

UNIVERSITE LOUIS PASTEUR

THESE

Présentée pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université Louis Pasteur de Strasbourg

Spécialité : Physique Nucléaire

par

Alexia Hürstel

Spectroscopie de noyaux exotiques dans
la région de masse $A \sim 190$:
la structure des isotopes $^{187,189}\text{Bi}$ et ^{188}Pb

Soutenue publiquement le 29 novembre 2002 devant le Jury composé de :

Dr. W. Korten	Directeur de Thèse
Dr. E. Caurier	Rapporteur Interne
Pr. M. Huyse	Rapporteur Externe
Dr. M.G. Porquet	Rapporteur Externe
Pr. O. Bing	Examineur
Pr. R. Julin	Invité
Dr. M. Rejmund	Invité

Table des Matières

Introduction	1
1 Principes généraux	5
1.1 Modèles de structure nucléaire	5
1.1.1 Introduction sur le modèle à particules indépendantes	5
1.1.2 Les méthodes de champ moyen	6
1.1.3 Les noyaux déformés et le modèle de Nilsson	9
1.1.4 Le modèle en couches sphérique	12
1.1.5 Méthodes auto-consistantes de type Hartree-Fock	16
1.1.6 Mouvement collectif : la rotation du noyau	18
1.2 Décroissance du noyau	22
1.2.1 Introduction	22
1.2.2 Transitions électro-magnétiques	23
1.2.3 Conversion interne	25
1.2.4 Modes de désintégration du noyau	26
2 Dispositif et expériences	29
2.1 Production de noyaux dans la région $A \sim 190$	29
2.1.1 Les réactions à basse énergie	30
2.1.2 Approches expérimentales	33
2.2 Description du dispositif expérimental	34
2.2.1 Spectroscopie prompte	34
2.2.2 Le séparateur RITU	38
2.2.3 Le dispositif au plan focal	40
2.2.4 Electronique d'acquisition	42
2.3 Description des expériences	45
2.3.1 Caractéristiques expérimentales	46
2.3.2 Fonction d'excitation et comparaison à des codes d'évaporation	47

2.4	Récapitulatif des expériences	50
3	Analyse des données expérimentales	51
3.1	Principe d'identification : la technique RDT	51
3.2	Etalonnage	52
3.2.1	Détecteur silicium au plan focal	53
3.2.2	Détecteurs Germanium	57
3.2.3	Mur de BGO	59
3.2.4	SACRED	59
3.3	Sélection des événements	61
3.3.1	Sélection des résidus de fusion-évaporation	61
3.3.2	Taux de comptage au plan focal	62
3.3.3	Sélection en temps des rayonnements- γ prompts	65
3.4	Sélectivité de la technique RDT	67
3.4.1	Spectroscopie γ -prompte	67
3.4.2	Spectroscopie γ -retardée	72
3.4.3	Méthode des corrélations génétiques	73
3.5	Conclusion	74
4	Résultats expérimentaux	75
4.1	Spectroscopie- α	75
4.1.1	Spectroscopie- α de l'isotope ^{189}Bi	75
4.1.2	Spectroscopie- α de l'isotope ^{188}Bi	83
4.1.3	Spectroscopie- α de l'isotope ^{187}Bi	88
4.2	Spectroscopie γ -retardée des isotopes $^{187,189}\text{Bi}$	93
4.2.1	Etat isomérique de l'isotope ^{189}Bi	93
4.2.2	Etat isomérique de l'isotope ^{187}Bi	94
4.3	Spectroscopie γ -prompte des isotopes $^{189,187}\text{Bi}$	96
4.3.1	RDT appliquée à l'état isomérique $1/2^+$ du ^{189}Bi	96
4.3.2	RDT appliquée à l'état fondamental $9/2^-$ du ^{189}Bi	98
4.3.3	RDT appliquée à l'état fondamental $9/2^-$ du ^{187}Bi	102
4.4	Etude de l'isotope ^{188}Pb	103
5	Interprétations des résultats	105
5.1	Etats de particules des bismuths	105
5.1.1	La systématique des bismuths	105
5.1.2	Les états de protons dans le potentiel du plomb	107
5.1.3	Calculs du modèle en couches	109

5.1.4	Discussion sur les transitions $M2$	119
5.2	Propriétés collectives	123
5.2.1	Calculs HFB	123
5.2.2	Structures collectives des états $13/2^+$	125
5.2.3	Structure collective de l'état $1/2^+$ du ^{189}Bi	131
5.2.4	Récapitulatif sur les structures collectives	136
	Conclusion	137
	Annexes	139
	Bibliographie	147

Introduction

L'étude des noyaux exotiques, très éloignés de la stabilité, est en plein essor. Le développement de techniques expérimentales de plus en plus performantes permet désormais de produire et d'étudier la structure de ces noyaux. Ceux-ci présentent de nouveaux comportements par rapport aux noyaux stables, dont les propriétés sont bien reproduites par les modèles théoriques. Cependant leurs prédictions divergent rapidement quand on s'éloigne de la stabilité. L'énergie de liaison du noyau diminuant, sa stabilité devient très sensible à sa structure. Ainsi, l'apport de nouvelles données expérimentales permettra de contraindre les modèles théoriques avec pour objectif de reproduire les caractéristiques de tous les noyaux.

Pour atteindre ce but, le physicien a la possibilité de mesurer différents processus de décroissance ou de désexcitation du noyau ; en particulier par spectroscopie de particules- α , de rayonnements- γ ou encore d'électrons de conversion. La réaction privilégiée pour créer des noyaux déficitaires en neutrons est celle par fusion-évaporation tandis que les noyaux riches en neutrons sont accessibles par réactions de transfert, de fragmentation ou encore de fission. Cependant, étant donné les combinaisons de faisceau-cible disponibles, ces derniers sont produits avec difficulté loin de la stabilité.

Dans le cadre de ce travail, nous nous intéressons aux noyaux de masse $A \sim 190$ déficitaires en neutrons. Cette région est celle des noyaux autour de la couche fermée $Z = 82$ de protons correspondant aux isotopes de plomb. L'élément stable, le ^{208}Pb , est un noyau doublement magique car il possède également une couche fermée de neutrons ($N = 126$). Cela lui confère une stabilité exceptionnelle, et ce noyau est donc sphérique dans son état fondamental. Cependant, quand on lui enlève des paires de neutrons, on observe l'apparition de phénomènes collectifs, comme cela est illustré par la figure 1.

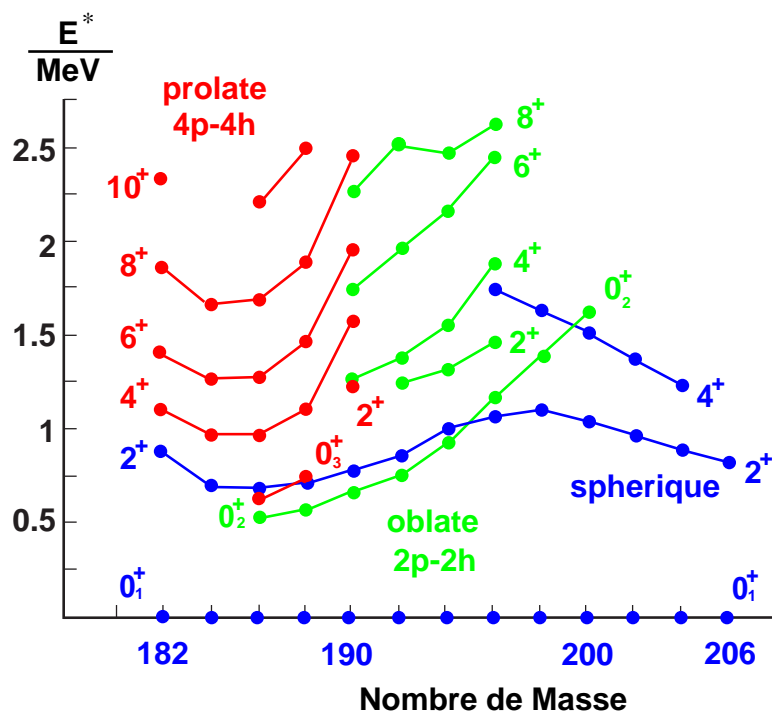


Figure 1 : Systématique de l'énergie des états sphériques, oblates et prolates dans les isotopes pair-pair de plomb.

L'état fondamental 0^+ des isotopes pair-pair de plomb reste sphérique jusqu'au dernier isotope connu de masse $A = 182$. La signature de cette sphéricité est un premier état excité 2^+ à haute énergie, qui se comprend par le fait que ces isotopes gardent leur magie en protons. Cependant, des états déformés prolates et oblates sont prédits dans les isotopes déficitaires en neutrons et interprétés par des excitations de quasi-particules [1]. Expérimentalement, on observe un état intrus 0^+ oblate dont l'énergie diminue progressivement entre $A = 200$ et $A = 190$. L'énergie de ces états [2] est bien reproduite à partir des positions des états à une quasi-particule dans les noyaux voisins de masse impaire Bi et Tl ; ce qui donne une indication de leur déformation oblate. Pour des noyaux encore plus déficitaires en neutrons, on observe des structures collectives prolates construites sur un second état excité 0^+ . Ces structures sont caractérisées par des bandes rotationnelles avec un moment d'inertie élevé, premier signe d'une déformation prolates. Deux isotopes particuliers, les ^{186}Pb et ^{188}Pb présentent une triple coexistence de formes : sphérique, oblate et prolates. Ces déformations sont interprétées comme des excitations de paires de protons du cœur de plomb. Cependant, les orbitales qui conduisent les noyaux dans

des formes si différentes et à des énergies si proches ne peuvent être identifiées dans un noyau où tous les protons sont appariés. L'identification des orbitales ainsi que la compréhension de leur comportement peut être accomplie par l'étude des noyaux de masse impaire voisins. C'est pourquoi nous avons décidé d'étudier les isotopes ^{187}Bi et ^{189}Bi , qui ont un proton célibataire de plus que les cœurs de plombs ^{186}Pb et ^{188}Pb .

Le premier chapitre de ce manuscrit est consacré à des considérations générales sur les modèles en structure nucléaire qui seront utilisés pour l'interprétation de nos résultats expérimentaux. Un rappel sur les différents modes de décroissance du noyau est ensuite développé.

Dans une seconde partie, le dispositif expérimental de l'université de Jyväskylä est décrit ainsi que les caractéristiques des différentes expériences qui y ont été réalisées.

La technique d'identification est ensuite exposée ainsi que les différentes étapes de l'analyse des données. La puissance et la sélectivité de cette méthode sera alors démontrée.

L'avant-dernier chapitre est consacré à une compilation des résultats expérimentaux obtenus par spectroscopie- α , à ceux concernant les états isomériques ainsi qu'aux désexcitations de structures collectives.

Enfin, différentes interprétations des spectres expérimentaux fondées sur des calculs de modèle en couches et de type Hartree-Fock sont proposées.

Chapitre 1

Principes généraux

1.1 Modèles de structure nucléaire

1.1.1 Introduction sur le modèle à particules indépendantes

Le noyau atomique se compose de deux types de fermions : les protons et les neutrons. Ils sont soumis à la force nucléaire, qui agit à courte distance (\sim fm), et en plus pour les protons à la force de Coulomb qui est à longue portée. Le noyau est constitué de A nucléons avec $A = N + Z$, où A est le nombre de masse, N et Z sont respectivement les nombres de neutrons et de protons.

Les états du noyau obéissent à l'équation de Schrödinger :

$$\mathcal{H}\Psi = \mathcal{E}\Psi \quad (1.1)$$

où \mathcal{H} est le hamiltonien, Ψ la fonction d'onde et \mathcal{E} l'énergie. Le hamiltonien d'un système de A nucléons peut être développé en une partie cinétique et un terme d'interaction à deux corps :

$$\mathcal{H} = \sum_{i=1}^A T_i + \sum_{i<j}^A V_{i,j} \quad (1.2)$$

où T_i est l'énergie cinétique d'un nucléon et $V_{i,j}$ l'interaction nucléon-nucléon qui est composée d'une partie nucléaire et d'une partie coulombienne. Dans cette décomposition les termes directs d'interaction supérieurs à deux corps sont ignorés.

Les nucléons étant des fermions, ils sont soumis au principe d'exclusion de Pauli qui interdit que deux particules identiques occupent le même état quantique. Le libre

parcours moyen d'un nucléon est ainsi supérieur à la taille du noyau. Le mouvement de tous les nucléons du noyau est indépendant et ils sont liés par un potentiel moyen créé par l'ensemble d'entre eux. Ce potentiel représente donc l'interaction d'un nucléon avec les $(A - 1)$ nucléons restants du noyau.

Par la suite les possibilités de modélisation du champ moyen seront décrites, pour des noyaux sphériques (cf § 1.1.2) et pour des noyaux déformés (cf § 1.1.3).

Il existe différentes méthodes pour choisir le potentiel moyen central U et résoudre l'équation de Schrödinger. Dans les calculs de modèle en couches (cf § 1.1.4) U est fixé à priori tandis que dans les calculs de type Hartree-Fock, U est déterminé de manière auto-consistante (cf § 1.1.5).

1.1.2 Les méthodes de champ moyen

Considérons un noyau sphérique. Le choix classique de potentiel moyen central est celui de l'oscillateur harmonique isotrope, invariant par rotation :

$$U(r) = -U_0 + \frac{1}{2}\mu\omega^2 r^2 \quad (1.3)$$

où U_0 est la profondeur du puits, μ la masse réduite du nucléon : $\mu = m \frac{A-1}{A}$, m étant la masse du nucléon libre et r la distance entre le nucléon et l'origine du référentiel. La quantité $\hbar\omega$ est le quantum d'énergie de l'oscillateur harmonique. L'avantage de considérer un potentiel harmonique est que l'équation de Schrödinger est alors séparable en une partie radiale et une partie angulaire. Les fonctions d'onde propres sont le produit d'une fonction radiale $R_{nl}(\vec{r})$ et des harmoniques sphériques $Y_{lm}(\theta, \varphi)$; n étant le nombre quantique principal et l et m respectivement le moment angulaire orbital et sa projection sur l'axe de quantification. Les valeurs propres, soit les énergies des états, sont données par :

$$E_{nl} = \left(2n + l - \frac{1}{2}\right) \hbar\omega = \left(N + \frac{3}{2}\right) \hbar\omega \quad (1.4)$$

avec $N = 2(n - 1) + l$ le nombre de quanta excités de l'oscillateur harmonique. l prend des valeurs de 0 à N . La notation spectroscopique fait correspondre aux valeurs de $l = 0, 1, 2, 3, 4, 5, 6 \dots$ les lettres : s, p, d, f, g, h, i ... Différentes valeurs de n et de l peuvent conduire à une valeur identique de N ; ces états sont donc dégénérés en énergie (voir figure 1.1(a)).

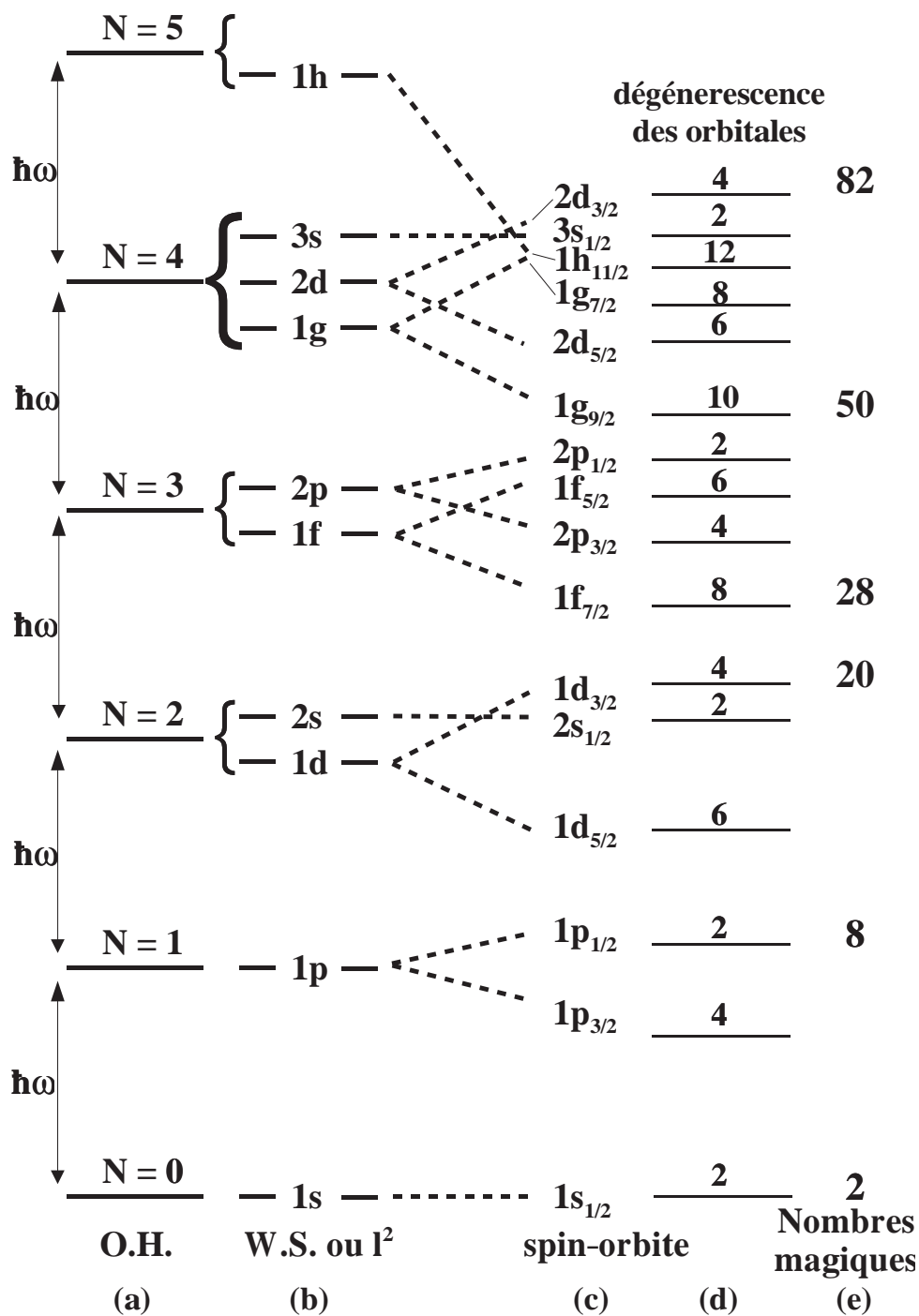


Figure 1.1 : (a) Energies des états de particules de l'oscillateur harmonique (O.H.) en fonction de N . (b) Représentation schématique des énergies des états de particules dans le potentiel de Woods-Saxon, ce qui est équivalent à ajouter au potentiel O.H. un terme en l^2 . (c) Représentation schématique de la levée de dégénérescence due au terme de couplage spin-orbite ; les labels des états sont les nombres quantiques nlj . (d) Nombre de particules identiques $(2j + 1)$ qui peuvent occuper un état. (e) Au niveau des "gap" en énergie, les nombres magiques sont reproduits.

Un potentiel plus réaliste que celui de l'oscillateur harmonique qui tend vers l'infini, est le potentiel de Woods-Saxon [3]. De plus, il modélise la forme aplatie du fond du puits de potentiel et ainsi reproduit mieux la forme du noyau. Il est paramétrisé par :

$$U(r) = \frac{-U_0}{1 + e^{\frac{r-R_0}{a}}} \quad (1.5)$$

Les valeurs typiques pour les paramètres sont la profondeur du puits de potentiel $U_0 \sim -50$ MeV, le rayon du noyau $R_0 = r_0 A^{1/3}$ avec $r_0 \sim 1.2$ fm et un paramètre de diffusivité $a \sim 0.7$ fm. Avec ce potentiel, on lève la dégénérescence en l ; les états de plus grande valeur de l étant plus liés, ils sont plus bas en énergie (voir figure 1.1(b)). Considérer un potentiel de Woods-Saxon est équivalent à ajouter au potentiel de l'oscillateur harmonique un terme en l^2 (cf § 1.1.3).

Ainsi, avec l'un ou l'autre de ces potentiels, on obtient les états de particule et leur énergie. Certains noyaux présentent une grande stabilité et ont des couches fermées de protons ou de neutrons. Avec un oscillateur harmonique, les fermetures de couches sont observées pour des nombres de nucléons égaux à 2, 8, 20, 40 et 70. Cependant, expérimentalement des maxima sont observés dans l'énergie de liaison de noyaux ayant des nombres de protons ou de neutrons égaux à 2, 8, 20, 28, 50, 82 et 126. Ainsi la séquence des nombres magiques n'est pas correcte à partir de 28. On peut reproduire ces nombres magiques [4, 5] en ajoutant au potentiel central moyen un terme de couplage spin-orbite :

$$U_{so}(r) = f(r) \vec{l} \cdot \vec{s} \quad (1.6)$$

\vec{s} est le spin du nucléon et représente son mouvement intrinsèque. \vec{l} et \vec{s} étant couplés, ils ne sont pas de bons nombres quantiques du hamiltonien. C'est le moment angulaire total $\vec{j} = \vec{l} + \vec{s}$ qui est un invariant de \mathcal{H} . Le couplage spin-orbite est dû à l'interaction nucléon-nucléon qui ne dépend pas que de la position et du spin des nucléons, mais également de leur vitesse relative. Avec le terme de spin-orbite, les énergies des états l sont séparées pour $j = l \pm \frac{1}{2}$, les états de plus grand j étant les plus liés (voir figure 1.1(c)). Le nombre de particules identiques qui peuvent occuper un état quantique, soit la dégénérescence d'une orbitale (nlj), est donné par $2j + 1$ (voir figure 1.1(d)). Avec cette modélisation du hamiltonien, la séquence des nombres magiques est alors reproduite (voir figure 1.1(e)).

1.1.3 Les noyaux déformés et le modèle de Nilsson

Hors des couches fermées, les noyaux se déforment sous l'influence des nucléons occupant des orbitales non remplies. La surface d'un noyau sphéroïdal peut être paramétrisée par les harmoniques sphériques $Y_{\lambda\mu}(\theta, \varphi)$ suivant la relation :

$$R(\theta, \varphi) = R_0 \left[1 + \sum_{\lambda=0}^{\infty} \sum_{\mu=-\lambda}^{+\lambda} \alpha_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu}(\theta, \varphi) \right] \quad (1.7)$$

Le terme d'ordre le plus bas qui est le plus fréquent est $\lambda = 2$; il correspond à des déformations quadrupolaires. $\lambda = 3$ représente les déformations octupolaires, le noyau ayant alors une forme de poire. Pour $\lambda = 0$, le noyau est sphérique, tandis que $\lambda = 1$ correspond à une translation.

Considérons le cas spécifique de noyaux tels que $\lambda = 2$. Pour des raisons de symétrie, les paramètres $\alpha_{\lambda\mu}$ se réduisent à deux variables indépendantes, α_{20} et $\alpha_{22} = \alpha_{2-2}$; α_{21} et α_{2-1} étant nuls. Ces coefficients déterminent l'orientation du noyau dans l'espace et selon les conventions de Hill et Wheeler [6] :

$$\alpha_{20} = \beta \cos \gamma \quad \text{et} \quad \alpha_{22} = \frac{1}{\sqrt{2}} \beta \sin \gamma \quad (1.8)$$

avec $\alpha_{20}^2 + \alpha_{22}^2 = \beta^2$

β est le paramètre de déformation quadrupolaire et γ celui de triaxialité. Les noyaux déformés "prolate", ayant une forme allongée (l'axe de symétrie est le plus long), sont définis par des valeurs de γ égales à 0° , 120° ou 240° . En revanche, les noyaux déformés "oblate", de forme aplatie (l'axe de symétrie est le plus court), sont définis par des valeurs de γ égales à 60° , 180° ou 300° . Entre ces valeurs du paramètre γ , le noyau devient triaxial, avec trois axes principaux de différentes longueurs.

