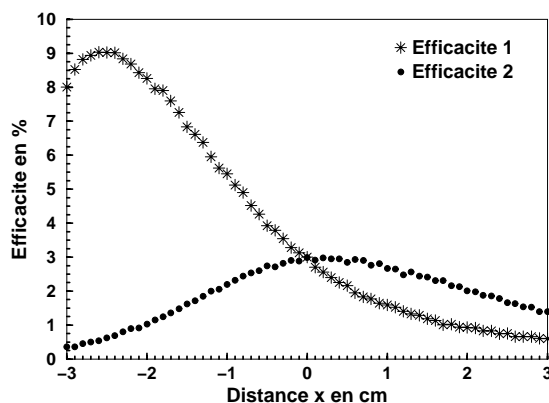


Figure 2.9 : Efficacité simulée et normalisée à l'efficacité en source des 2 segments du détecteur électron en fonction de la distance longitudinale x .

Le segment 1 est celui de gauche sur la figure (2.3) ; il est donc plus proche de la feuille vu l'inclinaison de celle-ci par rapport à l'axe du faisceau. Il est alors logique que le maximum de l'efficacité du segment 1 soit supérieur à celui du segment 2. De plus, pour des distances x négatives, ce qui correspond à un électron émis en face du segment 1, l'efficacité 1 est supérieure à la celle du segment numéro 2 et inversement pour les distances x positives.

Dans la suite, nous nous focaliserons plus particulièrement sur le ^{74}Kr mais ce traitement a été fait pour les autres noyaux étudiés. Pour déterminer l'efficacité et la position x_0 sous faisceau, nous utilisons les spectres électron du segment 1 et du segment 2 séparément et on écrit pour une transition donnée :

$$\frac{N_{K1} + N_{L1}}{\epsilon_1(x_0)} = \frac{N_{K2} + N_{L2}}{\epsilon_2(x_0)} \quad (2.4)$$

où N_{K1} , N_{L1} sont les nombres d'électrons de la couche K et L détectés dans le segment 1, N_{K2} , N_{L2} dans le segment 2 et $\epsilon_1(x_0)$ et $\epsilon_2(x_0)$ les efficacités au point d'implantation du noyau d'intérêt. Cette relation entre $\epsilon_1(x_0)$ et $\epsilon_2(x_0)$ en comparai-

son avec les efficacités simulées nous donne alors la valeur de x_0 ainsi que les valeurs des efficacités pour le noyau en question. Pour le ^{74}Kr , nous obtenons :

$$x_0 = -0.28 \pm 0.31 \text{ cm}$$

$$\epsilon_1(x_0) = 3.49 \pm 0.69 \%$$

$$\epsilon_2(x_0) = 2.82 \pm 0.17 \%$$

L'erreur sur l'efficacité du segment 1 est importante en raison de la variation rapide de l'efficacité en fonction de la position x (cf. fig. (2.9)). Par contre, l'efficacité du segment 2 varie beaucoup plus faiblement. D'autre part, l'erreur systématique sur l'activité de la source n'est pas prise en compte à ce niveau. Elle sera ajoutée au résultat final donné ci-dessous.

La valeur de l'efficacité totale du détecteur électron pour le noyau de ^{74}Kr est la suivante en utilisant les erreurs statistiques et systématiques :

$$\epsilon_{tot}(^{74}\text{Kr}) = 6.3 \pm 0.7 \pm 0.8 \%$$

Pour le noyau de ^{72}Kr , un calcul similaire a été effectué pour déterminer la position et les efficacités des deux segments. Les valeurs obtenues sont les suivantes :

$$x_0 = -0.34 \pm 0.49 \text{ cm}$$

$$\epsilon_1(x_0) = 3.62 \pm 1.1 \%$$

$$\epsilon_2(x_0) = 2.79 \pm 0.3 \%$$

en ignorant à nouveau les erreurs systématiques à cette étape.

L'efficacité totale du détecteur électron pour le noyau de ^{72}Kr est :

$$\epsilon_{tot}(^{72}\text{Kr}) = 6.4 \pm 1.3 \pm 0.8 \%$$

2.3.2 La détection des rayonnements γ

Le système de détection des rayonnements γ est composé de 2 détecteurs CLOVER segmentés, d'un détecteur germanium coaxial et d'un LEPS (Low Energy Photon Spectrometer) détectant les γ de basse énergie.

Description des détecteurs

▷ Les détecteurs CLOVER sont constitués de 4 cristaux de germanium cylindriques de 50 mm de diamètre et de 70 mm de hauteur. Ces cristaux sont indépendants les uns des autres et chaque cristal est électriquement segmenté en quatre. Cette segmentation permet de connaître plus précisément les coordonnées du point d'interaction d'un rayonnement γ . Dans le cas où le noyau se désexcite en vol (voir partie II), cela est très utile pour diminuer l'incertitude sur l'angle d'émission et par

conséquent améliorer la résolution en énergie (correction Doppler). Cependant, dans notre expérience, la segmentation n'est pas utilisée car les rayonnements γ sont émis au repos et par conséquent il n'y a pas d'effet Doppler. Les détecteurs CLOVER sont situés au-dessus et au-dessous de la chambre à 54 mm de l'axe du faisceau.

▷ Le détecteur germanium coaxial est constitué d'un cristal de 7 cm de diamètre et de 7 cm de profondeur. Ce détecteur est placé derrière le détecteur VETO.

▷ Le LEPS est utilisé pour la détection des γ de basse énergie (généralement inférieure à 250 keV). Il est situé perpendiculairement au faisceau, en face du détecteur électron derrière une fine fenêtre de Beryllium laissant passer les γ de très faible énergie (quelques dizaines de keV).

Tous les détecteurs germanium sont refroidis à l'azote liquide.

Efficacité de détection des rayonnements γ

▷ Efficacité des CLOVER et du détecteur coaxial:

Pour déterminer l'efficacité absolue des détecteurs germanium (excepté le LEPS dont nous parlerons dans la suite), nous avons utilisé les six cristaux des détecteurs CLOVER qui fonctionnaient correctement ainsi que le détecteur coaxial. Nous avons placé une source d' ^{152}Eu puis de ^{133}Ba au centre du cadre portant la feuille d'implantation. L'association de ces 2 sources nous permet d'étalonner en efficacité nos détecteurs germanium de 50 à 1408 keV.

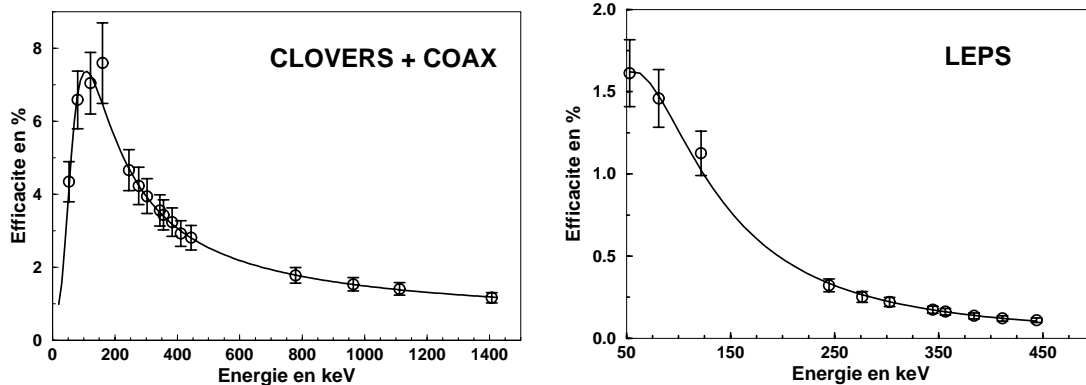


Figure 2.10 : Efficacité de 6 cristaux des CLOVER et du détecteur coaxial à gauche et du LEPS à droite ajustées par la fonction de B. Jäckel [54].

Nous avons utilisé la fonction d'efficacité de B. Jäckel [54] pour ajuster les points de mesure expérimentaux (cf. fig. (2.10)). L'erreur importante relative aux points expérimentaux est essentiellement due à l'incertitude sur l'activité des sources (de l'ordre de 12%).

L'ajustement par la fonction de B. Jäckel va nous permettre d'extrapoler l'efficacité à des énergies qui nous intéressent. Par exemple, $\epsilon(456\text{keV}) = 2.74 \pm 0.14 \pm 0.3 \%$ avec les erreurs statistique et systématique.

▷ Efficacité du LEPS:

Nous traitons séparément l'efficacité du LEPS car ce détecteur est spécialement conçu pour la détection des rayonnements γ de basse énergie. Le comportement de son efficacité est donc intéressant à basse énergie et elle diminue ensuite très rapidement avec l'énergie. Nous avons utilisé les mêmes sources d' ^{152}Eu et de ^{133}Ba pour avoir un étalonnage en efficacité jusqu'à 440 keV. L'ajustement utilise la même fonction que précédemment (cf. fig. (2.10)).

Il est clair que le comportement de l'efficacité du LEPS est caractéristique puisque le maximum se situe à une énergie beaucoup plus faible que pour un détecteur germanium standard. Ainsi, sur la gamme d'étalonnage dont nous disposons, le maximum d'efficacité est situé aux alentours de 50 keV et $\epsilon(52\text{keV}) = 1.62 \pm 0.2 \pm 0.18\%$. Il est également possible d'extrapoler l'efficacité à une énergie de 456 keV: $\epsilon(456\text{keV}) = 0.10 \pm 0.01 \pm 0.01\%$.

2.4 L'électronique et l'acquisition

2.4.1 Schéma global de l'électronique

Tous les signaux des différents détecteurs utilisés sont traités par une électronique de type NIM et VXI. Le principe du montage est donné sur la figure (2.11). Les signaux en sortie des détecteurs silicium d'ions lourds sont envoyés vers des pré-amplificateurs. Le traitement des signaux est ensuite semblable pour tous les détecteurs. Le signal en sortie de pré-amplificateur est divisé en deux : l'un pour la voie "lente" ou de traitement de l'énergie ; l'autre pour la voie "rapide" ou de décision qui gère le temps.

La voie en énergie est composée d'un amplificateur spectroscopique linéaire qui produit un signal proportionnel à l'énergie du rayonnement détecté puis d'un ADC (Analogic to Digital Converter) qui code numériquement l'amplitude de l'énergie.

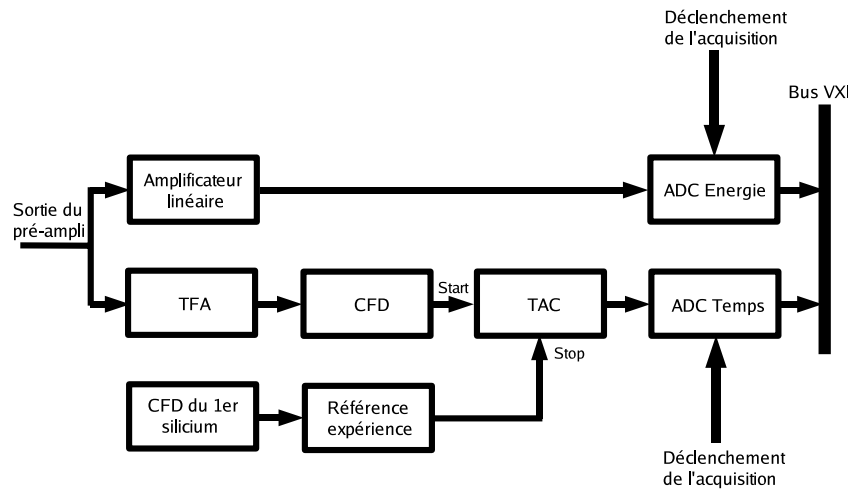


Figure 2.11 : Schéma de principe de l'électronique des voies lentes et rapides de chaque détecteur.

La première élément de la voie rapide, un amplificateur rapide TFA (Timing Filter Amplifier), met en forme les signaux issus du pré-amplificateur. Le second module, un CFD (Constant Fraction Discriminator), produit un signal logique si l'amplitude du signal à la sortie du TFA est supérieure à un seuil défini par l'utilisateur ; ainsi, le bruit de fond non désirable peut être en partie éliminé. Ce signal logique sert ensuite au codage du temps. La référence en temps de l'expérience est le passage d'un fragment dans le premier détecteur silicium sur la ligne du faisceau. Le temps de tous les autres détecteurs est alors mesuré par rapport à cette référence grâce à un TAC (Time to Analog Converter) qui produit une rampe dont l'amplitude correspond à la différence en temps entre la référence et le détecteur. Enfin, un ADC convertit le signal numériquement.

Afin d'effectuer une identification événement par événement des fragments, leur temps de vol dans le spectromètre est une information indispensable (cf. §2.2.3). Celui-ci est mesuré par un TAC dont le déclenchement est la présence d'un signal dans le premier détecteur silicium et l'arrêt est le signal radiofréquence du cyclotron CSS2.

2.4.2 Déclenchement de l'expérience

Le déclenchement d'une expérience permet de sélectionner les événements "intéressants". Dans le cadre de la spectroscopie isomérique, une condition nécessaire au codage des données est la présence d'un fragment au plan focal. Par conséquent, l'acquisition est déclenchée si un signal est présent dans le premier détecteur silicium. Si la condition précédente est remplie, tous les signaux présents pendant une durée de $15 \mu\text{s}$ sont alors acceptés et codés par les ADC qui les envoient vers un bus VXI. Les données sont ainsi envoyées vers les cassettes d'enregistrement et vers l'acquisition en ligne.

Deux autres déclenchements ont été utilisés lors des calibrations : celui nécessitant un signal dans l'un des détecteurs germanium et l'autre demandant un signal dans le détecteur Si(Li) réservé à la spectroscopie électron.

2.5 Spectre non conditionné

Comme nous venons de le voir, la condition de déclenchement de l'acquisition des données est, durant toute l'expérience, un fragment au plan focal (cf. §2.4.2). Par conséquent, tous les signaux présents pendant $15 \mu\text{s}$ sont codés en coïncidence avec un signal dans le premier détecteur silicium. Dans le spectre d'un clover, les rayonnements γ présents proviennent donc soit de la décroissance isomérique d'un des noyaux transportés au plan focal soit du bruit de fond ambiant de la salle d'expérience [52] et de la décroissance β .

Le spectre d'un clover incrémenté sans aucune condition en temps est présenté sur la figure (2.12) pour le réglage optimisant la production du ^{74}Kr . Le pic le plus important, à 511 keV, correspond à l'annihilation d'un positron avec un électron donnant lieu à deux rayonnements γ dont l'énergie est égale à la masse de l'électron. Les transitions relatives au ^{76}Rb correspondent à la décroissance d'un isomère situé à 317 keV [52]. Ce dernier a une durée de vie de $3.20(10) \mu\text{s}$. Les noyaux de ^{76}Rb peuplés dans cet état isomérique peuvent alors décroître au plan focal après le temps de vol d'environ 428 ns [49] dans le spectromètre. De même, dans le noyau de ^{71}Se , un isomère de $19(3) \mu\text{s}$ de temps de vie est situé à 260.5 keV [52]. Etant donné que le temps de vie est largement supérieur au temps de vol des noyaux dans le spectromètre, cet état isomérique décroît principalement au plan focal. Les autres transitions visibles dans ce spectre sont celles de la radioactivité ambiante présente dans la salle d'expérience. La décroissance des noyaux de ^{54}Mn , de ^{60}Co et de ^{22}Na pollue ainsi les spectres γ . Enfin, la radioactivité naturelle du ^{40}K est aussi observée.

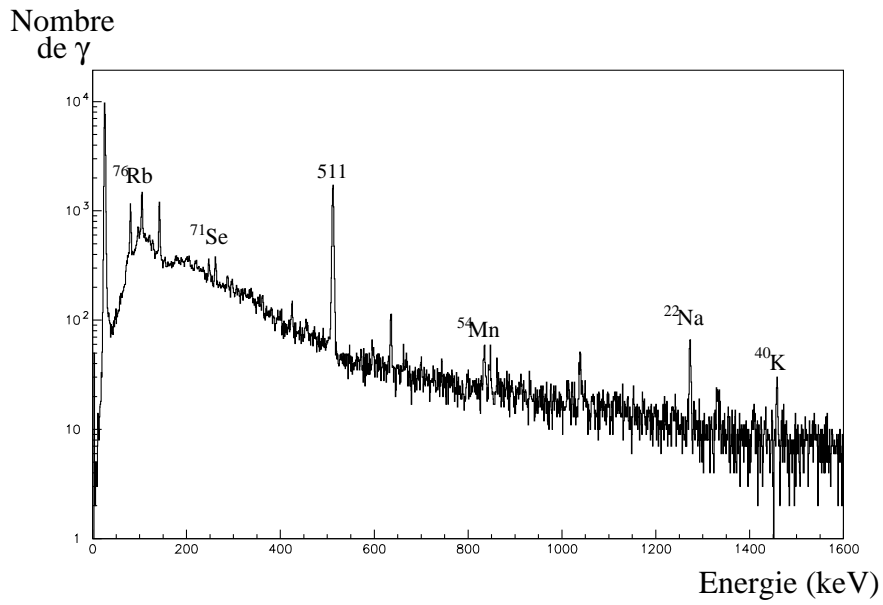


Figure 2.12 : Spectre γ d'un clover en coïncidence avec tous les fragments du réglage du ^{74}Kr sans aucune condition.

Un tel spectre sans condition sur le fragment à observer ne permet donc pas l'étude de noyaux produits en faible quantité comme le ^{72}Kr ou le ^{74}Kr . En effet, la spectroscopie de ces derniers nécessite une sélection sur le fragment (cf. §2.2.3) afin d'éliminer les rayonnements issus de la décroissance de tous les autres noyaux. Les résultats utilisant cette procédure sont présentés dans le chapitre 3.

Chapitre 3

Résultats expérimentaux

3.1 Résultats de la spectroscopie isomérique du ^{74}Kr

Près de 10 millions de noyaux de ^{74}Kr ont été collectés au plan focal avec un taux moyen de 245 Hz environ. La proportion de cet isotope par rapport à l'ensemble des noyaux transmis au plan focal est légèrement inférieure à 20 %. Les spectres γ et électron sont construits en coïncidence avec les noyaux de ^{74}Kr sélectionnés par le contour dans la matrice ΔE -TOF (cf. §2.2.3). On s'attend à observer une transition γ de 456 keV [37] correspondant à la décroissance du premier état 2^+ ainsi que la décroissance électron de l'état 0^+ excité à 508 keV [38, 20]. La détection de ces deux transitions simultanément nous permettra alors d'avoir une valeur du rapport d'embranchement pour cet état 0^+ excité. De plus, le LEPS a été placé afin de visualiser la transition non observée auparavant entre l'état 0^+ excité et l'état 2^+ ; la signature expérimentale de cette dernière permettrait de confirmer le schéma de niveau.

3.1.1 Spectres électron

Le spectre électron incrémenté en coïncidence avec les noyaux de ^{74}Kr est présenté sur la figure (3.1). Le bruit de fond est très raisonnable notamment à basse énergie. Le cache placé sur le cadre de la feuille d'implantation et destiné à arrêter les électrons δ issus du ralentissement des fragments dans les détecteurs silicium (cf. §2.3.1) permet de réduire le bruit de fond électron à basse énergie. Ce résultat est d'autant plus satisfaisant que les fragments étudiés ont des vitesses très élevées quand ils atteignent le plan focal (énergie comprise entre 55 et 60 MeV par nucléon)

et que leur ralentissement est très rapide.

Deux raies sont clairement visibles à 491.3 ± 0.1 et 503.9 ± 0.2 keV. Les énergies

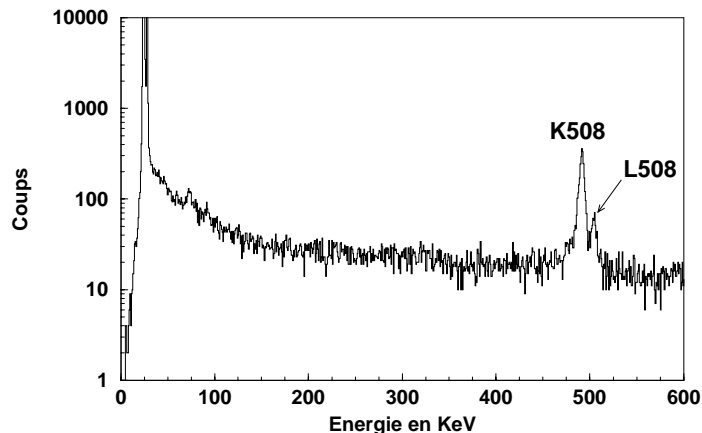


Figure 3.1 : Spectre électronique incrémenté en coïncidence avec les noyaux de ^{74}Kr .

de liaison des électrons des couches K et L sont respectivement 14.33 et 1.9 keV. Les deux raies du spectre correspondent donc à des électrons de 505.6 ± 0.1 et 505.8 ± 0.2 keV. Cependant, les électrons sont émis de la feuille de Kapton; ils perdent donc une certaine quantité d'énergie dans celle-ci. De plus, les électrons traversent également la couche d'or en surface du détecteur silicium; par contre, étant donné qu'elle est très mince, la perte d'énergie dans l'or est négligeable.

D'après le programme de simulation LISE [49], la distribution spatiale des noyaux de ^{74}Kr est maximale à environ $10\mu\text{m}$ de la face arrière de la feuille d'implantation (ce qui permet d'implanter la majorité des noyaux dans la feuille). On va donc calculer la perte d'énergie des électrons de 500 keV dans $10\mu\text{m}$ de Kapton. La perte d'énergie des électrons dans le Kapton n'étant pas tabulée, nous nous référons aux valeurs données pour le mylar car leur densité atomique et leur composition sont proches. La perte d'énergie par unité de surface est $(\frac{dE}{dx})_{tot}(E=500\text{keV}) = 1.9032 \text{ MeV} \cdot \text{g}^{-1} \cdot \text{cm}^2$ [55]. En prenant comme épaisseur de Kapton à traverser $d=10\mu\text{m}$ et sachant que la densité du Kapton est $\rho = 1.43 \text{ g cm}^{-3}$, la perte d'énergie des électrons est égale à 2.7 keV.

L'énergie de la transition est alors égale à :

$$E_K = 508.3 \pm 0.1 \text{ keV}$$

$$E_L = 508.5 \pm 0.2 \text{ keV}$$

Ce travail a donc permis d'établir que ces deux raies électron correspondent à la transition de $508.3 \pm 0.1 \pm 0.5$ keV (même valeur que dans la référence [20]) observée précédemment et pour la première fois, nous avons montré que cette transition appartient bien au ^{74}Kr . De plus, la multipolarité de cette dernière est discutée en conclusion des résultats de la spectroscopie γ (cf. §3.1.2).

Le nombre de coups dans les pics K et L, $N_{e^-}(E0)$ corrigé de l'efficacité électron, ϵ_{e^-} , nous donne l'intensité de la transition $0_{excité}^+ \rightarrow 0_{fondamentale}^+$ utilisée ensuite pour le calcul du rapport d'embranchement (les ajustements des pics ne sont pas gaussiens; ils sont lorentziens pour prendre en compte la traîne à basse énergie):

$$I(0_{excité}^+ \rightarrow 0_{fondamentale}^+) = \frac{N_{e^-}(E0)}{\epsilon_{e^-}} = \frac{3357(179)}{0.0631(0.0070)} = 53201 \pm 6548 \pm 6745 \quad (3.1)$$

L'erreur systématique ajoutée résulte de l'erreur sur l'activité de la source utilisée pour déterminer l'efficacité (cf. §2.3.1).

3.1.2 Spectres germanium

▷ Spectre à haute énergie:

Le spectre germanium, somme des détecteurs CLOVER et du détecteur coaxial, incrémenté en coïncidence avec les noyaux de ^{74}Kr et sans aucune autre condition que celles présentées dans le paragraphe 2.2.3 présente un pic à 456 keV comme attendu. Cependant, pour éliminer les rayonnements γ issus principalement de la décroissance β , il est nécessaire d'imposer une coupure en temps en éliminant les temps très courts (< 10 ns) et très longs (> 150 ns). Le spectre obtenu (voir figure (3.2)) ne présente pratiquement pas de bruit de fond. La transition à 456 keV est clairement visible et un pic à 52 keV semble se détacher. Pour l'observation de ce dernier, le détecteur LEPS, dont le spectre est présenté sur la figure (3.3), sera très utile.

Cependant malgré la faible statistique dans le pic à 52 keV, il est possible de vérifier la cohérence du schéma de niveau proposé grâce aux intensités des transitions observées. En effet, si l'on considère que l'état 2^+ est alimenté par un seul état isomérique, l'état 0^+ excité, les intensités des transitions de 52 et 456 keV doivent être semblables.

L'intensité de la transition $2^+ \rightarrow 0^+$, $I(2^+ \rightarrow 0^+)$, peut être calculé à partir du nombre de coups dans le pic à 456 keV dans le spectre brut sans aucune condition

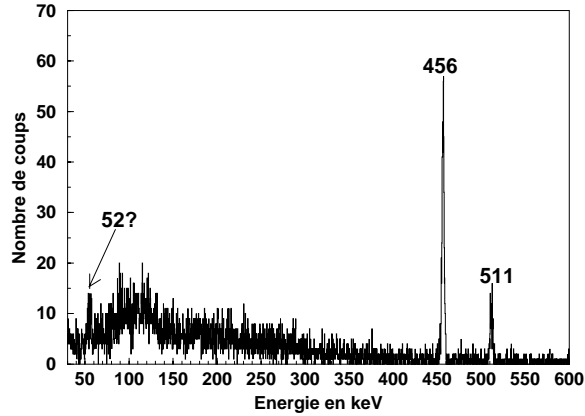


Figure 3.2 : Spectre γ incrémenté en coïncidence avec les noyaux de ^{74}Kr .

en temps (non représenté ici), de l'efficacité $\epsilon(456)$ au point $E = 456$ keV déterminée dans le paragraphe §2.3.2 ainsi que du coefficient de conversion interne, α_{conv} . Pour une transition E2 de 456 keV dans le Krypton, ce dernier vaut $4.304 \cdot 10^{-3}$ [33].

$$\begin{aligned} I(2^+ \rightarrow 0^+) &= \frac{N_\gamma(2^+ \rightarrow 0^+)(1 + \alpha_{conv})}{\epsilon(456)} \\ &= 66782 \pm 4314 \pm 7312 \end{aligned} \quad (3.2)$$

L'observation du pic à 52 keV dans le spectre des détecteurs CLOVER nécessite une condition en temps. Cette dernière diminue certainement le nombre de rayonnements γ dans le spectre; cependant, il est tout de même intéressant d'estimer une limite inférieure sur l'intensité de la transition à 52 keV à partir de ce spectre. Le nombre de coups dans le pic à 52 keV est estimé à $N_\gamma(0_2^+ \rightarrow 2^+) = 110(25)$. Cette transition à basse énergie est fortement convertie, c'est-à-dire que la voie de désexcitation majoritaire est par électron de conversion. En effet, le coefficient de conversion interne α_{conv} , a une valeur de 10.25 pour un noyau de Krypton et une transition quadrupolaire électrique de 52 keV [33]. En utilisant l'efficacité $\epsilon(52)$ à 52 keV, la limite inférieure de l'intensité de la transition de 52 keV s'écrit alors:

$$\begin{aligned} I(0_2^+ \rightarrow 2^+) &= \frac{N_\gamma(0_2^+ \rightarrow 2^+)(1 + \alpha_{conv})}{\epsilon(52)} \\ &\geq 42187 \pm 8092 \pm 4619 \end{aligned} \quad (3.3)$$

Cette limite est en accord avec l'intensité de la transition $2^+ \rightarrow 0^+$ déterminée précédemment. La condition en temps appliquée pour observer le pic à 52 keV élimine certainement des coups dans ce dernier.

▷ Spectre à basse énergie:

Etant donné son efficacité de détection élevée à basse énergie, le détecteur LEPS est utilisé notamment pour visualiser la transition à 52 keV entre l'état 0^+ excité et le premier état 2^+ proposée dans le schéma de niveau [20]. Le spectre du LEPS, présenté sur la figure (3.3), est incrémenté en coïncidence avec les noyaux de ^{74}Kr . Un nettoyage avec les détecteurs silicium a été effectué et une condition en temps a été imposée (pour les temps supérieurs à 100 ns environ).

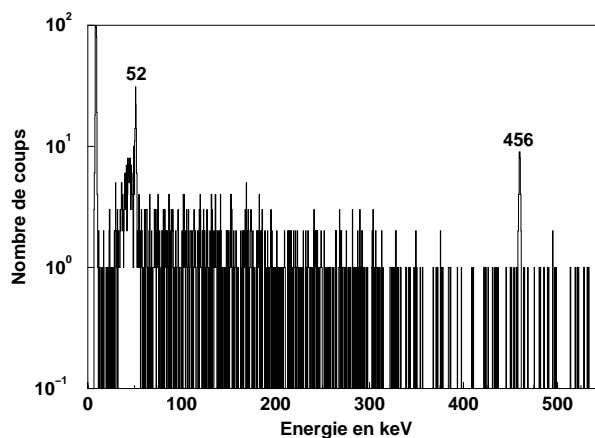


Figure 3.3 : Spectre γ du détecteur LEPS incrémenté en coïncidence avec les noyaux de ^{74}Kr .

Le bruit de fond provenant des électrons δ issus du ralentissement des fragments dans les détecteurs silicium est coupé par la feuille en Beryllium qui sépare le LEPS de la chambre. Deux transitions sont clairement visibles : la transition à 456 keV est peu intense puisque l'efficacité du détecteur chute très rapidement avec l'énergie; celle à basse énergie est située à 52 keV. Cette dernière a une traîne à basse énergie.

Etant donné que les deux transitions de 52 et de 456 keV sont visibles dans le même spectre, il est à nouveau possible de vérifier que leurs intensités sont compatibles avec le schéma de niveau proposé. Il faut être prudent quant à la condition en temps imposée pour construire ce spectre; en effet, cette dernière peut avoir une influence différente sur les rayonnements γ à basse et haute énergie.

Dans le spectre conditionné en temps, le nombre de coups dans le pic à 456 keV est $N_\gamma(2^+ \rightarrow 0^+) = 50(13)$. En utilisant la valeur de l'efficacité, $\epsilon(456)$, à une énergie de 456 keV (cf. §2.3.2) ainsi que le coefficient de conversion interne à cette énergie,

on obtient:

$$I(2^+ \rightarrow 0^+) = \frac{N_\gamma(2^+ \rightarrow 0^+)(1+\alpha_{conv})}{\epsilon(456)} = 50215 \pm 13989 \pm 5580 \quad (3.4)$$

Cette valeur est inférieure à celle calculée avec les détecteurs CLOVER (cf. eq. 3.2) en raison de la coupure en temps imposée.

Pour déterminer le nombre de coups dans le pic à 52 keV, seul le pic est pris en compte sans la traîne. Le nombre de coups dans le pic est égal à $N_\gamma(0_2^+ \rightarrow 2^+) = 116(19)$. L'intensité obtenue pour la transition entre l'état 0^+ excité et l'état 2^+ est alors:

$$I(0_2^+ \rightarrow 2^+) = \frac{N_\gamma(0_2^+ \rightarrow 2^+)(1+\alpha_{conv})}{\epsilon(52)} = \frac{116(19)*(1+10.25)}{0.0162(0.002)} = 81168 \pm 16674 \pm 9019 \quad (3.5)$$

Cette valeur élevée reste compatible avec l'intensité de la transition $2^+ \rightarrow 0^+$ déterminée grâce aux détecteurs CLOVER (cf. eq. 3.2). Ces derniers calculs sont donc en accord avec le schéma de niveau proposé.