Pour généraliser l'approche du champ moyen aux noyaux déformés, Nilsson [7] a introduit un potentiel moyen tel que :

$$U_{\text{nilsson}} = \frac{1}{2\mu} [\omega_{\perp}(x^2 + y^2) + \omega_{\parallel}z^2] + Dl^2 - C\vec{l} \cdot \vec{s} \quad (1.9)$$

Ce potentiel est constitué d'un oscillateur harmonique à symétrie axiale. Les fréquences de rotation ω_{\perp} et ω_{\parallel} dépendent du paramètre de déformation ε qui est relié au paramètre β par la relation $\varepsilon \approx 0.95\beta$ [8], pour $\lambda = 2$. Ce potentiel comprend également un terme en l^2 pour reproduire les effets de bord ; ainsi qu'un terme de spin-orbite $\vec{l} \cdot \vec{s}$.

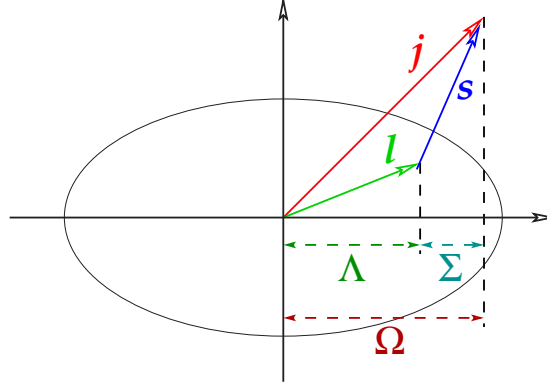


Figure 1.2 : Représentation schématique du moment angulaire $\vec{j} = \vec{l} + \vec{s}$ d'une particule individuelle. La projection sur l'axe de symétrie du moment orbital \vec{l} et du spin \vec{s} sont respectivement Λ et Σ . La projection du moment angulaire total \vec{j} est Ω .

Les états propres du hamiltonien de Nilsson défini par : $\mathcal{H} = -\frac{\hbar^2}{2\mu}\nabla^2 + U_{\text{nilsson}}$ sont des fonctions d'onde qui dépendent des nombres quantiques $\Omega^\pi [Nn_z\Lambda]$, représentés sur la figure 1.2.

- N est le nombre quantique total de l'oscillateur harmonique,
- n_z est le nombre d'oscillations sur l'axe de symétrie,
- Λ est la projection du moment angulaire orbital \vec{l} sur l'axe de symétrie,
- $\Omega = \Lambda + \Sigma$ avec Σ la projection du spin intrinsèque sur l'axe de symétrie,
- π est la parité de la fonction d'onde et vérifie : $\pi = (-1)^N = (-1)^l$.

La déformation du noyau décrite par le potentiel de Nilsson entraîne une levée de dégénérescence des états quantiques ayant une même valeur de moment angulaire j . Cela est illustré sur le diagramme des énergies des états de particules en fonction du paramètre de déformation ε dans la région $Z = 82$ de protons (voir figure 1.3).

Une orbitale de moment angulaire j minimise son énergie pour une valeur minimale de Ω pour les noyaux déformés prolates. En revanche, dans le cas d'un noyau oblate, l'orbitale est plus liée si la valeur de Ω est maximale. Ainsi, pour les déformations prolates, les orbitales de petit Ω sont plus stabilisées et donc favorisées alors que les orbitales pour lesquelles $j \sim \Omega$ augmentent en énergie avec la déformation. Du côté oblate, cette situation est inversée.

Pour reproduire le comportement des noyaux déformés, il est également possible d'introduire de manière phénoménologique un potentiel de Woods-Saxon déformé [9].

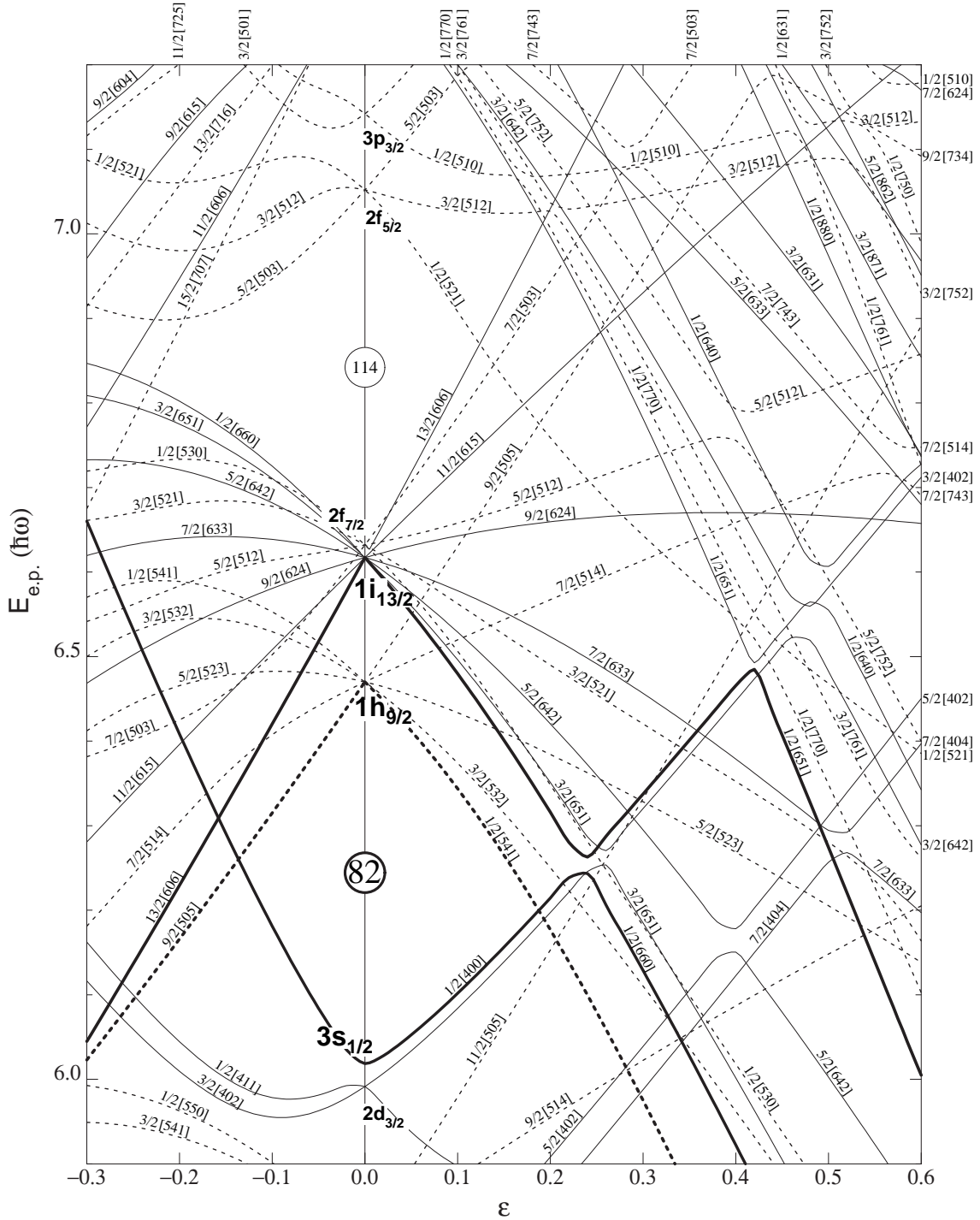


Figure 1.3 : Energies des états de particules en fonction du paramètre de déformation ϵ . Ce diagramme est présenté pour la région $Z = 82$ de protons. Les orbitales actives des noyaux d'intérêt de bismuth de masse impaire sont $s_{1/2}$, $h_{9/2}$ et $i_{13/2}$.

1.1.4 Le modèle en couches sphérique

Le hamiltonien utilisé dans les calculs de modèle en couches, où l'on considère des mélanges de configurations, a été introduit dans le paragraphe sur le modèle à particules indépendantes (cf § 1.1.1) et s'écrit suivant l'équation (1.2).

Soit $U = \sum_{i=1}^A U_i$ le potentiel moyen central créé par A nucléons. Le hamiltonien (1.2) se réécrit sous la forme :

$$\begin{aligned} \mathcal{H} &= \left\{ \sum_{i=1}^A [T_i + U_i] \right\} + \left\{ \sum_{i<j}^A V_{i,j} - \sum_{i=1}^A U_i \right\} = \mathcal{H}^{(0)} + \mathcal{H}^{(1)} \quad (1.10) \\ &= \sum_{i=1}^A h_i^{(0)} + \sum_{i=1}^A h_i^{(1)} \end{aligned}$$

où U est respectivement ajouté et soustrait à chaque terme de l'équation (1.2). Le hamiltonien $\mathcal{H}^{(0)}$ reflète le mouvement indépendant des nucléons. Le choix du potentiel à un corps U doit être tel que $\mathcal{H}^{(1)}$ soit petit et que l'on puisse le considérer comme une perturbation de $\mathcal{H}^{(0)}$, soit $\mathcal{H}^{(1)} \ll \mathcal{H}^{(0)}$. $\mathcal{H}^{(1)}$ est alors l'interaction résiduelle. Par exemple, la "matrice-G" ou matrice de Brueckner modélise cette interaction dans la matière nucléaire infinie, à partir de la diffusion nucléon-nucléon libre. Plus précisément, cette matrice donne l'amplitude de transition entre les états de deux nucléons se propageant indépendamment l'un de l'autre dans le noyau avant et après collision. Ainsi cette matrice se comporte comme une interaction effective pour les nucléons. Cependant, elle doit être renormalisée pour éliminer les divergences dues au cœur répulsif dans le noyau et elle incorpore des termes de densités pour les calculs de mélange de configurations.

Les solutions Ψ de l'équation de Schrödinger (cf équation (1.1)) sont des fonctions d'onde d'états anti-symétrisés, que l'on peut définir sur une base de déterminants de Slater, car les nucléons sont des fermions. Le hamiltonien étant un opérateur hermitique, ses valeurs propres \mathcal{E} sont réelles et correspondent aux énergies des états du noyau.

L'équation de Schrödinger est définie dans un espace complet. L'essence des calculs de modèle en couches est d'effectuer une troncation de l'espace et de résoudre ainsi l'équation "séculaire". Supposons un noyau qui a une couche fermée plus quelques nucléons. Le potentiel moyen central du modèle en couches est défini par un cœur inerte, souvent un noyau magique, qui est fixé et dont les orbitales sont toujours remplies. Les nucléons hors du cœur occupent les orbitales de valence et

ces particules sont liées par le potentiel du cœur. Elles sont soumises à l'interaction nucléon-nucléon et donnent lieu à différentes configurations de particules. En revanche, les orbitales de l'espace externe sont toujours vides et sont exclues dans les calculs de modèle en couches (voir figure 1.4).

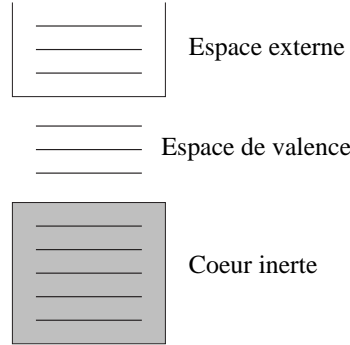


Figure 1.4 : Etats de particules divisés en un cœur inerte, l'espace de valence et l'espace externe.

Dans un premier temps, supposons qu'une particule i occupe une orbitale de valence définie par l'état $|\phi_i\rangle$. L'énergie de liaison de cet état dans le potentiel du cœur est ε_i , qui est la valeur propre de $\langle\phi_i|h_i^{(0)}|\phi_i\rangle$. L'énergie d'un état de particule individuelle est ainsi donnée par ε_i .

Dans une seconde étape, considérons un système de deux nucléons dans les orbitales de valence définies par les fonctions d'onde ϕ_1 et ϕ_2 respectivement (voir figure 1.5). La fonction d'onde à deux nucléons est un produit qui s'écrit :

$$|\Phi\rangle = |\phi_1 \phi_2\rangle \quad (1.11)$$

où $|\Phi\rangle$ est une fonction d'onde anti-symétrisée de spin et isospin J et T respectivement.

L'énergie d'un état à deux particules de valence s'écrit au premier ordre des perturbations :

$$E = E_{\text{cœur}} + \varepsilon_1 + \varepsilon_2 + V(\phi_1, \phi_2) \quad (1.12)$$

où $V(\phi_1\phi_2) = \langle\phi_1\phi_2|\mathcal{H}^{(1)}|\phi_1\phi_2\rangle$.

L'énergie de liaison du cœur $E_{\text{cœur}}$ est l'énergie nécessaire pour décomposer le système en nucléons libres. ε_1 et ε_2 sont les énergies des états de particules indépendants et $V(\phi_1, \phi_2)$ est due à l'interaction résiduelle entre les deux nucléons de valence.

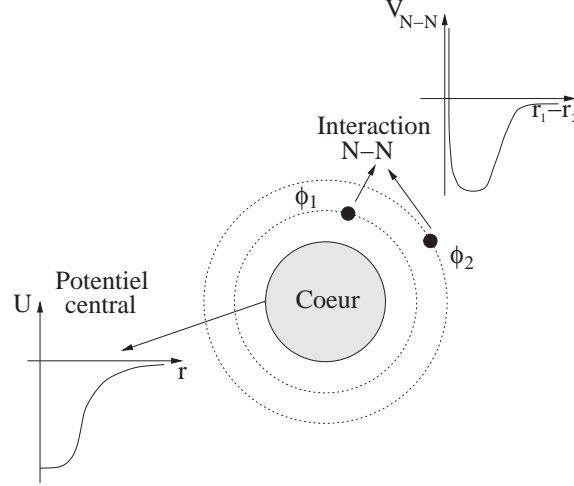


Figure 1.5 : Représentation schématique d'un noyau décrit par un cœur inerte, qui crée un potentiel moyen central, et deux nucléons sur les orbitales de valence ϕ_1 et ϕ_2 respectivement, qui interagissent par l'interaction N-N.

Les nucléons ont un mouvement corrélé dans le noyau et interagissent entre eux. Les opérateurs de spin et d'isospin J et T sont des invariants du hamiltonien ; leurs nombres quantiques sont donc conservés. Cela implique que deux particules ayant le même moment angulaire peuvent être diffusées sur d'autres orbitales tout en gardant le même état quantique. Par exemple, construisons deux fonctions d'onde Φ_1 et Φ_2 par le produit anti-symétrisé de deux fonctions d'onde de particules occupant des orbitales identiques : $|\Phi_1\rangle_{JT} = |\phi_1 \phi_1\rangle$ et $|\Phi_2\rangle_{JT} = |\phi_2 \phi_2\rangle$.

On a alors $\mathcal{H}|\Phi_i\rangle = \epsilon(\Phi_i)|\Phi_i\rangle$ qui a pour solution : $\epsilon(\Phi_i) = 2 \times \epsilon_i$. Ainsi, on a deux états non perturbés $|\Phi_1\rangle$ et $|\Phi_2\rangle$ qui peuvent se mélanger de telle sorte que :

$$\Psi_1 = a_{11}\Phi_1 + a_{12}\Phi_2 \quad \text{avec} \quad a_{11}^2 + a_{12}^2 = 1 \quad (1.13)$$

$$\Psi_2 = a_{21}\Phi_1 + a_{22}\Phi_2 \quad \text{avec} \quad a_{21}^2 + a_{22}^2 = 1 \quad (1.14)$$

où $a_{21} = -a_{12}$.

Le hamiltonien de ce système d'états mélangés est :

$$\mathcal{H} = \begin{vmatrix} \mathcal{H}_{11} & \mathcal{H}_{12} \\ \mathcal{H}_{21} & \mathcal{H}_{22} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \epsilon(\Phi_1) + \langle \Phi_1 | \mathcal{H}^{(1)} | \Phi_1 \rangle & \langle \Phi_1 | \mathcal{H}^{(1)} | \Phi_2 \rangle \\ \langle \Phi_1 | \mathcal{H}^{(1)} | \Phi_2 \rangle & \epsilon(\Phi_2) + \langle \Phi_2 | \mathcal{H}^{(1)} | \Phi_2 \rangle \end{vmatrix} \quad (1.15)$$

où $\epsilon(\Phi_1) = \langle \Phi_1 | \mathcal{H}^{(0)} | \Phi_1 \rangle$ et $\epsilon(\Phi_2) = \langle \Phi_2 | \mathcal{H}^{(0)} | \Phi_2 \rangle$

Les états non perturbés Φ_1 et Φ_2 sont séparés en énergie par $\Delta = |\mathcal{H}_{11} - \mathcal{H}_{22}|$. Les états mélangés Ψ_1 et Ψ_2 se repoussent, leur différence en énergie est définie par $\Delta' = \sqrt{\Delta^2 + (2\mathcal{H}_{12})^2} > \Delta$ [10] (voir figure 1.6).

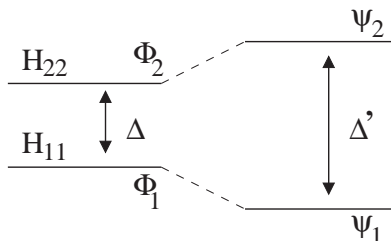


Figure 1.6 : Déplacement en énergie des états dû au mélange de configurations entre les fonctions d'onde Φ_1 et Φ_2 .

Dans le cas général, quand le nombre de nucléons de valence est supérieur à 2 et que le nombre d'orbitales disponibles augmente, le formalisme est plus complexe et ne sera pas discuté ici. La taille de la matrice \mathcal{H} augmente très rapidement avec le nombre de nucléons et l'agrandissement de l'espace de valence. Néanmoins, des calculs de modèle en couches ont été effectués dans les noyaux légers impliquant la totalité de la couche sd [11]. Ce modèle sera appliqué dans le cadre de l'interprétation des résultats expérimentaux (cf § 5.1.2).

Le modèle en couches sphérique est une théorie fondamentale pour appréhender la structure nucléaire. Il est particulièrement bien adapté pour décrire les noyaux magiques et leurs voisins ainsi que les noyaux pour lesquels les effets des états de particules individuelles sont dominants. Son succès réside dans le fait qu'il permet de reproduire avec une excellente précision les propriétés spectroscopiques des états de ces noyaux. Le développement récent de nouveaux codes de calculs du modèle en couches (ANTOINE [12] et NATHAN [13]) permet de calculer les configurations de noyaux ayant un grand nombre de particules ou trous de valence en traitant des matrices de dimensions gigantesques [14]. Ainsi, il est désormais possible de décrire de manière unifiée les propriétés individuelles et collectives des noyaux aussi bien proches qu'éloignés de la vallée de stabilité.

Une autre méthode pour décrire la structure des noyaux est celle basée sur la théorie de Hartree-Fock puis développée pour reproduire les caractéristiques des noyaux aussi bien sphériques que déformés. Les principes de base de cette méthode sont développés dans le paragraphe suivant.

1.1.5 Méthodes auto-consistantes de type Hartree-Fock

La méthode de Hartree-Fock [15] consiste à dériver le champ nucléaire moyen de manière auto-consistante ; contrairement au modèle en couches où celui-ci est postulé sous forme paramétrisée (cf § 1.1.4). Le hamiltonien considéré est celui de la formule (1.2), cependant l'interaction nucléon-nucléon $V_{i,j}$ est phénoménologique. Les interactions effectives phénoménologiques les plus couramment employées sont celles de Gogny [16] de portée finie ou de Skyrme [17] de portée nulle.

Il existe également une méthode de champ moyen relativiste RMF (Relativistic Mean-Field) [18]. Celle-ci décrit de manière naturelle l'interaction spin-orbite du noyau, qui est introduite de manière phénoménologique dans les modèles non-relativistes. Elle utilise également une interaction effective, mais le hamiltonien est remplacé par un lagrangien.

La fonction d'onde de l'état fondamental d'un noyau ayant A nucléons est un déterminant de Slater, soit un produit anti-symétrisé des A fonctions d'onde individuelles ϕ_α du noyau :

$$\Psi_{HF}(x_1 \dots x_A) = \det [\phi_{\alpha 1}(x_1) \dots \phi_{\alpha A}(x_A)] \quad (1.16)$$

où x représente les variables d'espace, de spin et d'isospin du nucléon et α_i les nombres quantiques des orbitales considérées.

La méthode Hartree-Fock consiste à minimiser l'énergie totale du noyau :

$$E = \frac{\langle \Psi_{HF} | \mathcal{H} | \Psi_{HF} \rangle}{\langle \Psi_{HF} | \Psi_{HF} \rangle} \quad (1.17)$$

par rapport aux fonctions d'onde individuelles.

Ainsi, on obtient les équations de Hartree-Fock :

$$\left(\frac{-\hbar^2}{2M} \vec{\nabla}^2 + \mathcal{U}_{HF}[\phi_\alpha] \right) \phi_\beta(x) = \varepsilon_\beta \phi_\beta(x) \quad (1.18)$$

Celles-ci constituent un système d'équations de Schrödinger couplées. Le champ moyen \mathcal{U}_{HF} est une fonctionnelle des ϕ_α ; les équations sont ainsi non-linéaires et sont donc résolues de manière itérative. Une fois la convergence atteinte, on obtient les fonctions d'onde des nucléons ϕ_α , les énergies à une particule correspondantes ε_β et le champ moyen \mathcal{U}_{HF} . A partir de l'équation (1.17), on déduit une approximation de l'énergie de l'état fondamental E_{HF} du noyau.

La théorie de Hartree-Fock ne tient pas compte du fait qu'au sein du noyau, il existe une forte corrélation d'appariement entre deux nucléons identiques de spin opposé. C'est pourquoi, dans une seconde étape, on introduit à la place d'une fonction d'onde de particules individuelles, une fonction d'onde de paires indépendantes.

Une des techniques pour traiter cet appariement du nucléon est d'utiliser la théorie BCS [19]. Elle est issue de la théorie des supra-conducteurs. L'opérateur de création de paires est alors :

$$P_{\alpha}^{+} = u_{\alpha} + v_{\alpha} a_{\alpha}^{+} a_{\bar{\alpha}}^{+} \quad (1.19)$$

avec $u_{\alpha}^2 + v_{\alpha}^2 = 1$ et v_{α}^2 représente la probabilité que la paire $(\phi_{\alpha}\phi_{\bar{\alpha}})$ soit occupée ; α et $\bar{\alpha}$ représentent des nombres quantiques identiques sauf pour les spins qui ont des valeurs opposées. Pour écrire cet opérateur, on a introduit le formalisme de seconde quantification dans lequel a^{+} est l'opérateur de création de particules. Ainsi, le système est décrit comme un ensemble de paires indépendantes de nucléons plutôt que de particules indépendantes.

Cependant cette technique n'est pas adaptée dans le cas de noyaux impairs. Il est nécessaire de la généraliser selon la méthode Hartree-Fock-Bogolyubov. Contrairement à la théorie BCS, la théorie HFB ne fixe pas à priori les orbitales qui sont appariées ; celles-ci sont données par le principe de minimisation. Dans ce formalisme, il est possible de traiter correctement l'appariement des nucléons ainsi que le fait que l'un d'entre eux reste célibataire.

Dans la théorie HF+BCS ou HFB, la probabilité d'occupation d'un état v_{α}^2 est diffuse autour du niveau de Fermi, comme l'illustre la figure 1.7.

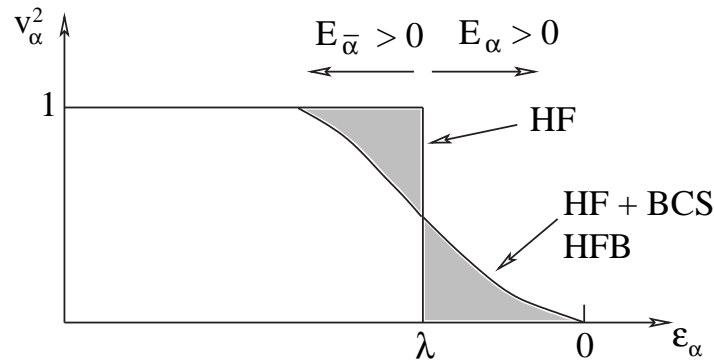


Figure 1.7 : Représentation schématique de l'occupation des états à une particule dans la méthode HF+BCS ou HFB. λ est le niveau de Fermi et les E_{α} sont les énergies de quasi-particules.

Dans le cadre de cette thèse, des calculs HFB [20] ont été effectués pour décrire des noyaux impairs. On utilise la force de Skyrme SLy4 [21] pour le champ moyen et une force d'appariement de portée nulle dépendante de la densité [22].

La prescription de Lipkin-Nogami a été appliquée pour contraindre la fonction d'onde à avoir le bon nombre de particules du noyau. On introduit une contrainte sur le moment quadrupolaire Q_{20} avec le paramètre de Lagrange μ pour calculer les états du noyau correspondant à une déformation quadrupolaire arbitraire.

On ajoute également une contrainte sur la fréquence de rotation ω par un terme en $-\omega j_x$. Dans ce cas, on brise la symétrie par renversement du sens du temps et les fonctions d'onde Ψ se dédoublent en $+m$ et $-m$ où m est la projection de \vec{j} sur l'axe de symétrie.

Les méthodes auto-cohérentes, type HFB, par rapport à celles phénoménologiques, donnent un meilleur champ moyen pour un système donné ; leur pouvoir de prédiction est plus fort étant donné que ces calculs sont fondés sur un élément fondamental : l'interaction nucléon-nucléon. Néanmoins, dans le modèle en couches, les corrélations au-delà du champ moyen sont incluses naturellement. Ainsi ces deux théories sont complémentaires.

Les résultats obtenus en appliquant la théorie HFB seront détaillés dans le paragraphe 5.2.1.

1.1.6 Mouvement collectif : la rotation du noyau

Jusqu'à présent, le comportement de la matière nucléaire n'a été décrit qu'en terme de particules individuelles. Le mouvement d'ensemble des nucléons donne lieu à des phénomènes collectifs tels que la rotation. Lorsque le noyau a une couche fermée, toutes les configurations des nucléons sont équiprobables ; il est donc sphérique dans son état fondamental. Hors des couches fermées, les noyaux peuvent prendre différents types de déformation (cf § 1.1.3).

Dans le cas général d'un noyau pair-pair, l'état fondamental est tel que $J = 0$. La séquence en énergie des états est donnée pour une pure rotation collective par :

$$E(I) = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}^{(0)}} I(I+1) \quad (1.20)$$

où $\mathcal{J}^{(0)}$ est le moment d'inertie statique du noyau et I le moment angulaire. E est appelée "énergie du rotor" et provient du mouvement collectif des nucléons.

Dans le cas d'un noyau à symétrie axiale, un moment angulaire \vec{R} est généré par le mouvement collectif des nucléons du cœur, tandis qu'un moment angulaire \vec{J} est dû au moment angulaire intrinsèque des nucléons. Ainsi le moment angulaire total du noyau \vec{I} est $\vec{I} = \vec{R} + \vec{J}$; avec $\vec{J} = \sum_i \vec{j}_i$, la somme étant appliquée aux nucléons de valence. Comme le mouvement du cœur procède suivant un axe perpendiculaire à l'axe de symétrie du noyau, \vec{J} et \vec{I} ont la même projection sur cet axe : K . Or la projection du moment angulaire total \vec{j} d'un nucléon individuel est Ω_i , on a alors la relation $K = \sum_{i=1}^A \Omega_i$.

Le spectre en énergie des états suit en première approximation la loi :

$$E = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}^{(0)}} \{I(I+1) - K^2\} \quad (1.21)$$

Le noyau n'étant pas un corps rigide, les valeurs expérimentales de $\mathcal{J}^{(0)}$ sont plus faibles de l'ordre de 30 à 50 % que celles d'un corps rigide. Cela vient du fait que le noyau se comporte comme un super-fluide à cause des corrélations d'appariement entre les nucléons. Cependant, le moment d'inertie statique est plus grand que celui calculé pour la rotation d'un super-fluide. Le comportement du noyau, déduit de $\mathcal{J}^{(0)}$, le situe entre un corps rigide et un super-fluide. Le mouvement de rotation du noyau entraîne une dépendance entre le moment d'inertie et la fréquence de rotation.

▷ Parité et signature

Dans le cas de noyaux à symétrie axiale, différentes symétries sont conservées. La valeur propre π de l'opérateur parité, pour lequel on a la transformation spatiale $\vec{r} \rightarrow -\vec{r}$, est un bon nombre quantique. De même l'opérateur de rotation d'un angle π autour de l'axe de symétrie commute avec le hamiltonien du noyau. Sa valeur propre est la signature α et elle est reliée au moment angulaire par la relation :

$$I = \alpha \pmod{2} \quad (1.22)$$

Pour les noyaux de masse paire, $\alpha = 0$ ou 1 , tandis que pour les noyaux de masse impaire $\alpha = \pm\frac{1}{2}$. La parité $\pi = \pm 1$ dépend du comportement de la fonction d'onde des orbitales considérées.

▷ Moments d'inertie

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

$$\hbar\omega = \frac{dE(I)}{dI_x} \quad (1.23)$$

où $I_x = \sqrt{I(I+1) - K^2}$ est la projection du moment angulaire sur l'axe de rotation.

Dans le cas de transitions quadrupolaires ($\Delta I = 2$), on a la relation :

$$\hbar\omega \approx \frac{E_\gamma}{2} \quad \text{pour } I \gg K \quad (1.24)$$

Les bandes rotationnelles d'un noyau peuvent être décrites par deux quantités dépendantes du premier et du second ordre de la dérivée de l'énergie par rapport à I_x . Le moment d'inertie cinématique est défini par :

$$\mathcal{J}^{(1)} = I_x \left(\frac{dE(I)}{dI_x} \right)^{-1} \hbar^2 = \hbar \frac{I_x}{\omega} \quad (1.25)$$

Dans le cas où $I \gg K$, on a alors :

$$\mathcal{J}^{(1)} = \frac{\sqrt{I(I+1)}}{\hbar\omega} \quad [\hbar^2 \cdot \text{MeV}^{-1}] \quad (1.26)$$

Le moment d'inertie dynamique est défini par :

$$\mathcal{J}^{(2)} = \left(\frac{d^2E(I)}{d^2I_x} \right)^{-1} \hbar^2 = \hbar \frac{dI_x}{d\omega} \quad (1.27)$$

Il s'exprime en fonction de la différence en énergie ΔE_γ entre deux transitions quadrupolaires ($\Delta I = 2$) consécutives par la relation :

$$\mathcal{J}^{(2)} = \frac{4}{\Delta E_\gamma} \quad [\hbar^2 \cdot \text{MeV}^{-1}] \quad (1.28)$$

Il est important de souligner le fait qu'il n'est pas nécessaire de connaître le spin d'une bande rotationnelle pour en déduire la valeur de $\mathcal{J}^{(2)}$. De plus c'est une grandeur très sensible aux variations en énergie des orbitales et par conséquent très utile pour en déduire leur comportement.

Les moments d'inertie dynamique et cinématique sont reliés par :

$$\mathcal{J}^{(2)} = \mathcal{J}^{(1)} + \omega \frac{d\mathcal{J}^{(1)}}{d\omega} \quad (1.29)$$

Dans la limite d'un corps rigide, $\mathcal{J}^{(1)}$ est constant et on a $\mathcal{J}^{(1)} = \mathcal{J}^{(2)}$. A bas spin, le moment d'inertie est inférieur à celui d'un corps rigide. Quand la rotation augmente, la force de Coriolis et la force centrifuge brisent les paires de nucléons appariés, qui subissent de manière opposée les effets de la rotation. Cela conduit à l'alignement du moment angulaire suivant l'axe de rotation et ainsi à l'augmentation du moment d'inertie avec le spin.

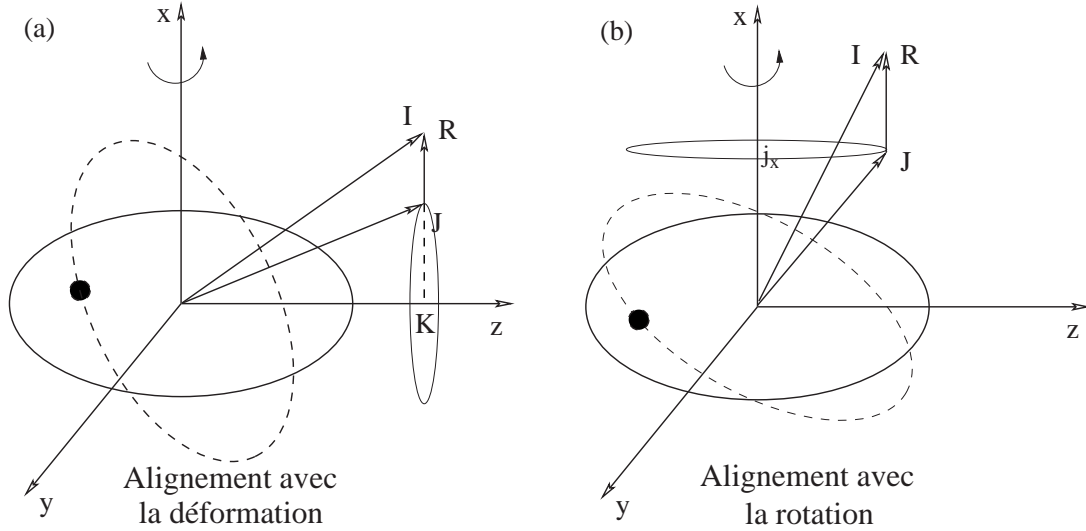


Figure 1.8 : Représentation schématique du couplage entre le mouvement collectif des nucléons du cœur (\vec{R}) et le mouvement issu des nucléons individuels (\vec{J}). Les deux cas limites du modèle “particule + rotor” sont présentés : (a) l’alignement avec la déformation, (b) l’alignement avec la rotation.

▷ Le modèle “particule + rotor”

Ce modèle décrit le couplage entre un mouvement de rotation collective et un mouvement individuel des nucléons. On distingue un cœur inerte en rotation et un ou plusieurs nucléons de valence. Le modèle “particule + rotor” est particulièrement bien adapté pour décrire le comportement de noyaux de masse impaire ; le cœur est alors défini par le noyau pair-pair voisin auquel on couple le nucléon célibataire. Deux cas limites se présentent :

Dans le mode de couplage fort, la particule est fortement couplée à la déformation du cœur et suit son mouvement de rotation (voir figure 1.8(a)). Dans ce cas, Ω est un bon nombre quantique et on observe une bande rotationnelle dont les états ont des spins I égaux à $K, K + 1, K + 2, K + 3 \dots$. L’énergie de ces états peut être reproduite par :

$$E_{\text{rot}}(I) = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}^{(0)}} \left\{ I(I+1) - K^2 + a(-1)^{I+\frac{1}{2}} \left(I + \frac{1}{2} \right) \delta_{K, \frac{1}{2}} \right\} \quad (1.30)$$

où a est le paramètre de découplage qui dépend fortement de la fonction d’onde de la particule couplée.

Quand la fréquence de rotation est suffisante pour briser le couplage du nucléon avec la déformation, le mode de couplage est dominé par le mouvement de rotation (voir figure 1.8(b)). Cette situation est favorisée quand le niveau de Fermi se situe dans la région d'orbitales de faible valeur de Ω issues de couches ayant un grand moment angulaire total j . Dans le cas d'une orbitale complètement alignée avec la rotation, la projection j_x du moment angulaire sur l'axe de rotation est égale à j . Les états favorisés sont tels que $I = j, j+2, j+4, \dots$. Les états $j+1, j+3, \dots$ deviennent fortement non-yrast, la valeur du paramètre de découplage a étant très élevée, et ils ne sont généralement pas observés. Le spectre en énergie des états est alors :

$$E_{\text{rot}}(I) = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}(0)} R(R+1) + \text{cste} \quad (1.31)$$

où $R = I - j_x$ décrit la rotation collective. Il résulte que les états doivent avoir un espacement en énergie identique à celui du noyau pair-pair voisin.

Nous verrons, dans le chapitre 5, que ces deux cas extrêmes de couplage sont observés dans les noyaux impairs de bismuths légers et serviront ainsi à interpréter les structures collectives de ces isotopes.

1.2 Décroissance du noyau

1.2.1 Introduction

Dans nos expériences, le noyau est créé dans un état fortement excité ; il se désexcite vers son état fondamental par une succession d'émission de rayonnements- γ (cf § 1.2.2) ou électrons (cf § 1.2.3).

Le moment angulaire total d'une transition doit être conservé ; ainsi le moment angulaire L emporté par un rayonnement- γ doit satisfaire l'inégalité triangulaire suivante :

$$|I_i - I_f| \leq L \leq I_i + I_f ; \quad \forall L \neq 0 \quad (1.32)$$

En plus de la règle de sélection sur le moment angulaire, la parité d'une transition électro-magnétique doit vérifier la relation :

$$\pi_i \pi_\gamma \pi_f = 1 \quad (1.33)$$

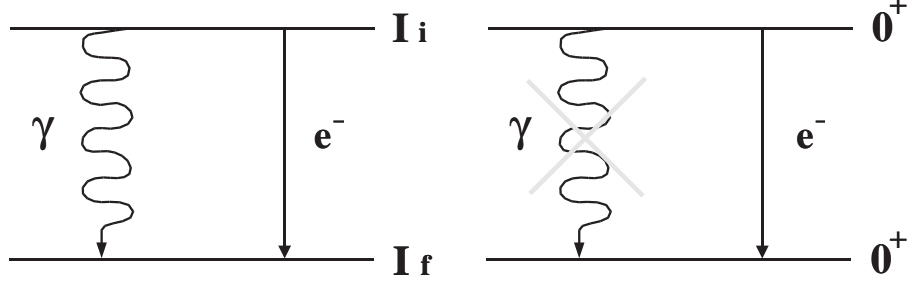


Figure 1.9 : Désexcitation du noyau d'un état de spin I_i vers un état de spin I_f .

La parité d'une transition radiative est définie par l'opérateur π_γ de telle sorte que :

$$\pi_\gamma(EL) = (-1)^L \text{ et } \pi_\gamma(ML) = (-1)^{L+1} \quad (1.34)$$

Ainsi les transitions électriques paires et magnétiques impaires ont une parité positive et ont lieu pour $\pi_i = \pi_f$. En revanche, les transitions électriques impaires et magnétiques paires ont une parité négative et ont lieu pour $\pi_i = -\pi_f$.

La désexcitation d'un état de spin I_i vers un état de spin I_f est représentée schématiquement sur la figure 1.9. Elle peut avoir lieu par émission γ ou e^- sauf dans le cas particulier $I_i = I_f = 0$ où la transition ne peut être radiative et ne procède ainsi que par émission d'électrons de conversion.

1.2.2 Transitions électro-magnétiques

Les interactions entre les nucléons donnent lieu à des distributions de charges et de courants qui peuvent être reproduites respectivement par les moments multipolaires électriques et magnétiques. La désexcitation radiative d'un noyau qui émet un rayonnement- γ peut ainsi être décrite en terme d'opérateurs multipolaires $\mathcal{O}(\sigma L)$. Le taux de transition par seconde T_γ résultant de la désexcitation radiative d'un noyau d'un état de spin I_i vers un état de spin I_f est déterminé par [23] :

$$T_\gamma(\sigma L; I_i \rightarrow I_f) = \frac{8\pi(L+1)}{\hbar L((2L+1)!!)^2} \left(\frac{E_\gamma}{\hbar c} \right)^{2L+1} B(\sigma L; I_i \rightarrow I_f) \quad (1.35)$$

$B(\sigma L)$ est la probabilité réduite de transition définie par :

$$B(\sigma L; I_i \rightarrow I_f) = \frac{\langle J_f | \mathcal{O}(\sigma L) | J_i \rangle^2}{2I_i + 1} \quad (1.36)$$

où $\sigma = E$ et $\sigma = M$ sont respectivement les multipoles électriques et magnétiques.

Les taux de transition sont liés aux probabilités réduites de transition [23] suivant les valeurs données dans la table 1.1.

Table 1.1 : Taux de transition T_γ (en s^{-1}) en fonction de σ et L . E_γ s'exprime en MeV, $B(EL)$ en $e^2\text{fm}^{2L}$ et $B(ML)$ en $\mu_n^2\text{fm}^{2L-2}$.

	$L = 1$	$L = 2$
$\sigma = E$	$1.59 \times 10^{15} E_\gamma^3 B(E1)$	$1.22 \times 10^9 E_\gamma^5 B(E2)$
$\sigma = M$	$1.76 \times 10^{13} E_\gamma^3 B(M1)$	$1.35 \times 10^7 E_\gamma^5 B(M2)$

Les probabilités réduites de transition peuvent être exprimées en unités de Weiskopf. Dans le cas où la transition est due à une particule individuelle qui passe d'un état à un autre, on a $B(\sigma L) = 1$ W.u. ; avec pour hypothèse que la partie radiale de la fonction d'onde soit une fonction de Heaviside. Cette unité permet de déterminer si une transition est due à un comportement plutôt individuel ou plutôt collectif du noyau. On les obtient par [23] :

$$B(EL)_W = \frac{(1.2)^{2L}}{4\pi} \left(\frac{3}{L+3} \right)^2 A^{2L/3} [e^2\text{fm}^{2L}] \quad (1.37)$$

$$B(ML)_W = \frac{10}{\pi} (1.2)^{2L-2} \left(\frac{3}{L+3} \right)^2 A^{(2L-2)/3} [\mu_n^2\text{fm}^{2L-2}] \quad (1.38)$$

où $\mu_n = \frac{e\hbar}{2m}$ est le magnéton nucléaire, avec m la masse du nucléon.

Le temps de vie moyen τ d'un état, pour un seul mode de désexcitation, est donné par l'inverse du taux de transition :

$$\tau(\sigma L; I_i \rightarrow I_f) = \frac{1}{T(\sigma L; I_i \rightarrow I_f)} \quad (1.39)$$

et la période de demie-vie par : $T_{1/2} = \ln 2 \tau$.

Dans la table 1.2, les temps de vie moyens pour des transitions de 1 MeV sont donnés pour des transitions électriques et magnétiques respectivement dipolaires et quadrupolaires. Expérimentalement, on observe des transitions $E2$ accélérées, signe de la collectivité quadrupolaire du noyau. En revanche, les valeurs des temps de vie des transitions $E1$ sont généralement retardées de 10^4 à 10^5 .

Table 1.2 : Temps de vie moyen τ typique (en s) pour un état de particule individuelle ($B(\sigma L) = 1$ W.u.) avec $E_\gamma = 1$ MeV et $A = 190$.

	$L = 1$	$L = 2$
$\sigma = E$	0.2×10^{-15}	0.8×10^{-11}
$\sigma = M$	0.2×10^{-13}	0.9×10^{-9}

1.2.3 Conversion interne

L'émission d'électrons de conversion est en compétition avec le processus de désexcitation radiative du noyau ; sauf dans le cas de transitions $E0$ qui ne peuvent avoir lieu par émission- γ . Le moment angulaire de la transition est alors transféré à un électron du cortège atomique. L'énergie cinétique E_{cin} d'émission d'un électron dépend de son énergie de liaison B_e :

$$E_{\text{cin}} = (E_i - E_f) - B_e \quad (1.40)$$

où $(E_i - E_f)$ est l'énergie de la transition.

B_e dépend de l'orbitale atomique de l'électron (couche K, L, M...). Elle doit être inférieure à l'énergie de la transition pour que l'électron soit émis. Dans ce cas, une lacune est créée, suivie par un réarrangement du cortège électronique, caractérisé par une émission de rayons-X. La détection de ces rayons permet d'identifier par son nombre de protons Z la nature de l'élément présent.

Le coefficient de conversion interne α est défini par le rapport entre la probabilité de décroissance par électron de conversion et la probabilité de désexcitation radiative γ soit :

$$\alpha = \frac{T_{e^-}}{T_\gamma} \quad (1.41)$$

La probabilité totale de décroissance est alors donnée par :

$$T = T_\gamma(1 + \alpha) \quad (1.42)$$

Il s'avère donc nécessaire de corriger l'intensité mesurée d'une transition- γ par le facteur de conversion pour déterminer l'intensité totale de la transition étudiée.

Le coefficient de conversion dépend de l'énergie de la transition, de la charge du noyau et du nombre quantique principal n suivant la relation :

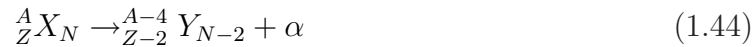
$$\alpha \propto \frac{Z^3}{n^3 E_\gamma^{5/2}} \quad (1.43)$$

Ainsi, la probabilité d'émission d'électrons de conversion est d'autant plus élevée que l'énergie de la transition est faible et que la charge du noyau est élevée. De plus, elle est plus importante pour des transitions magnétiques qu'électriques et pour de basses multipolarités.

1.2.4 Modes de désintégration du noyau

Après s'être désexcité par émission radiative ou par électrons de conversion, le noyau peut encore se désintégrer vers un noyau plus stable. Pour cela, trois modes de décroissance sont en compétition dans la région de noyaux lourds déficitaires en neutrons : la désintégration- β^+ ou la capture électronique ainsi que l'émission de particules- α . Le premier mode qui consiste à convertir un proton en un neutron est naturellement présent dans ces noyaux riches en protons. Grâce à la grande énergie de liaison d'une particule- α , cette décroissance est favorisée pour les noyaux lourds et proches de la "drip-line" proton. A cette limite, une dizaine de noyaux émetteurs de proton sont actuellement connus.

Les noyaux étudiés dans ce travail de thèse, sont principalement émetteurs de particules- α . Ce mode de décroissance est un processus sous-barrière ; cela signifie que la particule- α doit traverser par effet tunnel la barrière coulombienne entre elle-même et le noyau fils. Ce processus est décrit par la réaction :



où X et Y sont respectivement les noyaux père et fils.

La conservation de l'énergie implique que :

$$m_X c^2 = m_Y c^2 + E_{\text{cin } Y} + m_\alpha c^2 + E_{\text{cin } \alpha} \quad (1.45)$$

où m_X , m_Y et m_α sont respectivement les masses des noyaux père et fils et de la particule- α . $E_{\text{cin } Y}$ et $E_{\text{cin } \alpha}$ sont respectivement les énergies cinétiques du noyau fils et de la particule- α .

La conservation de l'énergie et de l'impulsion donne la chaleur de réaction Q_α :

$$Q_\alpha = (m_X - m_Y - m_\alpha)c^2 = E_{\text{cin } Y} + E_{\text{cin } \alpha} \quad (1.46)$$

La décroissance du noyau par émission de particule- α est spontanée pour $Q_\alpha > 0$. Dans la réalité, il faut que cette grandeur atteigne quelques MeV pour que l'intensité de la décroissance soit significative et observable.

Le taux de probabilité total λ de décroissance d'un état est la somme des taux de probabilité partiels λ_i de chacun des modes de décroissance, soit : $\lambda = \sum_i \lambda_i$.

La période de décroissance $T_{1/2}$ est reliée à λ par :

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} \quad (1.47)$$

La période de décroissance d'une particule- α s'étend sur plus de 20 ordres de grandeur, de la picoseconde à plus de quelques dizaines de milliers d'années. Elle dépend de l'énergie de la transition- α . Plus celle-ci est élevée, plus la période est courte. La décroissance- α est très sensible aux fonctions d'onde de l'état initial et final. La probabilité de décroissance donne ainsi des renseignements sur les fonctions d'onde et donc sur la structure des noyaux père et fils. Ce type de décroissance est soumis aux mêmes règles de sélection que dans le cas d'émission de rayonnements- γ (cf § 1.2.2) De plus, la décroissance- α est mono-énergétique. Dans le cadre de cette thèse, la détection de ces particules est à la base de la technique utilisée pour identifier le noyau d'intérêt.