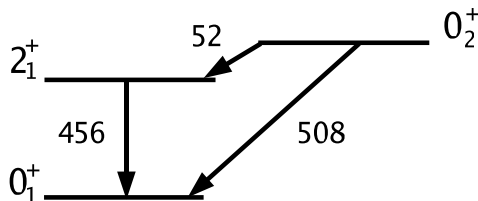


Figure 3.4 : Etats de bas spin observés dans cette expérience pour le noyau de ^{74}Kr .

En conclusion, la transition de 52 keV, interprétée comme la décroissance de l'état 0^+ excité vers l'état 2^+ , a été observée pour la première fois et est associée sans ambiguïté au noyau de ^{74}Kr (cf. fig. (3.4)). De plus, l'observation par électron d'une transition à 508 keV ainsi que la non-observation d'une raie γ à cette même énergie confirment le caractère E0 de cette transition proposé lors de précédentes expériences de fusion-évaporation [38]. La mesure du temps de vie (voir le point suivant) renforce également cette hypothèse.

3.1.3 Mesure du temps de vie de l'état 0^+ excité

Puisque la statistique obtenue avec les électrons de la transition E0 est supérieure à celle des rayonnements γ de la transition $2^+ \rightarrow 0^+$ et que la résolution en temps du détecteur électron est meilleure, la mesure du temps de vie est effectuée avec le

spectre temps des électrons. Le temps électron correspond à la différence entre le signal dans le détecteur électron et celui dans le premier détecteur silicium (signal produit par le TAC).

Le spectre temps de désexcitation de l'état 0^+ excité est conditionné sur les raies K et L de la transition à 508 keV. De plus, pour nettoyer ce spectre, une soustraction du bruit de fond est effectuée en soustrayant les spectres temps construits sur des fenêtres en énergie dans le bruit de chaque côté de la transition à 508 keV. Ce spectre est représenté sur la figure (3.5).

▷ Méthode de mesure du temps de vie par convolution

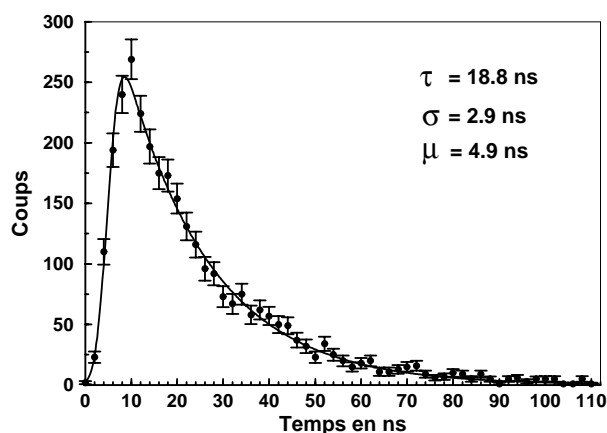


Figure 3.5 : Spectre de temps du détecteur électron pour le noyau de ^{74}Kr ajusté par la convolution d'une gaussienne et d'une exponentielle.

Etant donné le court temps de vie de l'état 0^+ excité du noyau de ^{74}Kr , de l'ordre de 20ns [38, 20], il est préférable de tenir compte de la résolution due à l'appareillage. En effet, on est en présence de deux phénomènes aléatoires, l'un dû à la désexcitation de l'état considéré, l'autre dû à la résolution du détecteur et de l'électronique. On suppose que la résolution en temps du détecteur et de l'électronique suit une loi gaussienne. La distribution en temps mesurée, $N(T)$, sera alors l'intégrale de convolution entre l'exponentielle (correspondant à la probabilité de désexcitation de l'état 0^+ excité) et la gaussienne ($G(T)$):

$$N(T) = \int_0^{+\infty} G(T-t)\lambda e^{-\lambda(t-\mu)} dt \quad (3.6)$$

avec λ , la constante de désintégration de l'état 0^+ excité ($\lambda = \frac{1}{\tau}$) et μ le canal correspondant au temps 0. La gaussienne $G(T)$ s'écrit: $G(T) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}}e^{-\frac{(T-\mu)^2}{2\sigma^2}}$, avec σ l'écart-type et μ le centre. L'ajustement de $N(T)$ aux valeurs expérimentales a été effectué par la méthode de Levenberg-Marquardt [56] qui utilise la méthode standard des moindres carrés. Il est représenté sur la figure (3.5).

Cette méthode donne un temps de vie moyen τ égal à 18.8 (5) ns. Une vérification de cette valeur a été effectuée sur ce même spectre en temps avec des contractions différentes.

▷ Méthode de mesure du temps de vie par un ajustement exponentiel

Il est possible d'évaluer un canal à partir duquel la contribution de la gaussienne est négligeable devant l'exponentielle. Pour cela, reprenons l'équation (3.6):

En posant $X = T-t$,

$$N(T) = \lambda e^{-\lambda(T-\mu)} \int_{-\infty}^T G(X) \lambda e^{\lambda X} dX \quad (3.7)$$

$$\frac{dN(T)}{dT} = \lambda [G(T)e^{\lambda\mu} - N(T)] \quad (3.8)$$

$$\frac{dN(T)}{N(T)} = \lambda \left[\frac{G(T)}{N(T)} e^{\lambda\mu} - 1 \right] dT \quad (3.9)$$

$$\frac{d \ln N(T)}{dT} = -\lambda \left[1 - \frac{G(T)}{N(T)} e^{\lambda\mu} \right] \quad (3.10)$$

Pour $\frac{G(T)}{N(T)} e^{\lambda\mu} \ll 1$, c'est-à-dire $G(T)e^{\lambda\mu} \ll N(T)$ alors $\frac{d \ln N(T)}{dT} = -\lambda$ ce qui revient à dire que la courbe de décroissance suit une loi exponentielle.

Dans notre cas, nous calculons qu'à $t_0 = 9$ ns du canal temps 0, $\frac{G(T)}{N(T)} e^{\lambda\mu} \leq 10^{-3}$

Comme pour la méthode précédente, une vérification a été effectuée pour des contractions différentes. En conclusion de ces 2 méthodes, nous avons établi une nouvelle mesure du temps de vie de l'état 0^+ excité du noyau de ^{74}Kr avec une erreur plus faible que lors des précédentes mesures: $\tau = 18.8$ (10) ns qui est compatible avec la mesure de la référence la plus récente [20] de $20 \pm 2 \pm 7$ ns.

3.1.4 Rapport d'embranchement, isomérique et force de transition $\rho^2(\text{E0})$

▷ Calcul du rapport d'embranchement

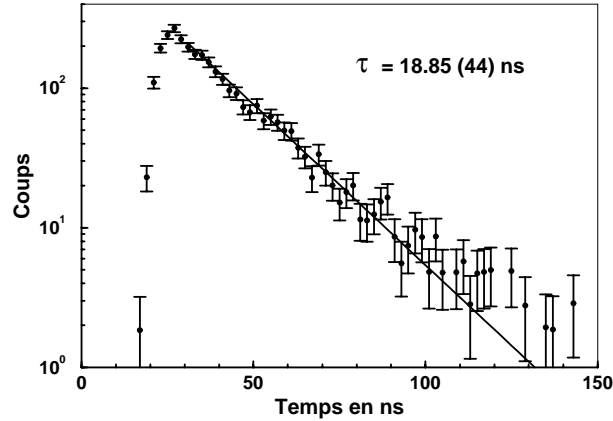


Figure 3.6 : Spectre de temps du détecteur électronique pour le noyau de ^{74}Kr ajusté par une exponentielle.

Il est nécessaire de calculer le rapport d'embranchement à partir de l'état 0^+ excité pour savoir si ce dernier se désexcite principalement par E0 ou par transition γ de 52 keV [38, 20] ainsi que pour calculer la force de transition $\rho^2(\text{E0})$ relative aux changements de formes et au mélange entre l'état initial et l'état final [57].

Le rapport d'embranchement, R , est la quantité suivante:

$$R = \frac{I(0^+_{excité} \rightarrow 2^+)}{I(0^+_{excité} \rightarrow 0^+_{fondamental})} \quad (3.11)$$

D'après le schéma de niveau du noyau de ^{74}Kr , il est clair qu'en spectroscopie retardée, l'état 2^+ est uniquement alimenté par l'état isomérique $0^+_{excité}$ puisque les temps de vie des états de plus haute énergie sont beaucoup plus courts que le temps de vol dans le spectromètre. Par conséquent, le nombre de transitions $2^+ \rightarrow 0^+_{fondamental}$ est strictement égal au nombre de transitions $0^+_{excité} \rightarrow 2^+$ en supposant bien entendu que l'état 2^+ n'est alimenté par aucun autre état isomérique. Cette vérification a été effectuée précédemment puisque nous avons montré que l'intensité de la transition $0^+_{excité} \rightarrow 2^+$ est compatible avec celle de la transition $2^+ \rightarrow 0^+_{fondamental}$ (cf. §3.1.2). Avec ces hypothèses, le rapport d'embranchement est aussi égal à:

$$R = \frac{I(2^+ \rightarrow 0^+_{fondamental})}{I(0^+_{excité} \rightarrow 0^+_{fondamental})} \quad (3.12)$$

Etant donné que le nombre de transitions $2^+ \rightarrow 0^+_{fondamental}$ observées est beaucoup plus important que celui de transitions $0^+_{excité} \rightarrow 2^+$, cette dernière expression du

rapport d'embranchement est utilisée afin de minimiser l'erreur sur sa valeur.

Les intensités calculées précédemment sont alors utilisées pour le calcul du rapport d'embranchement, R :

$$R = \frac{66782(4314)}{53201(6548)} = 1.25 \pm 0.18 \pm_{0.26}^{0.34} \quad (3.13)$$

Les valeurs élevées de l'erreur systématique sont essentiellement dues à l'incertitude importante sur l'efficacité des électrons. Ce rapport d'embranchement est plus élevé que celui obtenu lors d'une récente expérience de décroissance β [58]. Un rapport d'embranchement de 0.67 ± 0.16 peut être extrait des intensités obtenues lors de cette dernière expérience. Cependant, la statistique obtenue pour la raie de 52 keV est inférieure à celle de notre expérience. De plus, aucune erreur systématique n'est prise en compte. Notre résultat est également confirmé par les intensités compatibles des transitions de 52 et 456 keV observées simultanément.

▷ Calcul du rapport isomérique

Le rapport isomérique d'un noyau donné, F , est défini comme le rapport entre le nombre d'ions créés dans un état isomérique et le nombre total d'ions créés [37]:

$$F = \frac{N_{isomères}}{N_{ions}} \quad (3.14)$$

Pour le noyau de ^{74}Kr , l'état isomérique, l'état 0^+ excité, peut décroître soit par la transition $E0$ sur l'état fondamental soit sur l'état 2^+ par la transition de 52 keV. Dans le spectromètre LISE3, les ions sont complètement épluchés de leurs électrons; toute décroissance par émission d'électron est alors impossible. Seule la composante radiative de la transition $E2$ $0_{excité}^+ \rightarrow 2^+$ permet la désexcitation de l'isomère. Le temps de vol entre la cible et le plan focal étant de $t_{TOF} = 666$ ns environ d'après le programme de simulation LISE [49], le nombre d'ions créés dans l'état isomérique et qui se sont désexcités par rayonnement γ est donné par:

$$N_{isomères}^{\gamma} = I(0_{excité}^+ \rightarrow 2^+) e^{-t_{TOF}/\tau_{0_2^+}^{\gamma}(E2)} \quad (3.15)$$

avec $\tau_{0_2^+}^{\gamma}(E2)$ correspondant au temps de vie partiel relatif à la composante radiative de la transition $0_{excité}^+ \rightarrow 2^+$. Ce dernier s'écrit alors en fonction du temps de vie de l'état $0_{excité}^+$, $\tau_{0_{excité}^+}$, et du rapport d'embranchement, R :

$$\tau_{0_2^+}^{\gamma}(E2) = \frac{(1+R)}{R} (1 + \alpha_{conv}) \tau_{0_{excité}^+} = 380.7 \pm 31.7 \pm 44 \text{ ns} \quad (3.16)$$

Les ions épluchés dans le spectromètre récupèrent les électrons de leur cortège lors du ralentissement dans les détecteurs silicium du plan focal. D'après le programme de simulation LISE [49], les fragments récupèrent la majorité des électrons de leur cortège au niveau du troisième détecteur silicium car leur vitesse est trop élevée avant. La transition E0 ainsi que la composante électron de la transition E2 sont alors à prendre en compte pour la désexcitation en vol entre le troisième détecteur silicium et la feuille d'implantation. Le temps de parcours entre les deux est de l'ordre de $t_{vol} = 6.3$ ns [49]. Ainsi, le nombre d'ions créés dans l'état isomérique et qui se sont désexcités par émission d'électron est donné par:

$$N_{isomères}^{e^-} = I(0_{excité}^+ \rightarrow 2^+) e^{t_{vol}/\tau_{0_2^+}^{e^-}(E2)} + I(0_{excité}^+ \rightarrow 0_{fondamental}^+) e^{t_{vol}/\tau_{0_2^+}^{e^-}(E0)} \quad (3.17)$$

avec $\tau_{0_2^+}^{e^-}(E2)$ le temps de vie partiel relatif à la composante électron de la transition de 52 keV et $\tau_{0_2^+}^{e^-}(E0)$ le temps de vie partiel relatif à la transition E0 de 508 keV.

$$\tau_{0_2^+}^{e^-}(E2) = \frac{(1+R)(1+\alpha_{conv})}{R \alpha_{conv}} \tau_{0_{excité}^+} = 37.1 \pm 3.1 \pm 4.4 \text{ ns} \quad (3.18)$$

$$\tau_{0_2^+}^{e^-}(E0) = (1+R) \tau_{0_{excité}^+} = 42.3 \pm 4.1 \pm 6.4 \text{ ns} \quad (3.19)$$

le nombre de fragments de ^{74}Kr identifiés dans la matrice ΔE -TOF est de 11821762. Les intensités γ et électron déterminées précédemment ainsi que les temps de vie partiels sont alors utilisés pour calculer le rapport isomérique:

$$F = \frac{N_{isomères}^\gamma + N_{isomères}^{e^-}}{N_{ions}} = 4.44\%. \quad (3.20)$$

Cette valeur assez faible s'explique par le fait que les isomères non-yrast sont peuplés en plus faible quantité que les états yrast dans une réaction de fragmentation du projectile dans la gamme d'énergie utilisée [37].

▷ Calcul de la force de transition $\rho^2(E0)$

Les transitions E0 sont issues de l'interaction coulombienne entre les protons du noyau et les électrons des orbitales atomiques pénétrant à l'intérieur du noyau. Par conséquent, la probabilité d'une telle transition dépend de la distribution de charge nucléaire [59]:

$$W_i(E0) = \Omega_i(Z, E) \rho^2(E0, I_1 \rightarrow I_2), \quad (3.21)$$

où $\Omega_i(Z, E)$ est le facteur électronique (en s^{-1}) relatif à l'orbitale i ($i = K, L \dots$) pour un noyau de nombre de charge Z et une transition d'énergie E et $\rho^2(E0, I_1 \rightarrow I_2)$ est la force de transition monopolaire de la transition $I_1 \rightarrow I_2$ (sans dimension). Cette dernière est le carré de l'élément de matrice monopolaire défini ci-dessous [33]:

$$\rho = \langle 0_2^+ | \sum_p \frac{r_p^2}{R^2} | 0_1^+ \rangle, \quad (3.22)$$

où r_p représente le rayon des protons et R celui du noyau.

La force de transition $\rho^2(E0)$ d'une transition est donc liée au changement de rayon carré moyen entre l'état initial et l'état final. Cette quantité est ainsi une information importante dans l'étude du phénomène de coexistence de forme.

Pour calculer la force de la transition $0_{excité}^+ \rightarrow 0_{fondamentale}^+$, on utilise la formule (3.21) sachant que le temps de vie partiel relatif à la transition E0 de l'état 0^+ excité est défini ainsi $\tau_{0_{excité}^+}(E0) = 1/W_i(E0)$:

$$\frac{1}{\rho^2(E0)} = \Omega_{tot}(Z, E) \tau_{0_{excité}^+} (1 + R) = \Omega_{tot}(Z, E) \tau_{0_{excité}^+}(E0). \quad (3.23)$$

La valeur du facteur électronique, $\Omega_{tot}(Z, E)$, pour une transition de 508 keV dans le Krypton est de $2.81568 \cdot 10^8 s^{-1}$ [33]. Le temps de vie, $\tau_{0_{excité}^+}$, de l'état $0_{excité}^+$ ainsi que le rapport d'embranchement, R , servent alors à la détermination de la force de transition:

$$\rho^2(E0) = 84 \pm 7 \pm 11 \text{ mu}. \quad (3.24)$$

Généralement, les forces de transition s'expriment en "milli-unit = mu" = 0.001 étant donné leurs faibles valeurs.

3.2 Résultats de la spectroscopie isomérique du ^{72}Kr

Les noyaux de ^{72}Kr sont produits avec un réglage plus "exotique" du spectromètre permettant de maximiser la transmission des noyaux $N=Z$. En limitant l'acceptance du spectromètre pour que le taux de comptage dans les détecteurs silicium soit toujours de l'ordre de 2 kHz, 2 à 4 noyaux de ^{72}Kr arrivent par seconde au plan focal suivant l'intensité de faisceau. Au total, environ 260000 noyaux de ^{72}Kr ont été collectés pendant l'expérience. Le pourcentage de noyaux de ^{72}Kr par rapport à l'ensemble des fragments transportés au plan focal est d'environ 0.35%.

3.2.1 Spectres électron

Le spectre électron incrémenté en coïncidence avec les noyaux de ^{72}Kr est présenté figure (3.7). Comme pour le noyau de ^{74}Kr (cf. fig. (3.1)), le bruit de fond est très faible. Deux raies sont nettement visibles à 654.4 ± 0.15 et 667.1 ± 0.3 . La différence en énergie entre ces 2 raies est de 12.7 ± 0.33 keV qui est compatible avec la différence en énergie entre les électrons des raies K et L dans le Krypton (égale à 12.43 keV). Ces 2 raies sont interprétées comme les raies K et L d'une transition dans le noyau de ^{72}Kr .

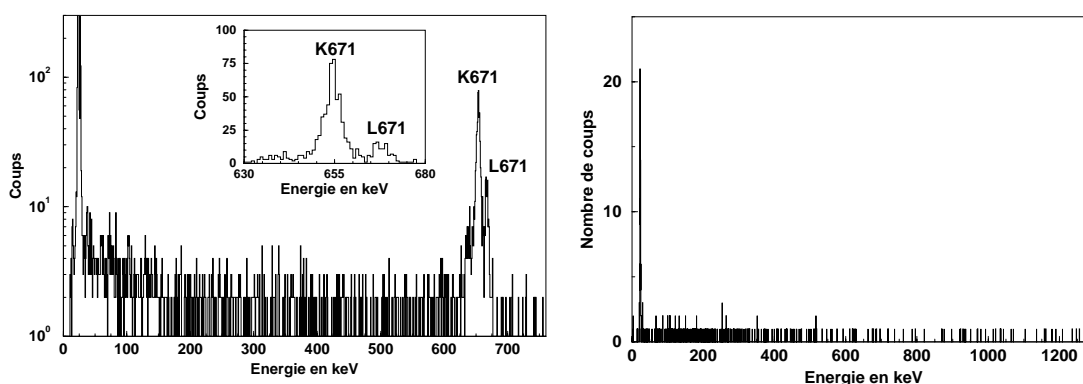


Figure 3.7 : Spectre électron (à gauche) et γ (à droite) du noyau de ^{72}Kr .

La même procédure que pour le noyau de ^{74}Kr est utilisée pour trouver l'énergie de la transition considérée: il faut ajouter l'énergie de liaison des électrons des couches K et L ainsi que l'énergie perdue dans la feuille de Kapton. Dans ce cas, seule la perte d'énergie par unité de surface diffère; elle est maintenant de:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{tot}(E=650\text{keV}) = 1.8093 \text{ MeV g}^{-1} \text{ cm}^2 [55].$$

Le maximum de la distribution spatiale des noyaux de ^{72}Kr est situé aussi à environ $10 \mu\text{m}$ de la surface arrière de la feuille d'implantation [49]. La perte d'énergie des électrons dans la feuille est égale à 2.6 keV.

L'énergie de la transition se déduit alors des énergies des raies K et L :

$$E_K = 671.3 \pm 0.15 \text{ keV}$$

$$E_L = 671.6 \pm 0.3 \text{ keV}$$

En conclusion, nous pouvons dire que les 2 pics observés dans le spectre électron correspondent aux raies K et L d'une transition de $671.4 \pm 0.15 \pm 0.5$ keV dans le noyau de ^{72}Kr .

3.2.2 Spectres germanium

La figure (3.7) représente le spectre germanium incrémenté en coïncidence avec les noyaux de ^{72}Kr . Ce spectre est pratiquement vide et aucune transition n'est visible. L'absence totale de bruit de fond est très remarquable car les fragments ont une vitesse très élevée quand ils atteignent le plan focal. Cependant, la condition de coïncidence avec un noyau de ^{72}Kr élimine tous les rayonnements γ provenant d'autres fragments ou de la radioactivité ambiante.

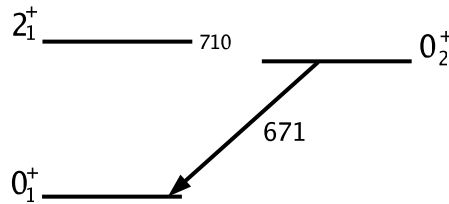


Figure 3.8 : Schéma de niveau à bas spin établi pendant cette expérience pour le noyau de ^{72}Kr .

En conclusion, une transition de 671 keV a été observée par spectroscopie électron. De plus, à cette même énergie, aucun pic n'est visible dans le spectre γ (cf. §3.2.2). Par conséquent, on en déduit que la transition de 671 keV est une transition monopolaire électrique; caractère confirmé dans le paragraphe suivant par la mesure du temps de vie. Par ailleurs, puisqu'aucun autre pic n'est visible dans les spectres γ et électron, cette transition décroît obligatoirement sur l'état fondamental. Elle est alors interprétée comme la désexcitation d'un nouvel état 0^+ excité situé à 671 (± 1) keV vers l'état fondamental 0^+ (cf. fig. (3.8)).

3.2.3 Mesure du temps de vie de l'état 0^+ excité

Le spectre de la différence en temps entre un signal dans le détecteur électron et un fragment traversant le premier détecteur silicium est présenté sur la figure (3.9). Il est conditionné en énergie sur les raies K et L de la transition de 671 keV.

L'ajustement des valeurs expérimentales par la convolution d'une gaussienne (modélisant la résolution liée à l'appareillage cf. §3.1.1) et d'une exponentielle est difficile en raison de la faible statistique dans le spectre. Les quatre paramètres libres ne contraignent pas suffisamment l'ajustement.

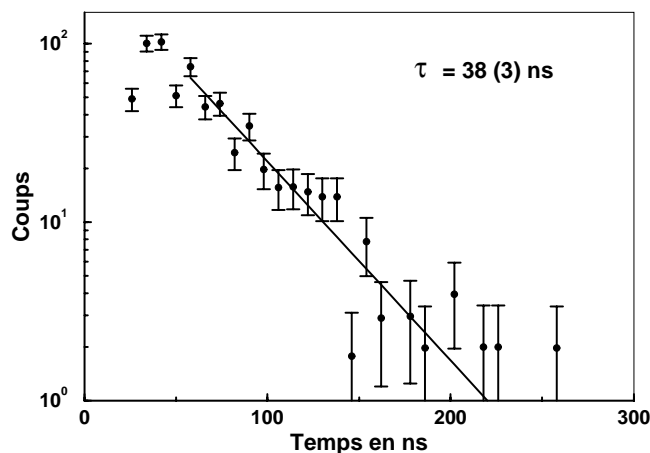


Figure 3.9 : Spectre de temps du détecteur électronique pour le noyau de ^{72}Kr ajusté par une exponentielle.

Par contre, la méthode d'ajustement pas une fonction exponentielle est utilisable. De la même manière que pour le noyau de ^{74}Kr , différents ajustements sont effectués à partir du canal $t_0 = 10$ ns par rapport au maximum. En effet, pour des temps supérieurs, la contribution de la gaussienne est négligeable. Différentes contractions ont également été utilisées. De plus, étant donné la faible statistique, un ajustement par la méthode du maximum de vraisemblance est le plus adapté. Le résultat de cette méthode est: $\tau = 38(3)$ ns.

3.2.4 Rapport isomérique et force de transition $\rho^2(\text{E}0)$

▷ Calcul du rapport isomérique

Dans le cas du noyau de ^{72}Kr , l'isomère est le premier état excité et il ne peut décroître que par émission d'électron. Durant leur trajet dans le spectromètre, les ions peuplés dans cet état isomérique sont complètement épluchés et ils ne peuvent donc pas se désexciter. C'est au niveau du troisième détecteur silicium au plan focal que les cortèges électroniques des ions peuvent se reformer [49]. Les noyaux de

^{72}Kr excités peuvent alors décroître entre le troisième détecteur silicium et la feuille d'implantation. Le temps de parcours entre les deux est de l'ordre de $t = 6.3$ ns [49]. En tenant compte de ce phénomène, le nombre d'ions créés dans l'état isomérique s'écrit alors:

$$N_{\text{isomères}} = \frac{N_{e^-(671 \text{ keV})}}{\epsilon_{e^-}} e^{-t/\tau_{0^+ \text{ excité}}}, \quad (3.25)$$

Le nombre de coups dans les raies K et L de la transition à 671 keV, $N_{e^-(671 \text{ keV})}$, obtenu par un ajustement lorentzien, est égal à 791(68). L'efficacité de détection des électrons pour le noyau de ^{72}Kr , ϵ_{e^-} , a été déterminée à $6.41 \pm 1.3 \pm 0.8$ % (cf. §2.3.1). Le nombre de noyaux de ^{72}Kr dénombrés dans la matrice d'identification ΔE -TOF, N_{ions} , est égal à 265148(515). La valeur du rapport isomérique est alors la suivante:

$$F = \frac{N_{\text{isomères}}}{N_{\text{ions}}} = 5.5 \pm 1.2 \pm 0.7\%. \quad (3.26)$$

La faible valeur de ce rapport isomérique, très proche de celle trouvée précédemment pour le noyau de ^{74}Kr (cf. §3.1.4), s'explique à nouveau par le fait que l'état isomérique 0^+ excité n'est pas *yrast*.

▷ Calcul de la force de transition $\rho^2(E0)$

Etant donné que le seul mode de désexcitation de l'état 0^+ excité du noyau de ^{72}Kr est la conversion interne, le temps de vie partiel relatif à la transition E0 est égal au temps de vie de l'état 0^+ excité et la force de transition, $\rho^2(E0)$, définie par l'expression (3.24), prend la forme suivante:

$$\frac{1}{\rho^2(E0)} = \Omega_{\text{tot}}(Z, E) \tau_{0^+ \text{ excité}}. \quad (3.27)$$

La valeur tabulée du facteur électronique total pour une transition de 671 keV dans le krypton est de $3.64677 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$. Avec un temps de vie de 38(3) ns pour l'état 0^+ excité, la force de transition E0 est égale à:

$$\rho^2(E0) = 72 \pm 6 \text{ mu}. \quad (3.28)$$

Chapitre 4

Discussion

4.1 Mélange de configuration dans les états 0^+

Dans tous les isotopes pairs de kryptons légers, du noyau stable ^{78}Kr au noyau $N = Z$ ^{72}Kr , un état 0^+ excité a été observé à basse énergie. Cet état est isomérique dans les cas des noyaux de ^{72}Kr et de ^{74}Kr en raison de la voie de désexcitation E0 qui est unique ou majoritaire [20]. Dans les noyaux plus lourds, l'état 0^+ excité se situant à plusieurs centaines de keV au dessus de l'état 2^+ , la voie de désexcitation dominante est par transition E2 entre l'état 0^+ excité et le premier état 2^+ [21, 22]. Des bandes rotationnelles ont également été mises en évidence lors de précédentes expériences [16, 17, 18, 19] et présentées dans la première partie. Il a d'ailleurs été constaté que le comportement des bandes rotationnelles est perturbé à bas spin. En effet, le moment d'inertie des états d'une bande rotationnelle régulière suit au premier ordre un comportement linéaire en fonction de $(\hbar\omega)^2$ (cf. §1.3.1 et figure (4.1)); c'est le cas pour les noyaux de $^{72,74,76,78}\text{Kr}$ pour des spins élevés. Par contre, une perturbation des états de bas spin est clairement visible et peut être attribuée à une interaction avec d'autres états de même spin situés à basse énergie. Le comportement linéaire des états de spin plus élevé peut alors être utilisé pour comprendre les perturbations à bas spins.

4.1.1 Extrapolation des états non perturbés

La déviation des états de bas spin par rapport au comportement linéaire des états de plus haut spin résulte d'une perturbation provenant de l'interaction avec d'autres états situés à basse énergie. Pour évaluer la force de l'interaction (cf. §4.1.2), il est nécessaire de déterminer la différence en énergie entre les états de bas spin

observés expérimentalement et les même états non perturbés, c'est-à-dire s'ils ne subissaient pas de perturbation. Le moment d'inertie de ces derniers devraient suivre le comportement linéaire du haut de la bande rotationnelle.

Un ajustement linéaire du moment d'inertie des états réguliers est alors effectué suivant la paramétrisation de Harris [24] suivante :

$$\frac{\mathcal{J}^{(0)}}{\hbar^2} = a + b(\hbar\omega)^2 \quad (4.1)$$

Le comportement linéaire ne correspond pas forcément aux états de même spin pour chaque noyau; les états utilisés pour les quatre ajustements sont détaillés ci-dessous :

- ^{72}Kr : $6 < I < 14$.
- ^{74}Kr : $4 < I < 12$.
- ^{76}Kr : $4 < I < 10$.
- ^{78}Kr : $2 < I < 8$.

La partie droite de la figure (4.1) représente les ajustements correspondant aux noyaux de ^{72}Kr et ^{74}Kr en haut et à ceux de ^{76}Kr et ^{78}Kr en bas. Les coefficients a et b définis dans l'expression (4.1), sont ainsi déterminés pour chacun des isotopes.

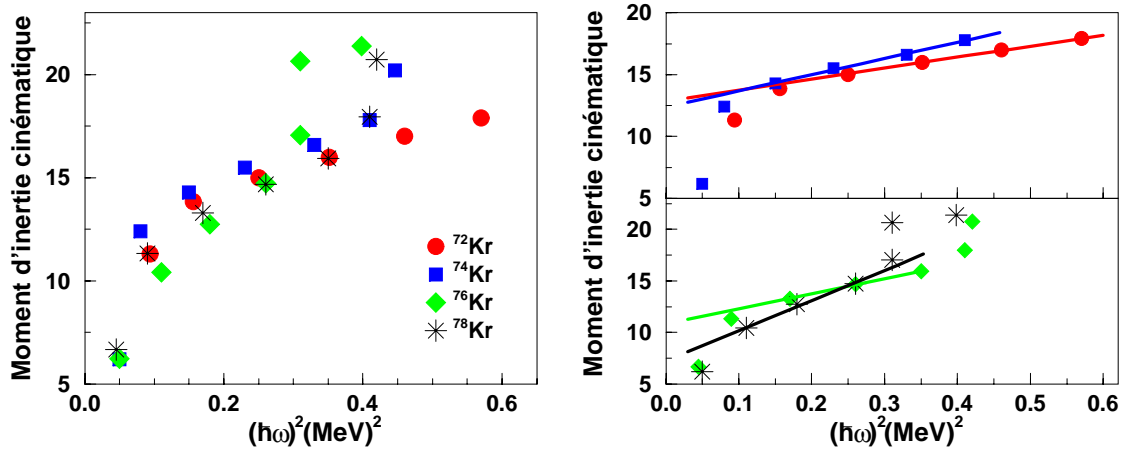


Figure 4.1 : Moments d'inertie des bandes rotationnelles des isotopes de krypton légers. A droite, ajustement linéaire de leur moment d'inertie pour les états de la bande dont le comportement est régulier.