Chapitre 2

Dispositif et expériences

2.1 Production de noyaux dans la région $A \sim 190$

L'objet de cette thèse est l'étude par spectroscopie- γ et électron de noyaux très déficitaires en neutrons dans la région de masse $A \sim 190$, plus particulièrement des isotopes légers de plomb (^{188}Pb) et de bismuth ($^{187,189}\text{Bi}$). Ces noyaux sont très éloignés des éléments stables, qui sont respectivement dans notre cas les isotopes ^{208}Pb et ^{209}Bi . Pour peupler les noyaux de cette région de masse, les mécanismes de réaction qui peuvent être utilisés sont la fragmentation ou la spallation et la fusion-évaporation. Les avantages et les contraintes liés à ces différents modes de production pour des expériences spectroscopiques sont discutés ci-après.

Les réactions de fragmentation ou de spallation sont induites dans les collisions entre une particule légère, comme le proton, et un noyau lourd à des énergies relativistes [24]. Elles donnent lieu à la production de fragments ou de résidus de fission et d'évaporation ainsi qu'à des particules légères très énergétiques. Les expériences impliquant de telles réactions peuvent être effectuées par exemple au GANIL (Caen) auprès du spectromètre SPEG (Spectromètre à Perte d'Énergie du GANIL) [25] ou LISE (Ligne d'Ions Super Epluchés) [26] pour l'étude des noyaux jusqu'à $A \sim 100$ ainsi qu'au GSI (Allemagne) auprès du séparateur FRS (FRagment Separator) [27]. La collision entre un faisceau de ^{238}U à 1 GeV/A sur une cible de proton [28], auprès du FRS qui sélectionne les résidus, permet, entre autres, de mesurer les sections efficaces de production des résidus d'évaporation des isotopes légers de bismuth ($\sim 5 \mu\text{barn}$) et de plomb ($\sim 80 \mu\text{barn}$). Cependant, étant donnée la grande quantité de résidus produits, il est impossible d'étudier leur désexcitation au niveau de la cible de production primaire ; seules des réactions secondaires restent envisageables. La grande vitesse des fragments rend de plus difficile la spectroscopie discrète de no-

yaux produits par fragmentation. Ces études sont l'objectif du projet RISING (Rare Isotope Spectroscopic Investigation at GSI) [29]. En revanche, la technique de production de noyaux par fragmentation ou spallation est bien adaptée à l'étude d'états métastables ayant une durée de vie supérieure au temps de vol dans le séparateur (~ 200 ns). Elle permet d'effectuer des mesures de décroissance ; les états observés étant alimentés par radioactivité α , β ou proton.

La réaction classique pour produire des noyaux riches en protons est la fusion-évaporation induite par un faisceau d'ions lourds à quelques MeV/ A . Etant donné le taux de production des noyaux issus de ces réactions et de la faible vitesse des résidus de fusion-évaporation, il est possible d'effectuer des mesures spectroscopiques autour de la cible et ainsi d'observer des états peuplés à haut spin. Par conséquent, le seul mécanisme de réaction envisageable à ce jour pour nos études est celui de la production par fusion-évaporation.

2.1.1 Les réactions à basse énergie

Les noyaux d'intérêt sont produits en bombardant une cible par un faisceau d'ions lourds à une énergie suffisante pour franchir la barrière coulombienne B_c entre les noyaux cible et projectile définie phénoménologiquement [30] dans le centre de masse du système par :

$$B_c = e^2 \frac{Z_p Z_c}{r_0 (A_p^{1/3} + A_c^{1/3} + \delta)} \quad [\text{MeV}] \quad (2.1)$$

où (Z_p, A_p) et (Z_c, A_c) sont respectivement les numéros atomiques et nombres de masse du projectile et de la cible. La constante r_0 vaut 1.2 fm, $e^2 = 1.44$ fm.MeV et $\delta \sim 3$ fm est un paramètre qui modélise la diffusivité de la surface du noyau.

Plusieurs voies de réaction, représentées schématiquement sur la figure 2.1, sont possibles. Elles y sont classifiées en fonction du paramètre d'impact b qui est défini par la distance qui sépare les centres des noyaux qui entrent en collision.

- $b \gg R_p + R_c$ Le système ne subit que l'influence du potentiel coulombien ; les forces nucléaires, qui agissent à courte portée (\sim fm), n'interviennent pas. Cela conduit à l'excitation coulombienne, due à l'interaction électromagnétique, du faisceau et de la cible avec une section efficace de l'ordre du barn ($1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2$). Le temps caractéristique de ce processus est de l'ordre de 10^{-22} s. Ce qui correspond à la distance parcourue par le noyau projectile dans la région du noyau cible. La distinction entre le faisceau diffusé et les noyaux de fusion complète est possible car la cinématique des noyaux issus des deux

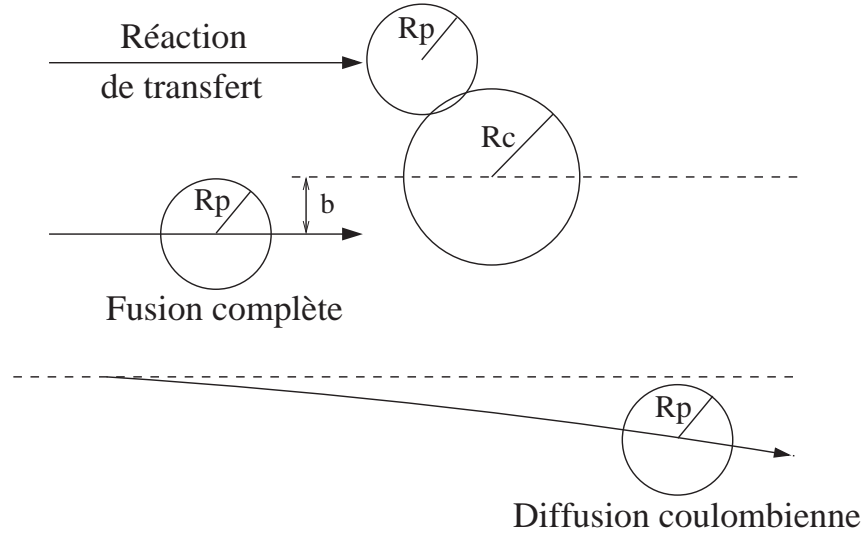


Figure 2.1 : Classification schématique des processus de réaction en fonction du paramètre d'impact b pour une énergie de faisceau supérieure à celle de la barrière coulombienne. R_p et R_c sont les rayons des noyaux projectile et cible, respectivement.

modes de réaction est différente. Par conséquent, le dispositif expérimental doit permettre de rejeter le faisceau diffusé en ne sélectionnant que les noyaux issus des réactions de fusion-évaporation (cf § 3.3.1).

- $b \sim R_p + R_c$ Quand les noyaux commencent à se recouvrir, des réactions directes de transfert se produisent au cours desquelles les noyaux échangent quelques nucléons. L'identité des noyaux est essentiellement préservée dans ce système qui conserve la mémoire de la voie d'entrée. Quand le paramètre d'impact b diminue, la réaction devient de plus en plus inélastique ; le flux de nucléons est alors plus important. Une sélectivité puissante des rayonnements- γ s'avère nécessaire car les noyaux ainsi produits ont une multiplicité d'émission- γ élevée, d'autant plus quand les réactions deviennent très inélastiques.
- $b \ll R_p + R_c$ Dans le cas des faibles paramètres d'impact, l'identité des noyaux entrant en collision est définitivement perdue. La fusion complète [31] des noyaux cible et projectile crée un noyau composé fortement excité avec un moment angulaire élevé. Son énergie d'excitation E^* est définie par :

$$E^* = E_p \frac{A_c}{A_p + A_c} + Q \quad (2.2)$$

$$\text{avec } Q = (M_p + M_c - M_{nc})c^2 \quad (2.3)$$

où E_p est l'énergie des ions projectiles dans le référentiel du laboratoire et Q la chaleur de réaction, M_p , M_c et M_{nc} étant respectivement les masses des noyaux projectile et cible ainsi que celle du noyau composé. L'énergie cinétique E_{cin} et la vitesse de recul β du noyau composé sont définies par :

$$E_{cin} = E_p \frac{A_p}{A_c + A_p} \quad (2.4)$$

$$\beta = \frac{v}{c} = \sqrt{\frac{2E_{cin}}{(A_c + A_p)c^2}} \quad (2.5)$$

Le temps caractéristique de thermalisation du noyau composé est de $\sim 10^{-22}$ s soit ~ 30 fm/c [32]. Le noyau composé évacue dans un premier temps son énergie d'excitation par évaporation de particules légères. Dans le cas où le moment angulaire est suffisamment élevé ou si un état a une énergie suffisante pour franchir la barrière de fission, le noyau composé fissionne, dans des temps de l'ordre de 10^{-21} à 10^{-20} s [32]. Ces deux voies de désexcitation sont donc en compétition. Le processus de fission est le cas le plus probable pour les noyaux lourds que nous étudions. En effet, sa probabilité évolue approximativement en fonction de Z^2/A et il devient largement dominant (plus de 90% de la section efficace totale de fusion) dans cette région de masse où les noyaux sont riches en protons. Si le noyau composé ne fissionne pas, il perd de l'énergie par évaporation de particules légères, ce qui conduit à la formation d'un noyau résiduel dans des temps de l'ordre de 10^{-18} s [32]. A priori, les neutrons, qui ne sont liés que par le potentiel nucléaire, sont émis préférentiellement. L'émission de particules chargées (p, α) est limitée par le potentiel coulombien. Cependant, lorsque l'on s'éloigne de la stabilité vers des noyaux déficients en neutrons, l'énergie de liaison du proton dans le noyau diminue, et ainsi la probabilité d'évaporer un proton est considérable. Après émission de particules légères, il est possible que le système ait encore un moment angulaire suffisamment élevé pour fissionner. On parle alors de fission "de seconde chance". Quand l'énergie d'excitation a atteint le seuil d'émission de particules, le noyau se refroidit par émission de γ -statistiques. Ils emportent beaucoup d'énergie mais peu de moment angulaire. Ils décroissent dans des temps de l'ordre de 10^{-15} s. La désexcitation procède ensuite suivant la ligne "yrast" qui correspond à l'énergie minimale du noyau pour un moment angulaire donné. Ces transitions discrètes de basse énergie, émises dans des temps supérieurs à 10^{-14} s donnent des informations sur la structure du noyau.

Les sections efficaces de production deviennent de plus en plus faibles à mesure

que l'on s'éloigne des noyaux stables. Tout d'abord, la compétition avec la fission est très importante. De plus, de nombreuses voies d'évaporation sont ouvertes et la production du noyau d'intérêt peut ne représenter que quelques pour-cent de la section efficace de production des noyaux résiduels. Il est donc nécessaire d'utiliser un dispositif expérimental sélectif et efficace. Typiquement, on couple un spectromètre- γ entourant la cible de production à un dispositif qui sélectionne les résidus de fusion-évaporation parmi le bruit de fond induit par l'excitation coulombienne et les produits de fission. Il est également nécessaire d'utiliser une technique d'identification des noyaux résiduels événement par événement.

2.1.2 Approches expérimentales

La structure des noyaux riches en protons dans la région des plombs autour de la masse $A \sim 190$ peut être étudiée entre autres en sélectionnant les noyaux résiduels de fusion-évaporation par leur vitesse, leur rapport A/q ou encore par leur décroissance- α caractéristique.

Les résidus de fusion-évaporation peuvent être sélectionnés par la cinématique de la réaction. Pour cela, on utilise par exemple le détecteur RFD (Recoil Filter Detector) qui est constitué de 18 éléments pour la détection des reculs [33]. Il peut être couplé au multi-détecteur de rayonnements- γ EUROBALL, dont l'efficacité de détection est de $\sim 10\%$ à 1.3 MeV. Le principe de fonctionnement du RFD consiste à utiliser un faisceau pulsé permettant de discriminer les différentes voies de réaction par temps de vol. L'avantage du RFD est que le traitement des signaux est très rapide (\succeq MHz). La granularité de ce détecteur permet une excellente correction Doppler des raies- γ détectées en coïncidence avec les produits de fusion-évaporation. L'utilisation de ce dispositif ne permet pas l'identification en masse des résidus de fusion-évaporation, cependant une identification en charge est possible en conditionnant une matrice $\gamma - \gamma$ par les rayons-X caractéristiques du noyau.

Une autre possibilité d'expérience consiste à identifier les résidus de fusion-évaporation par une sélection en fonction du rapport entre leur masse et leur charge (A/q). Ce type d'expérience peut être réalisé par exemple auprès du spectromètre de masse FMA (Fragment Mass Analyser) [34] à Argonne (Etats-Unis). Le FMA fonctionne sous vide, c'est pourquoi les différents états de charge sont dispersés (cf § 2.2.2). Des champs magnétiques et électriques sont utilisés pour guider et focaliser les ions au plan focal, où ils sont implantés dans un détecteur silicium. Ce dispositif

permet d'étudier les décroissances par particule- α et proton de noyaux exotiques. Il peut être couplé au multi-détecteur de rayonnements- γ GAMMASPHERE, au centre duquel se trouve la cible de production, et dont l'efficacité photopic totale à 1.3 MeV est de $\sim 10\%$. Pour les expériences où les sections efficaces de production sont très faibles, ce dispositif présente l'inconvénient que seuls quelques états de charge du noyau sont implantés dans le détecteur silicium. Ce dispositif est compétitif avec celui utilisé dans nos expériences, décrit dans le paragraphe suivant.

Finalement, le dispositif expérimental retenu est celui de l'université de Jyväskylä en Finlande, auprès du multi-détecteur Jurosphere II couplé au séparateur RITU (Recoil Ion Transport Unit) [35]. Une description détaillée de ce dispositif est donnée dans la section 2.2. RITU est un séparateur à gaz, ce qui permet d'implanter les noyaux au plan focal avec un état de charge moyen dû aux collisions entre les atomes de gaz et les résidus de fusion (cf § 2.2.2). Ainsi la transmission des noyaux est plus élevée que pour un séparateur à vide. Les résidus ne sont cependant pas séparés en masse. Leur identification est tout de même possible dans le cas où les noyaux d'intérêt sont émetteurs de particules- α , ce qui est le cas des bismuths et plombs légers. Pour cela, on applique une technique d'identification très performante dite RDT (Recoil Decay Tagging). Celle-ci sera expliquée en détail dans le chapitre 3.

2.2 Description du dispositif expérimental

Le couplage entre les différents éléments du dispositif expérimental est représenté schématiquement sur la figure 2.2. Autour de la cible de production, deux types de multi-détecteurs peuvent être utilisés pour étudier la désexcitation des noyaux par spectroscopie prompte γ ou e^- (cf § 2.2.1). Dans le prolongement de la ligne de faisceau, la sélection des noyaux est effectuée par le séparateur RITU (cf § 2.2.2). Au plan focal, un ensemble de détecteurs permet l'implantation et l'identification des noyaux ainsi que l'étude des états à longue durée de vie par spectroscopie- γ retardée (cf § 2.2.3).

2.2.1 Spectroscopie prompte

Après leur création, les noyaux résiduels issus des différentes voies d'évaporation sont dans des états excités. Ils peuvent se désexciter soit par émission de rayonnements- γ , soit par émission d'électrons de conversion (cf § 1.2.2 et 1.2.3). La détection de ces différents types d'émission apporte des informations complémentaires quant à la

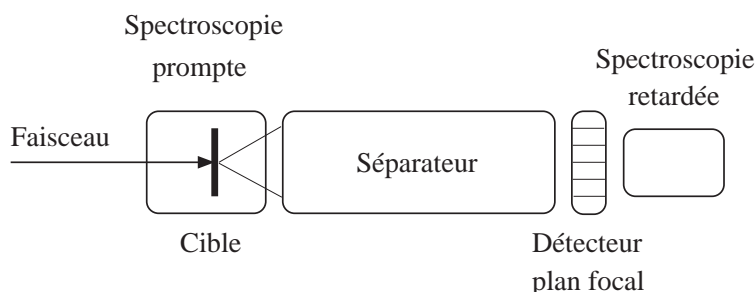


Figure 2.2 : Représentation schématique du dispositif expérimental.

structure de ces noyaux.

Différentes expériences ont été réalisées avec la possibilité d'étudier l'un ou l'autre type de désexcitation en plaçant autour de la cible soit :

- le multi-détecteur Jurosphere II pour étudier la désexcitation du noyau par émission de rayonnements- γ .
- le dispositif SACRED pour la détection de l'émission d'électrons de conversion.

▷ Spectroscopie γ : Jurosphere II

Jurosphere II est un multi-détecteur semi-sphérique placé autour de la cible de production et utilisé pour la détection des rayonnements- γ . Il est constitué de 25 détecteurs germanium (Ge) de haute pureté, chacun étant entouré d'une enceinte anti-Compton de BGO (germanate de bismuth). Cette dernière fonctionne en anti-coïncidence avec le détecteur Ge. Elle permet la suppression des événements où toute l'énergie du rayonnement n'a pas été déposée dans le cristal de Ge ; dans le cas où il a subi une diffusion Compton. L'utilisation de BGO permet ainsi de réduire le fond Compton et d'améliorer le rapport entre l'intensité du photopic (pour lequel toute l'énergie du rayonnement a été détectée) par rapport au taux de comptage total dans le spectre. Ainsi, on obtient typiquement des rapports pic/total de l'ordre de 0.5 à 0.6. Des absorbeurs, 0.5 mm de cuivre et 0.25 mm d'étain, sont placés devant les cristaux de Ge. Les rayons-X issus de l'ionisation de la cible et produits avec des sections efficaces très élevées (\sim kbarn) sont arrêtés dans le cuivre, de même que ceux issus des fragments de fission. L'étain permet d'absorber les rayons-X du cuivre. Ainsi, on réduit le taux de comptage dans les cristaux de Ge. Ces détecteurs germanium de haute-pureté [36] sont des semi-conducteurs de type-n. Pour qu'ils fonctionnent, il faut créer une zone de déplétion. Pour cela, une haute tension de

l'ordre de 5 keV est appliquée aux cristaux qui sont placés dans une enceinte refroidie à l'azote liquide à 77 K. La basse température permet de réduire le mouvement thermique des électrons et d'accroître la résolution des transitions- γ . On atteint alors une résolution intrinsèque inférieure à 2 keV.

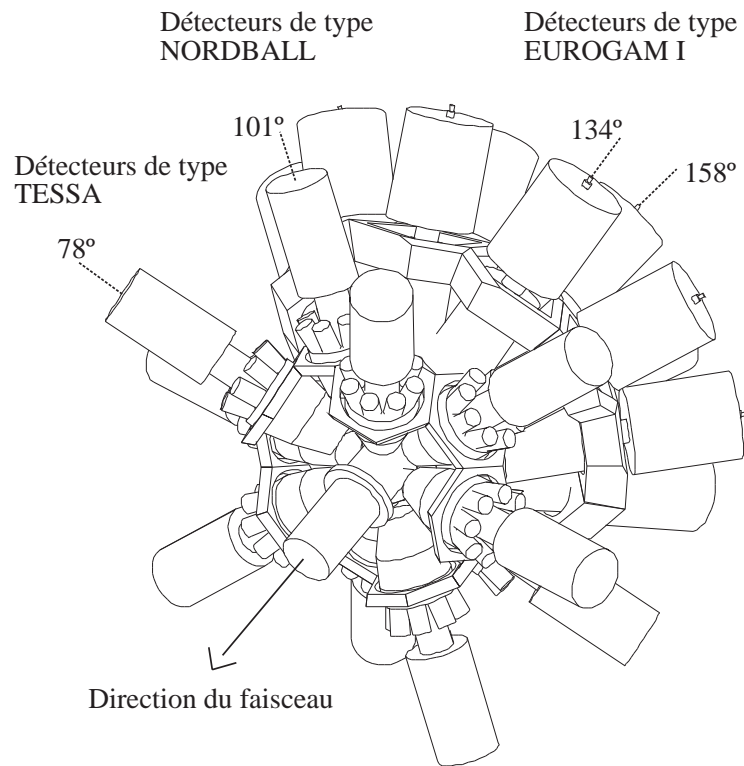


Figure 2.3 : Représentation schématique du multi-détecteur Jurosphere II

Jurosphere II est représenté schématiquement sur la figure 2.3. Ce détecteur a une géométrie en couronnes placées aux angles arrières par rapport au faisceau incident. Il est constitué de 5 détecteurs de type TESSA [37] à 78°, de 5 détecteurs de type NORDBALL [38] à 101° et de 10 et 5 détecteurs de type EUROGAM I [39] à 134° et 158° respectivement. L'efficacité relative est de 25% pour un détecteur TESSA, de 25 à 40% pour un détecteur NORDBALL et de 70% pour un détecteur EUROGAM I. Cette efficacité est donnée par rapport à celle d'un cristal d'iodure de sodium (NaI(Tl)) de dimensions 7.6×7.6 cm placé à 25 cm de la source. L'efficacité photopic totale de Jurosphere II est d'environ 1.7% à 1.3 MeV.

▷ Spectroscopie d'électron de conversion : SACRED

Le multi-détecteur SACRED (Silicon Array for ConveRsiOn Electron Detection) [40] permet de détecter les électrons de conversion.

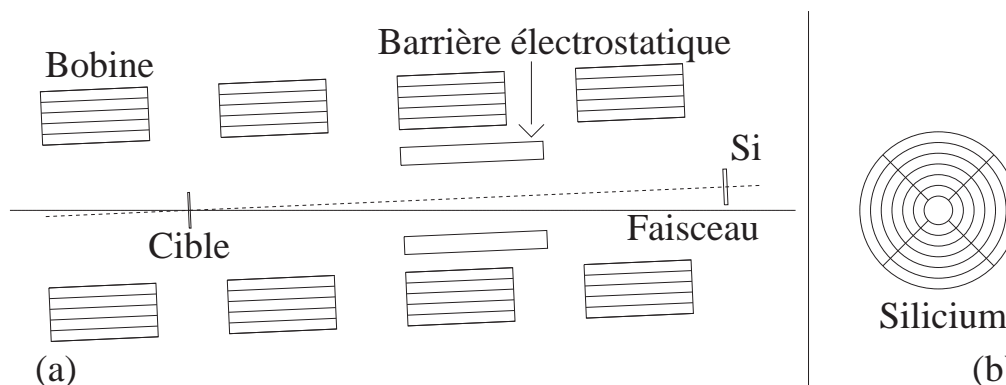


Figure 2.4 : Représentation schématique du dispositif SACRED.

Une représentation schématique du dispositif est donnée sur la figure 2.4(a). Il est composé d'un solénoïde, constitué de quatre bobines qui créent un champ magnétique transportant les électrons de la cible où ils sont produits jusqu'à un détecteur silicium. La distance cible-détecteur est de 550 mm. Une barrière électrostatique, portée à un potentiel de -40 kV, permet la suppression du large bruit de fond engendré par la production d'électrons delta de basse énergie [41]. Cette barrière fonctionne sous vide à une pression de l'ordre de 10^{-6} mbar. Elle est séparée du gaz contenu dans RITU et du vide du faisceau par deux feuilles de carbone de $50 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. Ce dispositif est utilisé en géométrie quasi-colinéaire avec le faisceau ; l'axe du solénoïde faisant un angle de 2.5° avec l'axe du faisceau. L'avantage de cette géométrie où le détecteur est placé à l'arrière de la cible, par rapport à une géométrie transversale, est de réduire l'élargissement Doppler des transitions ainsi que de limiter le bruit de fond dû aux électrons delta. Ceux-ci sont issus de processus atomiques entre le projectile et la cible et produits avec de très grandes sections efficaces suivant une distribution piquée à l'avant. Au plan focal du dispositif SACRED se trouve un détecteur silicium annulaire, d'une épaisseur de $300 \mu\text{m}$. Il est divisé en 25 segments répartis sur 6 couronnes entourant l'élément central. Son diamètre externe est de 28 mm. Il est représenté schématiquement sur la figure 2.4(b). Sa segmentation permet de mesurer des coïncidences $e^- - e^-$. L'efficacité de ce dispositif peut atteindre 10% pour des électrons ayant des énergies comprises entre 50 et ~ 350 keV.