Pour calculer la position des états de bas spin non perturbés, une extrapolation du comportement linéaire du moment d'inertie à des fréquences de rotation faibles

	^{72}Kr	^{74}Kr	^{76}Kr	^{78}Kr
$\delta_E(0^+)$ (keV)	63	242	203	107
$\delta_E(2^+)$ (keV)	116	36	35	0
$\delta_E(4^+)$ (keV)	19	0	0	0

Table 4.1 : Différences en énergie (δ_E) entre les états expérimentaux et non perturbés de la bande fondamentale dans les isotopes de krypton légers.

est nécessaire. En utilisant la relation suivante $\frac{\mathcal{J}}{\hbar^2} = \frac{\sqrt{I(I+1)}}{\hbar\omega}$ [23] définie dans le paragraphe 1.3.1 pour une bande $K = 0$ ainsi que la paramétrisation du moment d'inertie (cf. Eq. (4.1)), les fréquences de rotation associées aux états non perturbés sont alors déduites de l'équation suivante:

$$b(\hbar\omega)^3 + a\hbar\omega - \sqrt{I(I+1)} = 0 \quad (4.2)$$

Les énergies des états non perturbés peuvent alors être extraites puisque l'énergie d'une transition quadrupolaire est liée à la fréquence de rotation par $\hbar\omega = \frac{E_\gamma}{2}$ (cf. Eq. (1.19)).

Les écarts en énergie entre les états expérimentaux et les états non perturbés sont donnés dans la table (4.1) pour les isotopes pairs du krypton du ^{72}Kr au ^{78}Kr . Dans les cas des noyaux de ^{72}Kr et de ^{74}Kr , $\delta_E(0^+) = E_{0_2^+} - E_{extrapolé}(0^+)$. En effet, pour ces deux noyaux, l'état 0^+ extrapolé est plus proche en énergie de l'état 0^+ excité que de l'état 0^+ fondamental. De plus, une interaction entre deux états repoussent ces deux derniers; ainsi la tête de bande non perturbée subit une répulsion avec l'état fondamental et se retrouve alors à une énergie supérieure (celle de l'état 0^+ excité).

Pour les noyaux de ^{76}Kr et de ^{78}Kr , la situation est inversée : $\delta_E(0^+) = E_{0_1^+} - E_{extrapolé}(0^+)$. Dans ces cas, l'état 0^+ extrapolé a une énergie plus proche de l'état fondamental; de ce fait, la tête de bande perturbée correspond à l'état fondamental qui interagit avec l'état 0^+ excité.

La perturbation de la tête de la bande est maximale pour le noyau de ^{74}Kr . De plus, dans le cas du noyau de ^{72}Kr , la perturbation en énergie la plus importante concerne l'état 2^+ contrairement aux isotopes voisins. L'interprétation de ces perturbations en énergie est présentée dans le paragraphe suivant.

4.1.2 Calcul du mélange à deux niveaux

Présentation du calcul

Les états nucléaires ne sont généralement pas purs; en effet, ils sont le plus souvent constitués d'un mélange de différentes configurations. Dans le cas le plus simple d'un mélange de deux configurations uniquement, il est possible de modéliser le système par un calcul simple de mélange à deux niveaux [60].

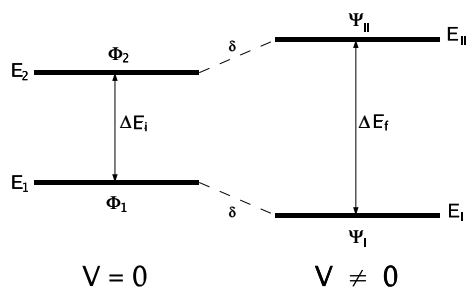


Figure 4.2 : Mélange de configurations pour un système à deux niveaux.

Un tel système est représenté sur la figure (4.2). Les deux états initiaux, correspondant à une interaction nulle, sont définis par leur énergie (E_1 et E_2) et leur fonction d'onde (ϕ_1 et ϕ_2); ces états sont appelés les états non perturbés. Avec l'application d'une interaction V , les niveaux se repoussent; les états finaux ou perturbés sont décrits par leur énergie (E_I et E_{II}) et leur fonction d'onde (Ψ_I et Ψ_{II}).

Les énergies et les fonctions d'onde des états finaux sont obtenus en diagonalisant la matrice

$$\begin{pmatrix} E_1 & V \\ V & E_2 \end{pmatrix} \quad (4.3)$$

en désignant l'élément de matrice de mélange $\langle \phi_1 | V | \phi_2 \rangle$ par V . Le mélange dépend à la fois de la différence en énergie entre les deux états initiaux et de l'élément de matrice V . Ainsi, un large espacement des états initiaux réduit l'effet du mélange. A l'inverse, le mélange est important pour deux états proches en énergie même si l'élément de matrice est faible.

La diagonalisation de la matrice précédente permet de calculer les énergies des états perturbés:

$$E_{I,II} = \frac{1}{2}(E_1 + E_2) \pm \frac{\Delta E_i}{2} \sqrt{1 + \frac{4}{R^2}} \quad (4.4)$$

où $R = \frac{\Delta E_i}{V}$ et les signes + et - correspondent respectivement aux états II et I. Ainsi, la différence en énergie entre les deux états finaux s'écrit:

$$\Delta E_f = \Delta E_i \sqrt{1 + \frac{4}{R^2}}. \quad (4.5)$$

Les fonctions d'onde des états finaux peuvent également être déduites de la diagonalisation et s'expriment en fonction des fonctions d'onde des états non perturbés:

$$\begin{aligned} |\Psi_I \rangle &= a|\phi_1 \rangle + b|\phi_2 \rangle \\ |\Psi_{II} \rangle &= -b|\phi_1 \rangle + a|\phi_2 \rangle \end{aligned} \quad (4.6)$$

avec $a^2 + b^2 = 1$. L'amplitude la plus faible, b , est donnée par:

$$b = \frac{1}{\{1 + [R/2 + \sqrt{1 + R^2/4}]^2\}^{1/2}} \quad (4.7)$$

Les amplitudes de mélange ne dépendent donc que du rapport R entre l'espacement en énergie initial et l'élément de matrice V . La nature de l'interaction ne joue aucun rôle dans le phénomène de mélange.

Application aux isotopes de krypton

Le principe du calcul de mélange à deux états présenté ci-dessus est appliqué ici au cas des états 0^+ dans les isotopes de krypton légers. La figure (4.3) représente la systématique des états de bas spins dans les noyaux étudiés ainsi que les états 0^+ non perturbés. La position énergétique des deux états 0^+ expérimentaux est indispensable à ce calcul; ainsi la valeur de leur différence en énergie, ΔE_f , est connue. De plus, l'extrapolation de la tête de la bande rotationnelle (cf. §4.1.1) fournit la position soit de l'état fondamental non perturbé soit de l'état 0^+ excité non perturbé selon le noyau considéré. Ainsi, pour les noyaux de $^{76,78}\text{Kr}$, l'état $|\phi_1 \rangle$ correspond à la tête de bande non perturbée et donc à l'état pur prolate; la situation est inversée pour les noyaux de $^{72,74}\text{Kr}$ puisque dans ce cas, c'est l'état $|\phi_2 \rangle$ qui est associé à une déformation prolate pure. De plus, lorsqu'une interaction repousse deux états, le décalage en énergie est le même pour les deux états. Par conséquent, la position de l'état 0^+ prolate non perturbé donne celle de l'autre et ainsi la valeur de leur différence en énergie, ΔE_i .

La relation (4.5) permet d'obtenir la valeur de l'interaction V créée entre les deux états 0^+ pour chacun des isotopes de krypton légers. Il est ensuite immédiat (Eq. (4.7)) de déduire le mélange entre les deux états 0^+ ainsi que la configuration

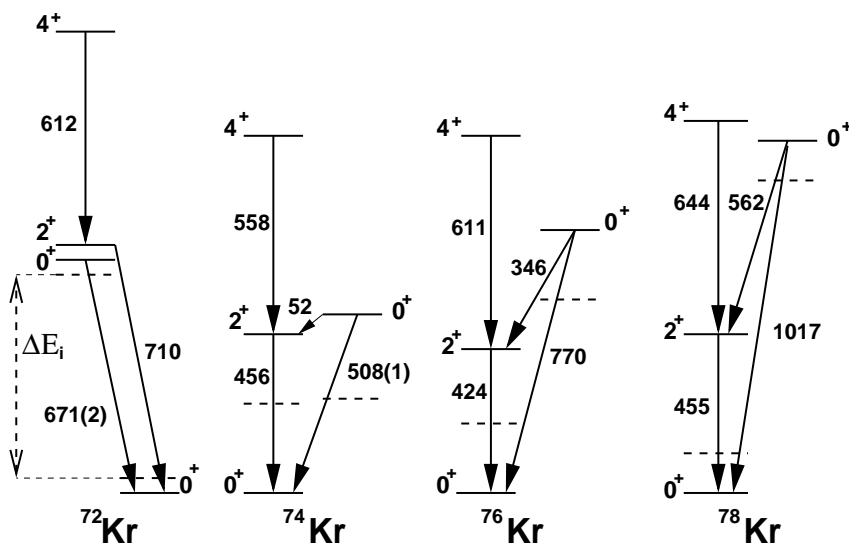


Figure 4.3 : Systématiques de états 0^+ expérimentaux et extrapolés dans les isotopes de krypton légers. Les états 0^+ non perturbés sont représentés en trait pointillé. La différence en énergie entre les états non perturbés, ΔE_i , est donnée pour le ^{72}Kr .

principale de chacun de ces états. La table (4.2) récapitule ces informations pour les quatre noyaux considérés.

Le mélange des configurations prolates et oblates dans les états 0^+ varie selon l'isotope considéré (voir figure (4.4)). Pour les noyaux de ^{78}Kr et de ^{76}Kr , l'état 0^+ fondamental est interprété comme la tête de la bande rotationnelle prolates; sa configuration principale étant la déformation prolates à plus de 70%. Dans le cas du noyau de ^{74}Kr , les états non perturbés sont pratiquement dégénérés; c'est l'interaction entre eux qui les repousse à plus de 500 keV. Le mélange dans ce cas est maximal, de l'ordre de 50%. Ce résultat est en accord avec le fait qu'un espacement faible entre les deux états non perturbés conduit à un mélange important indépendamment de l'élément de matrice entre les deux. Les deux états 0^+ sont alors un mélange entre la configuration prolates et la configuration oblate. Enfin, pour le noyau de ^{72}Kr , la situation est inversée par rapport aux isotopes plus lourds; en effet, la tête de bande correspond maintenant à l'état 0^+ excité subissant une interaction avec l'état fondamental. L'état excité est dans ce cas principalement prolates à 90% et l'état fondamental est interprété comme un état pratiquement pur oblate. Etant donné que le deuxième état 2^+ n'est pas connu, il n'est malheureusement pas possible d'effectuer le même calcul pour cet état du noyau de ^{72}Kr qui est pourtant fortement perturbé (cf. Tab. (4.1)). En effet, la position des deux états expérimentaux est une condition

Noyau	ΔE_f (MeV)	ΔE_i (MeV)	V (MeV)	% oblate dans 0_1^+
^{78}Kr	1.01718(3)	0.80(1)	0.31(1)	0.11(2)
^{76}Kr	0.7700(2)	0.36(1)	0.34(1)	0.26(1)
^{74}Kr	0.508(1)	0.02(1)	0.25(1)	0.52(1)
^{72}Kr	0.671(1)	0.54(1)	0.20(1)	0.90(1)

Table 4.2 : Résultats du calcul de mélange à deux niveaux pour les deux états 0^+ à basse énergie des isotopes de krypton légers. Les différences en énergie entre les états 0^+ expérimentaux (ΔE_f) et non perturbés (ΔE_i) sont utilisées pour déterminer l'interaction V entre les deux et le pourcentage de configuration oblate dans l'état fondamental.

indispensable pour déterminer l'interaction ainsi que le mélange.

4.2 La force de transition $\rho^2(E0)$: expérience et théorie

Les deux états mélangés 0^+ observés dans les isotopes de krypton légers illustrent le phénomène de coexistence de forme entre les configurations prolate et oblate. Les états expérimentaux, $|0_i\rangle$ et $|0_f\rangle$, s'expriment en fonction des états intrinsèques $|0_1\rangle$ et $|0_2\rangle$ correspondant aux déformations pures prolate et oblate ou vice versa selon l'isotope considéré :

$$\begin{aligned} |0_i\rangle &= a|0_1\rangle + b|0_2\rangle \\ |0_f\rangle &= -b|0_1\rangle + a|0_2\rangle \end{aligned} \quad (4.8)$$

avec a et b les amplitudes de mélange telles que $a^2 + b^2 = 1$.

La force de transition $\rho^2(E0)$ fournit des informations sur le changement de rayon carré moyen entre l'état initial et l'état final (cf. §3.1.4). Elle est définie en fonction de l'opérateur monopolaire, $m(E0)$, par l'expression suivante [61]:

$$\rho(E0)^2 = \left(\frac{\langle 0_i | m(E0) | 0_f \rangle}{eR^2} \right)^2 \quad (4.9)$$

avec R le rayon nucléaire. L'opérateur monopolaire peut s'exprimer en termes de paramètre de déformation axiale, β , et de paramètre de triaxialité, γ [61] :

$$m(E0) = \left(\frac{3ZeR^2}{4\pi} \right) \left[\frac{4\pi}{5} + \beta^2 + \left(\frac{5\sqrt{5}}{21\sqrt{\pi}} \right) \beta^3 \cos\gamma + \dots \right] \quad (4.10)$$

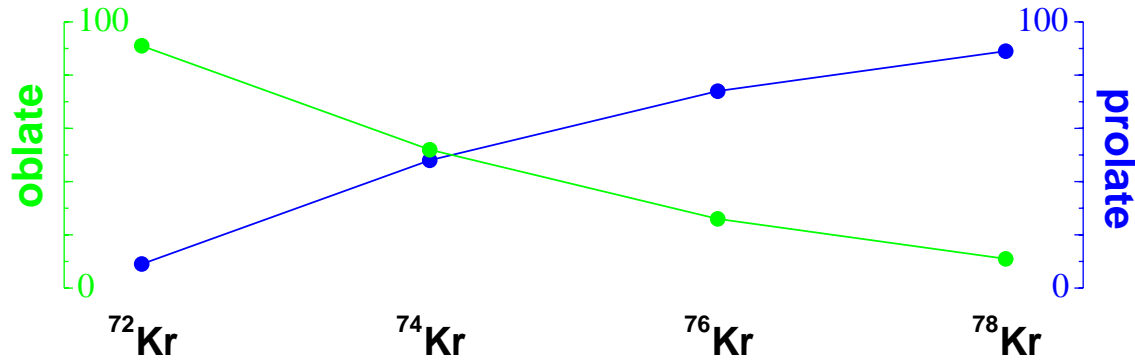


Figure 4.4 : Pourcentage des configurations prolate (trait foncé) et oblate (trait clair) dans les états fondamentaux des isotopes de krypton légers.

Par conséquent, la force de transition $\rho^2(E0)$ prend la forme suivante :

$$\begin{aligned} \rho^2(E0) &= \left(\frac{3Z}{4\pi}\right)^2 a^2 b^2 [\beta_1^2 - \beta_2^2 + \frac{5\sqrt{5}}{21\sqrt{\pi}} (\beta_1^3 \cos\gamma_1 - \beta_2^3 \cos\gamma_2)]^2 \\ &= \rho_{emp}^2 \end{aligned} \quad (4.11)$$

Cette grandeur est donc intimement liée aux déformations des états initial et final ainsi qu'au mélange entre les deux états [61, 62, 63]. Le terme du troisième ordre n'est pas négligeable dans le cas de deux paramètres de déformation de signes différents mais de même amplitude environ. En effet, dans ces conditions, le terme d'ordre deux est très faible voire nul.

Pour estimer les valeurs de la force de transition E0 pour les isotopes de krypton légers, il est nécessaire d'évaluer les déformations correspondant aux formes prolate et oblate. Les probabilités de transition entre le premier état 2^+ et l'état fondamental sont connues pour les $^{74-78}\text{Kr}$ [6, 30, 32] et permettent de déterminer une déformation prolate moyenne d'environ 0.39. De plus, les calculs théoriques présentés dans le paragraphe 1.2 prédisent généralement une déformation oblate de l'ordre de -0.3 en moyenne pour les quatre isotopes. Les amplitudes de mélange déterminées précédemment (cf. §4.1.2) sont utilisées ainsi qu'un paramètre de triaxialité γ nul ou égal à 60° suivant la forme. Il est ainsi possible à partir d'un modèle très simple de mélange à deux niveaux et des valeurs moyennes des déformations prolate et oblate (0.39 et -0.3) de calculer les forces de transition E0 empiriques ρ_{emp}^2 .

La table (4.3) regroupe les valeurs de la force de transition E0 issues des données expérimentales, de la formule (4.11) et des calculs Hartree-Fock-Bogolyubov utilisant la force de Skyrme [12] et le code Excited VAMPIR [15] pour les noyaux pairs de

Noyau	$\tau(0_2^+)$	$R = \frac{I(E2)}{I(E0)}$	ρ_{exp}^2	ρ_{emp}^2	ρ_{Skyrme}^2	ρ_{Vampir}^2
^{78}Kr	11(3) ps	3360(150)	47(13)	51	54	-
^{76}Kr	61(9) ps	490(19)	79(11)	103	18	-
^{74}Kr	18.8(10) ns	1.2(5)	84(18)	130	73	35
^{72}Kr	38(3) ns	0	72(6)	47	137	63

Table 4.3 : Comparaison entre les valeurs expérimentales et calculées de la force de transition $\rho^2(E0)$ en mu pour les isotopes de krypton légers.

krypton légers. Pour ces isotopes, les forces de transition observées expérimentalement ont des valeurs élevées. En effet, la valeur maximale mesurée aujourd'hui correspond à 185 mu dans la région de masse $A \sim 100$ [64] mais la grande majorité des forces de transition sont très inférieures à 100 mu. Les résultats obtenus pour les isotopes de krypton reflètent donc un changement de déformation entre l'état initial et l'état final ainsi qu'un mélange important entre les deux états. En supposant que les paramètres de déformation ne changent pas entre deux noyaux, la valeur maximale mesurée pour le ^{74}Kr indique que le mélange est maximal ; cette information est en accord avec les calculs de mélange de configuration élaborés précédemment (cf. §4.1.2).

Les résultats obtenus par application de la formule (4.11) sont différents des valeurs expérimentales ; cependant, l'évolution de la force suivant l'isotope considéré est reproduite. Le mélange maximal calculé pour le noyau de ^{74}Kr conduit à la valeur maximale pour la force de transition. Par contre, un écart important est à noter pour le noyau de ^{72}Kr . Des variations dans les déformations entre isotopes sont sans doute à prendre en compte d'autant plus pour le noyau de ^{72}Kr ; en effet, pour ce dernier, les probabilités de transition réduites et par conséquent la valeur absolue de la déformation prolate ne sont pas mesurées expérimentalement. Il est possible que la valeur moyenne de 0.39 soit trop élevée.

Certains calculs HFB réalisés pour les noyaux de la région et présentés dans le paragraphe 1.2.3 fournissent les valeurs des forces de transition E0 (cf. tab. (4.3)). Selon les prédictions présentées ici, ces dernières sont en général élevées de l'ordre de 50 à 140 mu. Les résultats obtenus par le calcul utilisant l'interaction effective de Skyrme [12] sont en très bon accord avec l'expérience pour les noyaux de ^{74}Kr et de ^{78}Kr . Etant donné le fort recouvrement des fonctions d'onde de l'état fondamental et du premier état 0^+ excité obtenu pour le noyau de ^{72}Kr (cf. fig. (1.6)), la valeur élevée de la force de transition E0 est logique. A l'inverse, la faible valeur pour le noyau

de ^{76}Kr peut s'expliquer par le fait que les fonctions d'onde des deux états 0^+ sont assez localisées. Les calculs forces de transition E0 issues des calculs HFB utilisant le code Excited VAMPIR [15] pour les noyaux de $^{72,74}\text{Kr}$ sont plus faibles que les valeurs expérimentales. Comme pour le calcul de Skyrme, la force de transition pour le noyau de ^{72}Kr est supérieure à celle du ^{74}Kr . Ce comportement est sans doute lié aux résultats du mélange de configuration ; ces calculs théoriques prédisent un mélange maximal pour le ^{72}Kr . L'auteur de la référence [15] souligne cependant que le mélange ainsi que la force de transition E0 sont très sensibles à des changements faibles dans les éléments de matrice correspondant à l'isospin $T=0$ et impliquant les orbitales $f_{5/2}$, $f_{7/2}$ et $g_{9/2}$.

4.3 Conclusions et limites de la spectroscopie isomérique

La spectroscopie isomérique a permis d'approfondir nos connaissances sur le phénomène de coexistence de forme par l'observation d'états 0^+ excités à basse énergie dans les isotopes de ^{72}Kr et de ^{74}Kr [65]. En effet, un état 0^+ excité situé à 671 keV a été identifié pour la première fois dans le noyau de ^{72}Kr . De plus, dans le noyau de ^{74}Kr , l'état 0^+ excité à 508 keV observé auparavant a été associé sans ambiguïté à ce noyau pour la première fois. La décroissance de cet état sur le premier état 2^+ a également été signée expérimentalement et confirme ainsi le schéma de niveau proposé.

La position en énergie des états 0^+ excités est indispensable au calcul du mélange des configurations allongée et aplatie dans les états fondamentaux des isotopes de $^{72-78}\text{Kr}$; le mélange maximal a été attribué au noyau de ^{74}Kr pour lequel les deux états 0^+ non perturbés sont pratiquement dégénérés. L'autre conclusion importante de ce calcul est le changement de configuration principale pour l'état fondamental entre les noyaux de $^{76,78}\text{Kr}$ et le noyau $N=Z$ de ^{72}Kr ; en effet, pour les isotopes plus lourds, l'état fondamental correspond à la tête de la bande rotationnelle interprétée comme prolate tandis que l'état fondamental du noyau de ^{72}Kr est pratiquement un état pur oblate.

Ces résultats sont en excellent accord avec des calculs HFB utilisant la force de Gogny [10] (cf. §1.2.3). Les prédictions concernant les énergies des états 0^+ excités dans les noyaux de $^{72,74}\text{Kr}$ sont très proches des valeurs expérimentales. Dans le noyau de ^{72}Kr , l'état 0^+ excité est par contre le premier état excité. Cependant, vu la proximité des états 2^+ et 0^+ excité, l'inversion de leur position relative n'est

pas très étonnante. De plus, le changement de la configuration principale pour l'état fondamental entre le noyau de ^{74}Kr et celui de ^{72}Kr annoncé par ces calculs est confirmé par le modèle de mélange à deux niveaux effectué dans le paragraphe 4.1.2. Pour ces calculs, les forces de transition E0 ne sont pas disponibles.

Les calculs utilisant l'interaction de Skyrme [12] prévoient dans la courbe d'énergie potentielle (cf. fig. (1.6)) un changement entre le noyau de ^{74}Kr et celui de ^{72}Kr reflétant celui de la déformation de l'état fondamental : en effet, dans le premier cas, le puits oblate est beaucoup plus profond que le minimum prolata tandis que pour le noyau de ^{74}Kr les deux puits sont de même profondeur. Les résultats concernant les positions en énergie sont en général pour ces noyaux plus éloignés avec cette méthode de projection qu'avec la technique du hamiltonien de Bohr. Cependant, l'énergie de l'état 0^+ excité dans le noyau de ^{74}Kr est en parfait accord avec l'expérience ; pour le noyau de ^{72}Kr , la valeur calculée est un peu trop élevée. Ces calculs élaborés fournissent les forces de transition E0 très utiles à l'interprétation du phénomène de coexistence de forme.

Les forces de transition E0 entre l'état 0^+ excité et l'état fondamental apportent des informations sur la différence en déformation entre les deux états ainsi que sur leur mélange. Leur détermination pour les quatre isotopes étudiés a permis de renforcer l'hypothèse du mélange maximal pour le noyau de ^{74}Kr . De plus, les valeurs importantes de ces forces de transition indiquent que la différence en déformation entre les deux états est élevée. La comparaison avec les calculs de Skyrme [12] et ceux utilisant le code Excited VAMPIR [15] a confirmé des valeurs relativement élevées par rapport à l'ensemble des valeurs connues. Pour ces deux calculs, le maximum correspondant au noyau de ^{72}Kr s'explique par le mélange important prévu pour les fonctions d'onde des états 0^+ .

Ces résultats sont donc en accord avec des déformations prolata et oblate importantes ; cependant, aucune conclusion définitive quant aux formes des différents états ne peut être obtenue. L'unique moyen de prouver la coexistence de forme est la mesure directe de la déformation de ces états. Pour déterminer celle des états excités de la bande rotationnelle, l'excitation coulombienne est la seule approche expérimentale envisageable. De plus, une telle expérience permet de peupler les états collectifs même s'ils ne sont pas yrast ; ainsi, l'observation des états de la bande oblate serait possible pour les états de bas spin.

Part II

L'excitation coulombienne du ^{76}Kr

Chapitre 5

Méthode et dispositif expérimental

5.1 Introduction à l'excitation coulombienne du ^{76}Kr

La forme des noyaux de krypton légers est une information primordiale pour aller plus loin dans la compréhension du phénomène de coexistence de forme comme nous l'avons vu dans le chapitre 1. Cette caractéristique est directement liée au moment quadrupolaire statique dont la valeur n'est mesurable pour les états excités non isomériques que par excitation coulombienne. L'excitation coulombienne du noyau de ^{78}Kr ayant été réalisée [46], l'étude devait s'étendre aux isotopes plus légers, tous radioactifs ; le premier candidat en s'éloignant de la stabilité étant le noyau de ^{76}Kr .

La parfaite connaissance théorique de l'interaction électromagnétique est l'une des motivations principales pour utiliser l'excitation coulombienne afin d'étudier la structure des noyaux. Cette technique, largement utilisée depuis les années 1950, est très bien maîtrisée. Son principe est d'envoyer un projectile sur un noyau cible ; si l'énergie du projectile est inférieure à la barrière coulombienne induite par les deux noyaux, seule l'interaction électromagnétique intervient et conduit à l'excitation des états collectifs du projectile ou/et de la cible. Dans ce cas, les propriétés spectroscopiques des états excités sont alors accessibles, telles que les probabilités de transition réduite et les moments quadrupolaires.

5.1.1 Barrière coulombienne et énergies de faisceau

La barrière coulombienne est définie dans le référentiel du centre de masse par

la formule suivante [66] :

$$B_c = \frac{Z_{cible} Z_{projectile} e^2}{r_{min}} \quad (5.1)$$

avec Z_{cible} , $Z_{projectile}$ respectivement les numéros atomiques de la cible et du faisceau. La constante e^2 , correspondant à l'interaction coulombienne de deux protons séparés de 1 fm à l'intérieur du noyau, vaut 1.44 fm.MeV. r_{min} (en fm) est la distance d'interaction coulombienne définie comme la distance minimale d'approche entre les deux noyaux pour laquelle l'interaction est purement électromagnétique. Cette condition semble respectée pour une distance entre les deux surfaces nucléaires supérieure à quelques fm [66] :

$$r_{min} = R_{cible} + R_{projectile} + \delta_s \quad (5.2)$$

avec

$$R_{cible,projectile} = 1.12 A_{cible,projectile}^{1/3} - 0.94 A_{cible,projectile}^{-1/3} \quad (5.3)$$

et $\delta_s = 3$ fm modélisant la diffusivité de la surface des noyaux.

Lors de l'excitation coulombienne du noyau de ^{76}Kr , deux cibles ont été utilisées : l'une de ^{208}Pb et l'autre de ^{48}Ti . La première a été choisie pour optimiser la section efficace d'excitation coulombienne qui est proportionnelle au carré du numéro atomique Z de la cible (pour le plomb, $Z = 82$) et la combinaison des deux pour ajouter des contraintes lors de l'ajustement des moments quadrupolaires, ceux-ci étant sensibles au numéro atomique de la cible considérée (cf §7.1).

Dans le cas d'un faisceau de ^{76}Kr sur des cibles de ^{208}Pb et de ^{48}Ti , les distances minimales d'approche sont alors respectivement égales à 14 et 11.33 fm et les barrières coulombiennes à 304 et 101 MeV (cf. tab. 5.1). Pour choisir l'énergie précise du faisceau incident, il est cependant nécessaire de définir une énergie "safe" [66] correspondant à une distance entre les deux noyaux plus grande que celle utilisée pour calculer la barrière coulombienne. Une valeur δ_s (cf. Eq. (5.2)) de 5 fm garantit que les effets de l'interaction nucléaire contribuent à moins de 1% lors de la réaction considérée [66]. Les valeurs de l'énergie "safe" dans le référentiel du laboratoire sont respectivement égales à 362 et 221 MeV pour les utilisations des cibles de ^{208}Pb et de ^{48}Ti . Ces énergies incidentes sont donc comprises entre 3 et 5 MeV par nucléon.

Etant donné la gamme d'énergie considérée et la précision demandée, le faisceau d'ions radioactifs doit, après la production dans une cible épaisse, être ré-accélééré à quelques MeV par nucléon. Quelques dispositifs, basé sur la méthode ISOL (voir §5.2.1), délivrent des faisceaux radioactifs à ces basses énergies. Celui qui semble le plus adapté est le Système de Production d'Ions Radioactifs avec Accélération en Ligne, SPIRAL situé au GANIL. En effet, cette installation est optimale pour des

	^{208}Pb	^{48}Ti
R_{cible} (fm)	6.48	3.81
$R_{projectile}$ (fm)	4.52	4.52
r_{min} (fm)	14	11.33
B_c (MeV)	303.6	100.6
r_S (fm)	16	13.33
E_S (MeV)	265.7	85.6
E_{max}^{labo} (Mev/A)	362.5	221
E_{max}^{labo}/A (Mev/A)	4.77	2.9

Table 5.1 : Valeurs des rayons, de la distance d'approche minimale et "safe", de la hauteur de la barrière coulombienne et de l'énergie "safe" pour un noyau de ^{76}Kr sur une cible de ^{208}Pb et de ^{48}Ti .

faisceaux de gaz rares comme les faisceaux de krypton. Cependant, les intensités de ces faisceaux radioactifs sont beaucoup plus faibles que celles de faisceaux stables (plusieurs ordres de grandeur inférieurs). De plus, l'intensité diminue rapidement quand on s'éloigne de la stabilité : des mesures d'intensité de faisceau prévoient une diminution d'un facteur 50 lorsqu'on enlève deux neutrons à un faisceau de krypton léger. La première expérience a donc utilisé un faisceau de ^{76}Kr qui est l'isotope pair-pair le plus proche de la stabilité. La production d'un tel faisceau est détaillée dans le paragraphe 5.2.