2.2.2 Le séparateur RITU

Pour séparer les noyaux de fusion-évaporation du faisceau incident et des produits de fission, un séparateur à gaz, RITU (Recoil Ion Transport Unit) [35], est installé dans le prolongement du faisceau. Il est constitué d'un dipôle (D) et de trois quadrupôles (Q) magnétiques suivant une répartition QDQQ, représentée schématiquement sur la figure 2.5. Le quadrupôle à l'entrée du séparateur améliore la focalisation des noyaux verticalement par rapport au dispositif classique DQQ ; cela augmente ainsi l'acceptance angulaire au niveau du dipôle qui est de l'ordre de 10 msr. Le dipôle permet ensuite de dévier le faisceau primaire des produits de fusion-évaporation qui sont focalisés par les quadrupôles et implantés environ 4 m après la cible au plan focal du séparateur (cf § 2.2.3). Le temps de vol moyen des résidus de fusion-évaporation dans RITU est de l'ordre de la microseconde.

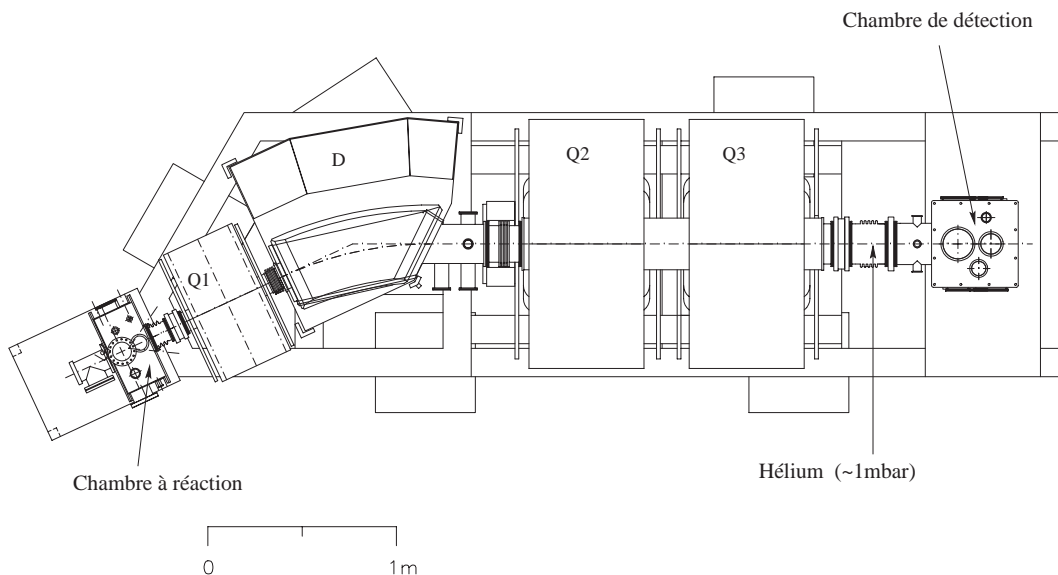


Figure 2.5 : Représentation schématique du séparateur RITU.

La courbure ρ d'un noyau de masse m ayant un état de charge q se déplaçant à la vitesse \vec{v} dans un champ magnétique \vec{B} (avec $\vec{v} \perp \vec{B}$) se déduit de la force de Lorentz. ρ est donnée par :

$$\rho = \frac{mv}{qB} \quad (2.6)$$

Dans les réactions de fusion-évaporation, la distribution en vitesse des résidus est relativement étroite tandis que plusieurs états de charge sont produits avec une large distribution spatiale. Quand on utilise un séparateur sous vide (voir figure 2.6(a)),

l'avantage est que l'on obtient une résolution en masse par le rapport A/q . Cependant, cela présente un inconvénient majeur puisqu'il faut alors utiliser un détecteur de grande dimension au plan focal du séparateur ou bien se limiter à ne sélectionner que quelques états de charge, diminuant alors l'efficacité de détection.

Pour remédier à cela on remplit le séparateur avec un flot constant d'hélium à faible pression (~ 0.6 mbar) au niveau de la cible. Le gaz est séparé du vide du faisceau par une feuille mince de carbone de $100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ d'épaisseur qui est située à 1 m en amont de la chambre de réaction.

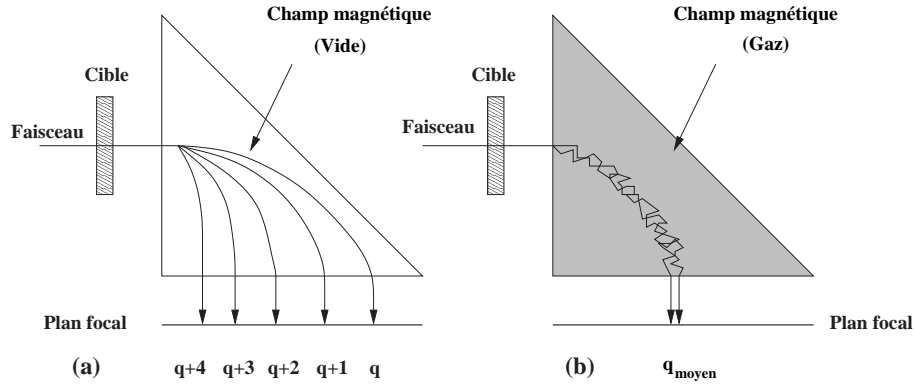


Figure 2.6 : Différence entre la répartition spatiale des produits de fusion-évaporation dans un séparateur à vide (a) et un séparateur rempli de gaz à basse pression (b).

Dans le séparateur, les ions subissent des collisions avec les atomes du gaz. Ces collisions réduisent la distribution de charges des ions à un état de charge moyen. Ils sont implantés au plan focal suivant une trajectoire déterminée par leur état de charge moyen q_{moy} , déduit du modèle atomique de Thomas-Fermi, selon la relation [42] :

$$q_{\text{moy}} \sim \frac{v}{v_0} Z^{1/3} \quad (2.7)$$

où $v_0 = 2.19 \times 10^6$ m/s est la vitesse de Bohr. Cette quantité q_{moy} est bien définie pour des vitesses telles que $1 < v/v_0 < Z^{2/3}$.

Comme l'illustre la figure 2.6(b), la distribution spatiale est beaucoup plus réduite dans un séparateur à gaz par rapport à un séparateur à vide. Ainsi pour une même acceptation angulaire, il est possible de transporter avec RITU jusqu'à 50% des noyaux incidents sur une surface de silicium de l'ordre de quelques cm^2 .

A partir des équations (2.6) et (2.7), on en déduit la rigidité magnétique $B\rho$ des

ions dans un séparateur à gaz [43]:

$$B\rho = \frac{mv}{q_{moy}} \sim \frac{mv_0}{Z^{1/3}} \sim 0.0227 \frac{A}{Z^{1/3}} \quad [Tm] \quad (2.8)$$

où A et Z sont la masse et la charge de l'ion considéré. D'après l'équation (2.8), le rayon de courbure ne dépend ni de l'état de charge, ni de la vitesse du noyau de fusion-évaporation. L'optimisation de la résolution de $B\rho$ est obtenue en ajustant la pression du gaz. Typiquement, le facteur de suppression du faisceau primaire au plan focal de RITU est de l'ordre de 10^{-9} à 10^{-12} .

2.2.3 Le dispositif au plan focal

Au plan focal du séparateur est installé un ensemble de détecteurs qui servent à la sélection et à l'identification des résidus de fusion-évaporation (voir figure 2.7). Les résidus sont implantés dans un détecteur silicium PSSD (Position Sensitive Silicon Detector) où leur éventuelle décroissance- α est également mesurée avec une efficacité de $\sim 55\%$. Cette efficacité est principalement déterminée par la géométrie du détecteur ; les résidus étant implantés à la surface du détecteur silicium, environ la moitié des particules- α sont émises à l'arrière et ne sont pas détectées. Le détecteur silicium a une épaisseur de $300 \mu\text{m}$ et une dimension de $80 \times 35 \text{ mm}$ (horizontal \times vertical). Ce détecteur est divisé en 16 bandes verticales de 5 mm de largeur, ce qui donne la résolution horizontale. Chaque bande est recouverte d'une couche résistive. Ainsi, on obtient une information sur la position à chaque extrémité de bande (signal "haut" et "bas") ainsi que l'énergie totale déposée. On peut alors déduire la position verticale du noyau implanté avec une résolution verticale typique de l'ordre de 0.5 mm (cf § 3.2.1).

Dans le silicium, les résidus de fusion-évaporation et les particules- α sont implantés à des énergies très différentes. On utilise alors deux chaînes d'amplification ; l'une dite "bas gain" pour mesurer l'énergie de noyaux implantés jusqu'à 120 MeV , tandis que l'autre dite "haut gain" mesure l'énergie de particules (telles que les particules- α) pouvant atteindre 25 MeV .

Cependant, étant donné qu'une partie du faisceau résiduel atteint le plan focal, l'utilisation du seul détecteur silicium n'est pas suffisante pour obtenir une bonne sélection des résidus par leur énergie. C'est pourquoi, devant le détecteur silicium est installée une chambre contenant deux détecteurs gazeux MWPAAC (Multi Wire Proportional Avalanche Counter) qui donnent une information sur le temps de vol des noyaux qui les traversent. Cette chambre est remplie d'isobutane à 3.6 mbar et les détecteurs sont distants de 30 cm . Chaque détecteur est constitué de trois grilles, les

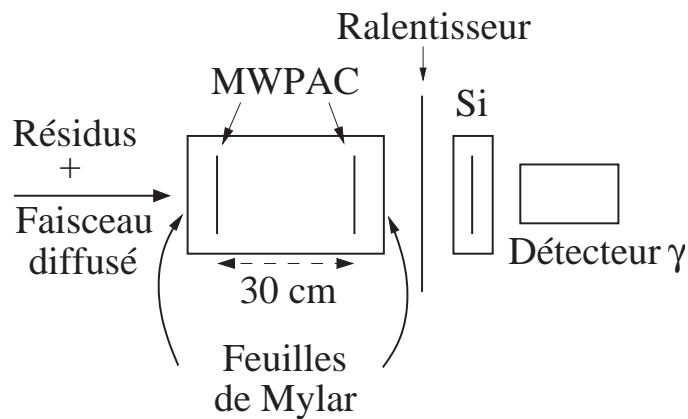


Figure 2.7 : Représentation schématique du plan focal.

deux extérieures étant portées à la masse et celle du milieu à un potentiel de 460 V. La chambre est isolée de l'hélium contenu dans le séparateur et du vide dans lequel se trouve le PSSD par deux fenêtres de Mylar de $100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ d'épaisseur. En combinant l'information donnée par le temps entre les deux MWPAC à celle donnée par l'énergie totale mesurée dans le détecteur silicium, on obtient une très bonne séparation entre les résidus et les particules diffusées ou le faisceau (cf figure 3.6). De plus, ces détecteurs permettent d'obtenir des spectres- α "propres". Pour cela, on rejette les événements du bruit de fond correspondant aux particules- α s'échappant du détecteur silicium en n'ayant pas déposé toute leur énergie et qui sont détectées dans le MWPAC.

Des ralentisseurs, constitués de feuille de Mylar de 280 ou $480 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ placés entre la chambre et le PSSD, permettent d'arrêter les particules de faisceau de basse énergie qui atteignent le plan focal et d'optimiser l'énergie à laquelle sont implantés les reculs dans le détecteur silicium.

Derrière le détecteur silicium, deux dispositifs différents ont été utilisés pour la détection des rayonnements- γ issus de la désexcitation d'états isomériques. Ces états doivent survivre au temps de vol des noyaux dans le séparateur. Ils sont détectés :

- soit par un détecteur Ge : dans le cas d'expériences pour lesquelles une haute résolution des rayonnements- γ est nécessaire.
- soit par un mur de BGO : dans le cas d'expériences où une grande efficacité de détection est nécessaire.

2.2.4 Electronique d'acquisition

▷ Détecteurs Germanium autour de la cible

Les signaux analogiques du pré-amplificateur sont traités par une électronique de type NIM. Le diagramme de l'électronique pour le traitement de l'information donnée par un détecteur Ge est représenté sur la figure 2.8. Le pré-amplificateur connecté au cristal de Ge a deux voies de sortie identiques pour obtenir des informations sur l'énergie et le temps des rayonnements- γ .

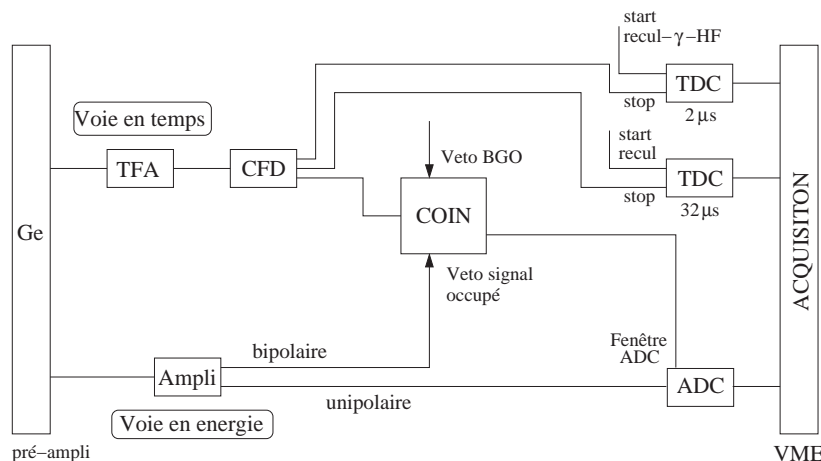


Figure 2.8 : Diagramme de principe de l'électronique pour traiter les signaux issus d'un détecteur Ge.

D'une part, un amplificateur spectroscopique linéaire est utilisé pour produire un signal dont l'amplitude est proportionnelle à l'énergie du rayonnement- γ . Le signal analogique est ensuite converti par un ADC (Analog to Digital Converter) qui produit un résultat numérique envoyé dans le système d'acquisition.

D'autre part, un amplificateur rapide TFA (Timing Filter Amplifier) met en forme les signaux issus du pré-amplificateur. Le signal analogique issu du TFA est envoyé dans un CFD (Constant Fraction Discriminateur) qui produit un signal logique donnant une référence en temps absolue quelque soit la forme du signal et qui ne se déclenche qu'au delà d'un certain seuil ajusté pour couper le bruit de fond. Le signal logique issu du CFD est transmis à une unité de coïncidence (COIN). Elle permet de rejeter les événements trop proches en temps qui conduisent à l'empilement des signaux et donc à une fausse énergie. Elle est également utilisée comme veto dans le cas où un signal a été détecté dans l'enceinte BGO. Ainsi, les événements pour

lesquels le rayonnement- γ a subi une diffusion Compton sont supprimés. La sortie de l'unité de coïncidence est connectée à l'ADC pour ne coder l'énergie du signal que dans le cas où il n'y a pas eu de veto.

Les sorties du CFD sont dirigées vers deux TDC (Time to Digital Converter). L'un, codé sur 32 μs , donne la différence en temps entre un événement mesuré au plan focal dans le détecteur silicium et un rayonnement- γ . L'autre, codé sur 2 μs , n'est validé que dans le cas où il y a coïncidence entre le signal de haute-fréquence (HF) du cyclotron, un rayonnement- γ et un événement mesuré dans le détecteur silicium. Les informations issues des TDC sont ensuite envoyées dans le système d'acquisition.

Les informations sur les coïncidences $\gamma-\gamma$ sont obtenues grâce à une unité logique MLU (Multiplicity Logique Unit) dont l'entrée est issue de la sortie de l'unité COIN. Celle-ci donne un signal à condition que deux rayonnements- γ soient détectés dans une fenêtre de 300 ns.

▷ Détecteurs au plan focal

Chaque extrémité des 16 pistes du détecteur silicium est connectée à un pré-amplificateur de charge. Les voies de sortie sont utilisées pour donner un signal rapide en temps ainsi que des signaux qui permettent de déterminer l'énergie déposée dans le détecteur. Les signaux provenant de chaque extrémité ("haut" et "bas") d'une piste sont additionnés ; ainsi on obtient l'énergie totale déposée dans le détecteur. L'amplitude des signaux "haut" et "bas" est liée à la position verticale de l'événement. Ces signaux sont traités par un amplificateur linéaire puis codés par un ADC. Le signal énergie totale est divisé en deux ; une des voies étant utilisée pour le déclenchement de l'acquisition. L'identification de la piste, soit la position horizontale, est obtenue par une unité "bit pattern". Deux chaînes d'amplification ("haut gain" et "bas gain") permettent de traiter des signaux sur des plages en énergie différentes (cf § 2.2.3). La différence de temps entre un rayonnement- γ au niveau de la cible (dont le signal est retardé pour tenir compte du temps de vol moyen d'un noyau de recul dans le séparateur) et un événement dans le détecteur silicium est traitée par un TAC (Time to Analog Converter) puis codée par un ADC (TAC recul γ -prompt).

Deux chaînes d'amplification sont également utilisées pour traiter les signaux issus des détecteurs MWPAC. On obtient ainsi deux signaux en énergie ("haut gain" et "bas gain") pour chaque MWPAC. La différence en temps entre les détecteurs est également codée ; elle donne ainsi une information sur le temps de vol des noyaux qui traversent ces deux détecteurs.

Au plan focal du séparateur, on utilise :

- soit un détecteur Ge : Les signaux issus du détecteur Ge situé au plan focal sont traités de la même manière que ceux situés autour de la cible.
- soit un mur de BGO : 14 cristaux de germanate de bismuth sont disposés en géométrie compacte le plus près possible du détecteur silicium pour maximiser l'efficacité de détection. Une vue schématique de face est représentée sur la figure 2.9. Des limitations techniques nous ont imposé de regrouper les signaux de 3 ou 4 cristaux. Cela nécessite un alignement individuel au sein de chaque groupe, qui a été effectué avec une source de césium. Le signal en énergie pour chaque groupe résulte de la somme des signaux de chacun des cristaux. Les signaux en temps sont traités par 4 CFD. L'alignement en temps a été réalisé à partir d'une source de cobalt pour chaque cristal.

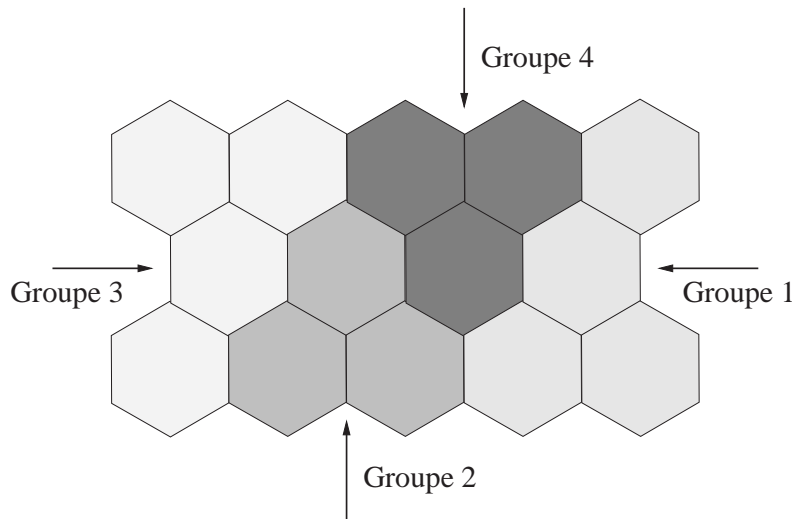


Figure 2.9 : Représentation schématique du mur de BGO (vue de face).

▷ Acquisition des données

Les signaux provenant des ADC ou TDC sont traités par un bus VME à condition que le “master trigger”, qui déclenche l’acquisition, soit validé.

Pendant l’expérience, le “master trigger” est défini par un événement mesuré dans le détecteur silicium. Ainsi, on réduit la quantité de données écrites sur bande ; en particulier, on s’affranchit des événements issus de la fission et de l’excitation

coulombienne qui engendrent un large bruit de fond dans les détecteurs situés autour de la cible. Quand le “master trigger” est déclenché, le temps associé à l’événement est enregistré avec une précision de $1 \mu\text{s}$. Cette référence en temps est donnée par une horloge dont le cycle est de 72 minutes. Les signaux issus des détecteurs autour de la cible sont enregistrés dans une fenêtre en temps de $1 \mu\text{s}$, en appliquant un retard lié au temps de vol des noyaux dans le séparateur. Les signaux issus des détecteurs Si et MWPAC sont codés sur $6 \mu\text{s}$. Une fenêtre de $32 \mu\text{s}$ est ouverte pour le traitement des signaux issus du détecteur de rayonnement- γ au plan focal. La durée totale de traitement d’un événement est de $50 \mu\text{s}$ pour tenir compte du temps de mise en forme des signaux et de la lecture des données.

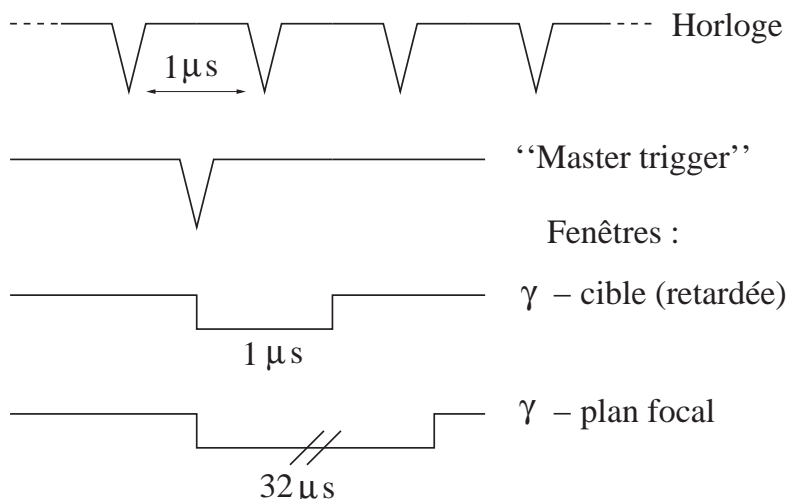


Figure 2.10 : Représentation schématique de l’acquisition.

Pour les calibrations, les données sont enregistrées à condition qu’un rayonnement- γ soit détecté au niveau de la cible ou au plan focal.

2.3 Description des expériences

Les noyaux peuplés dans nos expériences sont produits par fusion complète d’un faisceau de krypton sur une cible d’argent. Le faisceau est obtenu par production d’atomes ionisés issus d’une source ECR (Electron Cyclotron Resonance) qui sont transportés jusqu’à un cyclotron de type K130 dans lequel ils sont alors accélérés. L’état de charge q de l’ion considéré est estimé suivant la formule [44] :

$$E_{lab} = 130 \frac{q^2}{A} \quad [MeV] \quad (2.9)$$

où E_{lab} est l'énergie du faisceau dans le référentiel du laboratoire et A le nombre de masse de l'ion.

L'énergie du faisceau doit être suffisante pour franchir la barrière coulombienne entre les noyaux cibles et projectiles (c.f eq (2.1)). Cependant elle ne doit pas être trop élevée afin de ne pas transférer trop de moment angulaire au noyau composé, qui fissionnerait dans la quasi-totalité des cas. L'énergie optimale est estimée au moyen d'une fonction d'excitation (cf § 2.3.2).