5.1.2 Cinématique de la réaction

Le choix d'un dispositif expérimental nécessite de connaître les caractéristiques du projectile et de la cible. En effet, la détection de ces derniers est indispensable pour les raisons suivantes :

- Le bruit de fond radioactif issu de la décroissance du faisceau peut être supprimé en imposant une condition de coïncidence entre la détection des noyaux et celle des rayonnements γ de désexcitation.
- La mesure de l'énergie des noyaux permet la distinction entre le projectile et le noyau cible.
- Etant donné la vitesse du faisceau incident de l'ordre de 10% de la vitesse de la lumière, les rayonnements γ sont émis en vol et subissent l'effet Doppler (voir §6.3.1)

qui dépend de l'angle entre le projectile et le rayonnement γ . Il est donc indispensable de mesurer la position de ces derniers.

Un détecteur de particules, détaillé dans le paragraphe 5.3, a ainsi été utilisé pendant l'expérience et ses caractéristiques sont issues des considérations sur la cinématique présentées ici et la section efficace de la réaction (cf. §5.1.3).

Etudier la cinématique de l'expérience consiste à calculer les angles et les énergies du projectile et de la cible après l'interaction en considérant qu'il y a diffusion élastique du noyau incident sur le noyau cible (cf. l'approximation semiclassique présentée dans le paragraphe suivant 5.1.3). Le calcul détaillé de ces grandeurs est donné dans l'annexe A. Seuls les résultats concernant les deux cibles utilisées de ^{208}Pb et de ^{48}Ti sont présentés ci-dessous.

▷ Cible de ^{208}Pb

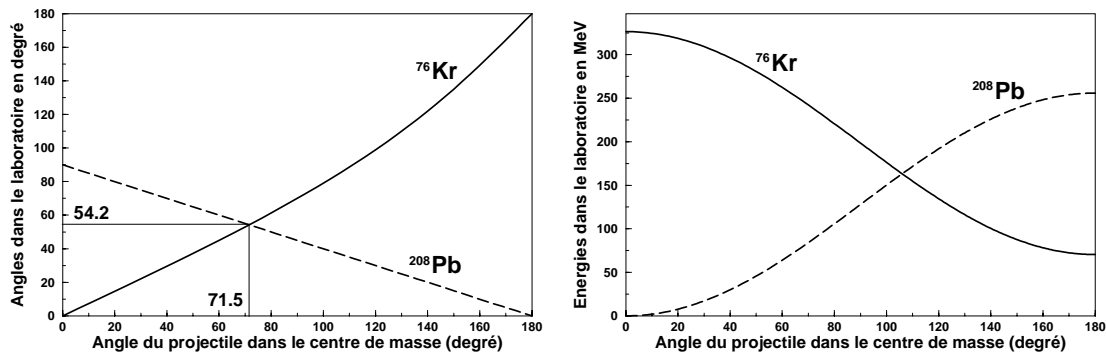


Figure 5.1 : Angles à gauche et énergies à droite du projectile (trait plein) et de la cible (trait pointillé) dans le référentiel du laboratoire en fonction de l'angle du projectile dans le référentiel du centre de masse pour l'excitation coulombienne du ^{76}Kr sur une cible de ^{208}Pb .

L'angle du projectile après la collision a une valeur comprise entre 0 et 180° (cf figure (5.1) partie gauche). En effet, dans ce cas, le noyau cible étant plus lourd, le projectile peut subir une rétro-diffusion (correspondant à un angle de 180°). La distribution angulaire de la cible est comprise entre 0 et 90° . Les angles du projectile et du noyau cible sont semblables pour une valeur de 54.2° dans le référentiel du laboratoire correspondant à 71.5° dans le référentiel du centre de masse. Les fonctions reliant les angles du projectile et de la cible dans le laboratoire à l'angle du projectile

dans le centre de masse sont des bijections, c'est-à-dire qu'un seul et unique angle dans le centre de masse est associé à un angle du projectile ou de la cible dans le laboratoire. Il n'y a donc aucune ambiguïté sur la détermination de l'angle dans le référentiel du centre de masse.

Les énergies du projectile et de la cible après l'interaction sont évaluées pour une énergie incidente moyenne de 326 MeV (cf. §5.2.2). L'énergie du projectile diminue quand l'angle dans le référentiel du centre de masse augmente alors que celle de la cible augmente. Les noyaux projectile et cible ont la même énergie pour un angle de 106° dans le référentiel du centre de masse.

▷ Cible de ^{48}Ti

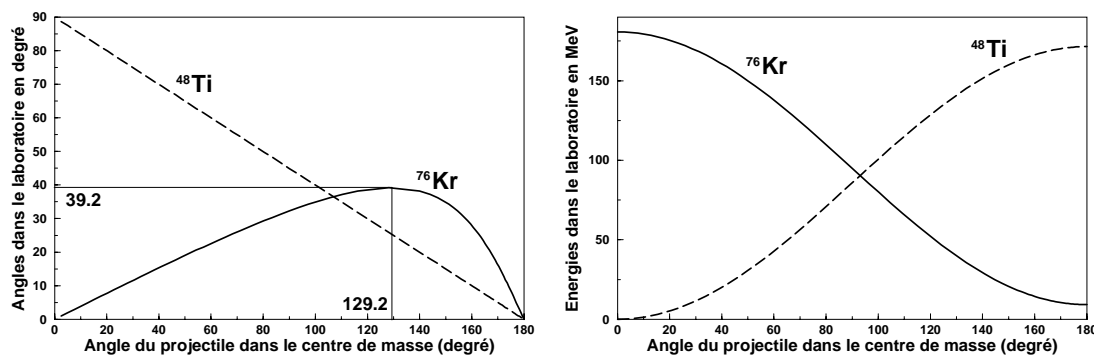


Figure 5.2 : Angles à gauche et énergies à droite du projectile (trait plein) et de la cible (trait pointillé) dans le référentiel du laboratoire en fonction de l'angle du projectile dans le référentiel du centre de masse pour l'excitation coulombienne du ^{76}Kr sur une cible de ^{48}Ti .

Les angles du projectile et de la cible dans le référentiel du laboratoire sont représentés en fonction de l'angle du projectile dans le référentiel du centre de masse (voir partie gauche de la figure (5.2)). L'angle maximal du projectile correspond à $\Theta'_{1cm} = 129.2^\circ$, c'est-à-dire à $\Theta'_1 = 39.2^\circ$. De plus, à un angle du noyau de ^{76}Kr donné dans le laboratoire correspond deux angles dans le centre de masse. Pour associer le bon angle dans le référentiel du centre de masse, il est nécessaire d'avoir une information supplémentaire, à savoir l'angle du noyau de ^{48}Ti ou l'énergie du noyau de ^{76}Kr (partie droite de la figure (5.2)). En effet, les distributions en angle de la cible et en énergie du projectile sont des bijections, alors que ce n'est pas le cas pour la fonction reliant l'angle du projectile dans le référentiel du laboratoire au même angle dans le référentiel du centre de masse.

Les énergies du projectile et de la cible sont représentées dans la partie droite de la figure (5.2) pour une énergie moyenne du faisceau égale à 181 MeV. Le comportement des énergies est semblable au cas du ^{208}Pb et les énergies du projectile et de la cible sont égales pour un angle de 93° dans le centre de masse.

Les cinématiques des deux réactions présentées précédemment serviront à déterminer la géométrie optimale de la détection des particules (cf. §5.3).

5.1.3 Section efficace d'excitation coulombienne

Pour décrire l'excitation coulombienne d'un noyau, il est raisonnable d'utiliser l'approximation semiclassique qui consiste à étudier la trajectoire classique d'une charge sans extension dans le champ électrique créé par l'autre participant [67]. Cependant, cette approximation n'est valable que si les deux conditions suivantes sont vérifiées :

- La longueur d'onde de Broglie associée au projectile de vitesse initiale v doit être suffisamment petite par rapport à la distance d'approche, r_S (cf. Eq. (5.1)) :

$$\frac{\hbar}{mv} \ll \frac{Z_1 Z_2 e^2}{E_{inc}} \quad (5.4)$$

où Z_1 et Z_2 sont respectivement les charges du projectile et du noyau cible et E_{inc} l'énergie incidente du projectile. En définissant le paramètre de Sommerfeld sans dimension, η , l'inégalité (5.4) s'écrit alors:

$$\eta = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\hbar v} \gg 1. \quad (5.5)$$

Dans le cas d'un faisceau de ^{76}Kr à une énergie moyenne de 326 MeV (cf §5.1.2) envoyé sur une cible de ^{208}Pb , η vaut 224.4. Pour une telle valeur de η très supérieure à 1, la condition est vérifiée.

- La perturbation de la trajectoire due aux transferts de moment cinétique et d'énergie d'excitation doit être faible, c'est-à-dire que les énergies d'excitation doivent être faibles comparées à l'énergie du faisceau incident. Les énergies des premiers états excités du noyau de ^{76}Kr étant de quelques MeV au maximum, l'énergie disponible dans le référentiel du centre de masse est bien supérieure.

Dans ce cas, la section efficace différentielle d'excitation d'un état i à un état f s'écrit comme le produit d'un terme géométrique de section efficace de Rutherford et d'une probabilité d'excitation $P_{i \rightarrow f}$ [68] :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma_{Ruth}}{d\Omega} P_{i \rightarrow f} \quad (5.6)$$

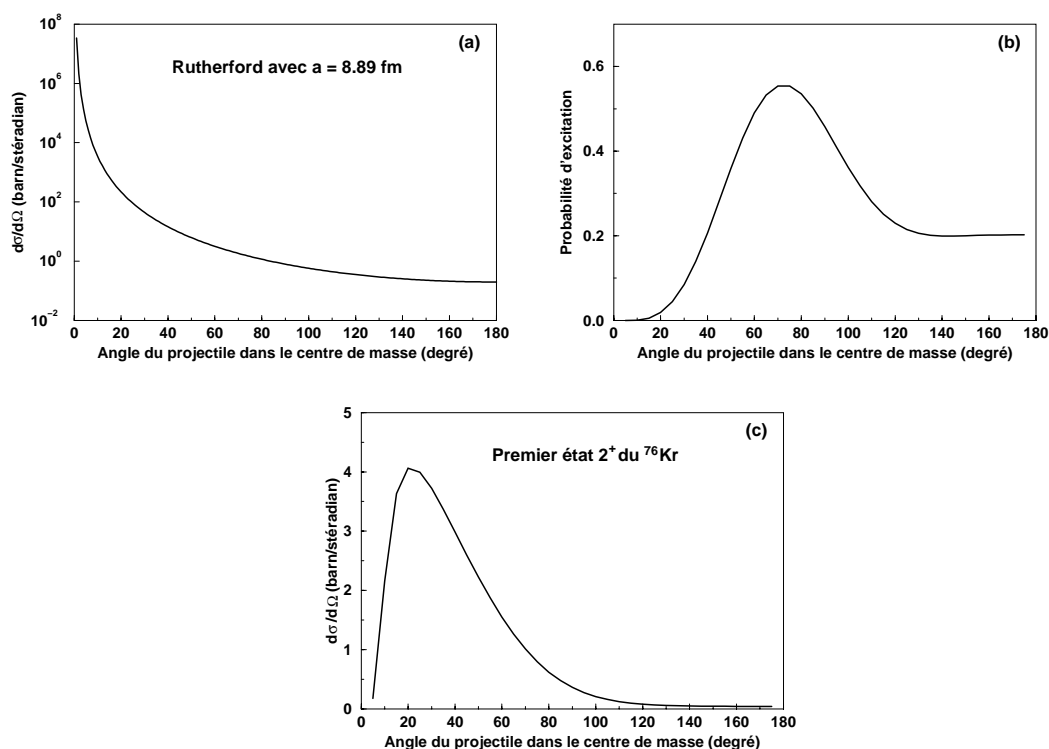


Figure 5.3 : La section efficace de Rutherford pour un faisceau de ^{76}Kr à une énergie moyenne incidente de 326 MeV sur une cible de ^{208}Pb (a) ainsi que la probabilité d'excitation du premier état 2^+ du ^{76}Kr dans les mêmes conditions (b) sont représentées en fonction de l'angle du ^{76}Kr dans le centre de masse. La section efficace d'excitation du premier état 2^+ est également donnée (c).

Le terme de Rutherford correspond à la diffusion élastique du projectile sur la cible. Son expression est la suivante dans le référentiel du centre de masse [69] (θ désigne l'angle de diffusion du projectile dans ce référentiel) :

$$\frac{d\sigma_{Ruth}}{d\Omega} = \frac{1}{4} \frac{a^2}{\sin^4(\theta/2)} \quad (5.7)$$

avec $a = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\mu v^2}$ où μ est la masse réduite du système correspondant à $\frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}$. La quantité a est la moitié de la distance d'approche, r_s . Avec les caractéristiques précédentes pour le faisceau et la cible, sa valeur est en effet de 8 fm. L'allure de la section efficace de diffusion de Rutherford pour le noyau de ^{76}Kr dans ces conditions est représentée sur la figure (5.3(a)) en fonction de l'angle du projectile dans le

centre de masse. Elle tend vers l'infini pour un angle nul dans le centre de masse puis décroît rapidement avec l'angle. Ce comportement peut interdire la détection de particules à des angles très faibles dans le centre de masse afin d'éviter des taux de comptage (provenant de la diffusion du projectile) trop élevés dans les détecteurs.

Pour calculer la probabilité d'excitation, un code d'excitation coulombienne est utilisé. Le principe d'un tel code est détaillé dans le paragraphe 7.2. Les exemples donnés dans ce paragraphe sont les résultats du code COULEX originalement conçu par Alder et Winther [70]. La probabilité d'excitation vers le premier état 2^+ du noyau de ^{76}Kr , représentée sur la figure (5.3(b)) est très faible pour les petits angles. Son maximum correspond à un angle de 70° environ dans le référentiel du centre de masse. Pour des angles plus grands et ainsi un paramètre d'impact plus faible, la probabilité de peupler d'autres états à plus haute énergie ou d'effectuer plusieurs excitations augmente. C'est pourquoi la probabilité d'excitation du premier état 2^+ diminue.

Enfin la section efficace d'excitation du premier état 2^+ (voir figure (5.3(c))) est le produit de la section efficace de Rutherford et de la probabilité d'excitation (cf. formule (5.6)). Sa distribution est piquée vers les petits angles, le maximum se situant à 20° environ pour une valeur de 4 barns. L'intégration de la section efficace sur toute la gamme d'angle vaut 12 barns. Cette valeur est très élevée et c'est pourquoi ce type d'expériences est possible même avec des faisceaux radioactifs de faible intensité. Pour la détection de particules, on va préférentiellement se placer sur une gamme d'angles dans le centre de masse inférieure à 100° étant donné que la section efficace est très faible pour des angles supérieurs.

Le but principal de l'expérience étant la détermination du moment quadrupolaire pour identifier la forme du noyau, il est intéressant de tracer la section efficace d'un état pour des formes différentes. La figure (5.4) représente la différence entre les sections efficaces différentielles correspondant aux formes oblate de déformation $\beta_2 = -0.27$ et prolate de déformation $\beta_2 = 0.37$ et la section efficace sphérique pour le noyau de ^{76}Kr dans les mêmes conditions que précédemment. La déformation prolate est issue de la mesure de la probabilité de la transition $2^+ \rightarrow 0^+$ [6] tandis que les calculs HFB utilisant l'interaction effective de Skyrme [12] fournissent une valeur d'environ -0.25 pour la déformation oblate. La différence est maximale pour des angles d'environ 55° et varie en fonction de l'angle dans le centre de masse. Cette dépendance angulaire montre la nécessité de mesurer les sections efficaces différentielles qui pourront ensuite être comparées aux calculs des codes d'excitation coulombienne.

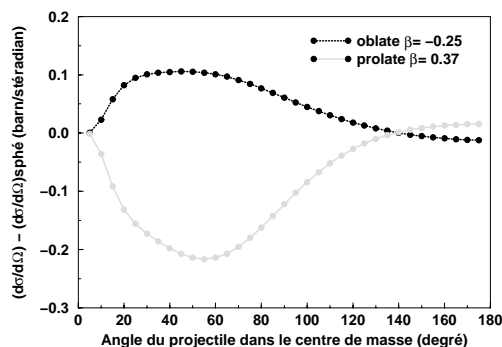


Figure 5.4 : Différence entre la section efficace différentielle correspondant à la forme oblate en trait noir (prolate en trait gris) et celle d'un noyau sphérique pour le premier état 2^+ du noyau de ^{76}Kr dans les mêmes conditions que précédemment.

5.2 Le faisceau radioactif de ^{76}Kr délivré par SPIRAL

5.2.1 Fonctionnement du dispositif SPIRAL

SPIRAL (Système de Production d'Ions Radioactifs avec Accélération en Ligne) est un dispositif conçu pour la production et la ré-accélération de faisceaux d'ions radioactifs basé sur la méthode ISOL (Isotopic Separation On-Line). L'une des premières installations spécialement dédiées aux faisceaux radioactifs, ISOLDE (puis REX-ISOLDE pour la ré-accélération) au CERN utilise un faisceau de protons ou d'ions légers de haute énergie (entre 1 et 1.4 GeV) sur une cible épaisse [71]. Les réactions de spallation, de fragmentation de la cible et les fissions induites conduisent à la production de noyaux radioactifs. Dans le cas d'un faisceau d'ions plus lourds comme utilisé au GANIL, d'autres mécanismes de réaction entrent en jeu à savoir la fragmentation du projectile par exemple qui devient alors le processus prépondérant.

Le dispositif SPIRAL a la particularité d'utiliser des faisceaux primaires de haute énergie allant du carbone au xenon. Ceux-ci sont accélérés par deux cyclotrons (CSS1, CSS2) à quelques dizaines de MeV par nucléon (voir §2.1) et envoyés sur une cible de carbone épaisse (voir figure (5.5)). Pour maximiser la production du faisceau secondaire, il faut chercher l'optimum entre l'intensité et l'énergie du fais-

ceau primaire. Pour produire le ^{76}Kr , le faisceau primaire de ^{78}Kr a été utilisé à 68.5 MeV par nucléon. En effet, à cette énergie, l'intensité du faisceau sur la cible peut atteindre une intensité élevée de $4 \mu\text{A}$. Les fragments produits sont arrêtés dans la cible et la température élevée de cette dernière (entre 1800 et 2300K) leur permet de migrer vers la surface. Les atomes radioactifs traversent alors un tube de transfert conduisant à la source. La transmission à travers ce tube est plus favorable pour des atomes gazeux n'adhèrent pas aux parois (en particulier l'He, N, O, Ne, F, Ar, Kr). La source d'ions compacte de type ECR (Electron Cyclotron Resonance) à aimants permanents ionise les atomes. Ceux-ci sont alors accélérés par un cyclotron compact, CIME (Cyclotron d'Ions à Moyenne Energie), de facteur $K=265$. Le faisceau de ^{76}Kr peut avoir théoriquement une énergie maximale de 5.5 MeV par nucléon pour l'état de charge 11^+ optimisant à la fois l'énergie et l'intensité. En fonction de la gamme en énergie, différentes harmoniques sont utilisées : 2, 3, 4 ou 5 [72].

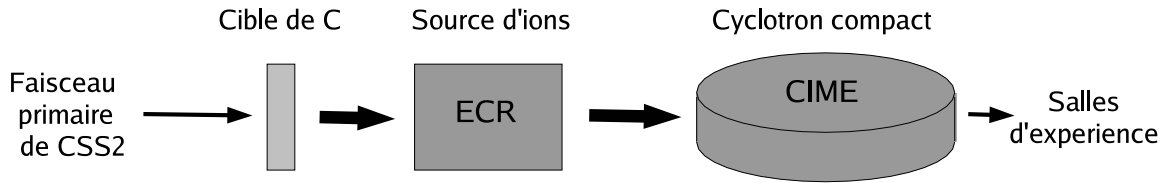


Figure 5.5 : Production et accélération de faisceaux radioactifs par SPIRAL

Ce type de cyclotron compact permet de combiner à l'accélération une séparation en masse [72]. En effet, si un ion a un rapport charge sur masse Q/M différent du noyau d'intérêt, sa fréquence de rotation est différente de celle de la radio-fréquence du système et l'ion sera perdu après plusieurs tours. La séparation est d'autant plus efficace que le nombre de tours dans le cyclotron est important, ce qui est le cas pour un cyclotron compact. La résolution en masse de CIME peut atteindre $1.6 \cdot 10^{-4}$ selon l'harmonique utilisée.

Il est nécessaire de régler l'ensemble des éléments de la ligne ainsi que l'électronique du système de détection avec un faisceau intense ; c'est pourquoi le faisceau stable de ^{82}Kr a été utilisé au début d'expérience. Par contre, pour limiter les changements lors du réglage du faisceau radioactif, il est préférable de choisir les états de charge du faisceau stable et radioactif de telle sorte que les deux valeurs de Q/M soient les plus proches possible. Etant donné que le rapport Q/M pour le faisceau de $^{76}_{36}\text{Kr}^{11+}$ est de 0.145, l'état de charge 12^+ pour le ^{82}Kr a été utilisé puisque dans ce cas le rapport Q/M est égal à 0.146.

5.2.2 Les caractéristiques du faisceau et des cibles

Pour l'état de charge 11^+ utilisé, l'intensité du faisceau de ^{76}Kr est de $5 \cdot 10^5$ particules par seconde dans la salle d'expérience et 10^4 pour le faisceau de $^{74}\text{Kr}^{11+}$ utilisé pour tester la faisabilité pour une future expérience. Ces faisceaux radioactifs sont totalement purs, c'est-à-dire que l'ensemble des autres noyaux produits lors de la fragmentation ont été séparés dans le cyclotron. Les caractéristiques du faisceau de ^{76}Kr pour maximiser l'intensité sont une émittance importante de l'ordre de 16π mm mrad et un diamètre d'environ 5mm au niveau de la cible d'EXOAM. Les énergies du faisceau pendant l'expérience, choisies par précaution légèrement inférieures aux énergies "safe" calculées dans le paragraphe 5.1.1, étaient respectivement de 4.4 et 2.6 MeV par nucléon pour l'utilisation des cibles de ^{208}Pb et de ^{48}Ti .

Pour optimiser l'épaisseur des cibles, un compromis est nécessaire entre un taux de comptage optimal et une perte en énergie minimale ainsi qu'une dispersion angulaire et en énergie minimale. En effet, les noyaux du faisceau peuvent subir des diffusions multiples avec les atomes de la cible et la probabilité sera d'autant plus élevée que le nombre de noyaux cible est important. Lors de ce processus, les noyaux du faisceau perdent de l'énergie et la perte ne sera pas la même pour tous les noyaux ce qui conduit à la dispersion en énergie. De même, une dispersion angulaire résulte des différentes diffusions.

Des cibles d'environ $1\text{mg}/\text{cm}^2$ conviennent puisque que pour cette épaisseur la perte en énergie est d'environ 16 MeV dans le plomb et 34 MeV dans le titane. Pour garantir une précision suffisante dans la détermination des éléments de matrice, il est préférable de ne pas dépasser cette valeur. Le programme LISE [49] calcule des dispersions angulaire et en énergie négligeables pour de telles cibles. Les épaisseurs des cibles utilisées sont de $0.92\text{ mg}/\text{cm}^2$ pour celle de ^{208}Pb et de $0.97\text{ mg}/\text{cm}^2$ pour celle de ^{48}Ti .

5.3 La détection des particules : le détecteur silicium

5.3.1 Description du détecteur

Etant donné que plus de 90% de la section efficace d'excitation coulombienne (voir figure 5.3(c)) correspond aux angles inférieurs à 100° dans le référentiel du centre de masse et en utilisant les relations entre les angles dans les référentiels du



Figure 5.6 : Photo du détecteur silicium vu du côté des secteurs

laboratoire et du centre de masse (cf figures 5.2 et 5.1), il est logique de détecter les noyaux aux angles avant dans le référentiel du laboratoire (inférieurs à 40° pour le ^{48}Ti et à 80° pour le ^{208}Pb). Le détecteur de particule est ainsi placé en aval de la cible dans l'axe du faisceau.

Un détecteur silicium annulaire de $300 \pm 15 \mu\text{m}$ d'épaisseur a été utilisé. Ainsi, les noyaux de krypton diffusés de même que les noyaux de recul de la cible sont arrêtés puisqu'à titre d'exemple, un noyau de ^{76}Kr à 334 MeV (énergie maximale du faisceau) s'arrête dans $38 \mu\text{m}$ de silicium. Un trou central, de 11 mm de rayon, permet le passage du faisceau. De plus, il permet d'éviter des taux de comptage trop élevés provenant des ions du faisceau subissant une diffusion de Rutherford à large paramètre d'impact sur les noyaux de la cible (cf. §5.1.3). En effet, la section efficace de Rutherford intégrée de 0 à 5° représente plus de 99% de la section efficace totale. Un trou de quelques millimètres est ainsi suffisant pour rejeter la plus grande partie de la diffusion Rutherford du projectile. Cependant, étant donné la taille du faisceau d'environ 5mm (cf. §5.2.2), il est plus raisonnable de choisir un rayon de plus de 10 mm pour le trou central.

Le rayon externe est de 35 mm. Une segmentation sur chaque face du détecteur a été réalisée : d'un côté, il est divisé en 16 secteurs de 22.5° (voir figure (5.6)), de l'autre en 48 anneaux concentriques de 0.5 mm de largeur. Les 48 anneaux ont été électroniquement regroupés en 16 groupes de 3 anneaux voisins pour limiter le nombre de voies. Ainsi par la suite, on parlera de 16 anneaux de largeur 1.5 mm. Cette segmentation en secteurs et en couronnes permet de connaître la position de la particule détectée nécessaire à la correction Doppler appliquée à l'énergie des ray-

onnements γ . De plus, les couronnes sont utilisées pour mesurer la section efficace différentielle utile à la détermination de la forme du noyau (voir §5.1.3).

5.3.2 Géométrie

Pour déterminer la distance entre la cible et le détecteur silicium, il faut tenir compte des relations angulaires entre le référentiel du centre de masse et celui du laboratoire calculées dans le paragraphe précédent §5.1.2. Pour reconstituer la cinématique d'une collision, il est suffisant de détecter un seul participant, le projectile ou la cible.

▷ Cible de ^{208}Pb

Dans le cas de l'excitation coulombienne sur la cible de ^{208}Pb , l'angle du projectile dans le laboratoire est compris entre 0 et 180° (voir §5.1.2). Il n'est donc pas possible de couvrir toute la distribution du projectile avec le détecteur silicium. Par contre, on peut le placer de façon à ne détecter qu'un seul noyau, le ^{76}Kr ou le ^{208}Pb ; chacun des noyaux correspondant à des plages angulaires différentes dans le référentiel du centre de masse. Ainsi, si l'angle maximal du détecteur est égal à 54.2° (voir §5.1.2), la détection du projectile correspondra à des angles dans le centre de masse inférieurs à 71.5° et celle de la cible à des angles dans le centre de masse supérieurs à 71.5° . Un angle maximal de 54.2° correspond à une distance entre la cible et le détecteur silicium de $d_{Si} = \frac{35}{\tan 54.2} \approx 25$ mm. Pour cette distance, l'angle minimal couvert par le détecteur est $\Theta_{min} = \text{Arctan}(\frac{11}{25}) = 23.7^\circ$. Dans cette configuration, la gamme angulaire totale couverte dans le centre de masse est située entre 32.2 et 132.5° , le ^{76}Kr correspondant aux angles compris entre 32.2 et 71.5° et le ^{208}Pb à ceux compris entre 71.5 et 132.5° .

▷ Cible de ^{48}Ti

La plage angulaire couverte par le noyau de ^{76}Kr dans le référentiel du laboratoire est 0 à 39.2° , correspondant dans le référentiel du centre de masse à 0 à 180° ; ainsi tous les événements peuvent être reconstitués. La distance entre la cible et le détecteur silicium est choisie telle que l'angle maximal couvert par le détecteur soit 39.2° ; seule la plage angulaire centrale correspondant au trou sera perdue. Puisque le rayon externe du détecteur est de 35 mm, la distance entre la cible et le détecteur est $d_{Si} = \frac{35}{\tan 39.2} \approx 43$ mm. Pour cette distance, l'angle minimal couvert par le détecteur est égal à $\Theta_{min} = \text{Arctan}(\frac{11}{43}) = 14.3^\circ$ étant donné que le rayon interne est de 11

mm.

5.4 La détection des rayonnements γ : EXOGAM

EXOGAM est un multi-détecteur de rayonnements γ construit dans le cadre d'une collaboration européenne et dédié aux expériences de spectroscopie nucléaire réalisées avec des faisceaux radioactifs délivrés par SPIRAL au GANIL. De ce fait, les caractéristiques requises pour un tel dispositif sont une grande efficacité pour pallier les faibles intensités de faisceau ainsi qu'une granularité suffisante à l'obtention d'une haute résolution en énergie pour la désexcitation des noyaux en vol. Dans sa phase définitive, EXOGAM sera composé de 16 détecteurs germanium "clover" segmentés (voir figure 5.7). La description de ces derniers est présentée ci-dessous puis la géométrie utilisée pour cette expérience sera décrite.

5.4.1 Les détecteurs clovers EXOGAM

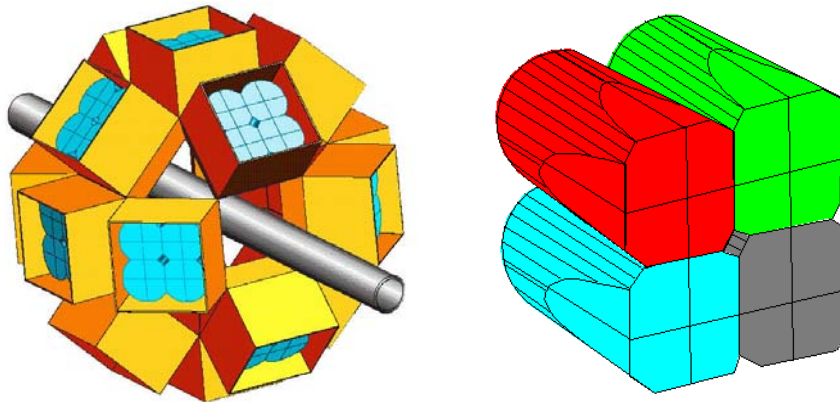


Figure 5.7 : A gauche, vue schématique des 16 clovers d'EXOGAM. A droite, un clover est détaillé, les quatre cristaux étant représentés en couleur et la segmentation correspond aux traits noirs.

Pour satisfaire la contrainte liée à la haute résolution, les clovers d'EXOGAM sont conçus en germanium hyper-pur. Ils sont associés à des enceintes anti-Compton constituées en BGO (germanate de bismuth) et en CsI (iodure de césium) [73]. Par ailleurs, pour optimiser l'efficacité des détecteurs, il est préférable de les placer le plus près possible de la cible. Cependant, dans ce cas, l'ouverture angulaire de chaque

détecteur augmente et ainsi l'élargissement lié à l'effet Doppler devient plus important (ce dernier dépend en effet de l'angle solide couvert par le détecteur). Pour réduire cet élargissement donc l'ouverture angulaire, il est possible soit d'éloigner les détecteurs au risque de diminuer l'efficacité soit de les diviser individuellement. Cette dernière technique a été adoptée. Un clover segmenté consiste donc en quatre cristaux de germanium assemblés dans un même cryostat. Chaque cristal de 60 mm de diamètre et de 90 mm de longueur est électriquement segmenté en quatre parties appelées segments (voir figure 5.7). Ainsi quatre signaux électriques de haute résolution correspondent à l'énergie totale déposée dans chaque cristal. Pour les segments, les signaux sont de moins bonne résolution. En général, ces signaux ne servent pas à mesurer une énergie mais à déterminer plus précisément le point d'interaction du rayonnement γ dans le cristal afin d'effectuer une meilleure correction Doppler. La division en cristaux permet aussi de réduire le phénomène d'empilement important pour des géométries proches.

Les principales caractéristiques des clover EXOGAM sont les suivantes :

- ▷ Efficacité photopic maximale attendue avec les 16 clovers d'environ 20% à 1.3 MeV à une distance de 11.4 cm.
- ▷ Résolution en énergie d'environ 2.2 keV à 1.3 MeV.
- ▷ Rapport pic sur total d'environ 40% à 1.3 MeV.

5.4.2 Géométrie

Lors de l'expérience d'excitation coulombienne du ^{76}Kr réalisée en juin 2002, sept clovers étaient disponibles, six gros clovers décrits précédemment et un petit (cristaux de 50 mm de diamètre sur 70 mm de long avec seize segments regroupés électriquement en neuf). Selon les spécificités des expériences, deux configurations d'EXOGAM sont possibles [74] : l'une où les détecteurs sont proches de la cible (à 11.4 cm environ) et l'autre où ils sont plus éloignés (environ 14.7 cm) mais dans ce cas, l'enceinte anti-compton est plus complète. Nous avons choisi la configuration proche pour maximiser l'efficacité. De plus, étant donné les énergies des transitions γ à observer, l'enceinte anti-compton complète n'est pas indispensable. Quatre clovers étaient placés à 90° par rapport au faisceau et trois aux angles arrières (135°).

5.5 Electronique et acquisition

5.5.1 Le système EXOGAM

Un système électronique permet de traiter les informations “temps” et “énergie” de chaque détecteur ainsi que d’effectuer les décisions de déclenchement, l’acquisition et le stockage des données. Ce système est basé sur les standards VXI et VME. Trois chassis VXI sont utilisés pour les cartes d’instrumentation (voir figure 5.9). Dans chaque chassis, le premier emplacement est réservé à la carte appelée “Resource Manager”. Celle-ci permet la communication avec l’extérieur ; elle sert en particulier à régler tous les paramètres des cartes d’instrumentation ainsi qu’à relever la valeur de ces derniers. Le deuxième emplacement est dédié à la carte appelée “VRE = VXI Readout Engine”. Celle-ci récupère les données à la sortie de chaque carte d’instrumentation et les envoie vers les chassis VME. De plus, une carte “Master Trigger” est utilisée pour l’expérience afin de déclencher le codage des données.

Les cartes d’instrumentation utilisées sont les suivantes :

▷ Les cartes ECC (Exogam Center Contact) :

Elles sont dédiées au traitement des données des cristaux des détecteurs. Chaque carte dispose de 8 voies d’entrée correspondant aux 4 cristaux de 2 clovers. La figure (5.8) détaille le fonctionnement d’une voie. Le signal de sortie du pré-amplificateur, envoyé à l’entrée de la carte, est divisé en trois :

- Les 2 premiers signaux sont utilisés pour coder l’énergie. Ces deux voies servent au traitement du signal et sont lentes comparées à la voie en temps décrite ci-dessous. L’énergie est codée sur deux gammes de 6 MeV et de 20 MeV. En effet, pour chaque signal, un amplificateur linéaire est utilisé avec un gain différent suivant la gamme voulue. Puis le signal de sortie de l’amplificateur est envoyé vers un module appelé PDS (Peak Detector and Stretcher) qui produit un signal ayant l’amplitude du maximum sur une largeur de quelques μ s. L’ADC (Analog to Digital Converter) code alors numériquement la valeur de cette amplitude.

- Le troisième signal est utilisé pour la partie rapide correspondant au codage du temps ; cette voie sert à la prise de décisions. Le premier module utilisé, un TFA (Timing Filter Amplifier), met en forme le signal dont le temps de montée est de l’ordre de quelques dizaines de ns. Ensuite, le CFD (Constant Fraction Discriminator) produit un signal logique si le signal amplifié est supérieur à un seuil (fixé par l’utilisateur). Le front montant de ce signal sert de déclenchement au TAC (Time to Analog Converter) : ce dernier délivre une rampe proportionnelle à la différence en temps entre le signal de déclenchement (Start) et celui d’arrêt (Stop). Le trigger global de l’expérience, servant de référence en temps, constitue le “Stop” pour les TACs de tous les clovers. L’amplitude de la rampe est alors codée par un ADC. Le fonctionnement des cartes suivantes est basé sur le même principe et ne sera donc

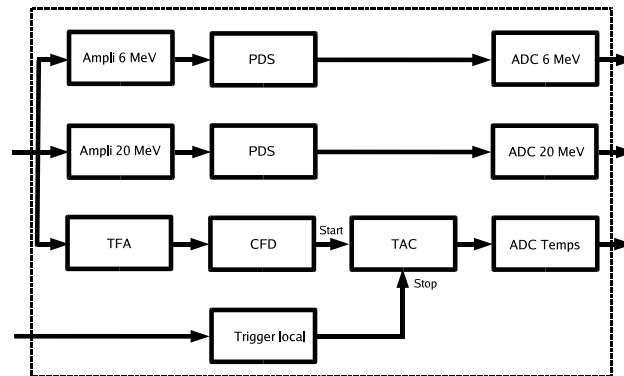


Figure 5.8 : Schéma d'une voie d'une carte ECC.

pas détaillé.

▷ Les cartes GOCCE (Germanium Outer Contact Card for Exogam) :

Elles sont utilisées pour les signaux des segments. Elles traitent les 16 voies d'un clover. Cependant, ces cartes étaient en cours de développement lors de notre expérience en juin 2002 ; il a alors fallu utiliser des amplificateurs linéaires externes pour les signaux "énergie" des segments puis des cartes ADC (ADC6414V) pour coder l'amplitude de l'énergie.

▷ Les cartes ESS (Escape Suppression Shield) :

Elles servent à traiter les signaux des enceintes anti-Compton.

L'électronique des sept clovers (six gros et un petit) utilisés pendant l'expérience, était constituée de quatre cartes ECC, deux cartes ADC pour les segments et deux cartes ESS. La carte "Master Trigger" décide du codage des données dans les ADC. En effet, si les conditions de déclenchement relatives à l'expérience (cf. §5.5.3) sont remplies, alors la carte "Master Trigger" envoie aux cartes d'instrumentation l'ordre de coder les signaux présents. Les données à la sortie des ADCs sont envoyées vers la carte VRE du châssis correspondant. Un bus chaîné, appelé DT32, relie les VRE des 3 châssis VXI. Ce dernier achemine les données vers un module VME appelé Histogrammer. A ce niveau, il est possible de construire les histogrammes correspondant à chaque ADC. Le bus DT32 envoie ensuite ces mêmes données vers le D2VB qui reconstruit les événements (c'est-à-dire rassemble les données de toutes les cartes pour chaque événement). La sortie de ce module est envoyée vers une carte appelée OUTPUT qui est reliée par une connexion ethernet à la station de contrôle

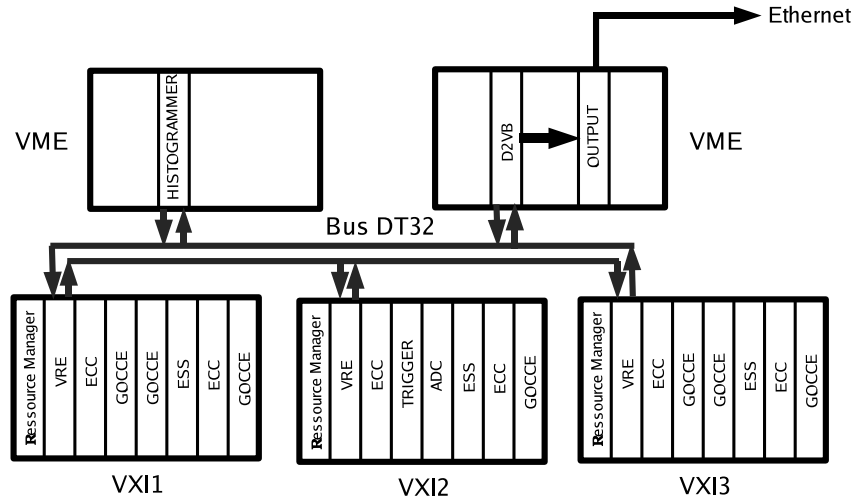


Figure 5.9 : Schéma de l'acquisition EXOGAM.

et de stockage des données.

5.5.2 Le détecteur silicium, détecteur additionnel

Les pré-amplificateurs utilisés sont ceux de TIARA [75], spécialement conçus pour des détecteurs silicium segmentés. Ce sont des pré-amplificateurs de charge à composants discrètes dont la sensibilité est de 10 mV/MeV. Deux modules NIM de seize pré-amplificateurs ont été utilisés ; l'un pour les secteurs et l'autre pour les couronnes. Une haute tension de -60V a été appliquée du côté des couronnes et distribuée par les pré-amplificateurs. Les secteurs sont reliés à la masse.

L'électronique des 32 voies du détecteur silicium utilise des cartes d'instrumentation VXI, les cartes Saphir. Celles-ci ont été conçues pour équiper le détecteur SAPHIR (Saclay Acquitaine PHotovoltaic cells for Isomer Research [76]) de fragments de fission composé de cellules photovoltaïques. Ce détecteur étant fréquemment couplé à des multi-détecteurs de type EUROBALL, l'électronique associée est compatible avec le système électronique d'EUROBALL et par conséquent d'EXOGAM également. Ces cartes sont similaires aux cartes ECC avec 16 voies d'entrée. Pour la partie "énergie", des amplificateurs linéaires externes (amplificateurs CAEN) ont été utilisés. En effet, les performances des amplificateurs internes à la carte Saphir

sont insuffisantes car ils ne sont pas adaptés aux signaux du silicium (temps de montée, amplitude...) et la résolution en énergie est nettement meilleure avec des amplificateurs externes.

5.5.3 Déclenchement de l'expérience

Il est nécessaire, dans toute expérience, de sélectionner les événements intéressants. En effet, même si le dispositif expérimental a été optimisé pour que seuls les noyaux diffusés soient arrêtés dans le détecteur silicium et que le faisceau passant à travers le trou central soit stoppé loin des détecteurs, une partie infime du faisceau diffuse dans la chambre à réaction. De ce fait, leur désexcitation constitue un bruit de fond important et ainsi la majeure partie des rayonnements γ détectés vient de cette décroissance. Le noyau de ^{76}Kr a un temps de vie de 14.8 heures par conséquent après quelques heures de faisceau, le taux de comptage dans les clovers provenant de cette décroissance est très important de l'ordre de plusieurs kHz. Pour réduire la quantité de données écrite sur bande, on ne déclenche l'acquisition que si un signal est présent dans le détecteur silicium. En effet, les événements intéressants sont ceux correspondant à la diffusion et pour la plus grande partie d'entre eux (à part pour les petits angles de diffusion), au moins un des noyaux s'implante dans le détecteur silicium.

Plusieurs "triggers" ont été utilisés pendant l'expérience :

▷ Le premier est défini comme un signal dans le détecteur silicium sans aucune autre condition. Cependant pour limiter la quantité de ces données, seul un dixième de ces événements est stocké sur les bandes. Ces derniers peuvent ensuite être utilisés pour déterminer la section efficace de Rutherford et ils servent également à effectuer une normalisation de l'intensité du faisceau.

▷ Le second correspond à la coïncidence entre une particule dans le détecteur silicium et un signal dans l'un des cristaux des clovers. Ces données vont permettre d'obtenir un spectre γ d'excitation coulombienne du ^{76}Kr (voir chapitre 6.4) et ainsi de déterminer les sections efficaces d'excitation des différents états peuplés.

Les conditions de déclenchement décrites précédemment sont réalisées dans la carte "Master Trigger" à l'aide d'un circuit programmable appelé LCA (Logic Cell Array).

Etant donné qu'un signal provenant du détecteur silicium est une condition nécessaire au déclenchement de l'acquisition, ce signal correspond aussi à la référence en temps de l'expérience après un alignement des temps de tous les secteurs et toutes les couronnes. Dans ce cas, les TAC des clovers mesurent la différence en temps entre le temps germanium et le temps silicium.

Chapitre 6

Analyse des données et résultats

6.1 Spectres germanium

6.1.1 Traitement de l'énergie

Etalonnage en énergie

Les clovers sont étalonnés linéairement en énergie par une source de ^{152}Eu située à la place de la cible. L'avantage d'utiliser une telle source est que sa désexcitation γ couvre une large gamme en énergie de 121 à 1408 keV.

Traitements des spectres γ

Un rayonnement γ , qui interagit avec un cristal de germanium à basse énergie, a une probabilité très importante d'être absorbé totalement; c'est ce qu'on appelle l'effet photoélectrique. A une énergie supérieure à 150 keV [53], le phénomène prédominant est la diffusion compton sur un électron du cristal. Dans ce cas, seule une partie de l'énergie est transmise à l'électron et le γ appelé secondaire peut alors s'échapper du cristal malgré le grand volume de ce dernier (cf. §5.4.1). Si c'est le cas, l'énergie recueillie par le cristal n'est pas l'énergie totale du rayonnement incident et ces événements constituent un bruit de fond "compton". Une telle situation engendre alors les scénarios suivants:

- Le rayonnement γ secondaire diffuse dans l'enceinte anti-compton où il dépose de l'énergie. Les enceintes, mentionnées dans le paragraphe 5.4.1, sont constituées en germanate de bismuth. Leur numéro atomique élevé leur confère une efficacité d'absorption importante (proportionnelle à Z^5). Quand un signal est mesuré dans

une enceinte anti-compton en coïncidence avec un signal dans le cristal correspondant, l'événement est rejeté. On réduit ainsi le bruit de fond "compton". Cependant, lors de notre expérience, des problèmes techniques et électroniques ont réduits considérablement l'efficacité des enceintes anti-compton. Le rejet des événements décrit ci-dessus n'a donc pu être effectué.

- Le rayonnement γ diffuse dans un cristal voisin du même clover; dans ce cas il peut soit être absorbé totalement soit à nouveau subir une diffusion compton. Un traitement de ces événements, appelé "add-back", est présenté ci-dessous.
- Le rayonnement γ diffusé ne dépose d'énergie ni dans l'enceinte anti-compton ni dans un cristal du même clover; dans ce cas, il n'est pas possible de rejeter l'événement et il contribue au bruit de fond "compton".

▷ "Add-back"

Dans le cas où un rayonnement γ incident subit une diffusion compton dans un cristal, le γ secondaire peut s'échapper vers un cristal voisin du même clover. Dans ce cas, soit le γ secondaire est totalement absorbé (le plus probable vu les faibles énergies considérées) soit il diffuse à nouveau sur un électron du cristal. Ce phénomène peut se répéter pour les quatre cristaux avec des probabilités de plus en plus faibles.

L'opération d'"add-back" consiste, dans le cas où plusieurs cristaux d'un même clover sont touchés, à sommer les énergies mesurées dans les cristaux individuels pour obtenir l'énergie totale du rayonnement incident. Il faut préalablement vérifier que la multiplicité d'un clover est faible, c'est-à-dire que la probabilité de détecter dans un même événement deux rayonnements γ indépendants dans le même clover est faible. La partie gauche de la figure (6.1) représente la multiplicité des détecteurs clover. la multiplicité 1 représente environ 85% tandis que la multiplicité 2 concerne plus de 13%. Cependant, étant donné ce phénomène de diffusion compton présent dans chaque clover, on va préférentiellement regarder la multiplicité totale d'EXOGRAM qui correspond au nombre de clovers touchés dans un même événement puisque la diffusion compton entre clovers est très peu probable étant donné la géométrie utilisée (cf. §5.4.2). Cette multiplicité totale est représentée sur la partie droite de la figure (6.1) pour cinq gros clovers utilisés pendant l'excitation coulombienne sur la cible de ^{208}Pb . On s'aperçoit que la multiplicité 1 domine à environ 93%. Cette valeur est supérieure à celle déterminée à partir de la multiplicité des clovers ; la différence peut être attribuée à la diffusion compton à l'intérieur de chaque clover.

En conclusion, étant donné que la probabilité de détecter plusieurs rayonnements

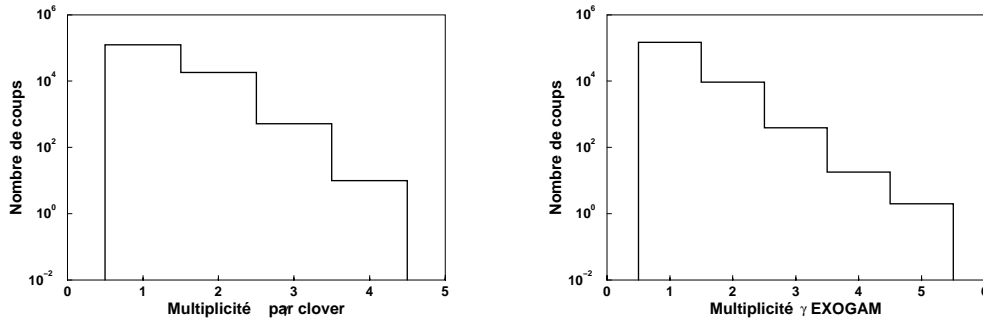


Figure 6.1 : Multiplicité γ d'un détecteur clover individuel à droite et d'EXO-GAM à gauche et pour l'excitation coulombienne du ^{76}Kr sur la cible de ^{208}Pb avec cinq gros clovers.

γ dans un même événement est faible d'après la multiplicité détecteur totale d'EXO-GAM, il est logique de sommer les énergies des cristaux quand plusieurs de ces derniers sont touchés dans un même clover. Cette opération d'add-back a permis par exemple d'ajouter 50% de statistique dans la transition de plus haute énergie à 1221 keV.

Dans toute la suite de l'analyse, les spectres présentés auront subi le traitement suivant:

- Etalonnage en énergie
- Aucune suppression compton
- "Add-back" pour chaque clover

6.1.2 Efficacité germanium

Une source de ^{152}Eu située à la place de la cible permet de déterminer l'efficacité absolue des cinq gros clover utilisés sur une gamme en énergie comprise entre 121 et 1408 keV. En effet, le flux photonique de cette source défini comme le nombre de rayonnements γ émis dans tout l'espace par seconde est connu avec une précision supérieure à 2%. Il est donc possible de calculer pendant la durée de la mesure le nombre de rayonnements γ émis pour chaque transition. L'efficacité est obtenue par comparaison entre le nombre de γ détectés et le nombre de γ émis.

L'ajustement des points expérimentaux (voir figure (6.2)) est obtenu par un programme développé par D. C. Radford [77] utilisant la fonction suivante:

$$Eff = \exp\{[(A + Bx)^{-G} + (D + Ey + Fy^2)^{-G}]^{-1/G}\} \quad (6.1)$$

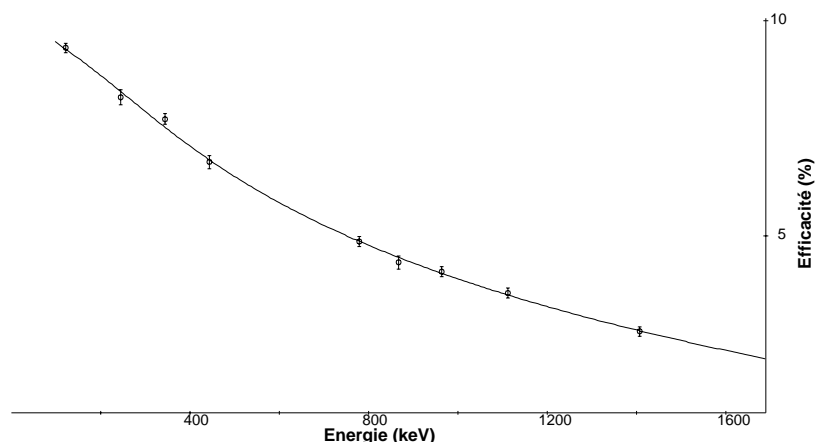


Figure 6.2 : Courbe d'efficacité absolue pour cinq gros clovers d'EXOGAM déterminée à partir d'une source de ^{152}Eu .

avec $x = \log \frac{E_\gamma}{E_1}$ et $y = \log \frac{E_\gamma}{E_2}$ où $E_1 = 100$ keV et $E_2 = 1$ MeV.

Les paramètres A et B reproduisent le comportement à basse énergie d'un détecteur germanium dont l'efficacité chute brutalement en raison de l'absorption dans la fenêtre d'entrée du détecteur et du seuil électronique nécessaire pour éliminer le bruit électronique. Même si la chute n'est pas encore visible pour une énergie voisine de 121 keV (cf. fig. (6.2)), un changement de pente annonce cette caractéristique. Les paramètres D, E et F contraignent l'ajustement à haute énergie de l'efficacité; cette dernière diminue quand on augmente l'énergie en raison de la probabilité de diffusion Compton qui devient de plus en plus importante. G est un paramètre de couplage entre les basses et les hautes énergies.

Cet ajustement nous permet alors d'interpoler l'efficacité aux énergies des transitions γ du ^{76}Kr situées entre 121 et 1408 keV et ainsi de normaliser leur intensité.

6.1.3 Radioactivité due au faisceau

Pour s'affranchir de l'important bruit de fond issu de la désexcitation du faisceau radioactif, il est indispensable d'utiliser un détecteur de particules et de déclencher l'acquisition uniquement en coïncidence avec un signal dans ce dernier (cf. §5.5.3). Cependant, il est très utile de connaître ce bruit de fond et sa provenance afin d'identifier ensuite, si nécessaire, les contaminants des pics d'excitation coulombienne.

C'est pourquoi plusieurs périodes assez courtes ont été consacrées à la mesure du

bruit de fond sans le faisceau. Le spectre d'un clover dans ces conditions est présenté sur la figure (6.3) ainsi que la décroissance du noyau de ^{76}Kr . Ce dernier peuple ainsi le noyau de ^{76}Br puis celui de ^{76}Se par décroissance β^+ .

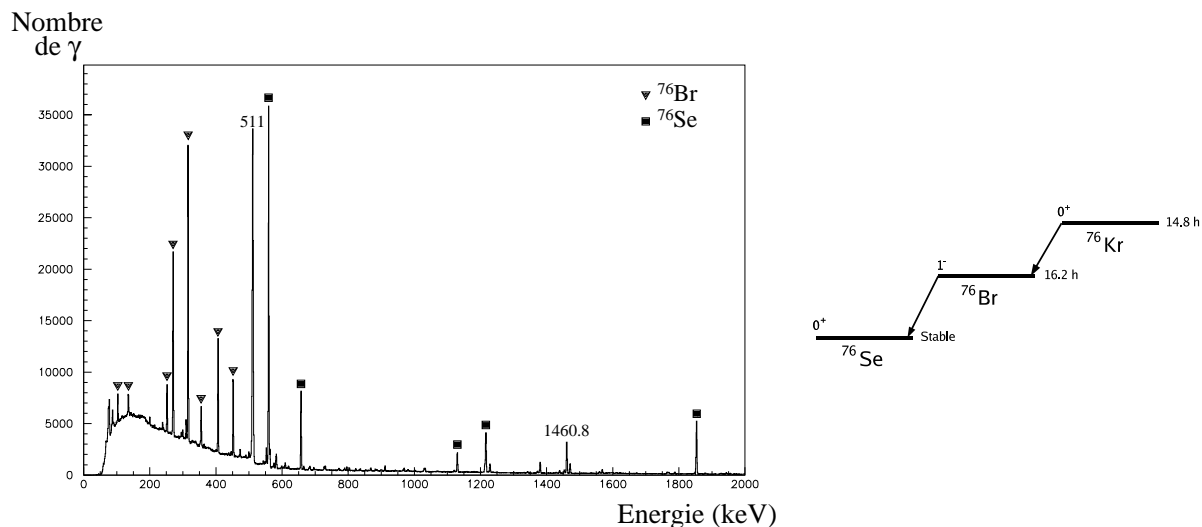


Figure 6.3 : A gauche, le spectre de la radioactivité issue du faisceau est présentée pour un clover. Les transitions du ^{76}Br sont repérées par les triangles vers le bas et celles du ^{76}Se par les carrés. A droite, la désexcitation du ^{76}Kr est donnée.

Le noyau de ^{76}Kr décroît sur plusieurs niveaux du ^{76}Br qui lui-même se désexcite sur plusieurs états du ^{76}Se . De ce fait, le nombre de chemins possibles pour la décroissance est très important et ainsi le spectre de radioactivité présente de nombreux pics correspondant aux transitions dans les noyaux de ^{76}Br et de ^{76}Se . On reconnaît aussi le pic à 511 keV issu de l'annihilation d'un positron avec un électron qui donne deux rayonnements γ dont l'énergie est égale à la masse de l'électron. Notons enfin le pic de radioactivité du ^{40}K à 1460.8 keV.

6.2 Spectres silicium

Pour comprendre les spectres du détecteur silicium, reprenons les courbes des énergies du projectile et de la cible en fonction de l'angle du projectile dans le centre de masse (cf. §5.1.2) ainsi que celle de la section efficace d'excitation coulombienne pour le premier état 2^+ par exemple (voir figure (5.3)(c)). Ces deux figures sont représentées ci-dessous pour l'excitation coulombienne sur la cible de ^{208}Pb . Les gammes en angle dans le centre de masse correspondant à la détection des noyaux de ^{76}Kr et de ^{208}Pb dans les couronnes qui fonctionnaient (cf. §6.2.1) sont colorées.

De plus, les couronnes du détecteur silicium, correspondant chacune à un angle différent dans le laboratoire, sont repérées sur ces mêmes courbes dans le cas de la détection du projectile et de la cible (cf. §5.1.2).

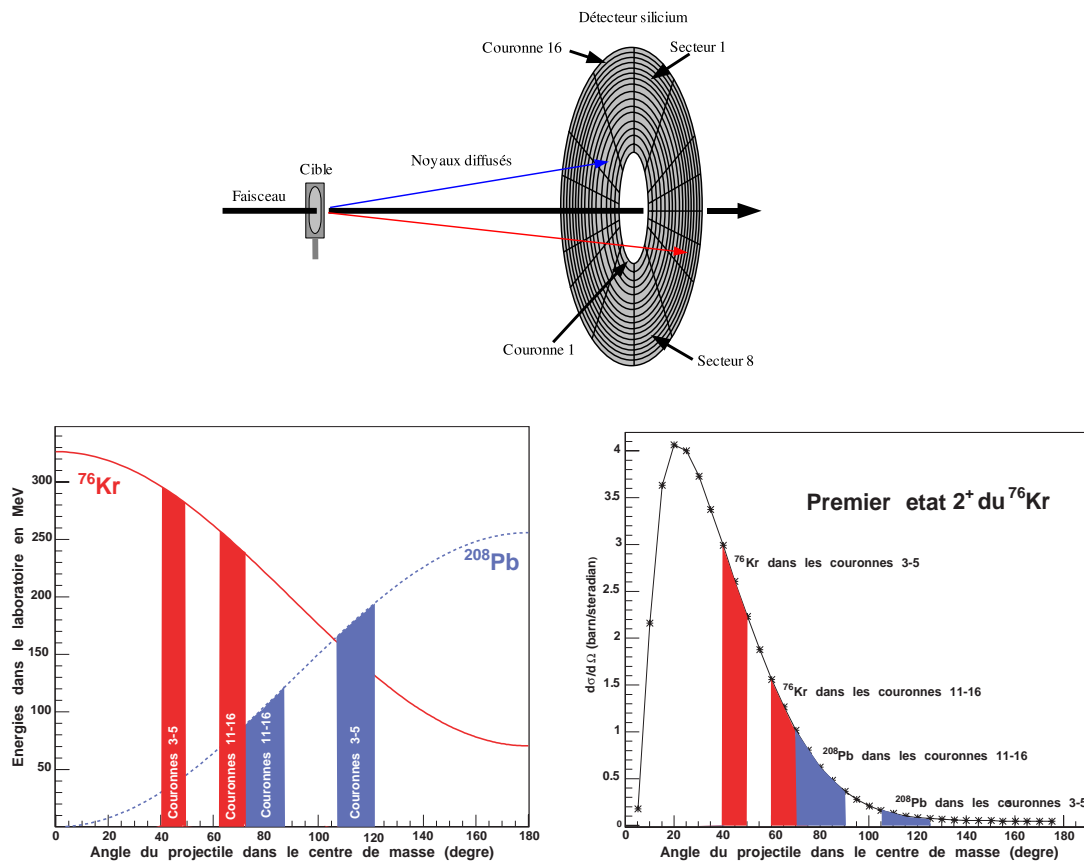


Figure 6.4 : Vue schématique du détecteur silicium indiquant la numérotation de ses secteurs et de ses couronnes en haut. En bas à gauche, gammes d'énergie dans le référentiel du centre de masse couvertes par la détection du projectile et du noyau cible dans les couronnes utilisables. La section efficace du premier état 2^+ est représentée à droite pour ces mêmes plages angulaires.

Il apparaît clairement que pour la géométrie utilisée, les noyaux de ^{76}Kr ont toujours une énergie supérieure aux noyaux de ^{208}Pb dans une couronne donnée. Dans les couronnes centrales, les énergies du projectile et de la cible sont les plus élevées. De plus, la section efficace pour les angles correspondant à la détection du noyau de ^{76}Kr est supérieure à celle correspondant à la détection du noyau de ^{208}Pb .

6.2.1 Spectres en énergie des couronnes

Cinq couronnes (6 à 10 correspondant à la gamme d'angle dans le laboratoire $36.5\text{-}46.1^\circ$) ne fonctionnaient pas durant l'expérience. Nous nous intéresserons alors aux couronnes centrales (couronnes 1 à 5 couvrant la plage angulaire $23.7\text{-}36.5^\circ$) et aux couronnes externes (11 à 16 pour des angles compris entre 46.1 et 54.4°).

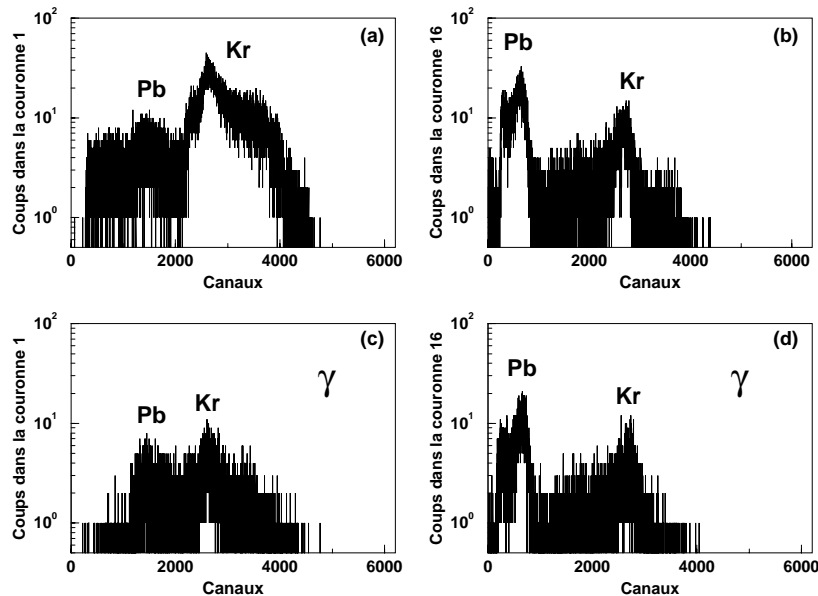


Figure 6.5 : Spectres des couronnes 1 et 16 représentées respectivement dans les parties (a) et (b) lors de l'excitation coulombienne du ^{76}Kr sur une cible de ^{208}Pb . Les spectres des même couronnes en coïncidence avec un rayonnement γ sont également donnés ((c) et (d)).