L'intensité du faisceau est contrôlée par différentes cages de Faraday situées à l'entrée de la ligne de faisceau, devant la cible et au niveau du plan focal de RITU. Elle est limitée par le taux de comptage dans les détecteurs germanium situés autour de la cible. Celui-ci ne doit pas dépasser 10 kHz par Ge pour pouvoir traiter les signaux sans dégrader la résolution ; cela correspond à une intensité de faisceau de l'ordre de 10 pA.

2.3.1 Caractéristiques expérimentales

Différentes expériences ont été effectuées à l'université de Jyväskylä pour étudier la structure des noyaux très déficients en neutrons dans la région des plombs :

- auprès du dispositif JUROSPHERE II couplé à RITU avec pour objectif l'étude des isotopes $^{187,189}\text{Bi}$.
- avec le détecteur SACRED au niveau de la cible couplé au séparateur RITU pour étudier le noyau ^{188}Pb .

Les caractéristiques de chacune de ces expériences sont répertoriées dans la table 2.1. L'énergie du faisceau est déterminée en tenant compte des pertes d'énergie dans :

- la feuille de carbone qui sépare le vide du faisceau du gaz de RITU. Pour une épaisseur de $74 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ de carbone, la perte d'énergie du faisceau est d'environ 3.3 MeV.
- l'hélium sur une distance de 1 m : la perte d'énergie est de l'ordre de 0.5 MeV.
- la cible d'argent : la perte d'énergie est calculée pour la moitié de l'épaisseur de la cible, soit environ 12 MeV pour $1.06 \text{ mg}/\text{cm}^2$ de ^{109}Ag .

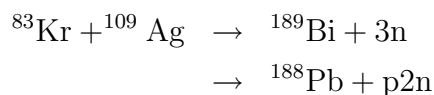
Table 2.1 : Caractéristiques des expériences.

Faisceau	^{82}Kr	^{82}Kr	^{83}Kr	^{82}Kr
Etat de charge	16^+	15^+	15^+	15^+
E_{faisceau} en milieu de cible (MeV)	355	337	340	339
Cible	^{109}Ag	^{109}Ag	^{109}Ag	^{107}Ag
Epaisseur de cible ($\mu\text{g}/\text{cm}^2$)	300	960	1060	1130
Noyau étudié	^{188}Pb	^{189}Bi	^{189}Bi	^{187}Bi
Voie d'évaporation	p2n	2n	3n	2n
Détecteur au niveau de la cible	SACRED	JURO	JURO	JURO
Détecteur au plan focal	Ge	Ge	BGO	Ge

2.3.2 Fonction d'excitation et comparaison à des codes d'évaporation

En général, au début d'une expérience, une fonction d'excitation est mesurée. Ceci consiste à déterminer l'énergie de faisceau optimale pour la production du noyau d'intérêt. Le changement d'énergie du faisceau demande plusieurs heures, il est donc nécessaire d'utiliser une autre solution pour faire varier l'énergie. Pour cela, on utilise des dégradeurs situés entre la feuille de carbone, qui sépare le vide du faisceau du gaz dans RITU, et la cible. On commence avec une énergie de faisceau suffisamment élevée puis on effectue des prises de données de quelques heures avec des dégradeurs de plus en plus épais.

La fonction d'excitation présentée a été mesurée pour la réaction :



avec une cible de $600 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ d'épaisseur.

Le taux de production du noyau d'intérêt est déterminé par le taux de sa décroissance- α caractéristique ; la section efficace de production σ est alors obtenue par la relation :

$$\sigma = \frac{n_\alpha}{I \times n_{\text{cible}} \times \varepsilon_\alpha \times \varepsilon_{\text{RITU}}} \times \frac{1}{b_\alpha} \times 10^{-24} \quad [\text{barn}] \quad (2.10)$$

où n_α est le nombre de particules- α par seconde, I l'intensité du faisceau en particule par seconde (pps), n_{cible} le nombre de noyaux dans la cible par cm^2 , $\varepsilon_\alpha = 55\%$

l'efficacité de détection des particules- α , $\varepsilon_{\text{RITU}} \approx 40\%$ la transmission du séparateur RITU et b_α le rapport d'embranchement- α de la transition considérée. Ce dernier vaut respectivement $\sim 75\%$ et $\sim 10\%$ pour les isotopes ^{189}Bi [45] et ^{188}Pb [46].

Table 2.2 : Mesure de la fonction d'excitation.

Dégradeur	E(MeV)	Taux (α/min) ^{189}Bi	Taux (α/min) ^{188}Pb
sans dégradeur	365.2	2.2 ± 0.1	22.5 ± 0.4
102 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ C	351.3	6.0 ± 0.3	12.2 ± 0.4
228 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ C	345.3	13.4 ± 0.4	4.8 ± 0.2
445 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ Ni	342.7	10.7 ± 0.3	2.1 ± 0.1

Les résultats pour la production des isotopes ^{189}Bi et ^{188}Pb sont répertoriés dans la table 2.2, où l'énergie est donnée au milieu de la cible. Avec ces valeurs, on déduit la section efficace de production de chaque isotope en appliquant la formule (2.10).

Les résultats de la fonction d'excitation mesurée pour la production des isotopes ^{189}Bi et ^{188}Pb sont représentés sur la figure 2.11. L'épaisseur de la cible d'argent est de 600 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$. Chaque mesure est alors intégrée sur une gamme en énergie comprise entre $[-7 ; +7]$ MeV autour du point considéré. Ces valeurs correspondent à la perte d'énergie du faisceau dans la cible.

Les sections efficaces de production mesurées sont comparées à celles données par le code d'évaporation HIVAP [47]. On constate que les formes des fonctions d'excitation sont bien reproduites, en particulier la position du maximum pour l'isotope ^{189}Bi . Ce n'est pas le cas en revanche pour la valeur absolue des sections efficaces. Cela est dû au fait qu'il est extrêmement difficile de déterminer la section efficace totale de production du noyau composé par fusion complète. En effet, les paramètres qui permettent de reproduire la barrière de fission sont très sensibles à leur moindre variation. De plus, l'énergie de réaction est très proche de celle de la barrière coulombienne (335 MeV) qui est difficile à modéliser, en particulier pour les voies d'évaporation de particules chargées. Les différences observées entre les sections efficaces mesurées et calculées vont permettre d'obtenir de meilleures prédictions pour ces réactions symétriques qui peuplent des noyaux très loin de la vallée de stabilité et pour lesquelles peu de données expérimentales sont disponibles à ce jour. D'autres réactions ont été étudiées pour la production de l'isotope ^{189}Bi , comme par exemple : $^{40}\text{Ca} + ^{153}\text{Eu} \rightarrow ^{189}\text{Bi} + 5n$. La section efficace de production de l'isotope ^{189}Bi est de l'ordre de 8 μbarn à une énergie d'excitation de 65 MeV [48],

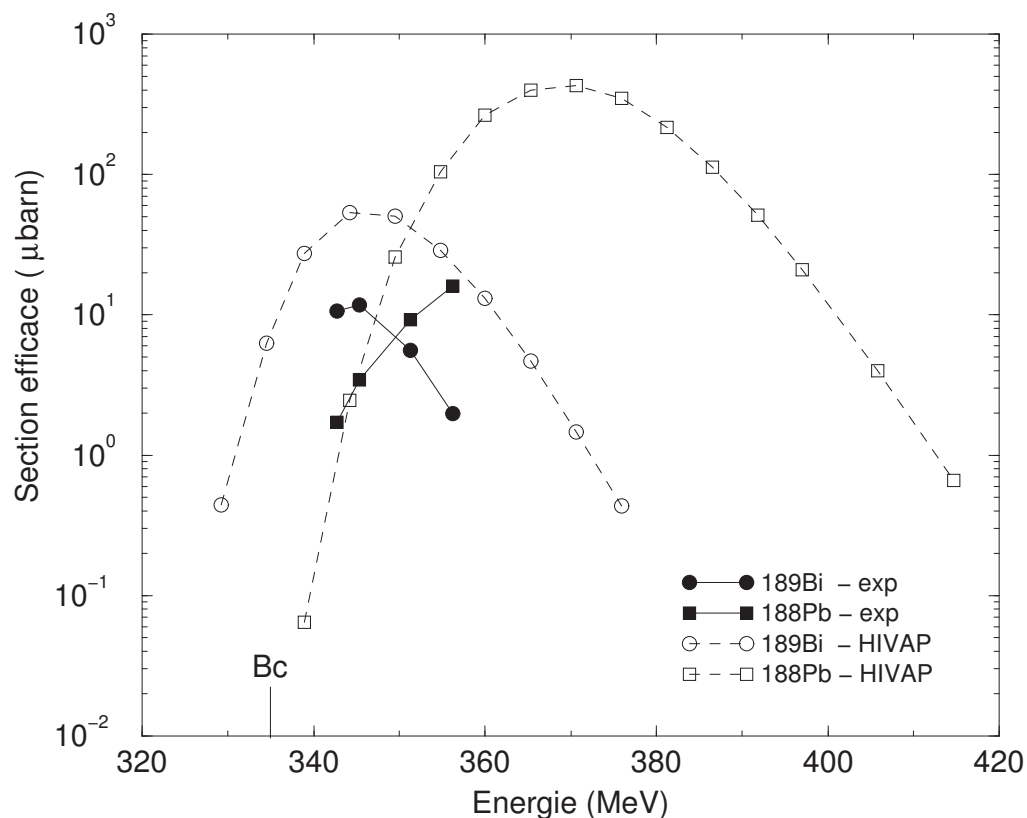


Figure 2.11 : Fonction d'excitation mesurée pour la production des isotopes ^{189}Bi et ^{188}Pb (cercle et carré pleins) en fonction de l'énergie du faisceau dans le laboratoire. Elle est comparée aux résultats du code d'évaporation HIVAP (cercle et carré vides). L'énergie de la barrière coulombienne est représentée à 335 MeV.

ce qui est du même ordre de grandeur que la valeur obtenue par une réaction entre un faisceau de krypton et une cible d'argent. Cependant, cette réaction présente deux inconvénients majeurs. D'une part, la réaction n'est pas symétrique ce qui augmente la distribution angulaire des résidus et limite ainsi la transmission dans le séparateur. D'autre part, la voie d'évaporation est à 5 neutrons ce qui implique une quantité importante d'autres voies d'évaporation, en particulier par émission de particule chargées, qui sont alors prépondérantes dans la réaction.

Au vu de ces résultats, nous avons choisi une énergie de faisceau avant la cible de 353 MeV (en tenant compte des pertes d'énergie dans la feuille de carbone et dans le gaz de RITU). Ainsi, on sélectionne le noyau de ^{189}Bi avec la plus grande section efficace possible. L'épaisseur de cible de 1.06 mg/cm^2 permet de couvrir une

zone en énergie jusqu'à 328 MeV.

Pour les expériences destinées à produire les isotopes ^{187}Bi et ^{189}Bi par une voie d'évaporation à 2 neutrons, une fonction d'excitation a également été mesurée. On obtient respectivement des sections efficaces de ~ 0.05 et $\sim 2 \mu\text{barn}$. On constate que la section efficace de production de l'isotope ^{189}Bi est augmentée par un facteur 6 environ quand on choisit la réaction avec une voie d'évaporation à trois neutrons par rapport à celle à deux neutrons ; cela montre que dans ce cas le phénomène de fission n'est pas encore prépondérant par rapport à l'évaporation de particules. Pour une même réaction, on observe que quand on s'éloigne de deux neutrons de la stabilité ($^{189}\text{Bi} \rightarrow ^{187}\text{Bi}$), la section efficace est réduite par un facteur 40, ce qui illustre la difficulté de réaliser des expériences proches de la "drip-line" de protons.

En revanche pour l'étude du ^{188}Pb avec le détecteur SACRED, la mécanique du dispositif ne permettait pas d'utiliser des dégradeurs ; ainsi il n'a pas été possible de mesurer une fonction d'excitation. Nous avons cependant mesuré une section efficace de production de $\sim 150 \mu\text{barn}$ à 355 MeV au milieu de la cible.

2.4 Récapitulatif des expériences

Différentes expériences ont été réalisées à l'université de Jyväskylä pour étudier la structure des isotopes légers de plombs et de bismuths par des réactions de fusion-évaporation. Le dispositif expérimental est constitué d'un multi-détecteur placé au niveau de la cible : Jurosphere II pour la détection de rayonnements- γ ou SACRED pour celle des électrons de conversion. Le multi-détecteur utilisé est couplé au séparateur RITU, pour la séparation des résidus du faisceau primaire et des produits de fission. Les réactions de fusion-évaporation qui ont été choisies utilisent un faisceau de krypton à basse énergie (autour de 350 MeV) bombardant une cible mince d'argent (de masse 107 ou 109). Les noyaux peuplés sont les isotopes ^{188}Pb , ^{187}Bi et ^{189}Bi . Une fonction d'excitation a été mesurée pour déterminer l'énergie optimale de production de ces noyaux.

Chapitre 3

Analyse des données expérimentales

3.1 Principe d'identification : la technique RDT

La méthode RDT (Recoil Decay Tagging) a été utilisée pour la première fois au GSI (Allemagne) [49] puis développée à Daresbury (G-B) [50]. C'est une technique puissante et très sélective pour étudier la structure de noyaux produits avec une faible section efficace. Le principe est d'identifier un noyau par sa décroissance caractéristique. Cette technique peut être mise en œuvre auprès du dispositif expérimental de Jyväskylä constitué d'un spectromètre situé autour de la cible et d'un séparateur magnétique. Les noyaux sont produits par réaction de fusion-évaporation sur une cible mince. A ce stade, les rayonnements- γ ou émissions d'électrons de conversion détectés au niveau de la cible sont très majoritairement issus de la désexcitation des produits de fission et de l'excitation coulombienne du faisceau et de la cible. En revanche ceux du noyau d'intérêt sont noyés dans ce large bruit de fond. C'est pourquoi, il est nécessaire de séparer événement par événement les résidus de fusion-évaporation du faisceau primaire et des produits de fission par un séparateur (RITU). Au plan focal du séparateur, les résidus de fusion-évaporation, dits noyaux de recul, sont implantés dans un détecteur silicium. Leur énergie (E_{recul}), position (X_{recul}, Y_{recul}) et temps d'implantation (T_{recul}) sont enregistrés. Le parcours moyen d'un noyau de recul dans le détecteur silicium est de l'ordre de 4 à 5 μm . Dans le cas où le noyau de recul est un émetteur- α , cette décroissance caractéristique est également mesurée dans le détecteur silicium avec les mêmes données que pour un recul, soit E_α , (X_α, Y_α) et T_α . Le parcours moyen d'une particule- α dans le détecteur silicium varie entre 25 et 50 μm pour des énergies comprises entre 5 et 9 MeV.

Le principe de la RDT consiste à effectuer, entre un noyau de recul et une particule- α , une corrélation :

- en position : le noyau de recul et la particule- α doivent être implantés dans la même piste du détecteur ($X_{recul} = X_\alpha$). La distance verticale qui les sépare ($|Y_{recul} - Y_\alpha|$) doit être inférieure à la résolution en position verticale, qui est typiquement de l'ordre de 500 μm (cf § 3.2.1). Il est important de noter que cette résolution est largement supérieure au parcours d'un noyau de recul ou d'une particule- α dans le détecteur silicium.
- en temps : le temps qui sépare deux événements supposés corrélés $\Delta t = T_\alpha - T_{recul}$ doit être inférieur au "temps de recherche" ΔT choisi pour la corrélation. Ce dernier est de l'ordre de 3 fois la période de la décroissance- α .

Cette technique d'identification est applicable à condition que le taux d'implantation par pixel dans le détecteur silicium soit largement inférieur à la période de décroissance de la particule- α (cf § 3.3.2).

Quand un noyau a été identifié, on peut sélectionner les rayonnements- γ ou les électrons de conversion émis au niveau de la cible au moment de la désexcitation du noyau. En effet ceux-ci sont enregistrés en coïncidence avec les noyaux de recul, en tenant compte du temps de vol dans le séparateur. Ainsi, il est possible d'étudier la structure du noyau d'intérêt (cf § 3.4).

Pour appliquer cette technique, il est nécessaire de corriger les défauts dus aux caractéristiques intrinsèques du détecteur silicium (cf § 3.2.1). Une sélection très rigoureuse des "bons" événements au plan focal, issus des réactions de fusion-évaporation, doit être appliquée. De plus, les désexcitations du noyau d'intérêt mesurées autour de la cible doivent être discriminées de celles issues du bruit de fond par des considérations en temps (cf § 3.3.3).

3.2 Etalonnage

La technique d'étalonnage est décrite dans ce paragraphe pour les données recueillies au cours de l'expérience sur l'isotope ^{189}Bi ($^{109}\text{Ag}(^{83}\text{Kr}, 3n)^{189}\text{Bi}$) avec le dispositif expérimental Jurosphere II couplé à RITU avec un mur de BGO au plan focal. En revanche, l'étalonnage de SACRED correspond à l'expérience dédiée à l'étude de l'isotope ^{188}Pb ($^{109}\text{Ag}(^{82}\text{Kr}, p2n)^{188}\text{Pb}$).

3.2.1 Détecteur silicium au plan focal

▷ Détermination de l'énergie d'une décroissance- α

Les spectres en énergie de décroissance par émission de particule- α sont composés de pics qui en première approximation sont gaussiens. Chacun de ces pics est ajusté par une distribution normale, de même largeur σ , dont la valeur moyenne représente l'énergie de la transition.

Deux sources d'erreur sur l'énergie de la décroissance- α sont à considérer :

- une erreur statistique qui dépend de l'intensité, de la largeur à mi-hauteur du pic ainsi que du bruit de fond. Cette erreur est donnée par le programme d'ajustement `gf3` développé par D.C. Radford [51].
- une erreur due à l'étalonnage, étant donné que celui-ci est effectué à partir de transitions- α dont l'énergie est connue avec une certaine incertitude.

L'erreur sur la détermination de l'énergie est évaluée à partir de la formule [44] :

$$\Delta E = \sqrt{\Delta E_{\text{stat}}^2 + \Delta E_{\text{étal}}^2} \quad (3.1)$$

Cette formule est applicable car les erreurs ne sont pas corrélées entre elles. Typiquement l'erreur sur l'étalonnage, qui est supposée constante sur la gamme en énergie considérée, est de l'ordre de quelques keV.

▷ Correction énergie-position

Pour identifier les noyaux résiduels, il est nécessaire de déterminer l'énergie de leur décroissance- α avec la meilleure précision possible. Or, l'énergie d'une particule- α est obtenue en sommant les signaux en énergie issus de chaque extrémité d'une piste. Il en résulte que la position verticale dépend de l'énergie déposée. En effet, l'amplification appliquée aux signaux "haut" et "bas" n'est pas strictement identique. La position verticale Y est donnée par :

$$Y = C \times \frac{\text{énergie du signal "bas"}}{\text{énergie du signal "somme"}} \quad (3.2)$$

On choisit $C = 1024$ divisions verticales de $34.2 \mu\text{m}$ chacune. La correction en énergie-position est obtenue en appliquant pour chaque piste la relation :

$$E_{\alpha}(\text{corrigée}) = E_{\alpha}(\text{brute}) + a \times Y \quad (3.3)$$

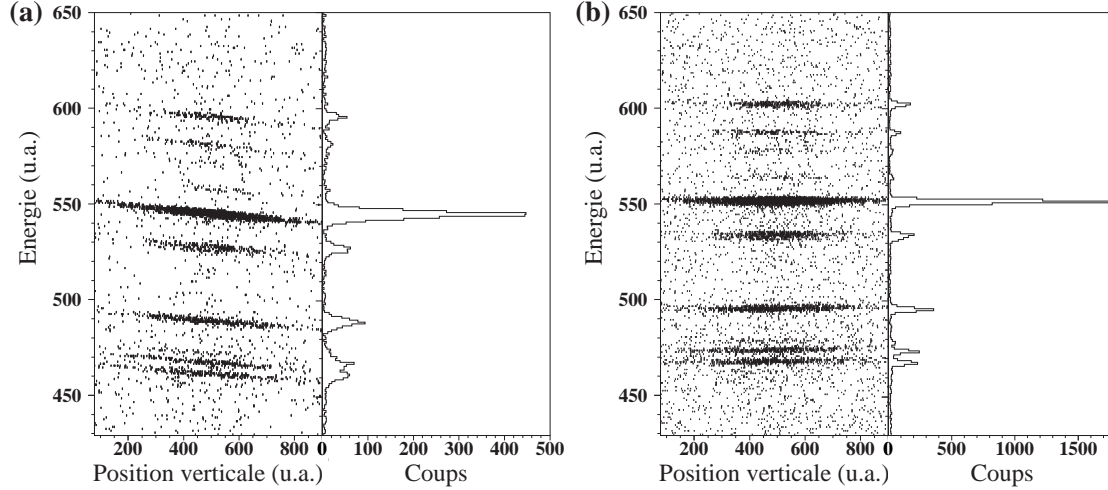


Figure 3.1 : Correction en énergie-position. Matrices $Y_\alpha \times E_\alpha$ avant (a) et après (b) correction de la dépendance en position de l'énergie mesurée d'une particule- α . La projection de la matrice sur l'axe en énergie est représentée à droite des figures.

Le coefficient de régression “a” est déterminé à partir de la matrice représentant la position verticale Y_α en fonction de l'énergie E_α , en choisissant pour chaque piste une transition suffisamment intense. L'amélioration de la résolution des transitions- α est clairement observée sur la figure 3.1 avant (a) et après (b) correction. Pour cette piste, la largeur à mi-hauteur de la transition considérée est réduite par un facteur 2.

▷ Etalonnage en énergie

Après avoir corrigé la dépendance en énergie de la position d'interaction d'une particule- α , il est nécessaire d'étalonner chaque piste en énergie. Pour connaître l'énergie réelle de l'émission d'une particule- α , il faut tenir compte de l'énergie cinétique transférée aux noyaux résiduels ; cependant cette correction est minime et sera donc négligée. Pour l'étalonnage, on considère des transitions- α d'énergie connue issues de la désexcitation des noyaux produits dans les différentes voies d'évaporation :

- ^{185}Hg , $E_\alpha = 5652 \pm 5$ keV [52]
- ^{188}Pb , $E_\alpha = 5983 \pm 5$ keV [53]
- ^{189}Bi , $E_\alpha = 6672 \pm 4$ keV [45]

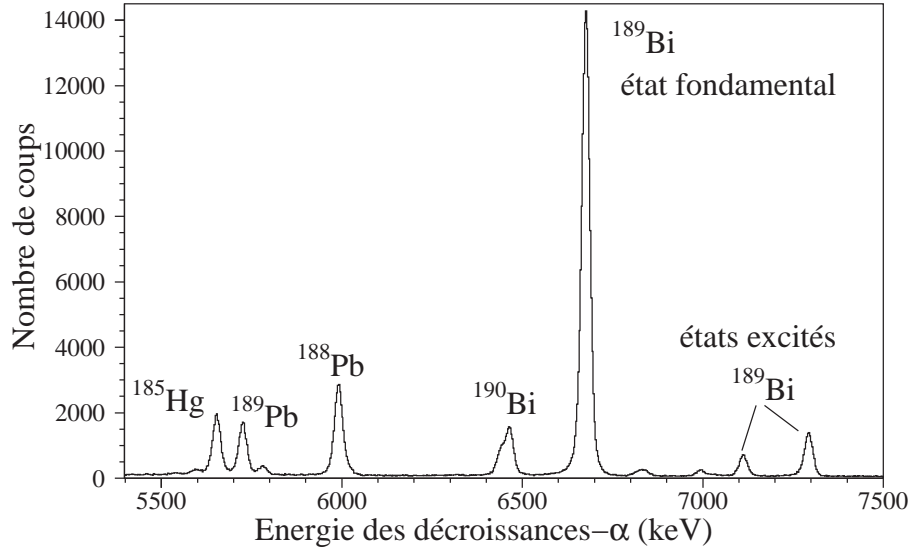


Figure 3.2 : Spectre en énergie des transitions- α pour l'ensemble des pistes du détecteur silicium pour la totalité de la statistique de l'expérience.