Les spectres des couronnes 1 et 16 sont représentés sur la figure (6.5) dans le cas de l'excitation coulombienne sur la cible de ^{208}Pb . Les spectres (a) et (b) correspondent à tous les événements de diffusion ; dans les spectres (c) et (d), la coïncidence γ -particule permet d'éliminer une partie du bruit de fond et la distinction entre le projectile et la cible est plus aisée. Il faut préciser que les couronnes n'ont pas été étalonnées en énergie. La comparaison de ces spectres sera donc uniquement qualitative. Dans chacun d'entre eux, deux bosses à haute et basse énergie sont clairement visibles et identifiées respectivement comme les événements provenant de la détection des noyaux de ^{76}Kr et de ^{208}Pb . Dans les deux couronnes centrales ((a)), la statistique dans la bosse du ^{76}Kr est beaucoup plus importante que dans

l'autre puisque la différence de section efficace entre un angle proche de 32.2^0 et un second proche de 132.5^0 dans le centre de masse est grande (cf. fig. (6.4)). Pour les couronnes externes ((b)), la situation est inversée ; en effet, même si la section efficace correspondant à la détection du noyau de ^{208}Pb est inférieure à celle correspondant à la détection du noyau de ^{76}Kr (cf. fig. (6.4)), une couronne couvre une gamme en angle dans le référentiel du centre de masse plus grande dans le premier cas et ainsi la section efficace intégrée sur une couronne est supérieure pour la détection du noyau de ^{208}Pb pour un angle très proche de 71.5^0 dans le référentiel du centre de masse. De plus, les deux bosses sont à plus basse énergie et plus proches l'une de l'autre.

6.2.2 Spectres en énergie des secteurs

Comme nous l'avons vu précédemment, puisque chaque couronne couvre une plage en angle différente, les énergies du projectile et de la cible varient en fonction de la couronne considérée. Par contre, dans les secteurs, les énergies sont intégrées sur toute la gamme en angle de diffusion (sur toutes les couronnes) comme l'illustre la figure (6.6).

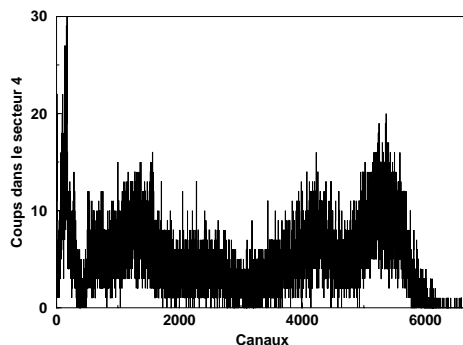


Figure 6.6 : Spectre d'un secteur lors de l'excitation coulombienne sur la cible de ^{208}Pb .

Dans ce spectre incrémenté avec la condition d'une multiplicité strictement égale à un ce qui équivaut à un secteur et une couronne touchés (condition nécessaire pour la correction Doppler), on distingue deux bosses à haute énergie et deux à basse énergie. Leur origine n'est pas physique et résulte du dysfonctionnement des couronnes intermédiaires (couronnes 6 à 10); en effet, pour le noyau de ^{76}Kr par exemple, la bosse à plus haute énergie correspond aux couronnes centrales et la

bosse située aux alentours du canal 4000 est en coïncidence avec les couronnes externes. Entre les deux, la gamme en énergie correspond aux angles des couronnes non utilisées.

6.2.3 Sélection du projectile et du noyau cible

Dans le cas de la cible de ^{208}Pb , la distinction entre le projectile et la cible est aisée; en effet, les énergies de ces deux noyaux sont bien distinctes (voir figures (6.5) et (6.6)). Etant donné que les énergies sont intégrées sur toute la gamme en angle dans les secteurs, il est préférable d'utiliser les spectres des couronnes pour sélectionner les noyaux. Ainsi, des fenêtres correspondant aux bosses à haute et basse énergie dans les spectres des couronnes permettent de séparer clairement les événements provenant de la détection du ^{76}Kr et du ^{208}Pb .

Avec la cible de ^{48}Ti , les énergies du projectile et du noyau cible peuvent être très proches (cf. fig. (5.2)) et la distinction entre les deux noyaux est difficile pour certaines gammes en angle dans le référentiel du centre de masse. La même méthode de détermination de fenêtres sur l'énergie des couronnes a cependant été utilisée sur des plages angulaires restreintes permettant la sélection non ambiguë des noyaux.

6.2.4 Efficacité silicium

Le calcul des éléments de matrice par un code d'excitation coulombienne prend en compte la géométrie de l'expérience et ces résultats peuvent être faussés si l'efficacité du détecteur silicium n'est pas uniforme.

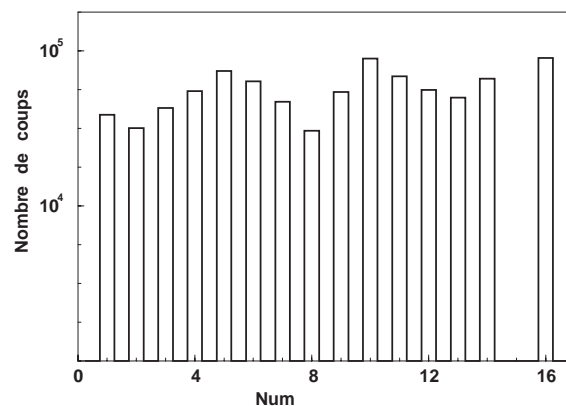


Figure 6.7 : Statistique dans les secteurs pour une multiplicité strictement égale à un (un secteur et une couronne touchés) avec un seuil pour les très faibles énergies dans le cas de l'excitation coulombienne sur la cible de ^{208}Pb .

Pour vérifier l'efficacité des secteurs, il est nécessaire de tracer le spectre représentant la statistique dans chaque secteur (voir figure (6.7)) pour tous les événements lors de de l'excitation coulombienne du ^{76}Kr sur une cible de ^{208}Pb . En effet, l'efficacité des secteurs est directement comparable à leur statistique (cf. fig. (6.7)) et elle est globalement équivalente pour tous à l'exception d'un secteur manquant. Les variations entre les différents secteurs représentent au maximum 15% de la valeur moyenne.

Par contre, la statistique dans les couronnes n'est pas constante. Pour déterminer leur efficacité, une méthode consiste à construire les spectres γ d'excitation coulombienne en coïncidence avec chaque couronne et à déterminer la statistique d'une transition donnée du noyau de ^{76}Kr . Ces valeurs peuvent ensuite être comparées aux intensités intégrées sur chaque couronne calculées par le code d'excitation coulombienne GOSIA (cf. §7.2). Ce dernier utilise un jeu d'éléments de matrice défini préalablement ; il est cependant à noter que les éléments de matrice transitionnels sont contraints par les temps de vie connus et l'effet des éléments de matrice diagonaux est seulement du deuxième ordre. Cette technique a été appliquée pour les deux transitions les plus intenses, $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ et $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$. Les efficacités ainsi obtenues sont représentées sur la figure (6.8)

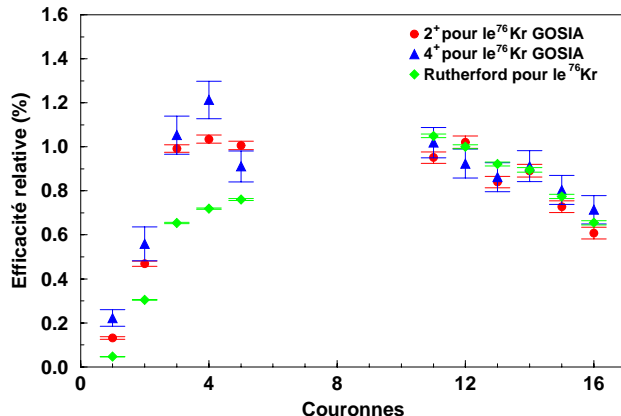


Figure 6.8 : Efficacité des couronnes déterminée à partir de la section efficace des premiers états 2^+ et 4^+ du ^{76}Kr calculées avec le code d'excitation coulombienne GOSIA. La section efficace de Rutherford pour les noyaux de ^{76}Kr est également représentée.

Les deux couronnes les plus centrales sont très peu efficaces et les couronnes intermédiaires ne fonctionnaient pas. Les autres ont une efficacité proche de 1 à

l'exception des deux plus extérieures. Cet effet s'explique partiellement par une coupure géométrique de ces couronnes. De plus, étant donné que les deux gammes d'angles dans le référentiel dans le centre de masse correspondant à la détection du ^{76}Kr et le ^{208}Pb se recouvrent légèrement pour la couronne 16, les événements dans cette dernière sont généralement de multiplicité deux et sont ainsi rejetés dans le traitement actuel. On peut également noter que puisque le faisceau est relativement étalé et que son émittance est importante, la région de recouvrement s'étend certainement sur plusieurs couronnes (15 et 16 au minimum). Par ailleurs, l'efficacité déterminée à partir de la transition $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ confirme globalement ce même comportement ; cependant, la statistique plus faible conduit à une incertitude plus importante.

Pour déterminer l'efficacité des couronnes, une autre méthode consiste à comparer le nombre de noyaux de particules à la section efficace de Rutherford intégrée pour chaque couronne. Cette dernière est maximale pour les petits angles puis décroît très rapidement avec l'angle dans le référentiel du centre de masse comme nous l'avons vu dans le paragraphe 5.1.3. Cette technique est cependant très dépendante de la position et de l'angle incident du projectile puisque la section efficace de Rutherford varie très rapidement en fonction de l'angle de diffusion. Elle est également très sensible au bruit de fond dans les couronnes ; en effet, sans condition de coïncidence avec un rayonnement γ , un bruit important est présent dans les spectres des couronnes particulièrement à basse énergie (cf. fig. (6.5)). Cette technique a été appliquée uniquement pour le noyau de ^{76}Kr puisqu'il est impossible de déterminer le nombre correct de noyaux cible diffusés dans chaque couronne. L'efficacité obtenue pour les noyaux de ^{76}Kr est comparée à celle déterminée à partir des sections efficaces données par le code GOSIA sur la figure (6.8).

Les efficacités sont presque semblables pour les couronnes extérieures ; par contre, pour les couronnes centrales, elles diffèrent d'environ 30%. Cette différence pourrait être attribuée à une section ou/et à une émittance importantes du faisceau radioactif. En effet, ces effets modifient la plage angulaire couverte par les couronnes et ainsi le nombre de particules diffusées. Par exemple, pour la couronne 3, un décalage de 3 mm augmente la section efficace σ_{Ruth}^{76Kr} d'environ 25 %. Par contre, pour une couronne extérieure, la modification de la section efficace engendrée par un décalage ou un angle incident n'excède par 5 %. Par ailleurs, afin de reproduire au mieux l'efficacité du détecteur silicium pour les événements liés à l'excitation coulombienne, il est préférable de tenir compte de l'efficacité de coïncidence particule- γ . Cette dernière affecte l'efficacité calculée avec l'état 2_1^+ mais pas l'efficacité utilisant la diffusion Rutherford du projectile. Par conséquent, la méthode utilisant le calcul de la sec-

tion efficace du premier état 2_1^+ par le code GOSIA est plus fiable.

La comparaison entre le nombre de transitions $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ et $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ mesurées et calculées par le code GOSIA peut également être effectuée pour le noyau de ^{208}Pb . L'efficacité des couronnes obtenue est présentée sur la figure (6.9) ainsi que celle obtenue pour la détection du ^{76}Kr . Comme précédemment, l'utilisation de la transition $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ ou $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ ne modifie pas l'efficacité relative. Par contre, l'efficacité obtenue avec le noyau de ^{208}Pb est différente de celle utilisant celui de ^{76}Kr notamment pour les couronnes centrales. La différence pour les couronnes extérieures est inférieure à 20% et le comportement est reproduit. Cependant, pour les couronnes centrales, l'efficacité utilisant les noyaux de ^{208}Pb est supérieure de l'ordre de 50%. Cet effet pourrait à nouveau être lié aux caractéristiques des faisceaux radioactifs, à savoir un faisceau étalé et une émittance importante (cf. §5.2.2). Ces contraintes

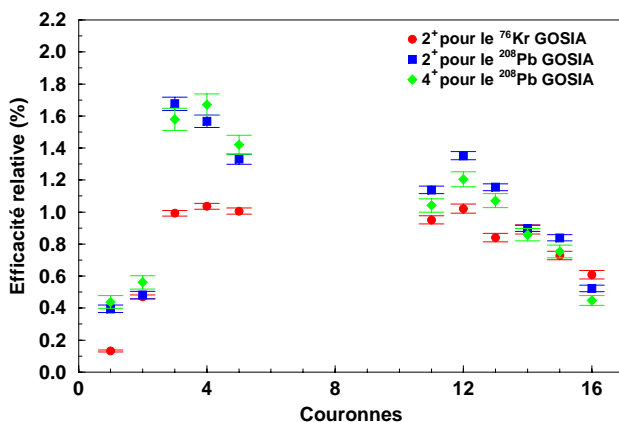


Figure 6.9 : Efficacité des couronnes déterminée à partir de la section efficace des premiers états 2_1^+ et 4_1^+ calculée avec le code d'excitation coulombienne GOSIA pour la détection du ^{208}Pb . La section efficace obtenue précédemment pour le ^{76}Kr est également représentée.

peuvent modifier la position et l'angle d'incidence du faisceau et ainsi la gamme couverte pour chaque couronne peut être différente. Dans ces conditions, l'effet sur une gamme en angles élevés dans le référentiel du centre de masse est plus important que pour un angle faible associé à une grande section efficace des premiers états. En effet, à titre d'exemple, pour la couronne 3, un décalage de 3 mm au niveau de la cible conduit à une diminution du rapport des sections efficaces $\sigma_{2_1^+}^{76\text{Kr}}/\sigma_{2_1^+}^{208\text{Pb}}$ d'environ 5 % et un angle incident de 4 degrés produit une baisse de 10 %. Etant

donné les caractéristiques du faisceau, une combinaison des deux effets pourraient certainement expliquer cet effet. C'est pourquoi la section efficace des états 2_1^+ et 4_1^+ peut être très supérieure pour la détection du noyau de ^{208}Pb en particulier pour les grands angles dans le référentiel du centre de masse. L'analyse utilise ces deux efficacités différentes selon le noyau détecté. On peut également noter que le code GOSIA utilisé par la suite pour ajuster les éléments de matrice sur les données expérimentales effectue une normalisation des intensités entre chaque plage angulaire définie. Ainsi, les différences d'efficacité entre les couronnes centrales et les couronnes extérieures pour les deux noyaux n'ont pas d'influence ; seules les variations à l'intérieur d'une gamme en angle auront un effet.

Enfin, étant donné l'écart important entre les efficacités déterminées pour la détection du noyau de ^{76}Kr et celle du noyau de ^{208}Pb , il est indispensable de vérifier le comportement de l'efficacité pour l'excitation coulombienne sur la cible de ^{48}Ti . Elle est représentée sur la figure (6.10) pour les trois plages angulaires décrites dans le paragraphe 6.4.2 et utilisées pour l'analyse. Pour la détection du noyau de

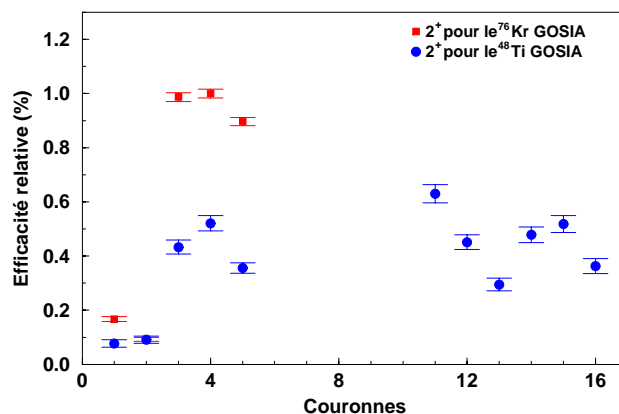


Figure 6.10 : Efficacité des couronnes déterminée à partir de la section efficace du premier état 2_1^+ calculée avec le code d'excitation coulombienne GOSIA pour la détection du ^{76}Kr et du ^{48}Ti .

^{76}Kr dans les couronnes centrales, l'efficacité suit globalement le même comportement que celle déterminée pour la cible de ^{208}Pb . Par contre, pour la détection du noyau de ^{48}Ti dans les couronnes centrales et extérieures, l'efficacité est très faible. Cependant, étant donné la séparation difficile du projectile et de la cible, les fenêtres en énergie permettant la distinction sont très étroites et il est certain qu'un

grand nombre d'événements sont perdus. Les corrections en efficacité résultant de ces valeurs seront donc très importantes et les intensités γ obtenues dépendantes de la moindre variation dans l'efficacité. Pour éviter d'inclure de telles erreurs dans la détermination du nombre de rayonnements γ , les données concernant la cible de ^{48}Ti ne seront pas utilisées dans l'analyse préliminaire présentée ici (voir le chapitre 7).

6.3 Correction Doppler

Le spectre sans correction Doppler relatif à l'excitation coulombienne sur la cible de ^{208}Pb est donné figure (6.11). L'intensité du pic à 511 keV est faible étant donné la

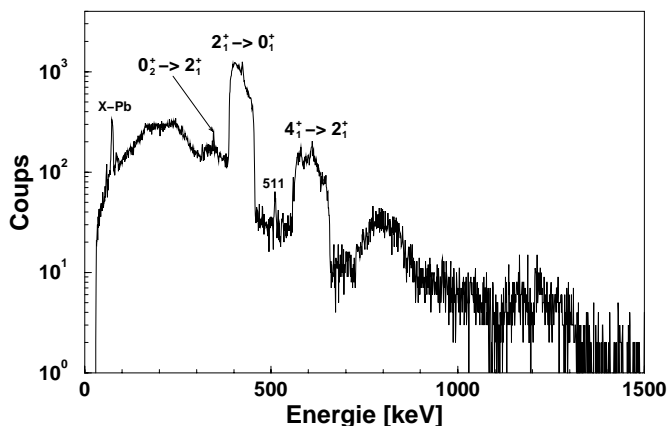


Figure 6.11 : Spectre sans correction Doppler de l'excitation coulombienne du ^{76}Kr sur une cible de ^{208}Pb .

coïncidence particule- γ qui élimine le bruit de fond issu de la décroissance du faisceau radioactif. Les rayons X du Plomb sont visibles. Deux transitions sont clairement observées, $2^+ \rightarrow 0^+$ et $4^+ \rightarrow 2^+$. La largeur du pic correspondant à la première transition est d'environ 70 keV. Des bosses à plus haute énergie indiquent d'autres transitions. Cependant, la vitesse des noyaux de ^{76}Kr induit une très mauvaise résolution due au décalage Doppler, c'est-à-dire que l'énergie des rayonnements γ mesurée est différente de l'énergie d'émission. La nécessité d'effectuer une correction Doppler est ainsi évidente.

6.3.1 Calcul du décalage Doppler

Pour un noyau à la vitesse β , les rayonnements γ qu'il émet en vol dans la direction α subissent l'effet Doppler. Cet effet peut alors être corrigé par la formule suivante:

$$E_{mesuree} = E_{vraie}(1 + \beta \cos \alpha) \quad (6.2)$$

Les informations nécessaires à cette correction sont la vitesse du noyau émetteur ainsi que l'angle entre ce dernier et le rayonnement γ . La détermination de l'angle est décrite dans le paragraphe suivant 6.3.2. Le calcul du cosinus de cet angle est donné ci-dessous.

Pour calculer l'angle entre le noyau de Krypton et le rayonnement γ , il est nécessaire de définir un référentiel (Oxyz). L'origine est prise au centre d'EXOGRAM qui correspond au centre de la cible. L'axe (Oz) correspond à l'axe et à la direction du faisceau. Un point est défini dans ce référentiel par les angles θ et ϕ tels que θ est l'angle dans le plan (Oxy) par rapport à l'axe (Ox) dans le sens inverse du sens trigonométrique et ϕ est l'angle entre le point et le faisceau.

Déterminons les coordonnées des vecteurs \vec{OP} et \vec{OG} définissant respectivement les vecteurs centre du référentiel-noyau de ^{76}Kr et centre du référentiel-rayonnement γ :

$$\vec{OP} = \|\vec{OP}\| \begin{pmatrix} \sin \phi_{Kr} \cos \theta_{Kr} \\ \sin \phi_{Kr} \sin \theta_{Kr} \\ \cos \phi_{Kr} \end{pmatrix} \quad (6.3)$$

et

$$\vec{OG} = \|\vec{OG}\| \begin{pmatrix} \sin \phi_{\gamma} \cos \theta_{\gamma} \\ \sin \phi_{\gamma} \sin \theta_{\gamma} \\ \cos \phi_{\gamma} \end{pmatrix} \quad (6.4)$$

Le produit scalaire entre ces deux vecteurs s'écrit:

$$\vec{OP} \cdot \vec{OG} = \|\vec{OP}\| \|\vec{OG}\| \cos(\vec{OP}, \vec{OG}) \quad (6.5)$$

On en déduit alors l'expression du $\cos(\vec{OP}, \vec{OG})$ utile pour le calcul de la correction Doppler:

$$\cos(\vec{OP}, \vec{OG}) = \frac{\sin \phi_{Kr} \cos \theta_{Kr} \sin \phi_{\gamma} \cos \theta_{\gamma} + \sin \phi_{Kr} \sin \theta_{Kr} \sin \phi_{\gamma} \sin \theta_{\gamma} + \cos \phi_{Kr} \cos \phi_{\gamma}}{\|\vec{OP}\| \|\vec{OG}\|} \quad (6.6)$$

6.3.2 Détermination des angles pour la correction

Pour une partie des événements, le noyau de ^{76}Kr est détecté dans le silicium. Dans ce cas, le repérage du secteur et de la couronne touchés permet de connaître l'angle d'émission du noyau. Pour les cas où le noyau cible est détectée, l'angle de recul peut de la même façon être déterminé. Les formules de cinématique établies au chapitre 5.1.2 nous permettent en fonction de l'angle du noyau cible de connaître celui du projectile. Son énergie peut également être déduite. De ce fait, l'angle de diffusion du noyau de ^{76}Kr et son énergie sont des informations connues ou qui peuvent être calculées.

Comme nous l'avons vu au chapitre 6.1, l'opération d'“add-back” est utilisée pour incrémenter les spectres correspondant à chaque clover. Cependant, la détermination de l'angle du rayonnement γ nécessite une segmentation plus fine que les clovers, à savoir les cristaux. Quand plusieurs cristaux d'un clover sont touchés, la première interaction correspond généralement au cristal où la plus grande énergie est déposée. Ainsi, il est aisé de retrouver la direction incidente du rayonnement γ et par conséquent d'obtenir une meilleure précision sur l'angle. Pour améliorer cette dernière, il est également possible d'utiliser les segments des clovers.

6.4 Spectres et intensités γ

Les spectres de l'excitation coulombienne du ^{76}Kr sur les cibles de ^{208}Pb et de ^{48}Ti ont été construits selon le traitement détaillé §6.1.1. La correction en efficacité relative à la détection des particules a également été introduite ; les valeurs des efficacités pour chaque couronne sont celles déterminées à partir de la section efficace du premier état 2^+ donnée par le code GOSIA pour le projectile et pour la cible (cf. §6.2.4). Les deux couronnes les plus centrales, 1 et 2, ne sont pas prises en compte dans la suite étant donné leur efficacité très faible (cf. fig (6.8)). L'efficacité relative à la détection des rayonnements γ sera utilisée par le code d'excitation coulombienne présenté dans le chapitre 7.

La correction Doppler est appliquée événement par événement selon la formule donnée dans le paragraphe 6.3.1. Elle utilise les angles des cristaux des clovers pour déterminer l'angle entre le noyau de ^{76}Kr et le rayonnement γ . La précision supplémentaire apportée par la segmentation des cristaux est inutile étant donné la largeur des secteurs du détecteur silicium. En effet, nous avons pu montrer que cette dernière limite la résolution en énergie des spectres présentés ci-dessous pour l'excitation coulombienne sur une cible de ^{208}Pb (cf. §6.4.1) et de ^{48}Ti (cf. §6.4.2).

6.4.1 Excitation coulombienne sur une cible de ^{208}Pb

Les données de l'excitation coulombienne du ^{76}Kr sur la cible de ^{208}Pb ont été divisées en quatre gammes d'angles :

- détection du noyau de ^{76}Kr dans les couronnes centrales (3 à 5) correspondant à la gamme $39.5\text{-}49^\circ$ pour l'angle du ^{76}Kr dans le référentiel du centre de masse.
- détection du noyau de ^{76}Kr dans les couronnes extérieures (11 à 16) correspondant à la gamme $61.4\text{-}71.8^\circ$ pour l'angle du ^{76}Kr dans le référentiel du centre de masse.
- détection du noyau de ^{208}Pb dans les couronnes extérieures (11 à 16) correspondant à la gamme $71\text{-}87.7^\circ$ pour l'angle du ^{76}Kr dans le référentiel du centre de masse.
- détection du noyau de ^{208}Pb dans les couronnes centrales (3 à 5) correspondant à la gamme $107\text{-}121.5^\circ$ pour l'angle du ^{76}Kr dans le référentiel du centre de masse.

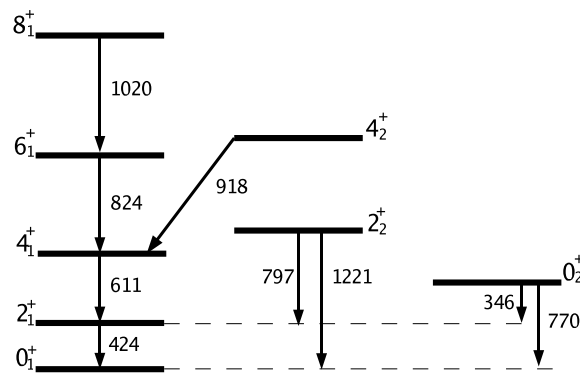


Figure 6.12 : Schéma de niveau partiel du noyau de ^{76}Kr . Seules les transitions observées durant cette expérience sont représentées

Les quatre spectres relatifs à ces gammes d'angles sont représentés sur la figure (6.13). La condition qu'un secteur et une couronne exactement soient touchés a été imposée. On peut constater que la condition de coïncidence entre la détection d'une particule dans le détecteur silicium et celle d'un rayonnement γ permet d'éliminer l'important bruit de fond issu de la décroissance du faisceau radioactif (cf. §6.1.3). En effet, les seules raies visibles dans ces spectres germanium sont associées à des transitions du noyau de ^{76}Kr .

Les états de la bande rotationnelle bâtie sur l'état fondamental sont peuplés jusqu'au spin 8 pour les angles élevés dans le centre de masse (cf. fig. (6.13)(d)). Les états non-yrast tels que les seconds états 2_2^+ et 4_2^+ sont également observés. Il est

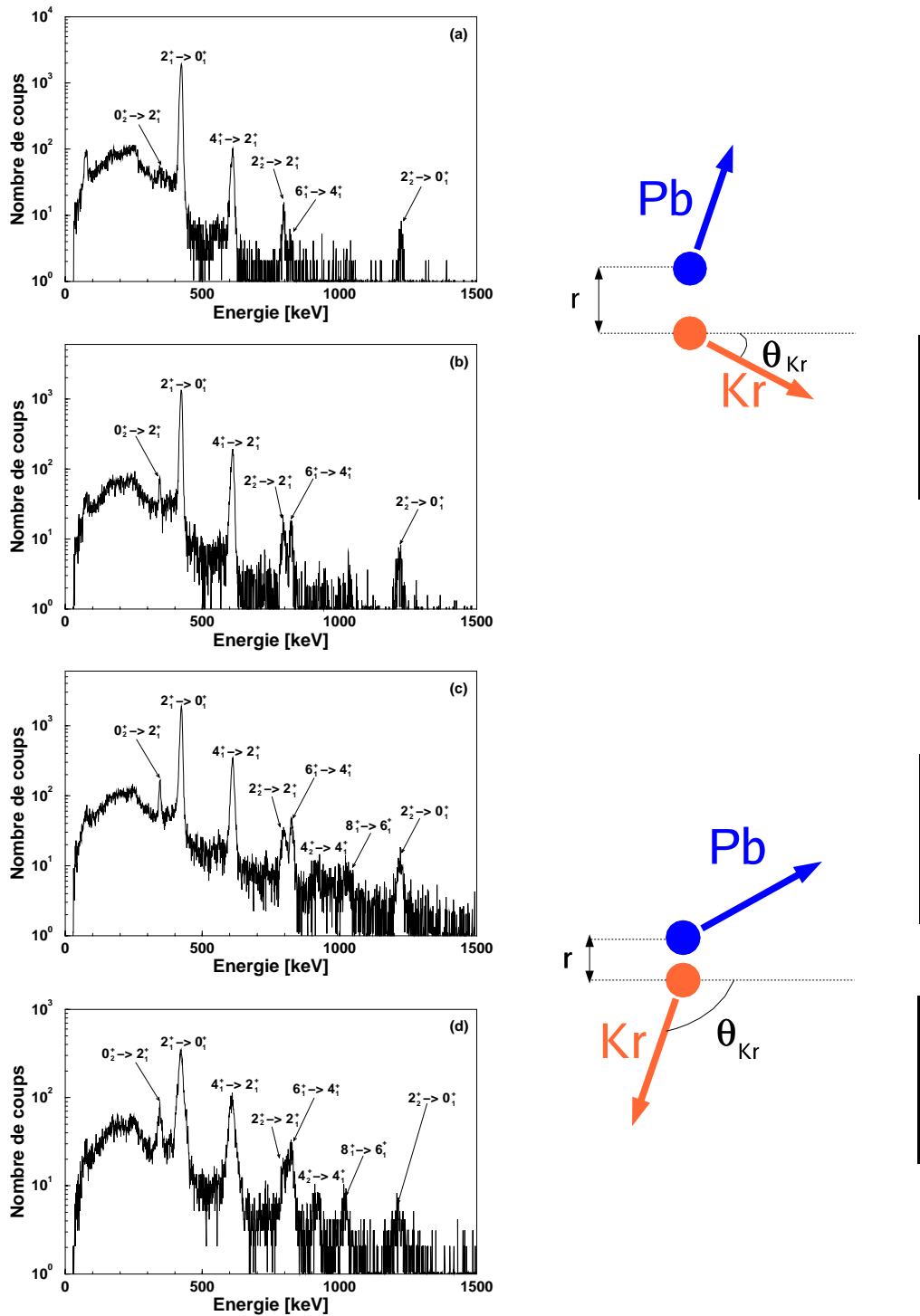


Figure 6.13 : Spectres de l'excitation coulombienne du ^{76}Kr sur la cible de ^{208}Pb dans le cas de la détection du projectile dans les couronnes intérieures (a) et extérieures (b) et du noyau cible dans les couronnes intérieures (c) et extérieures (d) et représentation de la cinématique de la réaction à droite.

Transition	I_{exp1}^{Pb}	I_{exp2}^{Pb}	I_{exp3}^{Pb}	I_{exp4}^{Pb}
$2_1^+ \rightarrow 0_1^+$	1000 (10.3)	1000 (12)	1000 (11.7)	1000 (18.2)
$4_1^+ \rightarrow 2_1^+$	60.9 (2.7)	184.7 (5.3)	236.7 (5.8)	389.6 (11.4)
$6_1^+ \rightarrow 4_1^+$	2.2 (0.5)	14.8 (1.5)	35.6 (2.2)	83.2 (8.3)
$8_1^+ \rightarrow 6_1^+$	< 0.5	< 0.7	6.4 (0.9)	19.5 (3.6)
$0_2^+ \rightarrow 2_1^+$	8.4 (2.2)	27.1 (3)	50 (3.6)	133.2 (12.7)
$2_2^+ \rightarrow 2_1^+$	7.1 (0.9)	18.2 (1.6)	29.2 (2)	42.4 (6.8)
$2_2^+ \rightarrow 0_1^+$	4.2 (0.8)	9.8 (1.3)	14.1 (1.4)	29.9 (5.7)
$4_2^+ \rightarrow 4_1^+$	< 0.5	< 0.7	5.7(1)	20 (3.9)
$2_3^+ \rightarrow 0_2^+$				

Table 6.1 : Intensités expérimentales normalisées pour la cible de ^{208}Pb .

probable que le pic à 920 keV environ soit un doublet composé des transitions $4_2^+ \rightarrow 4_1^+$ de 922.6 keV et $2_3^+ \rightarrow 0_2^+$ de 917.4 keV.

La résolution en énergie pour la transition à 424 keV est de l'ordre de 9 keV pour la détection du noyau de ^{76}Kr dans le détecteur silicium. Pour les spectres correspondant à la détection du ^{208}Pb , la résolution en énergie est moins bonne. En effet, une couronne couvre une gamme en angle dans le référentiel du centre de masse plus grande dans le cas de la détection du noyau de ^{208}Pb que dans celui de la détection du noyau de ^{76}Kr . Par conséquent, la gamme en énergie du projectile est plus importante.

De plus, on constate sur la figure (6.13) que la résolution en énergie est considérablement dégradée pour la détection du ^{208}Pb dans les couronnes centrales. Cet effet est lié à la gamme en angle couverte par le noyau de ^{76}Kr dans le référentiel du laboratoire comprise entre 90 et 100°. Dans ces conditions, le noyau de ^{76}Kr est émis pratiquement perpendiculairement au faisceau et traverse alors toute la largeur de la cible. Ainsi, la perte d'énergie dans la cible est en moyenne plus importante. La valeur de la vitesse du projectile a dans ce cas été modifiée itérativement afin d'améliorer la résolution. Cependant, la dispersion en énergie des différents noyaux de ^{76}Kr ne permet pas d'obtenir une largeur de moins de 20 keV environ pour la transition $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$.

Les quatre spectres présentés sur la figure (6.13) correspondent à une plage angulaire différente dans le référentiel du centre de masse. On constate que les états

peuplés et la proportion des différentes transitions les unes par rapport aux autres sont différents en fonction de la gamme en angle considérée. Pour mieux comprendre le processus d'excitation coulombienne, il est préférable de comparer les intensités des différents pics. Ceux-ci sont donc ajustés et les intensités normalisées à la transition $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ sont déterminées (cf. tab. 6.1). L'efficacité du détecteur silicium étant directement prise en compte lors de la construction des spectres γ , l'erreur associée à cette efficacité est ajoutée à l'erreur statistique issue de l'ajustement des différents pics. Ces valeurs servent ensuite d'entrée au code d'excitation coulombienne, GOSIA, présenté dans le paragraphe 7.2 et contraignent ainsi l'ajustement des éléments de matrice relatifs au schéma de niveau du noyau de ^{76}Kr .

L'évolution des intensités normalisées des différents états peuplés en fonction de l'angle de diffusion dans le référentiel du centre de masse est représentée sur la figure (6.14). La croissance de ces courbes est liée au fait que le maximum de la section

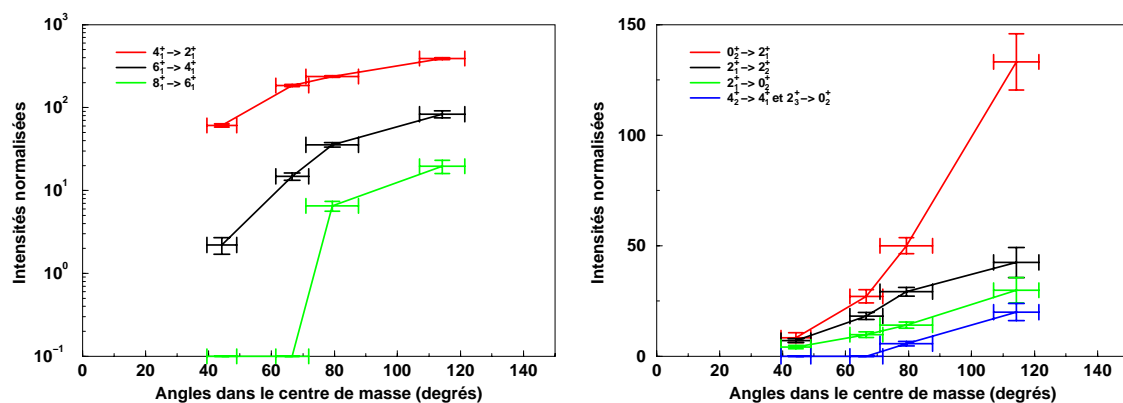


Figure 6.14 : Intensités expérimentales normalisées à la transition $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ en fonction de la gamme en angle dans le référentiel du centre de masse. La partie de gauche concerne les états de la bande fondamentale et celle de droite les autres états non-yrast.

efficace pour les états d'énergie élevée ou issus d'excitations multiples est décalé vers les grands angles dans le référentiel du centre de masse par rapport au premier état 2^+ . En effet, ce comportement est lié au fait qu'un petit angle dans le centre de masse est associé à une grande distance d'approche, r (cf. fig. (6.13)) entre les deux noyaux. Par contre, si l'angle dans le référentiel du centre de masse est élevé, alors la distance d'approche est petite. Les excitations multiples sont alors beaucoup plus favorisées. C'est ce qu'on observe sur les spectres ainsi que sur la figure (6.14) pour les transitions $8_1^+ \rightarrow 6_1^+$ et $4_2^+ \rightarrow 2_2^+$ particulièrement. On peut également noter que

l'état 6_1^+ , peuplé par trois excitations successives minimum a une intensité du même ordre de grandeur que celle associée au second état 2_2^+ ; cet effet souligne le fait que les éléments de matrice dans la bande fondamentale sont plus forts que ceux reliant deux bandes.

6.4.2 Excitation coulombienne sur une cible de ^{48}Ti

Dans le cas de l'excitation coulombienne du ^{76}Kr sur une cible de ^{48}Ti , le projectile et le noyau cible peuvent être détectés simultanément selon les règles de la cinématique (cf. §5.1.2) ainsi que la géométrie utilisée. Pour certaines gammes en angle, la distinction entre les deux noyaux est quasiment impossible. En fonction de ces difficultés, les trois gammes en angles suivantes ont été exploitées afin de couvrir le maximum de la section efficace :

- détection du noyau de ^{76}Kr à haute énergie dans les couronnes centrales correspondant aux petits angles dans le référentiel du centre de masse; la gamme en angles couverte est $47.4 - 62^\circ$.
- détection du noyau de ^{48}Ti dans les couronnes extérieures couvrant ainsi la plage 101.6 à 118° .
- détection du noyau de ^{48}Ti dans les couronnes centrales correspondant à la gamme $132.2-144^\circ$.

Les spectres corrigés Doppler correspondant à ces plages angulaires sont représentés sur la figure (6.15). Les états de la bande rotationnelle ont été peuplés jusqu'au spin 6 ainsi que le second état 2_2^+ . La résolution en énergie est inférieure à celle obtenue lors de l'excitation coulombienne sur la cible de ^{208}Pb ; en effet, l'énergie du faisceau incident est maintenant inférieure et ainsi l'élargissement Doppler est plus faible. La largeur à mi-hauteur du pic à 424 keV est d'environ 5.5 keV et celle du pic à 611 keV de 8 keV environ.

Une bosse est visible à une énergie d'environ 980 keV. Elle correspond à la transition $2^+ \rightarrow 0^+$ de 983.5 keV [78] du ^{48}Ti également excité pendant l'expérience. La correction Doppler relative au noyau de ^{48}Ti peut alors être effectuée et un pic à 983.5 keV est alors observé.

Les intensités normalisées à la transition $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ sont présentées dans le tableau 6.2. Elles ne seront pas utilisées dans le code GOSIA pour les résultats préliminaires présentés dans le chapitre 7 étant donné la forte dépendance des intensités à correction en efficacité des particules. Comme pour la cible de ^{208}Pb , la section efficace

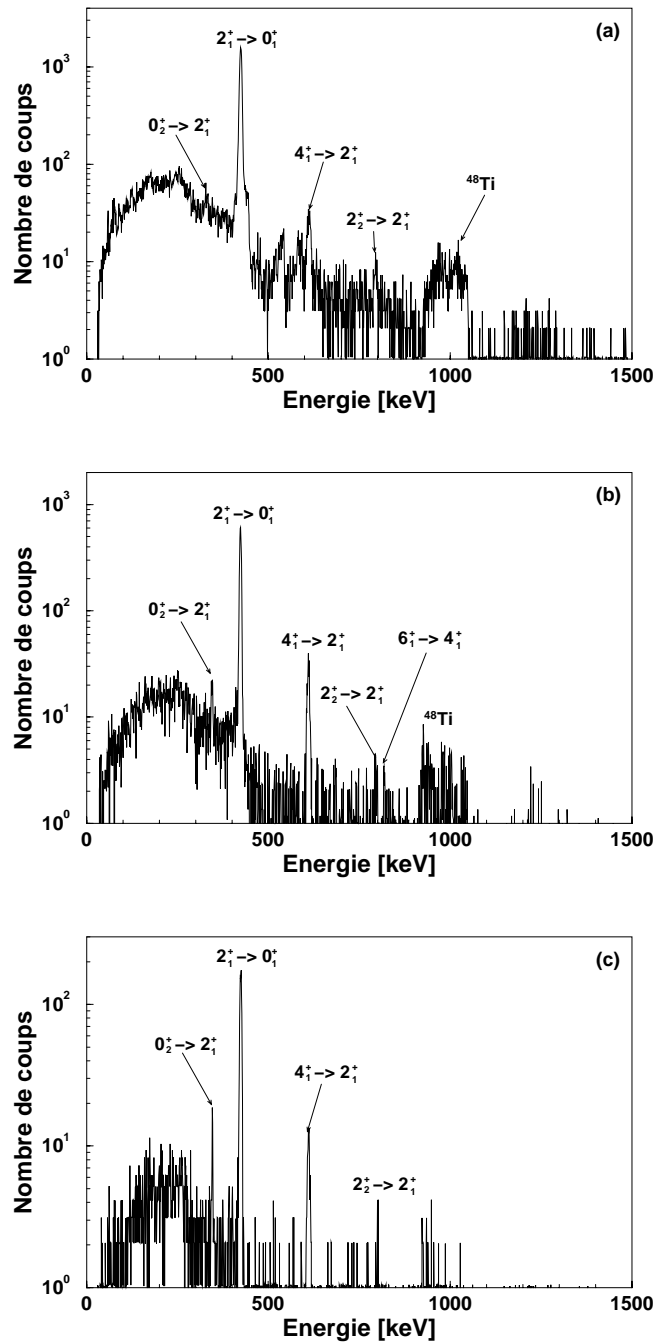


Figure 6.15 : Spectres de l'excitation coulombienne du ^{76}Kr sur la cible de ^{48}Ti dans le cas de la détection du projectile dans les couronnes intérieures pour les petits angles dans le référentiel du centre de masse (a) et du noyau cible dans les couronnes extérieures pour les petits angles dans le référentiel du centre de masse (b) et intérieures pour les grands angles dans le référentiel du centre de masse (c).

Transition	I_{exp1}^{Ti}	I_{exp2}^{Ti}	I_{exp3}^{Ti}
$2_1^+ \rightarrow 0_1^+$	1000 (77.5)	1000 (93.5)	1000 (90.2)
$4_1^+ \rightarrow 2_1^+$	20.5 (2.6)	78.3 (11.0)	101.0 (15.6)
$6_1^+ \rightarrow 4_1^+$	< 0.8	3.8 (1.6)	< 1.6
$0_2^+ \rightarrow 2_1^+$	< 0.8	24.6 (5.8)	< 1.6
$2_2^+ \rightarrow 2_1^+$	3.5 (1.3)	6.5 (4.0)	40.3 (9.2)

Table 6.2 : Intensités expérimentales normalisées pour la cible de ^{48}Ti .

pour les états 4_1^+ et 2_2^+ augmente avec l'angle dans le référentiel du centre de masse. De plus, la transition $6_1^+ \rightarrow 4_1^+$ est uniquement visible dans le spectre correspondant à la plage angulaire intermédiaire, 101.6 à 118° (cf. fig. (6.15 (b))) ; en effet, pour la gamme d'angles inférieurs (cf. fig. (6.15 (a))), les excitations multiples sont peu probables. De plus, la statistique collectée pour la gamme en angles supérieurs est trop faible pour observer cette transition (cf. fig. (6.15 (c))).

Chapitre 7

Collectivité et forme du ^{76}Kr

7.1 Principes de l'excitation coulombienne

7.1.1 Éléments de matrice quadrupolaires

La probabilité de transition réduite E2 ainsi que le moment quadrupolaire électrique dépendent d'éléments de matrice du tenseur quadrupolaire électrique ainsi défini [79] :

$$\mathcal{M}(E2, \mu) = \int \rho_e(\vec{r}) r^2 Y_{2\mu}(\theta, \phi) d\tau \quad (7.1)$$

avec r, θ, ϕ les coordonnées dans le référentiel du laboratoire, $\rho_e(\vec{r})$ la densité de charge, et $d\tau$ l'élément de volume.

Probabilité de transition réduite

Pour une transition électromagnétique E2 entre deux états I_1K et I_2K d'une bande rotationnelle, les amplitudes de transition sont proportionnelles aux éléments de matrice non-diagonaux du tenseur quadrupolaire électrique. Ainsi la probabilité de transition réduite s'écrit [79] :

$$B(E2; I_1K \rightarrow I_2K) = \sum_{\mu M_2} | \langle I_2K M_2 | \mathcal{M}(E2, \mu) | I_1K M_1 \rangle |^2 \quad (7.2)$$

avec M_1 et M_2 les nombres quantiques magnétiques associés respectivement à l'état initial et final. La sommation précédente correspond au théorème de Wigner-Eckart

qui fournit une valeur de la probabilité de transition réduite qui ne dépend plus que de I_1 , I_2 et K :

$$B(E2; I_1 K \rightarrow I_2 K) = (2I_1 + 1)^{-1} | \langle I_2 K | \mathcal{M}(E2) | I_1 K \rangle |^2 \quad (7.3)$$

Moment quadrupolaire électrique

Le moment quadrupolaire électrique est une mesure de la déviation de la distribution de charge nucléaire par rapport à une symmétrie sphérique. Le moment spectroscopique est ainsi défini pour un état d'une bande rotationnelle K [23] :

$$\mathcal{Q} = \langle IKM = I | \mathcal{Q}_{op} | IKM = I \rangle \quad (7.4)$$

avec \mathcal{Q}_{op} , l'opérateur quadrupolaire donné dans le référentiel du laboratoire par :

$$e\mathcal{Q}_{op} = \int \rho_e(\vec{r}) r^2 (3\cos^2\theta - 1) d\tau = \sqrt{\frac{16\pi}{5}} \mathcal{M}(E2, \mu = 0) \quad (7.5)$$

Le moment quadrupolaire électrique spectroscopique dépend ainsi de l'élément de matrice diagonal du tenseur quadrupolaire :

$$e\mathcal{Q} = \sqrt{\frac{16\pi}{5}} \langle IKM = I | \mathcal{M}(E2) | IKM = I \rangle \quad (7.6)$$

$$e\mathcal{Q} = \sqrt{\frac{16\pi}{5}} (2I + 1)^{-1/2} \langle II20 | II \rangle \langle I | \mathcal{M}(E2) | I \rangle \quad (7.7)$$

On peut de même définir un moment quadrupolaire électrique intrinsèque \mathcal{Q}_0 relatif au référentiel intrinsèque du noyau. Un changement de référentiel permet d'obtenir la relation suivante [23] :

$$\langle KI_2 | \mathcal{M}(E2) | KI_1 \rangle = \sqrt{\frac{5}{16\pi}} \sqrt{(2I_1 + 1)} \langle I_1 K20 | I_2 K \rangle e\mathcal{Q}_0 \quad (7.8)$$

D'après les expressions (7.7) et (7.8), on obtient la relation suivante entre le moment quadrupolaire spectroscopique \mathcal{Q} et intrinsèque \mathcal{Q}_0 :

$$\begin{aligned} \mathcal{Q} &= \langle I_1 K20 | I_2 K \rangle \langle II20 | II \rangle \mathcal{Q}_0 \\ &= \frac{3K^2 - I(I+1)}{(I+1)(2I+3)} \mathcal{Q}_0 \end{aligned} \quad (7.9)$$

7.1.2 Section efficace d'excitation coulombienne

Cette partie dédiée à la section efficace coulombienne n'est qu'une introduction à l'ensemble de la théorie présentée par exemple dans l'article d'Alder *et al.* [80]. Dans le cadre de l'approximation semiclassique, on peut rappeler l'expression de la section efficace différentielle d'excitation coulombienne qui s'écrit comme le produit d'un terme purement géométrique de Rutherford et de la probabilité d'excitation (cf §5.1.3) :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma_{Ruth}}{d\Omega} P_{i \rightarrow f} \quad (7.10)$$

La probabilité d'excitation $P_{i \rightarrow f}$ s'exprime par définition en fonction des amplitudes d'excitation $a_{I_f M_f, I_i M_i}$ d'un état initial i ($I_i M_i$) vers un état final f ($I_f M_f$) :

$$P_{i \rightarrow f} = \frac{1}{2I_i + 1} \sum_{M_i, M_f} |a_{I_f M_f, I_i M_i}|^2 \quad (7.11)$$

La résolution de l'équation de Schrödinger dépendant du temps conduit à un système d'équations différentielles linéaires dont les solutions sont les amplitudes d'excitation.

Théorie de la perturbation au premier ordre

Si les probabilités d'excitation sont faibles dans le processus d'excitation coulombienne, il est possible de traiter le potentiel électromagnétique dans le cadre de la théorie des perturbations dépendant du temps au premier ordre. Ainsi, l'amplitude d'excitation d'un état initial i à l'énergie E_i vers un état final f à l'énergie E_f prend la forme très simple suivante :

$$a_{I_f M_f, I_i M_i} = \frac{1}{i\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} \langle I_f M_f | V(t) | I_i M_i \rangle e^{\frac{i}{\hbar}(E_f - E_i)t} dt \quad (7.12)$$

avec $V(t)$ le potentiel électromagnétique. Ce dernier peut être développé en moments multipolaires $\mathcal{M}(\Pi\lambda, \mu)$ électriques ($\Pi = E$) et magnétiques ($\Pi = M$) sur une base de fonctions d'harmoniques sphériques. La nouvelle expression de l'amplitude d'excitation est donnée ci-dessous :

$$a_{I_f M_f, I_i M_i} = \frac{4\pi Z_c e}{i\hbar} \sum_{\Pi\lambda\mu} \frac{1}{2\lambda + 1} \langle I_f M_f | \mathcal{M}(\Pi\lambda, \mu) | I_i M_i \rangle S_{\Pi\lambda\mu} \quad (7.13)$$

avec $S_{\Pi\lambda\mu}$ les intégrales orbitales de Coulomb ; par exemple, pour les excitations électriques, $S_{E\lambda\mu}$ a la forme suivante :

$$S_{E\lambda\mu} = \int_{-\infty}^{\infty} e^{\frac{i}{\hbar}(E_f - E_i)t} \frac{Y_{\lambda\mu}(\theta(t), \phi(t))}{r(t)^{\lambda+1}} dt \quad (7.14)$$

En utilisant l'expression de la probabilité de transition réduite (7.3) définie précédemment, on obtient l'expression de la section efficace différentielle d'excitation :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma_{Ruth}}{d\Omega} \frac{1}{2I_i + 1} \left(\frac{4\pi Z_c e}{\hbar} \right)^2 \sum_{\Pi\lambda\mu} \frac{B(\Pi\lambda)}{(2\lambda + 1)^2} |S_{\Pi\lambda\mu}|^2 \quad (7.15)$$

Théorie de la perturbation au deuxième ordre

La théorie de la perturbation au premier ordre est valable tant que les probabilités d'excitation sont faibles comparées à l'unité. Dès que celles-ci deviennent plus élevées ou que les excitations directes sont impossibles ($0^+ \rightarrow 0^+$) ou improbables (multipolarités élevées), les effets du second ordre sont alors à prendre en compte [67, 80]. Cela signifie que la probabilité d'exciter un état intermédiaire d'énergie plus ou moins élevée que l'état final n'est pas négligeable.

Au second ordre, l'amplitude de transition entre un état initial i et un état final f a la forme suivante :

$$a_{I_f M_f, I_i M_i} = a_{I_f M_f, I_i M_i}^{(1)} + a_{I_f M_f, I_i M_i}^{(2)} \quad (7.16)$$

avec $a_{I_f M_f, I_i M_i}^{(1)}$ l'amplitude au premier ordre définie par l'équation (7.12) et $a_{I_f M_f, I_i M_i}^{(2)}$ l'amplitude au second ordre donnée par la somme sur tous les états intermédiaires possibles n ($I_n M_n$) d'énergie E_n :

$$a_{I_f M_f, I_i M_i}^{(2)} = \left(\frac{1}{i\hbar} \right)^2 \sum_n \int_{-\infty}^{\infty} \langle I_f M_f | V(t) | I_n, M_n \rangle e^{\frac{i}{\hbar}(E_f - E_n)t} dt \int_{-\infty}^t \langle I_n M_n | V(t') | I_i M_i \rangle e^{\frac{i}{\hbar}(E_n - E_i)t'} dt' \quad (7.17)$$

La section efficace différentielle au second ordre s'écrit alors :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma}{d\Omega}^{(1)} + \frac{d\sigma}{d\Omega}^{(1,2)} + \frac{d\sigma}{d\Omega}^{(2)} \quad (7.18)$$

Le premier et le troisième termes sont respectivement les sections efficaces d'excitation d'ordre 1 et 2 ; le deuxième représente l'interférence entre les amplitudes du premier et du second ordre. Ce dernier terme peut fournir des informations non accessibles au premier ordre de perturbation tel que le moment quadrupolaire statique par exemple.

En effet, si l'état intermédiaire n est un des sous-états magnétiques de l'état final f , la transition $n \rightarrow f$ vient de l'interaction entre le noyau et le moment quadrupolaire de l'état final. On parle dans ce cas de l'effet de réorientation.

Considérons par exemple une excitation quadrupolaire électrique entre deux états (voir figure 7.1). L'amplitude de transition du premier ordre est proportionnelle à

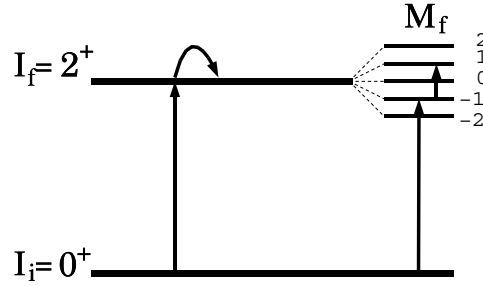


Figure 7.1 : Excitations du deuxième ordre entre un état initial 0^+ et un état final 2^+ .

la probabilité de transition réduite (cf. (7.15)) donc par conséquent à l'élément de matrice $M_{02} = \langle 2 || \mathcal{M}(E2) || 0 \rangle$. L'amplitude de transition du second ordre contient les éléments de matrice $M_{22} = \langle 2 || \mathcal{M}(E2) || 2 \rangle$ et M_{02} . Rappelons de plus que le moment quadropolaire spectroscopique est proportionnel à l'élément de matrice M_{22} (voir la relation (7.7)). Le terme d'interférence entre les amplitudes

$$\begin{cases} a_{I_f M_f, I_i M_i}^{(1)} \propto M_{02} \\ a_{I_f M_f, I_i M_i}^{(2)} \propto M_{02} M_{22} \end{cases} \quad (7.19)$$

est alors sensible à l'élément de matrice diagonal et par conséquent au moment quadropolaire.

Excitations multiples

Dans le cas des noyaux lourds ayant des déformations importantes, les probabilités d'excitation coulombienne peuvent facilement dépasser l'unité. Dans ce cas, la probabilité d'avoir des excitations multiples jusqu'à des hauts spins est élevée. De même, dans les noyaux de Kryptons légers avec des déformations axiales β_2 de l'ordre de 0.4 et -0.3, la collectivité est grande et les probabilités d'excitation sont élevées. La théorie des perturbations n'est alors plus applicable et un calcul d'excitations multiples en canaux couplés est nécessaire [67, 80]. Un exemple d'une telle méthode est détaillé dans le paragraphe suivant.

7.2 Le code d'excitation coulombienne, GOSIA

7.2.1 Principe du code

GOSIA est un programme d'analyse de données d'excitation coulombienne développé par le laboratoire de structure nucléaire de l'université de Rochester en 1980 [81]. Il effectue l'ajustement par la méthode des moindres carrés des éléments de matrice relatifs au schéma de niveaux considéré afin de reproduire au mieux les données expérimentales. Ces dernières désignent non seulement les intensités γ observées dans une ou plusieurs expériences indépendantes mais aussi les informations spectroscopiques connues à savoir les temps de vie, les rapports d'embranchements ainsi que les coefficients de mélange.

Procédure de calcul

▷ Définition d'un schéma de niveaux

Pour limiter les temps de calcul tout en conservant une précision correcte pour les éléments de matrice, il est conseillé de tronquer le schéma de niveaux un ou deux états plus haut que le dernier état observé expérimentalement pour chaque bande rotationnelle. Etant donné les transitions observées dans les spectres présentés au paragraphe 6.4, le schéma de niveaux utilisé dans le code est donné figure (7.2). Ainsi, en tenant compte des différentes multipolarités (E2 et M1 dans notre cas), ces 11 états sont liés par 36 éléments de matrice à ajuster.

▷ Calcul des amplitudes d'excitation

Les amplitudes d'excitation, nécessaires au calcul des intensités γ , sont les solutions du système d'équations différentielles couplées évoqué dans le paragraphe 7.1.2. Elles dépendent des 36 éléments de matrice reliant les états du schéma de niveaux considéré. Leur valeur initiale est discutée dans la paragraphe 7.2.2. Un calcul approché des amplitudes d'excitation est utilisé dans le code pour réduire le temps de calcul [81].

▷ Calcul des intensités γ

La désexcitation γ du noyau est traitée complètement séparément du processus

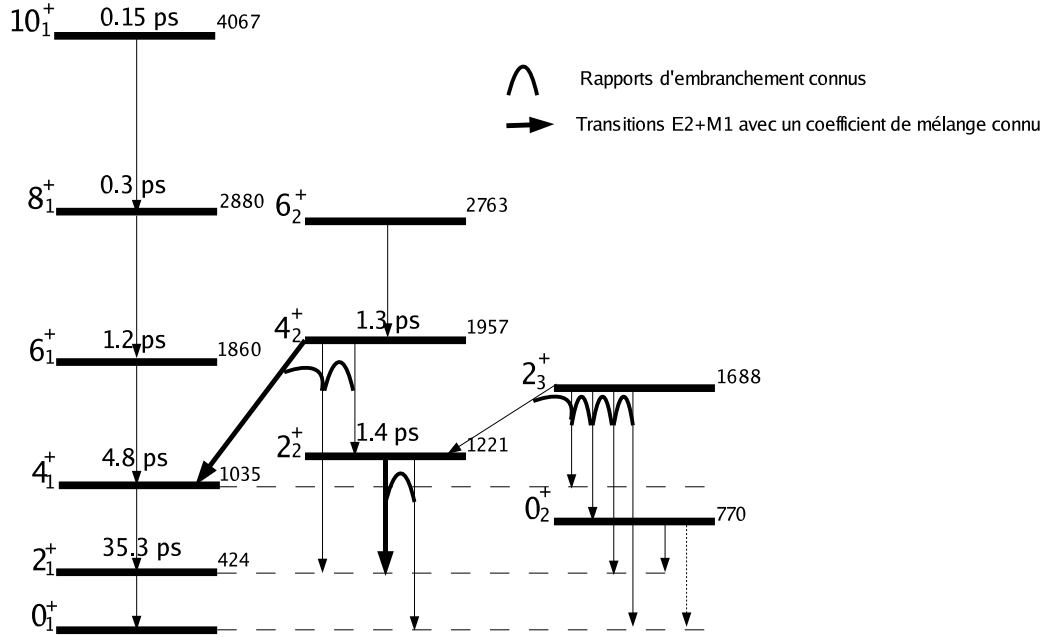


Figure 7.2 : Schéma de niveaux et données spectroscopiques utilisés pour le code GOSIA.

d'excitation coulombienne. En effet, les temps de vie des états nucléaires étant de l'ordre de 10 ou 100 fs au minimum et les temps de collision de 10^{-20} à 10^{-22} s, les deux phénomènes peuvent être traités séquentiellement. Les amplitudes d'excitation calculées, on peut construire un tenseur statistique regroupant toutes les informations nécessaires au calcul des intensités γ et constituant la condition initiale de la désexcitation. Le tenseur $\rho_{\lambda\mu}(I)$ décrit l'état de polarisation après l'excitation coulombienne sur un niveau de spin I dans le cas le plus simple d'une seule excitation :

$$\rho_{\lambda\mu}(I) = \frac{\sqrt{2I+1}}{2I_0+1} \sum_{M_0 M M'} (-1)^{I-M'} \begin{pmatrix} I & \lambda & I \\ -M' & \mu & M \end{pmatrix} a_{IM', I_0 M_0}^* a_{IM, I_0 M_0} \quad (7.20)$$

l'état fondamental étant repéré par $(I_0 M_0)$.

La section efficace différentielle des rayonnements γ de désexcitation s'écrit alors :

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_p d\Omega_\gamma} = \sigma_{Ruth}(\theta_p) \sum_{\lambda\mu} R_{\lambda\mu}(I, I_f) Y_{\lambda\mu}(\theta_\gamma, \phi_\gamma) \quad (7.21)$$

avec $\sigma_{Ruth}(\theta_p)$ la section efficace de Rutherford pour le projectile, $Y_{\lambda\mu}(\theta_\gamma, \phi_\gamma)$ les harmoniques sphériques normalisées. Le terme $R_{\lambda\mu}(I, I_f)$ a la forme suivante :

$$R_{\lambda_e\mu}(I, I_f) = \frac{1}{2\gamma(I)\sqrt{\pi}} G_{\lambda_e} \rho_{\lambda_e\mu} \sum_{\lambda_d\lambda'_d} \delta_{\lambda_d} \delta_{\lambda'_d}^* F_k(\lambda_d\lambda'_d I_f I) \quad (7.22)$$

δ_{λ_d} sont les amplitudes de transition pour une multipolarité λ_d et $\gamma(I)$ la probabilité d'émission. $F_k(\lambda_d\lambda'_d I_f I)$ sont les coefficients de corrélation γ - γ et G_{λ_e} les coefficients d'atténuation.