Seule une transition- α du ^{189}Bi est utilisée pour l'ajustement afin de pouvoir étudier par la suite la structure fine de cet isotope. Pour chaque piste, on détermine la pente et l'ordonnée à l'origine à partir de l'énergie de ces 3 transitions et on corrige ces coefficients pour avoir un étalonnage à 3 keV/canal. On obtient alors le spectre total en énergie représenté sur la figure 3.2. Typiquement, la largeur à mi-hauteur d'une transition- α est d'environ 30 keV pour une énergie de ~ 7 MeV.

▷ Correction $Y_{\text{recul}}-Y_{\alpha}$

La technique RDT repose sur une corrélation en position entre un résidu et sa décroissance- α . Il est donc nécessaire que la position verticale Y , définie par l'équation (3.2), coïncide pour les résidus et les particules- α . Or ce n'est pas le cas car deux chaînes d'amplification différentes sont utilisées. Pour corriger cet effet, on sélectionne une transition- α et on effectue pour chaque piste une corrélation en temps (cf § 3.1) sans condition sur la position. Pour les événements corrélés, on trace la matrice $Y_{\alpha} \times Y_{\text{recul}}$ (figure 3.3(a)) sur laquelle on observe clairement que les événements corrélés ne suivent pas la première bissectrice. La différence $\Delta Y = |Y_{\text{recul}} - Y_{\alpha}|$ (centrée au canal 1024) (figure 3.3(b)) donne une résolution de 880 μm . Pour améliorer cette résolution, une correction est appliquée à Y_{α} de telle sorte que $Y_{\alpha}(\text{corrigée}) = a \times Y_{\alpha} + b = Y_{\text{recul}}$ pour chaque paire corrélée (figure 3.3(c)).

On constate alors que la résolution sur la différence en position est nettement améliorée (figure 3.3(d)) ; elle est de l'ordre de $450 \mu\text{m}$.

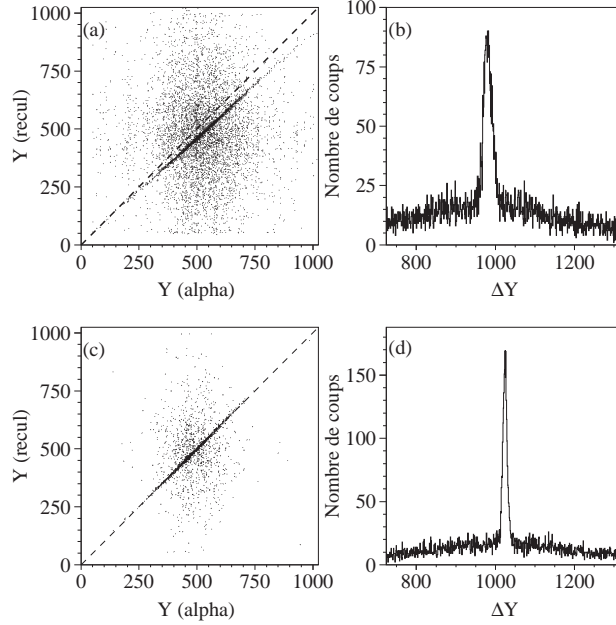


Figure 3.3 : Correction en position. (a) Matrice $Y_\alpha \times Y_{recul}$ pour des paires corrélées. (b) Différence entre la position d'un recul et d'une particule- α pour une paire corrélée. (c) et (d) identiques à (a) et (b) après correction de la dépendance de la position de détection pour un recul ou une particule- α .

▷ Détermination de la durée de vie d'un état par sa décroissance- α

Pour établir avec précision la durée de vie d'un état, on applique la technique RDT avec un long temps de recherche ; ΔT étant de l'ordre de 50 à 100 fois plus grand que la valeur de la période à mesurer. Ainsi, on s'assure que toutes les corrélations sont prises en compte. Cependant, un certain nombre d'entre elles sont fortuites. Ce bruit de fond dépend principalement du taux de comptage des résidus par rapport à la période de la décroissance- α . Ainsi la distribution en temps a deux composantes exponentielles, définies respectivement par un taux de transition observé pour la décroissance λ_{obs} et un autre dû aux corrélations accidentelles λ_{fortuit} . On considère la somme de deux exponentielles pour reproduire les spectres de décroissance en temps [54] :

$$f(t) = A e^{(-\lambda_{\text{obs}}t)} + B e^{(-\lambda_{\text{fortuit}}t)} \quad (3.4)$$

La période expérimentale est modifiée par les mauvaises corrélations de telle sorte que cela conduit à l'observation d'un temps de vie plus court (λ_{obs} plus grand) que le temps de vie réel. Il est donc nécessaire de corriger le taux de transition observé expérimentalement par la relation suivante : $\lambda_{\text{réel}} = \lambda_{\text{obs}} - \lambda_{\text{fortuit}}$. L'erreur sur le taux de transition est déterminée en appliquant la méthode de propagation des erreurs. De plus, une erreur systématique est évaluée à partir des variations des paramètres en fonction des bornes en temps utilisées pour l'ajustement.

3.2.2 Détecteurs Germanium

▷ Etalonnage en énergie

Les détecteurs Ge sont étalonnés en énergie par une source mixte de ^{152}Eu et de ^{133}Ba située à la place de la cible pour le multi-détecteur Jurosphere II (cf § 2.2.1) ou au niveau du détecteur silicium pour le détecteur Ge au plan focal. L'avantage d'utiliser ces éléments pour l'étalonnage est que leur désexcitation couvre une large gamme en énergie, de 50 à 1400 keV. Chaque détecteur est étalonné séparément à 0.5 keV/canal.

▷ Correction Doppler

Le rayonnement- γ d'un noyau qui se désexcite en vol subit une modification de son énergie due à l'effet Doppler. Celle-ci dépend de l'angle d'émission. L'énergie réelle d'émission est donnée au premier ordre par la formule :

$$E_{\gamma \text{ réelle}} = E_{\gamma \text{ détectée}} \times \frac{1}{1 + \beta \cos \theta} \quad (3.5)$$

La vitesse du noyau de recul β , définie par l'équation (2.5) est de l'ordre de 4 % pour l'ensemble des expériences réalisées. L'approximation faite pour la formule (3.5) est valable étant donné la faible valeur de β . Il est donc nécessaire de corriger l'énergie détectée dans chacun des Ge situés autour de la cible, en considérant les angles de chacune des couronnes de Jurosphere II.

▷ Correction d'efficacité

Les sources de ^{152}Eu et de ^{133}Ba permettent également de déterminer la courbe d'efficacité relative du multi-détecteur Jurosphere II en fonction de l'énergie du rayonnement- γ . A basse énergie, les absorbeurs placés devant les cristaux de Ge diminuent drastiquement l'efficacité de détection. De plus, les seuils des CFD sont

réglés de telle sorte que le bruit de fond électron dû à l'électronique soit coupé. La diminution de l'efficacité de détection avec l'augmentation de l'énergie est due à la taille finie des cristaux. Quand l'énergie augmente, la probabilité que le photon subisse une diffusion Compton prédomine sur celle qu'il soit absorbé par effet photoélectrique. La courbe d'efficacité présente un maximum autour de 200 keV, qui est l'énergie pour laquelle l'absorption d'un photon est la plus probable.

Pour reproduire ces différentes tendances en fonction de l'énergie, les données expérimentales (voir figure 3.4) sont ajustées en utilisant un programme développé par D.C. Radford [51] à partir de la fonctionnelle F :

$$F = \exp\{[(A + B \times x)^{-G} + (D + E \times y + F \times y^2)^{-G}]^{-\frac{1}{G}}\} \quad (3.6)$$

$$\text{avec } x = \log \frac{E_\gamma}{E_1} \quad \text{et } y = \log \frac{E_\gamma}{E_2} \quad (3.7)$$

où $E_1 = 100$ keV et $E_2 = 1$ MeV.

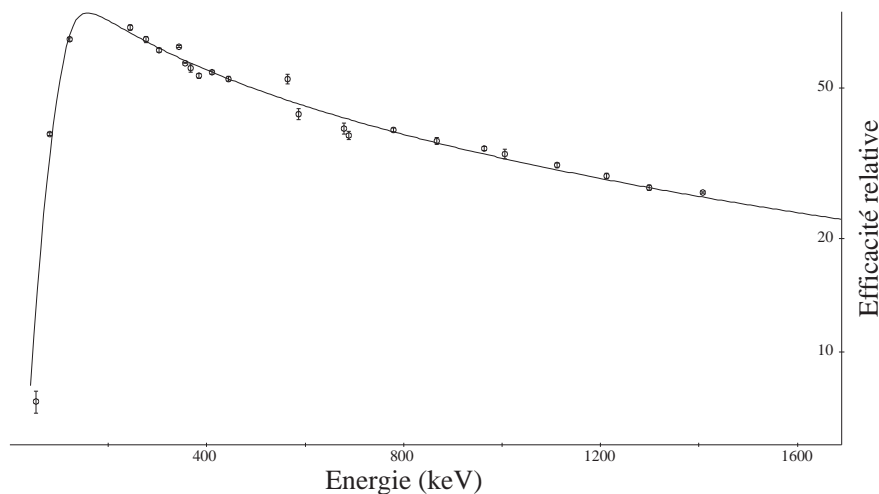


Figure 3.4 : Courbe d'efficacité relative du multi-détecteur Jurosphere II déterminée à partir d'une source mixte de ^{152}Eu et de ^{133}Ba .

Les paramètres de cette fonctionnelle sont libres de varier au cours de l'ajustement. Ils sont optimisés à chaque itération de manière à minimiser le paramètre du χ^2 entre les données expérimentales et la courbe d'efficacité. Les paramètres A et B concernent l'ajustement de la courbe d'efficacité à basse énergie, tandis que les paramètres D , E et F contraignent les hautes énergies. G est un paramètre de couplage entre les basses et les hautes énergies. A partir de la courbe d'efficacité, il est possible de déduire l'intensité relative entre les différentes transitions- γ mesurées.

3.2.3 Mur de BGO

Chaque groupe du mur de BGO (voir figure 2.9) est étalonné en énergie à partir de deux sources différentes. L'une de ^{137}Cs émet un rayonnement- γ à 661.7 keV. L'autre de ^{60}Co émet deux rayonnements- γ à 1173.2 et 1332.5 keV respectivement. Etant donné que la résolution d'une transition est de l'ordre de 20%, les deux pics du ^{60}Co ne sont pas séparés. Comme l'intensité de ces transitions est identique à 0.01% près, on considère pour l'étalonnage la valeur moyenne entre ces deux énergies. Les spectres en énergie sont étalonnés à 0.5 keV/canal. L'inconvénient du pouvoir de résolution limité en énergie est compensé par la grande efficacité de cet ensemble de détecteurs qui est évaluée autour de $\sim 15\%$, comparé à 0.6% pour un seul détecteur Ge (de type NORDBALL [38]) utilisé au plan focal.

3.2.4 SACRED

▷ Etalonnage en énergie

L'étalonnage en énergie du multi-détecteur SACRED (cf § 2.2.1) utilisé pour la détection d'électrons de conversion est obtenu à partir d'une source de ^{133}Ba . Elle émet des électrons dans une gamme en énergie de 45 à 350 keV. Chacun des 25 segments est étalonné séparément à 0.25 keV/canal.

▷ Correction Doppler

La formule de correction Doppler pour les électrons est différente de celle pour les photons car ils ont une masse au repos et leur vitesse est donc toujours plus faible que celle de la lumière. L'énergie totale d'un électron E_{e^-} dans le référentiel du centre de masse est :

$$E_{e^-} = E_{\text{cin}} + m_{e^-}c^2 \quad (3.8)$$

où E_{cin} est l'énergie cinétique de l'électron dans le référentiel du centre de masse et $m_{e^-}c^2 = 511$ keV sa masse au repos.

L'énergie d'un électron corrigée de l'effet Doppler est donnée par [55] :

$$E_{e^-} = \frac{E_0(1 - \beta^2)^{1/2} + \beta \cos \theta [E_0^2(1 - \beta^2) - m_{e^-}^2c^4 \times (1 - \beta^2 \cos^2 \theta)]^{1/2}}{1 - \beta^2 \cos^2 \theta} \quad (3.9)$$

où les énergies sont définies dans le référentiel du laboratoire, E_{e^-} étant l'énergie détectée et E_0 l'énergie réelle d'émission. L'équation (3.9) n'ayant pas de solution

analytique, il n'existe pas de relation linéaire telle que $E_0 = f(E_{e^-})$. Une autre formulation de l'équation (3.9) a été développée par [56] :

$$E_0 = \frac{E_{e^-} + m_{e^-}c^2 - \beta \cos \theta \sqrt{E_{e^-}^2 + 2m_{e^-}c^2E_{e^-}}}{\sqrt{1 - \beta^2}} - m_{e^-}c^2 \quad (3.10)$$

Pour déterminer l'énergie réelle d'émission E_0 d'un électron, on applique donc à posteriori l'équation (3.10) à chacune des transitions observées dans les spectres en énergie.

▷ Correction d'efficacité

La courbe d'efficacité relative du multi-détecteur SACRED a été mesurée avec une source de ^{133}Ba pour un potentiel de la barrière électrostatique porté à -40 kV. Elle est représentée sur la figure 3.5. A basse énergie, l'efficacité de détection est fortement réduite par la barrière électrostatique. Le maximum se situe autour de 150 keV puis l'efficacité chute très rapidement quand l'énergie augmente. Cela est dû à l'intensité du champ magnétique qui est limitée ; ce dernier ne permet alors pas de focaliser sur le détecteur silicium des électrons de haute énergie. De plus, l'épaisseur du détecteur silicium n'est pas suffisante pour arrêter les électrons au-delà de ~ 350 keV. Il est possible de reproduire les données expérimentales avec la même fonctionnelle que celle utilisée pour déterminer la courbe d'efficacité des rayonnements- γ (voir formule (3.6)).

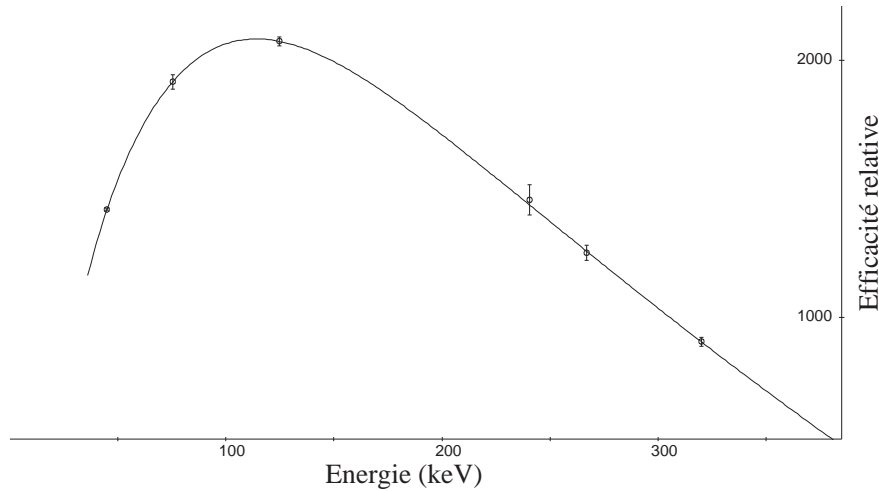


Figure 3.5 : Courbe d'efficacité relative du multi-détecteur silicium du dispositif SACRED déterminée à partir d'une source de ^{133}Ba .

3.3 Sélection des événements

3.3.1 Sélection des résidus de fusion-évaporation

Au plan focal du séparateur RITU, une faible fraction du faisceau diffusé ($\sim 10^{-9}$) est mesurée dans le détecteur silicium. La sélection des seuls événements correspondants à des réactions de fusion-évaporation constitue la première étape de la méthode d'identification RDT. La matrice représentant l'énergie totale déposée dans le détecteur silicium (chaîne "bas gain") en fonction du temps de vol des noyaux mesuré entre les deux détecteurs MWPAC est représentée sur la figure 3.6. On observe clairement que la cinématique est très différente pour le faisceau diffusé et les résidus de fusion-évaporation. Ces derniers sont distribués dans une région restreinte, la distribution en masse et en vitesse des résidus étant relativement similaire pour chacune des voies d'évaporation.

Pour effectuer l'analyse des données et appliquer la technique RDT, seuls les résidus de fusion-évaporation sélectionnés par leur énergie et leur temps de vol sont retenus. Le temps de recherche ΔT choisi pour la corrélation est limité par le taux de comptage dans le détecteur silicium, que nous allons déterminer dans le paragraphe suivant.

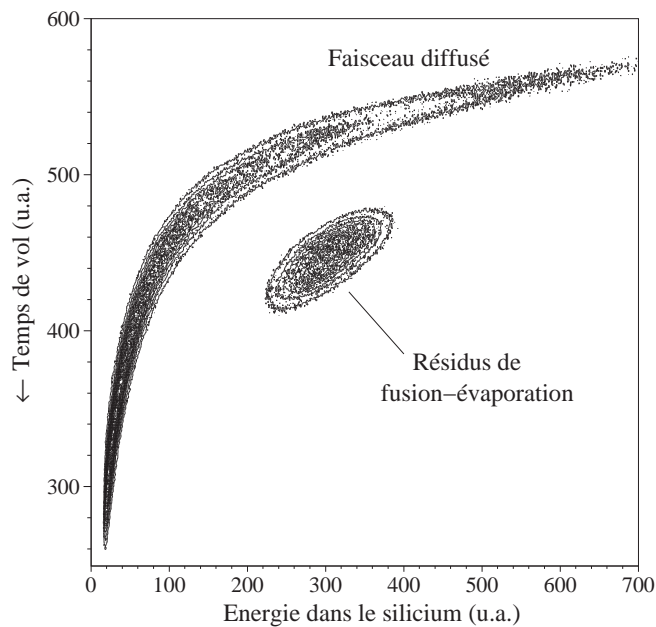


Figure 3.6 : Energie totale déposée dans le détecteur silicium (chaîne "bas gain") en fonction du temps de vol des noyaux mesuré entre les deux détecteurs MWPAC.

3.3.2 Taux de comptage au plan focal

Il est raisonnable de faire l'approximation que les noyaux sont implantés au plan focal avec un taux de comptage constant et que les événements sont distribués de manière aléatoire et indépendante. On en déduit ainsi que la distribution par seconde des événements mesurés dans le détecteur silicium (dans la chaîne "bas gain") suit une loi de Poisson. La distribution de Poisson est définie par :

$$P(n) = e^{-\lambda\Delta t} \frac{(\lambda\Delta t)^n}{n!} \quad (3.11)$$

où $\lambda\Delta t$ est le paramètre de Poisson et n le nombre d'événements compris dans un intervalle Δt . Pour modéliser $n!$, on utilise la fonction Gamma définie par :

$$\Gamma(n) = \int_0^{\infty} x^{n-1} e^{-x} dx \quad (3.12)$$

qui vérifie la relation : $\Gamma(n+1) = n!$ si n est un entier

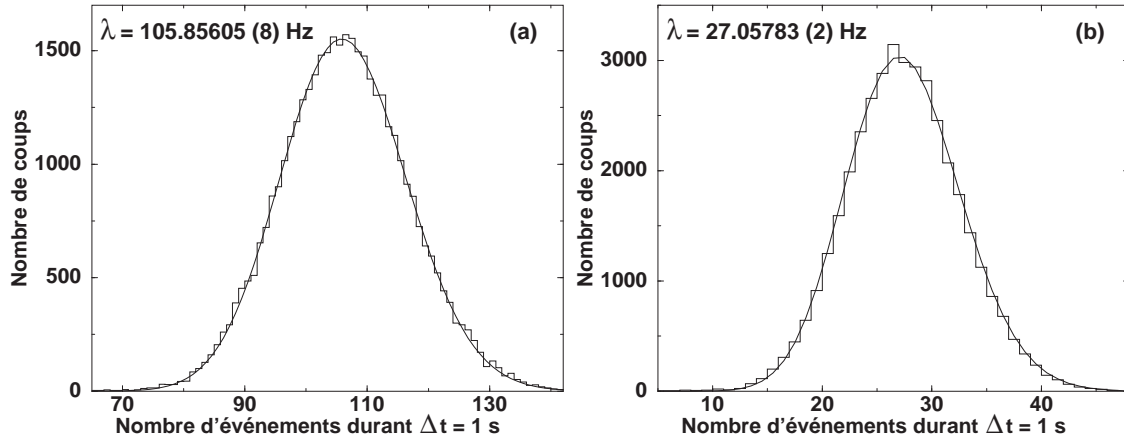


Figure 3.7 : Distribution (non normalisée) du nombre d'événements par seconde au plan focal (a) pour la totalité des événements mesurés (b) pour les seuls résidus de fusion-évaporation.

La distribution du nombre d'événements par seconde, soit $\Delta t = 1$ s, au plan focal est ainsi donnée par :

$$P(n) = \lambda^n \frac{e^{-\lambda}}{e^{\ln\Gamma(n+1)}} \quad (3.13)$$

Pour ajuster le paramètre λ , qui est le taux de comptage par seconde, on introduit une constante de normalisation A dans la formule (3.13) pour reproduire les distributions non normalisées de la figure 3.7, A représentant alors la surface sous ces

courbes. Les paramètres A et λ sont optimisés en utilisant la méthode de Levenberg-Marquardt [57]. Celle-ci permet d'appliquer la méthode des moindres carrés à une fonction non-linéaire à partir des dérivées partielles par rapport aux paramètres de la fonction. La figure 3.7 représente le nombre d'événements par seconde pour tous les noyaux détectés au plan focal (a) et pour les seuls résidus de fusion-évaporation (b). Le taux de comptage est respectivement de 106 et 27 Hz. On réduit ainsi le taux d'implantation effectif par un facteur ~ 4 en sélectionnant les résidus de fusion-évaporation, qui sont donc implantés toutes les 37 ms en moyenne dans le détecteur silicium.

La différence en temps entre des événements consécutifs qui sont distribués suivant une loi de Poisson donne une fonction exponentielle [58]. En effet, la probabilité de n'observer aucun événement dans un intervalle ΔT est selon l'équation (3.11) :

$$P(n = 0) = e^{-\lambda \Delta T} \quad (3.14)$$

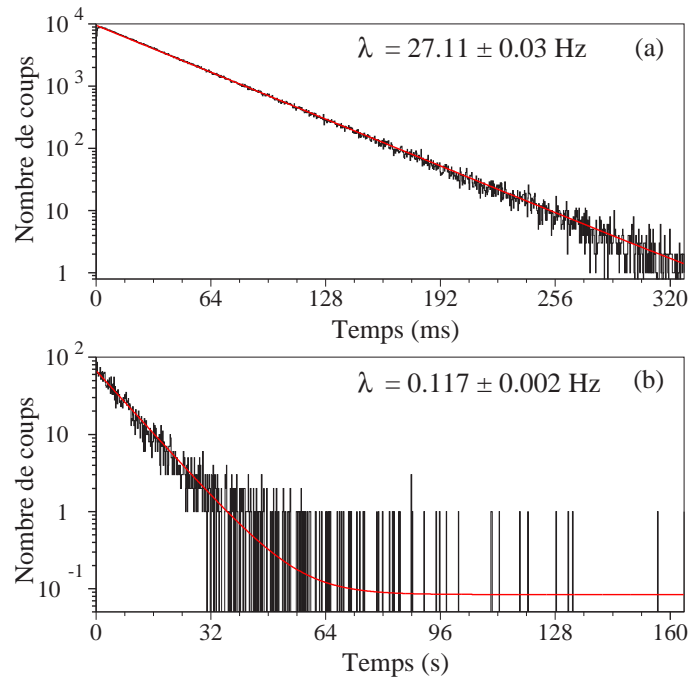


Figure 3.8 Distribution en temps entre deux événements consécutifs (a) pour les résidus mesurés dans l'ensemble du détecteur silicium (b) pour les résidus mesurés dans un pixel effectif.