La distribution angulaire est ensuite utilisée pour calculer les intensités de désexcitation γ . Pour reproduire les intensités observées expérimentalement, il faut effectuer une intégration sur la gamme en angle de diffusion considérée ainsi que sur la gamme en énergie du projectile résultant de la perte en énergie dans la cible :

$$I_\gamma(I \rightarrow I_f)(\theta_p) = \int_{E_{min}}^{E_{max}} dE \frac{1}{\left(\frac{dE}{dx}\right)} \int_{\theta_{p,min}}^{\theta_{p,max}} \sin(\theta_p) d\theta_p \int_{\phi_p} \frac{d^2\sigma(I \rightarrow I_f)}{d\Omega_\gamma d\Omega_p} d\phi_p \quad (7.23)$$

avec $\left(\frac{dE}{dx}\right)$ le pouvoir d'arrêt du projectile dans la cible. Cette opération d'intégration, nécessitant un temps de calcul important, est remplacée pendant la minimisation par le calcul des intensités correspondant à un angle de diffusion moyen et une énergie du projectile moyenne. L'intégration est finalement utilisée à l'issue de la convergence pour obtenir la solution finale.

▷ Minimisation du χ^2

La minimisation correspond à l'ajustement par la méthode des moindres carrés des éléments de matrice sur les données expérimentales. Les intensités calculées à partir des éléments de matrice sont comparées aux intensités expérimentales ; de même, les données spectroscopiques utilisées permettent de contraindre la valeur de certains éléments de matrice et l'écart entre ces derniers et les éléments ajustés est mesuré. Cette opération de minimisation est l'étape la plus longue puisqu'elle correspond à la recherche d'un minimum dans l'espace multi-dimensionnel des éléments de matrice.

7.2.2 Les entrées du code

GOSIA utilise deux types de données pour contraindre les différents éléments de matrice lors de l'ajustement : les intensités γ de l'expérience analysée ainsi que des données spectroscopiques précédemment obtenues.

Les intensités γ sont déterminées sur les quatre plages angulaires définies dans le

Etats	Energie (keV)	τ (ps)	E_γ	I_γ/I_γ^{max}	$\delta(E2/M1)$
2_1^+	424.0	35.9(10)	424.0	-	-
4_1^+	1034.6	4.8(4)	610.6	-	-
6_1^+	1859.0	1.2(1)	824.4	-	-
8_1^+	2878.7	0.32(3)	1019.7	-	-
10_1^+	4067.9	0.15(2)	1189.2	-	-
2_2^+	1221.6	1.4(2)	797.6 ($2_2^+ \rightarrow 2_1^+$)	1	0.2(1)
			1221.6 ($2_2^+ \rightarrow 0_1^+$)	0.77(6)	-
4_2^+	1957.3	1.3(4)	736.0 ($4_2^+ \rightarrow 2_2^+$)	0.56(15)	-
			922.6 ($4_2^+ \rightarrow 4_1^+$)	1	-0.84(5)
			1532.9 ($4_2^+ \rightarrow 2_1^+$)	0.28(8)	-
6_2^+	2763.0	-	805.7	-	-
0_2^+	770.0	61(9)	346.0	-	-
2_3^+	1687.28	-	466.0 ($2_3^+ \rightarrow 2_2^+$)	0.066(26)	-
			652.6 ($2_3^+ \rightarrow 4_1^+$)	0.066(14)	-
			917.4 ($2_3^+ \rightarrow 0_2^+$)	1	-
			1263.2 ($2_3^+ \rightarrow 2_1^+$)	0.26(2)	-
			1687.1 ($2_3^+ \rightarrow 0_1^+$)	0.41(3)	-

Table 7.1 : Données spectroscopiques connues pour les états utiles du noyau de ^{76}Kr [21, 82]: temps de vie moyen des états τ , rapports d'embranchement (ou l'équivalent avec I_γ/I_γ^{max}) et les coefficients de mélange $\delta(E2/M1)$.

paragraphe 6.4 associées à la cible de ^{208}Pb (cf. tab. 6.1). En effet, les données concernant la cible de ^{48}Ti ne sont pas utilisées dans un premier temps étant donné l'effet très important de la correction en efficacité des particules (cf. §6.2.4). Les données spectroscopiques utilisées sont regroupées dans le tableau 7.1. Elles concernent les temps de vie de la grande majorité des états introduits ainsi que les rapports d'embranchement et les coefficients de mélange connus.

Il est également nécessaire de définir le point de départ de l'ajustement, c'est-à-dire de donner des valeurs initiales aux 36 éléments de matrice. Pour cela, le modèle du rotor est utilisé, nécessitant la définition de bandes rotationnelles et des états ap-

partenant à chacune d'elles. Etant donné les transitions connues expérimentalement dans le noyau de ^{76}Kr ainsi que leur interprétation actuelle, nous avons défini trois bandes différentes (cf. fig. (7.2)) :

- la bande yrast bâtie sur l'état fondamental tronquée au spin 10,
- une bande construite sur le second état 2_2^+ et tronquée dans notre cas au spin 6 ; elle peut être interprétée comme une bande γ ($K = 2$),
- une bande bâtie sur l'état 0_2^+ excité constituée de ce dernier et du troisième état 2_3^+ l'alimentant.

La donnée d'un moment intrinsèque associé à chaque bande ainsi que le couplage entre les bandes est suffisant pour déterminer la valeur de chaque élément de matrice avec le modèle simple utilisé. Pour la bande fondamentale, la probabilité réduite de la transition $2^+ \rightarrow 0^+$ égale à $0.167 e^2b^2$ [6] est utilisée pour évaluer le moment quadrupolaire intrinsèque à 2.9 eb. La déformation associée à la seconde est supposée la même si c'est une bande γ . Les deux signes seront cependant utilisés pour tester la validité de l'hypothèse. Enfin, pour déterminer le moment de la bande bâtie sur l'état 0^+ excité, une déformation oblate de -0.25 donnée par les calculs HFB utilisant la force de Skyrme [12] est utilisée ; elle correspond à un moment quadrupolaire intrinsèque de -1.95 eb. De même, les deux signes seront utilisés afin de favoriser une déformation ou l'autre. Les moments associés aux couplages entre les bandes sont supposés plus faibles que ceux de chaque bande.

Ces hypothèses de départ permettent ainsi d'obtenir les valeurs initiales des éléments de matrice pour l'ajustement. Il est à noter que généralement le signe choisi initialement pour le moment intrinsèque d'une bande demeure à l'issue de la minimisation du χ^2 . Cependant, un signe négatif pour la bande fondamentale par exemple donne lieu à une séquence d'éléments de matrice incompatibles avec une bande rotationnelle. Pour les autres bandes, toutes les combinaisons de signes ont été comparées et sont discutées dans le paragraphe 7.3.

7.3 Résultats sur les éléments de matrice

Différentes configurations de départ ont été envisagées pour définir les valeurs initiales des éléments de matrice. Un signe positif pour le moment quadrupolaire intrinsèque de la bande fondamentale a été utilisé pour les raisons évoquées précédemment. Pour les deux autres bandes, les différentes combinaisons de signe pour les moments intrinsèques donnés initialement ont été testées et la configuration optimisant le χ^2 correspond à deux signes négatifs pour les moments des deux bandes excitées.

L'ajustement reproduit généralement les données spectroscopiques introduites

I_i	I_f	Élément de matrice	Moment quadrupolaire intrinsèque (eb)
2_1^+	0_1^+	0.91 ($\pm_{0.01}^{0.01}$)	2.88 ($\pm_{0.03}^{0.03}$)
4_1^+	2_1^+	1.43 ($\pm_{0.02}^{0.02}$)	2.83 ($\pm_{0.04}^{0.04}$)
6_1^+	4_1^+	1.80 ($\pm_{0.05}^{0.06}$)	2.82 ($\pm_{0.08}^{0.09}$)
8_1^+	6_1^+	2.05 ($\pm_{0.08}^{0.10}$)	2.75 ($\pm_{0.11}^{0.13}$)
10_1^+	8_1^+	2.13 ($\pm_{0.13}^{0.20}$)	2.53 ($\pm_{0.15}^{0.24}$)
2_1^+	2_1^+	-0.99 ($\pm_{0.09}^{0.11}$)	2.63 ($\pm_{0.24}^{0.29}$)
4_1^+	4_1^+	-1.40 ($\pm_{0.09}^{0.08}$)	2.90 ($\pm_{0.19}^{0.17}$)
6_1^+	6_1^+	-2.09 ($\pm_{0.21}^{0.17}$)	3.64 ($\pm_{0.37}^{0.30}$)

Table 7.2 : Eléments de matrice transitionnels et diagonaux relatifs à la bande fondamentale et leurs erreurs calculées par le code GOSIA. Le moment quadrupolaire intrinsèque associé est également donné.

pour contraindre les éléments de matrice. Les résultats relatifs aux éléments de matrice de la bande fondamentale sont présentés dans le tableau 7.2. Il est à noter que seules les erreurs calculées par le code sont données dans ce tableau ; cependant, étant donné les problèmes expérimentaux liés au faisceau étalé et de grande émittance, les erreurs sur quatre gammes d'angle définies expérimentalement et utilisées par le code peuvent introduire des variations importantes dans les valeurs des éléments de matrice. Cependant, il s'avère que le signe du moment quadrupolaire intrinsèque associé à la bande fondamentale ne change pas.

Le moment quadrupolaire intrinsèque déduit des éléments de matrice transitionnels est constant pour les différentes transitions. Etant donné l'erreur plus importante sur les éléments de matrice des transitions élevées, la valeur moyenne pour le moment quadrupolaire déduit est d'environ 2.8 eb.

Les éléments de matrice diagonaux obtenus pour les trois premiers états confirment le caractère prolate de la bande fondamentale associée à un moment quadrupolaire intrinsèque positif. L'élément de matrice diagonal du premier état 2_1^+ fournit une valeur de 2.63 eb compatible avec la valeur extraite des éléments de matrice transitionnels. Il faut noter qu'un mélange entre les deux états 0^+ peut conduire à une modification dans la valeur des éléments de matrice liés à ces derniers [83]. Les résultats concernant le moment quadrupolaire des états 4_1^+ et 6_1^+ sont uniquement présentés dans le tableau 7.2 à titre indicatif puisque leur valeur est fortement liée

aux autres états 4^+ et 6^+ non observés durant cette expérience pour la plupart et non pris en compte dans le code GOSIA.

L'optimisation du χ^2 a été obtenue pour un moment quadrupolaire intrinsèque de la première bande excitée négatif. Cette valeur est incompatible avec l'hypothèse d'une bande γ ; en effet, cette dernière devrait avoir la même déformation que la bande fondamentale. On peut également noter les valeurs des coefficients de mélange des transitions $2_2^+ \rightarrow 2_1^+$ et $4_2^+ \rightarrow 4_1^+$ de signe opposé (cf tab. 7.1). Ces mesures peuvent soulever des interrogations quant au caractère de bande rotationnelle associé aux trois états 2_2^+ , 4_2^+ et 6_2^+ . Cependant, dans cette expérience, la sensibilité des éléments de matrice de ces états à l'ajustement n'est pas suffisante. En effet, aucune transition alimentant le second état 2_2^+ n'a été observée expérimentalement.

Enfin, dans la bande supposée oblate composée de l'état 0^+ excité et du troisième état 2^+ , la seule donnée expérimentale est l'intensité de la transition $2_3^+ \rightarrow 0_2^+$ composant un doublet. Aucun état de spin supérieur n'a pu être introduit dans le code puisqu'ils n'ont jamais été observés. De ce fait, la sensibilité de ces éléments de matrice transitionnel et diagonal lors de l'ajustement est faible. Cependant, à titre indicatif, le moment quadrupolaire déduit de l'élément de matrice transitionnel entre les deux états de la bande a une valeur d'environ -1.6 eb. La déformation associée est comprise entre - 0.2 et - 0.3.

Conclusion

Ce travail a permis d'approfondir les connaissances sur le phénomène de coexistence de forme dans la région des noyaux de krypton légers. L'évolution de ce comportement en fonction du nombre de nucléons ainsi que la mesure de la forme de certains états sont des informations capitales pour comprendre comment ces noyaux peuvent présenter des formes aussi différentes.

La spectroscopie isomérique électron et γ des noyaux de $^{72,74}\text{Kr}$ a été effectuée auprès du séparateur LISE3 au GANIL. Un nouvel état 0^+ excité à basse énergie dans le noyau de ^{72}Kr a été observé et constitue une caractéristique importante du phénomène de coexistence de forme à bas spins. Cet état est ainsi le premier isomère de forme observé dans un noyau $N = Z$. Dans le noyau de ^{74}Kr , la confirmation d'un état 0^+ excité a également été apportée. Ces résultats ont ainsi permis d'élargir la systématique des noyaux de krypton légers jusqu'à la ligne $N = Z$ ainsi que d'effectuer un calcul de mélange entre les configurations allongée et aplatie. Les noyaux de $^{76,78}\text{Kr}$ seraient allongés dans leur état fondamental tandis que celui de ^{72}Kr serait aplati. Cette interprétation basée uniquement sur la position en énergie des états n'est pas suffisante pour valider le scénario proposé et une mesure directe de la forme de ces noyaux est indispensable.

L'unique moyen de déterminer la déformation des états excités des noyaux de krypton légers est l'excitation coulombienne, effectuée pour la première fois avec un faisceau radioactif de ^{76}Kr . L'expérience a été réalisée auprès du dispositif SPIRAL au GANIL et du multi-détecteur EXOGAM de grande efficacité ; cette dernière est indispensable pour pallier les faibles intensités des faisceaux radioactifs. La détection des noyaux diffusés a permis de supprimer l'important bruit de fond issu de la décroissance du faisceau. L'excitation coulombienne a permis de peupler de nombreux états excités jusqu'au spin 8 pour la bande fondamentale. Les intensités de toutes les transitions observées ont été utilisées pour extraire les valeurs des éléments de matrice transitoires et diagonaux ; ces derniers peuvent fournir la valeur du moment quadrupolaire, directement lié à la déformation. Etant donné les

problèmes expérimentaux liés au faisceau étalé de grande émittance, les incertitudes sur l'efficacité de détection des noyaux sont importantes. C'est pourquoi l'erreur sur le moment quadrupolaire intrinsèque associé à la bande fondamentale est élevée ; cependant, le signe pour le premier état 2_1^+ , toujours positif, permet de confirmer le caractère prolata de la bande fondamentale.

Malgré les faibles intensités des faisceaux radioactifs, ce travail a montré que la mesure des moments quadrupolaires dans les noyaux instables est accessible et a ainsi ouvert la voie à d'autres expériences. En effet, l'excitation coulombienne du noyau de ^{74}Kr a été réalisée depuis avec succès ; de nombreux états excités ont été peuplés (voir la figure ci-dessous) et les résultats de cette expérience sont très prometteurs (les données sont actuellement en cours d'analyse par E. Clément CEA DAPNIA/SPhN).

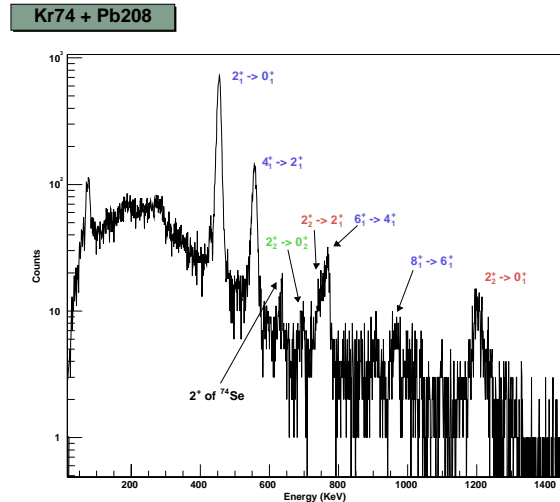


Figure 7.3 : Spectre corrigé Doppler de l'excitation coulombienne du ^{74}Kr sur une cible de ^{208}Pb .

Pour l'instant, l'intensité du faisceau de ^{72}Kr ne permet pas encore d'envisager les mêmes mesures ; des améliorations techniques sont encore nécessaires pour atteindre une intensité de quelques centaines de particules par seconde et ainsi peupler les états associés à la forme aplatie et mesurer les probabilités de transition dans la bande rotationnelle connue supposée allongée.

Annexes

Annexe A

Cinématique de réaction

Lors de l'excitation coulombienne sous barrière, il est raisonnable de faire l'approximation qu'il y a diffusion élastique du noyau incident sur le noyau cible au repos étant donné les faibles énergies mises en jeu dans le processus électromagnétique (voir §5.1.3).

Avant l'interaction, seul le projectile est en mouvement (voir figure 4).

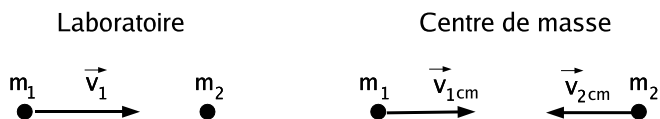


Figure 4 Cinématique avant la collision dans le référentiel du laboratoire à gauche et dans celui du centre de masse à droite.

La vitesse \vec{V}_R du centre de masse est alors donnée par [69]:

$$m_1 \vec{v}_1 + \vec{0} = M \vec{V}_R \quad (24)$$

avec \vec{v}_1 , m_1 la vitesse du projectile dans le référentiel du laboratoire et sa masse, m_2 la masse de la cible et $M = m_1 + m_2$ donc

$$\vec{V}_R = \frac{m_1}{m_1 + m_2} \vec{v}_1 \quad (25)$$

La particule cible est au repos dans le laboratoire. Etant donné que le centre de masse a la vitesse \vec{V}_R , alors la vitesse \vec{v}_{2cm} de la cible dans le référentiel du centre de masse est l'opposé de \vec{V}_R :

$$\vec{v}_{2cm} = -\vec{V}_R \quad (26)$$

$$\vec{v}_{2cm} = -\frac{m_1}{m_1 + m_2} \vec{v}_1 \quad (27)$$

D'après la conservation de la quantité de mouvement dans le référentiel du centre de masse, on a la relation suivante:

$$m_1 \vec{v}_{1cm} + m_2 \vec{v}_{2cm} = \vec{0} \quad (28)$$

En injectant la valeur de \vec{v}_{2cm} (cf eq. 27):

$$\vec{v}_{1cm} = \frac{m_2}{m_1 + m_2} \vec{v}_1 \quad (29)$$

Il est important de noter qu'après l'interaction, puisque les masses sont inchangées, les vitesses dans le référentiel du centre de masse ne sont affectées qu'en direction.

Relations angulaires après la collision

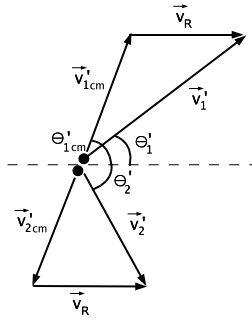


Figure 5 Cinématique après la collision dans le référentiel du laboratoire et dans celui du centre de masse.

Pour obtenir une relation entre l'angle du projectile dans le référentiel du laboratoire et dans celui du centre de masse après la collision, il est intéressant de calculer la tangente de Θ'_1 (voir figure 5):

$$\tan \Theta'_1 = \frac{\sin \Theta'_{1cm} \|\vec{v}'_{1cm}\|}{\cos \Theta'_{1cm} \|\vec{v}'_{1cm}\| + \|\vec{V}_R\|} \quad (30)$$

Grâce aux équations 25 et 29 et sachant que la norme des vecteurs vitesse dans le référentiel du centre de masse n'a pas changé après la collision, on obtient l'expression de \vec{V}_R en fonction de \vec{v}'_{1cm} :

$$\|\vec{V}_R\| = \frac{m_1}{m_2} \|\vec{v}'_{1cm}\| \quad (31)$$

En éliminant \vec{v}'_{1cm} de la formule (30), on obtient la relation suivante entre Θ'_1 et Θ'_{1cm} :

$$\tan\Theta'_1 = \frac{\sin\Theta'_{1cm}}{\cos\Theta'_{1cm} + \frac{m_1}{m_2}} \quad (32)$$

Dans le cas d'un projectile plus lourd que le noyau cible, l'inégalité suivante est toujours vérifiée: $\cos\Theta'_{1cm} + \frac{m_1}{m_2} > 0$. De ce fait, la formule (32) est applicable. Par contre, dans le cas d'un projectile plus léger que la cible, la quantité $\cos\Theta'_{1cm} + \frac{m_1}{m_2}$ peut être positive ou négative. Or, dans notre représentation cinématique de la collision (voir figure 5), un angle Θ'_1 négatif n'est pas défini; c'est pourquoi, nous utilisons les relations suivantes entre Θ'_1 et Θ'_{1cm} :

$$\Theta'_1 = \begin{cases} \text{Arctan}\left[\frac{\sin\Theta'_{1cm}}{\cos\Theta'_{1cm} + \frac{m_1}{m_2}}\right] & \text{si } \cos\Theta'_{1cm} + \frac{m_1}{m_2} > 0 \\ \text{Arctan}\left[\frac{\sin\Theta'_{1cm}}{\cos\Theta'_{1cm} + \frac{m_1}{m_2}}\right] + \pi & \text{si } \cos\Theta'_{1cm} + \frac{m_1}{m_2} < 0 \end{cases} \quad (33)$$

La relation entre l'angle de la cible dans le référentiel du laboratoire et celui du projectile dans le centre de masse est immédiate étant donné que les norme de \vec{v}'_{2cm} et de \vec{V}_R sont égales et que par conséquent l'angle entre \vec{v}'_{2cm} et \vec{v}'_2 est Θ'_2 :

$$\Theta'_2 = \frac{\pi - \Theta'_{1cm}}{2} \quad (34)$$

Energies des noyaux après la collision

Pour calculer la vitesse du projectile après l'interaction, on utilise l'égalité suivante:

$$\|\vec{v}'_1\| \sin\Theta'_1 = \|\vec{v}'_{1cm}\| \sin\Theta'_{1cm} \quad (35)$$

Comme la norme de la vitesse du projectile dans le centre de masse est inchangée après l'interaction, la relation (29) donne l'expression de $\|\vec{v}'_{1cm}\|$:

$$\|\vec{v}'_1\| = \frac{m_2}{m_1 + m_2} \frac{\sin\Theta'_{1cm}}{\sin\Theta'_1} \|\vec{v}_1\| \quad (36)$$

L'expression (32) entre Θ'_{1cm} et Θ'_1 permet alors d'obtenir l'expression de $\|\vec{v}'_1\|$ ne dépendant que de Θ'_1 et de la vitesse initiale du projectile. La relation entre les énergies du projectile avant et après la collision, soient E_1 et E'_1 , se déduit directement de (36) :

$$E'_1 = \left(\frac{m_2}{m_1 + m_2} \frac{\sin\Theta'_{1cm}}{\sin\Theta'_1}\right)^2 E_1 \quad (37)$$

La vitesse de la cible dans le laboratoire s'exprime en fonction de la vitesse du projectile dans le centre de masse:

$$\|\vec{v}'_2\| \sin \Theta'_2 = \|\vec{v}'_{2cm}\| \sin 2\Theta'_2 \quad (38)$$

De même que précédemment, il est possible de remplacer \vec{v}'_{2cm} par son expression en fonction de \vec{v}'_1 (formule (27)) ainsi que Θ'_2 par Θ'_{1cm} (cf (34)):

$$\|\vec{v}'_2\| = \frac{m_1}{m_1 + m_2} 2 \cos\left(\frac{\pi - \Theta'_{1cm}}{2}\right) \|\vec{v}'_1\| \quad (39)$$

Enfin la relation entre les énergies se déduit immédiatement:

$$E'_2 = \frac{m_2}{m_1} * \left[\frac{2m_1}{m_1 + m_2} \cos\left(\frac{\pi - \Theta'_{1cm}}{2}\right) \right]^2 E_1 \quad (40)$$

Bibliographie

- [1] W. Greiner and J.A. Maruhn. Nuclear Models, Springer-Verlag Berlin Heidelberg New-York(1995).
- [2] D.L. Hill and J.A. Wheeler. Phys. Rev., Vol. **89**, (1953) 1102.
- [3] S.G. Nilsson and I. Ragnarsson. Shapes and shells in nuclear structure, Cambridge (1995) p 125.
- [4] R.D. Woods and D.S. Saxon. Phys. Rev., Vol. **95**, (1954) 577.
- [5] W. Nazarewicz *et al.* Nucl. Phys., Vol. **A435**, (1985) 397.
- [6] C.J. Gross *et al.* Nucl. Phys., Vol. **A501**, (1989) 367.
- [7] J.F. Berger. Ecole Joliot-Curie de physique nucléaire (1991) p 54.
- [8] J. Dechargé and D. Gogny. Phys. Rev., Vol. **C21**, (1980) 1568.
- [9] T.H.R Skyrme. Nucl. Phys., Vol. **9**, (1959) 615.
- [10] M. Girod. communication privée.
- [11] K. Kumar and M. Baranger. Nucl. Phys., Vol. **A92**, (1967) 608.
- [12] M. Bender *et al.* communication privée.
- [13] P.H. Heenen. Ecole Joliot-Curie de physique nucléaire (1991) p 117.
- [14] P. Bonche *et al.* Nucl. Phys., Vol. **A510**, (1990) 466.
- [15] A. Petrovici *et al.* Nucl. Phys., Vol. **A665**, (2000) 333.
- [16] N.S. Kelsall *et al.* Phys. Rev., Vol. **C64**, (2001) 024309.
- [17] A. Algora *et al.* Phys. Rev.**C61** (2000) 031303.

- [18] J. Döring *et al.* Phys. Rev., Vol. **C52**, (1995) R2284.
- [19] H. Sun *et al.* Phys. Rev. **C59** (1999) 655.
- [20] F. Becker *et al.* Phys. Scripta **T88** (2000) 17.
- [21] M.J. Garcia Borge. communication privée.
- [22] A. Giannatiempo *et al.* Phys. Rev. **C52** (1995) 2444.
- [23] A. Bohr and B.R. Mottelson. Nuclear Structure, Volume II, W.A. Benjamin, Inc. (1975).
- [24] S.M. Harris. Phys. Rev., Vol. **B138**, (1965) 509.
- [25] S.M. Fischer *et al.* Phys. Rev. Lett., Vol. **87**, (2001) 132501.
- [26] S.M. Fischer *et al.* Nucl. Phys., Vol. **A682**, (2001) 35c.
- [27] Y. Sun *et al.* Phys. Rev., Vol. **C64**, (2001) 031302.
- [28] D. Rudolph *et al.* Phys. Rev., Vol. **C56**, (1998) 98.
- [29] J. Billowes *et al.* Phys. Rev. **C47** (1993) R917.
- [30] J. Heese *et al.* Phys. Rev., Vol. **C43**, (1991) R921.
- [31] J. Keinonen *et al.* Nucl. Phys., Vol. **A376**, (1982) 246.
- [32] T.J. Mertzimekis *et al.* Phys. Rev., Vol. **C64**, (2001) 024314.
- [33] J. Kantele. Handbook of Nuclear Spectrometry, Academic Press, London (1995).
- [34] E. Nolte *et al.* Z. Physik.**256** (1972) 243.
- [35] R.B. Piercey *et al.* Phys. Rev., Vol. **C25**, (1982) 1941.
- [36] C. Chandler *et al.* Phys. Rev., Vol. **C56**, (1997) R2924.
- [37] C. Chandler *et al.* Phys. Rev., Vol. **C61**, (2000) 044309.
- [38] F. Becker *et al.* Eur. Phys. J.**A4** (1999) 103.
- [39] P. Sarriguren *et al.* Phys. Rev., Vol. **C64**, (2001) 064306.

- [40] P. Sarriguren *et al.* Nucl. Phys., Vol. **A658**, (1999) 13.
- [41] E. Poirier. Thèse de doctorat de l'université Louis Pasteur de Strasbourg (2002).
- [42] I. Piqueras *et al.* Eur. Phys. J. **A16** (2003) 313.
- [43] E. Poirier *et al.* à paraître.
- [44] <http://www.ipnweb.in2p3.fr/recherche>.
- [45] M. Keim *et al.* Nucl. Phys., Vol. **A586**, (1995) 219.
- [46] F. Becker. communication privée.
- [47] D. de Angelis *et al.* Phys. Lett. **B415**, (1997) 217.
- [48] D. Guerreau *et al.* Phys. Lett. **B131** (1983) 293.
- [49] <http://groups.nscl.msu.edu/lise>.
- [50] H. Bruck *et al.* Accélérateurs circulaires de particules, bibliothèque des sciences et techniques nucléaires (1966) p 82.
- [51] R. Anne *et al.* Nucl. Instr. and Meth. **A257** (1987) 215.
- [52] <http://www.ganil.fr/lise/bgg.html>.
- [53] G.F. Knoll. Radiation Detection and Measurement, Third Edition, J. Wiley and Sons, Inc. (2000).
- [54] B. Jäckel *et al.* Nucl. Instr. and Meth. **A261** (1987) 543.
- [55] L. Pages *et al.* At. Data **4** (1972) 1.
- [56] W.H. Press *et al.* Numerical Recipes in C, Second Edition, Cambridge University Press (1992).
- [57] A. Makishima *et al.* Nucl. Phys., Vol. **A425**, (1984) 1.
- [58] A. Piechaczek *et al.* Phys. Rev., Vol. **C67**, (2003) 051305.
- [59] A.V. Aldushuchenkov and N.A. Voinova. Nucl. Data Tables **11** (1972) 299.
- [60] R.F. Casten. Nuclear Structure from a Simple Perspective, Oxford University Press (1990).

- [61] H. Mach *et al.* Phys. Rev., Vol. **C42**, (1990) 793.
- [62] K. Heyde and R.A. Meyer. Phys. Rev., Vol. **C37**, (1988) 2170.
- [63] H. Mach *et al.* Phys. Rev., Vol. **C41**, (1990) 350.
- [64] J.L. Wood *et al.* Nucl. Phys., Vol. **A651**, (1999) 323.
- [65] E. Bouchez, I. Matea and W. Korten *et al.* Phys. Rev. Lett., Vol. **90**, (2003) 082502.
- [66] R. Bass. Nuclear reactions with Heavy Ions, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New-York (1980) p 88.
- [67] J. Kiener. Ecole Joliot-Curie de physique nucléaire (1999) p 119.
- [68] S. Leenhardt. Thèse de doctorat de l'université Paris-XI Orsay (2000).
- [69] L. Valentin. Physique Subatomique: Noyaux et particules, Collection enseignement des sciences (1975) p 532.
- [70] K. Alder and A. Winther. Coulomb Excitation, Academic, New York (1966).
- [71] <http://isolde.web.cern.ch/ISOLDE>.
- [72] A.C.C. Villari and the SPIRAL group. First results at SPIRAL-GANIL, Contribution to EMIS-14 (2002).
- [73] EXOGAM Memorandum of understanding, Annexe C Technical description (1998).
- [74] R. Beunard. EXOGAM, Mesure tridimensionnelle de la sphère support détecteurs (2002).
- [75] <http://www.ph.surrey.ac.uk/phs1wc/tiara>.
- [76] Ch. Theisen *et al.* Proceedings of the Second International Workshop on Nuclear Fission and Fission-product Spectroscopy, Seyssins (France), G. Fioni, H. Faust Eds (1998).
- [77] <http://radware.phy.ornl.gov/info.html>.
- [78] R.B. Firestone and V.S. Shirley. *Table of isotopes*, 8th edition, John Wiley and Sons, Inc. (1996).

- [79] A. Bohr and B.R. Mottelson. Nuclear Structure, Volume I, W.A. Benjamin, Inc. (1969).
- [80] K. Alder, A. Bohr, T. Huus, B. Mottelson and A. Winther. Rev. Mod. Phys. **28** (1956) 432.
- [81] T. Czosnyka, D Cline and C.Y. Wu. GOSIA User's Manual.
- [82] B. Singh. Nucl. Data Sheets **74** (1995) 63.
- [83] C.Y. Wu *et al.* Phys. Lett. B.**541** (2002) 59.