Celle-ci est représentée sur la figure 3.8 (a) pour deux résidus de fusion-évaporation successifs (b) pour deux résidus de fusion-évaporation successifs implantés dans la même piste et à une distance verticale inférieure à la résolution typique, ce qui donne le taux d'implantation effectif par pixel.

Ces deux distributions (non normalisées) en temps sont ajustées par la fonction :

$$F(t) = A e^{-\lambda t} + B \quad (3.15)$$

en appliquant la méthode du maximum de vraisemblance [59]. Dans le premier cas, B est fixé à 0 et dans le second $B = 0.08 \pm 0.01$. On vérifie que l'on retrouve bien le même taux de comptage pour les résidus, qui est de 27 Hz. Le taux de comptage par pixel est quant à lui de 0.117 Hz. Cela signifie qu'un résidu est implanté dans un pixel effectif du détecteur silicium toutes les 8.5 s environ. Cette valeur donne une limite maximale pour le temps de recherche ΔT utilisé pour la corrélation. En choisissant une valeur de ΔT bien inférieure à 8.5 s, on limite fortement la probabilité de fausses corrélations.

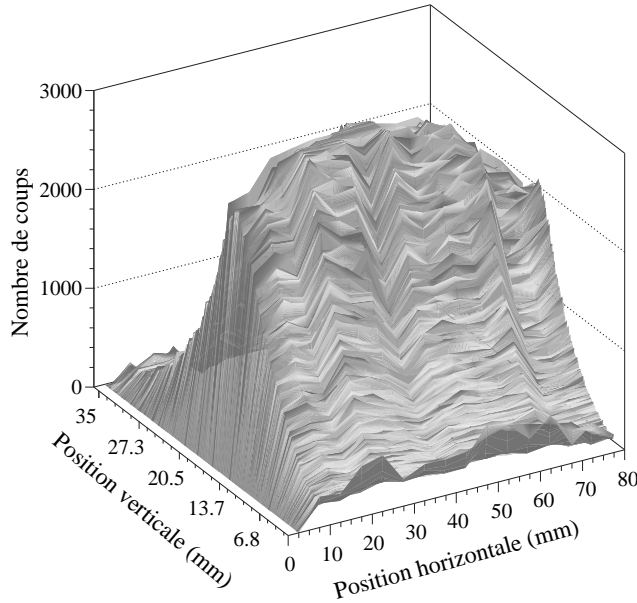


Figure 3.9 : Nombre de noyaux résiduels implantés dans le détecteur silicium en fonction de leur position horizontale et verticale.

A partir de ces deux valeurs, on peut déduire la pixelisation effective N_{pixel} du détecteur silicium par :

$$N_{\text{pixel}} = \frac{\lambda_{\text{résidus}}}{\lambda_{\text{résidus par pixel}}} = 230 \quad (3.16)$$

On obtient donc une pixelisation effective, due à la distribution non homogène des noyaux implantés dans le détecteur silicium (voir figure 3.9), de ~ 230 , ce qui est en accord avec les valeurs couramment obtenues pour ce type d'expérience.

3.3.3 Sélection en temps des rayonnements- γ prompts

Pour obtenir des spectres- γ en énergie "propres", il est nécessaire de sélectionner un rayonnement par le temps séparant la détection d'un résidu au plan focal et son émission au niveau de la cible. Ainsi, on s'assure qu'il correspond très probablement à la désexcitation d'un résidu de fusion-évaporation.

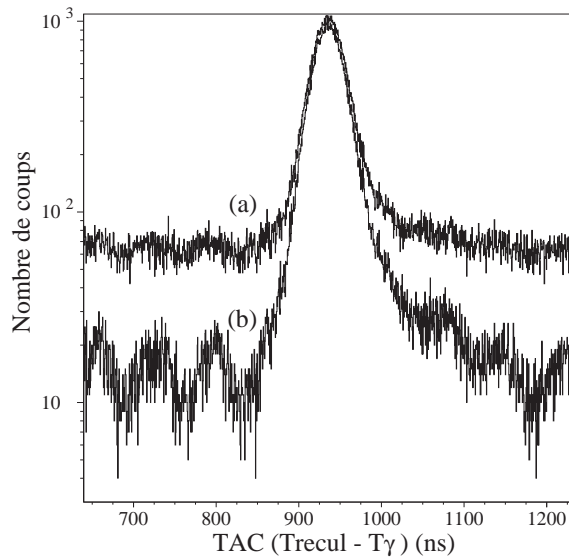


Figure 3.10 : Différence de temps entre un rayonnement- γ émis autour de la cible et un événement mesuré dans le détecteur silicium (a) pour tous les événements (b) pour les seuls résidus de fusion-évaporation. La calibration (valeur relative) est donnée en ns.

La figure 3.10 représente le spectre de la différence en temps entre un événement mesuré dans le détecteur silicium au plan focal et un rayonnement- γ détecté dans Jurosphere II. On observe un pic qui correspond aux coïncidences promptes. Sur la courbe (a) de la figure 3.10, tous les événements mesurés dans le détecteur silicium sont pris en compte. Le large bruit de fond est dû, entre autres, aux coïncidences avec les rayonnements- γ issus de la désexcitation du faisceau diffusé qui atteint le plan focal. On a alors un rapport pic/fond : $\frac{P}{F} \sim 6.2$. Dans le cas où on ne sélectionne

que les résidus de fusion-évaporation au plan focal (3.10(b)), le bruit de fond est très fortement diminué, le rapport pic/fond devient : $\frac{P}{F} \sim 26.7$. On observe une structure en “vagues” de part et d’autre du pic. Elle est due aux coïncidences fortuites avec les rayonnements- γ des noyaux qui ont subi une excitation coulombienne ou des produits de fission, produits abondamment dans chacun des cas (cf § 2.1.1) et qui sont détectés pendant un pulse du faisceau. La différence en temps entre deux pulses donne la période de la haute-fréquence du faisceau cyclotron, qui est de ~ 70 ns. Entre les deux spectres, le rapport $\frac{P}{F}$ est amélioré par un facteur 4 environ, ce qui donne bien le même rapport qu’entre le taux de comptage total du détecteur silicium et celui des résidus de fusion-évaporation (cf § 3.3.2). Sur la droite du pic prompt, on distingue un épaulement dû aux rayonnements- γ de basse énergie pour lesquels la réponse en temps du détecteur Ge est plus lente que celle pour les rayonnements de plus haute énergie.

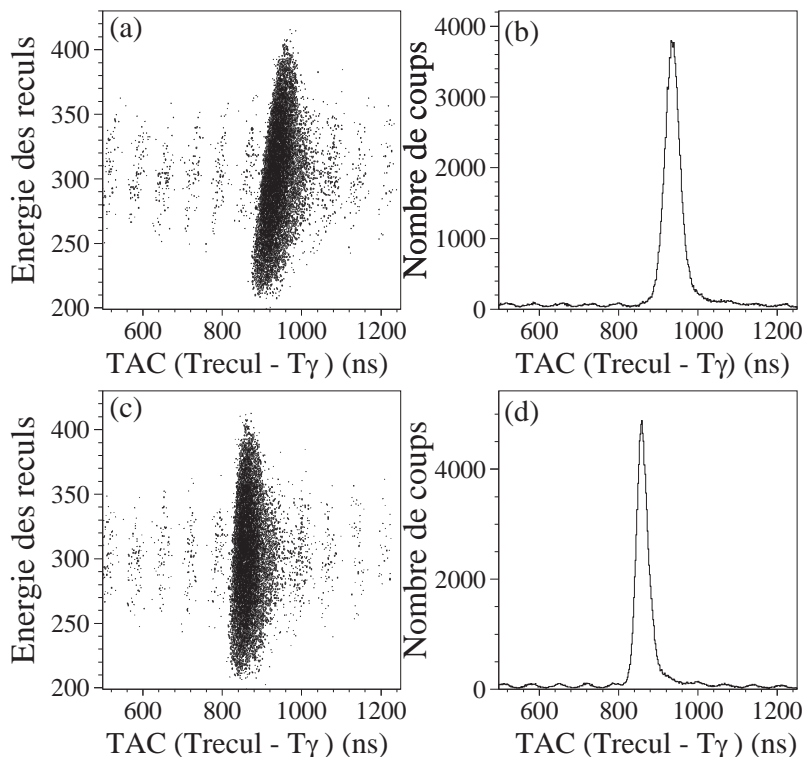


Figure 3.11 : Matrice de la différence en temps entre un recul et un rayonnement- γ prompt en fonction de l’énergie des reculs (a) sans correction (b) après correction de la dépendance temps-énergie. La projection de ces matrices sur l’axe des abscisses est représentée respectivement en (b) et (d).

Le temps mesuré entre un événement détecté au plan focal et un rayonnement- γ prompt (TAC) dépend de l'énergie des reculs déposée dans le détecteur silicium. On observe "ce phénomène" sur la matrice représentée sur la figure 3.11(a). La distribution en énergie des reculs a une forme de "banane" en fonction du temps. Cela détériore la résolution du spectre en temps (figure 3.11(b)) dont la largeur à mi-hauteur est d'environ 48 ns. En appliquant une correction telle que :

$$\text{TAC}_{\text{corrigé}} = \text{TAC}_{\text{brut}} + a \times E_{\text{silicium}} \quad (3.17)$$

où a est le paramètre de régression linéaire, on obtient la matrice représentée sur la figure 3.11(c). Ainsi, on s'affranchit de la dépendance temps-énergie et on obtient une résolution bien meilleure du spectre en temps, dont la largeur à mi-hauteur est alors d'environ 34 ns (figure 3.11(d)). L'amélioration de la résolution est d'environ 30%, ce qui est crucial car ce spectre en temps permet de sélectionner les rayonnements- γ prompt par une fenêtre en temps, de 120 ns de largeur, placée autour du pic. La correction permet ainsi de réduire la contribution des événements issus des pulses situés à la droite du pic.

3.4 Sélectivité de la technique RDT

La nécessité d'utiliser la technique RDT est développée pour la spectroscopie γ -prompte (§ 3.4.1) au niveau de la cible ainsi que pour la spectroscopie γ -retardée (cf § 3.4.2) au plan focal du séparateur RITU.

3.4.1 Spectroscopie γ -prompte

La sélectivité de la technique RDT est illustrée par les trois spectres en énergie des rayonnements γ -prompts de la figure 3.12, qui correspondent aux résultats de l'expérience avec un faisceau de ^{83}Kr sur une cible de ^{109}Ag .

(a) **spectre- γ brut.** Pendant l'expérience, toutes les données sont enregistrées dans des histogrammes sans qu'aucun "trigger" ne soit déclenché. Ce spectre, qui ne représente qu'une part infime de la statistique, permet d'observer les transitions- γ issues de chacun des mécanismes de réaction. Il est dominé par les transitions de l'excitation coulombienne de la cible de ^{109}Ag . Cela correspond à l'excitation des états $3/2^-$ et $5/2^-$ ayant des énergies de 311 et 415 keV respectivement. La transition entre ces deux états ($3/2^- \rightarrow 5/2^-$) à 104 keV est également

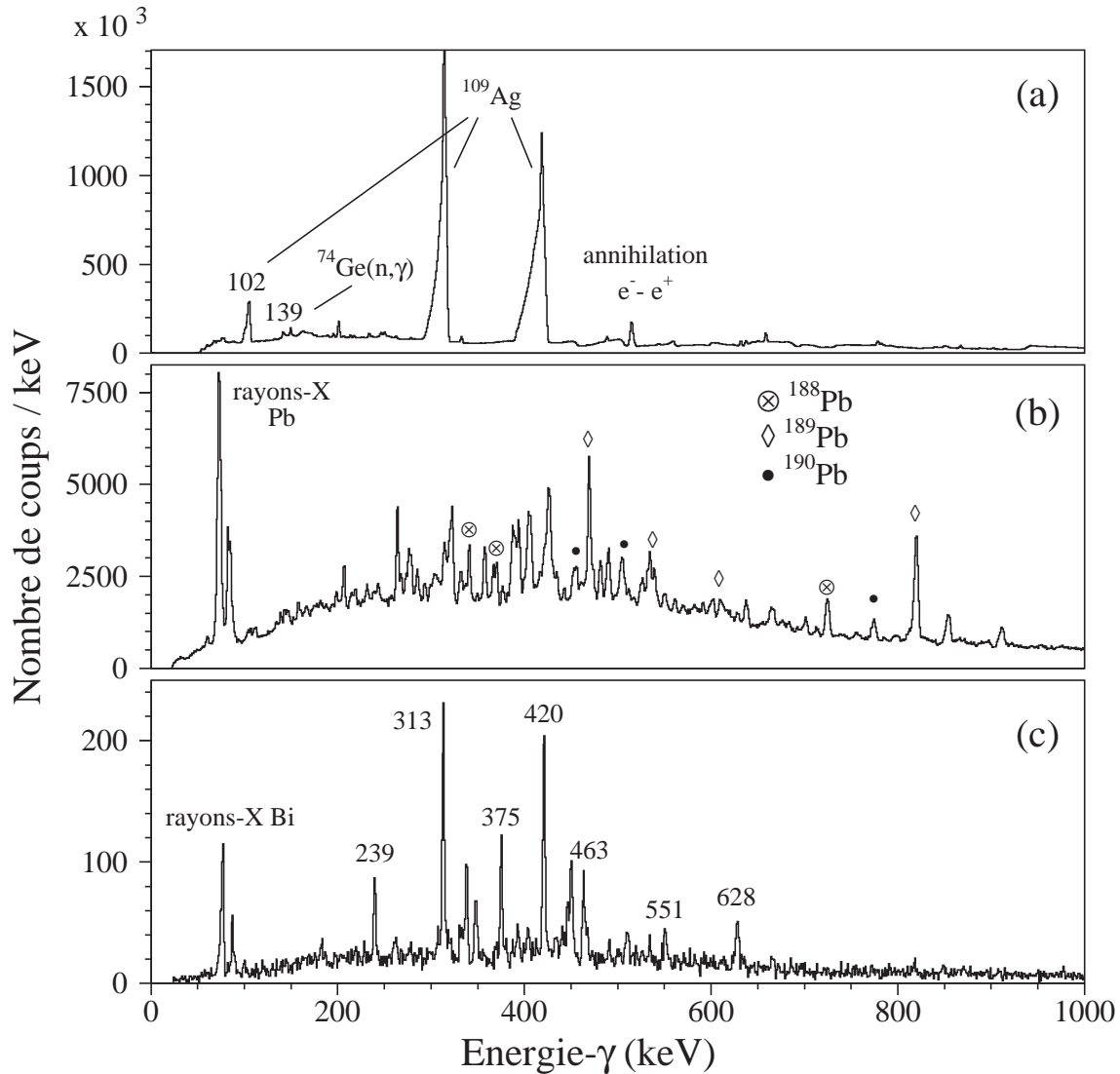


Figure 3.12 : Spectres en énergie des rayonnements γ -prompts. (a) spectre brut (sans “trigger”), dominé par l’excitation coulombienne de la cible de ^{109}Ag . (b) spectre obtenu en sélectionnant les résidus de fusion-évaporation. (c) spectre obtenu par l’application de la RDT à la décroissance- α de l’état fondamental du ^{189}Bi . Voir le texte pour une description détaillée des spectres.

observée. L’excitation coulombienne du faisceau de ^{83}Kr à 799 keV est dispersée par l’effet Doppler, étant donné la grande vitesse du faisceau ($\beta \sim 10\%$), et n’est donc pas résolue hors du bruit de fond. De nombreux neu-

trons sont produits au cours de ces réactions. Les neutrons interagissent avec les isotopes stables du détecteur Ge et en particulier on observe la réaction $^{74}\text{Ge}(n,\gamma)$ qui produit un rayonnement à 139 keV issu de la désexcitation du ^{75}Ge . Les réactions induites par les neutrons donnent lieu à de nombreuses autres transitions qui ne sont pas détaillées ici. On observe à 511 keV la transition issue de l'annihilation d'un positron (e^+) avec un électron qui donne deux rayonnements- γ dont l'énergie est égale à la masse de l'électron. Ce spectre contient également les rayonnements de la désexcitation des produits de fission. Pour effectuer la spectroscopie d'un noyau de fusion-évaporation, on constate donc qu'il faut s'affranchir de ce bruit de fond pour nos expériences. La première étape consiste à sélectionner les résidus de fusion-évaporation transmis au plan focal du séparateur couplé au multi-détecteur de rayonnements- γ .

(b) spectre- γ sélectionné par les résidus. Toute la statistique de l'expérience est maintenant considérée. Le spectre- γ est incrémenté à condition qu'un résidu de fusion-évaporation soit implanté au plan focal et que les rayonnements- γ émis en coïncidence aient une valeur associée du TAC γ -prompt reculé comprise dans la fenêtre définie par le pic prompt. On observe sur ce spectre de nombreux pics sur un bruit de fond encore important. Les transitions des bandes rotationnelles des résidus de ^{188}Pb , ^{189}Pb et ^{190}Pb sont clairement observées ainsi que les rayons-X du plomb. Le noyau le plus fortement peuplé est le ^{189}Pb , ce qui signifie que l'énergie de faisceau optimisée pour la production du ^{189}Bi favorise également la voie d'évaporation p2n. Sur le spectre- α (voir figure 3.2), la transition correspondant à la désexcitation du ^{189}Pb est moins intense que celle du ^{188}Pb , ce qui s'explique par le facteur ~ 23 entre le rapport d'embranchement- α $^{188}\text{Pb}/^{189}\text{Pb}$. Sur le spectre- γ , seuls les noyaux produits avec des sections efficaces de quelques centaines de μbarn sortent du bruit de fond. La sélection des résidus n'est donc pas suffisante pour étudier l'isotope de ^{189}Bi pour lequel la section efficace de production est de l'ordre de quelques μbarn (cf § 2.3.2).

(c) spectre- γ obtenu par l'application de la RDT. La dernière étape consiste à appliquer la méthode de la RDT à l'isotope de ^{189}Bi . Pour cela, on sélectionne les particules- α de la désexcitation de l'état fondamental du ^{189}Bi que l'on corrèle en temps et en position avec un résidu de fusion-évaporation sélectionné sur la matrice de la figure 3.6. La condition en position est que le résidu et sa décroissance- α ne soient pas distants de plus d'un mm (cela correspond à la distance séparant les deux extrémités du pic observé sur le spectre ΔY de

la figure (3.3(d))). En ce qui concerne le temps de recherche, il est de 2 s soit environ 3 fois la période de la décroissance- α qui est de 670 ms. Ce temps de recherche est bien inférieur aux 8.5 s séparant deux résidus implantés dans le même pixel (cf § 3.3.2). On observe sur ce spectre les rayons-X du bismuth, ce qui confirme la bonne identification du noyau, ainsi que de nombreuses transitions qui étaient noyées dans le spectre (b) et qui sont attribuées à la désexcitation des états excités du ^{189}Bi . A partir de ce spectre, il est possible de déduire un schéma de niveau du ^{189}Bi comme nous le verrons dans le chapitre 4.

▷ Corrélations accidentelles

En appliquant la technique RDT, qui est fondée sur des corrélations retardées, il est possible qu'une paire corrélée recul- α , qui remplit les critères en position et en temps, ne corresponde pas à une "vraie" corrélation. Il y a deux sources de corrélations accidentelles :

- dans le cas où un recul n'a pas été détecté à cause du temps mort de l'acquisition, sa décroissance- α peut être mesurée et associée à un recul émis antérieurement. Ainsi, on a une coïncidence fortuite.
- dans le cas où entre le temps d'implantation d'un recul et celui de sa décroissance- α , un autre recul est mesuré dans le même pixel, cela conduit également à une fausse corrélation [54].

L'estimation du taux de fausses corrélations est indispensable pour évaluer la qualité des spectres- γ obtenus par la RDT. Le nombre de corrélations accidentelles par pixel N_{acc} des paires recul- α est estimé par l'équation [60] :

$$N_{acc} = DR_{recul}[1 - e^{-R_\alpha T}] \quad (3.18)$$

où D est la durée totale de l'expérience, R_{recul} le taux de comptage par pixel des reculs sélectionnés par la matrice (3.6), R_α le taux de comptage par pixel des particules- α corrélées et T le temps de recherche. En utilisant la technique décrite dans le paragraphe 3.3.2, on déduit, par la différence en temps entre deux décroissances- α , la valeur du taux de comptage par pixel des particules- α : $R_\alpha = 1.7 \times 10^{-3}$ Hz. Avec un temps de recherche $T = 2$, on a $R_\alpha T \ll 1$, on peut alors appliquer un développement limité et l'équation (3.18) devient :

$$N_{acc} = DR_{recul}R_\alpha T \quad (3.19)$$

$DR_{\text{recul}}N_{\text{pixel}}$ est déterminé expérimentalement et correspond au nombre total de résidus collectés pendant toute la durée de l'expérience ; soit environ 8 millions de résidus. Le nombre total de corrélations accidentelles déduites de la formule (3.19) pour le spectre RDT de la figure (3.12(c)) est d'environ 27000.

Le taux de coïncidences fortuites peut également être déduit de l'expérience. Pour cela, on applique la technique RDT, mais au lieu de corrélérer un recul et sa décroissance- α dans la même piste, on cherche le recul dans la piste adjacente à celle de la particule- α . Par cette méthode, on obtient une valeur du nombre de coïncidences accidentelles de ~ 29000 ; qui est à 7% près la valeur obtenue par la formule (3.19).

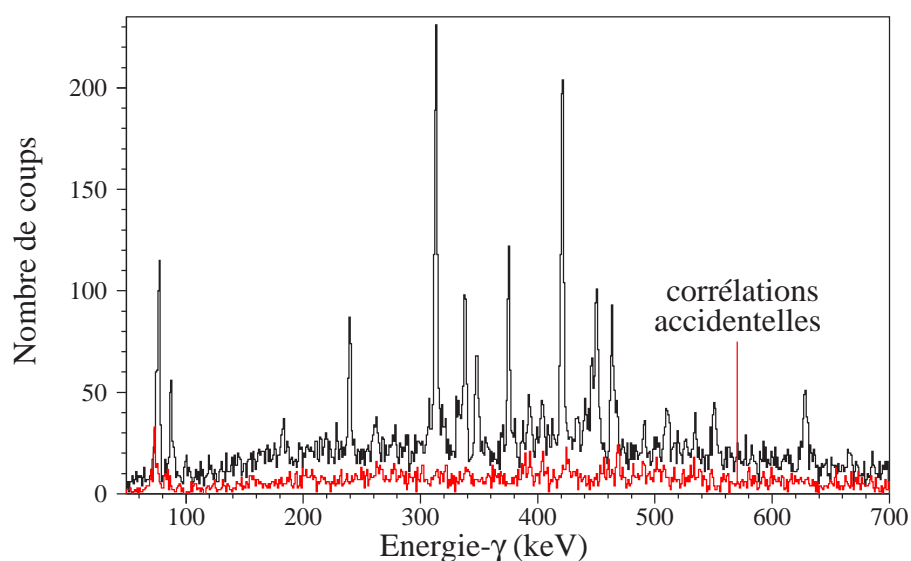


Figure 3.13 : Spectre- γ RDT pour la décroissance- α de l'état fondamental du ^{189}Bi (trait plein) comparé au même spectre obtenu pour des corrélations accidentelles (trait pointillé).

Le nombre total de particules- α corrélées est de 117 200, il y a donc $\sim 25\%$ de fausses corrélations. Sur la figure 3.13, on constate que le spectre- γ associé à de fausses corrélations est similaire à celui obtenu par sélection des résidus de fusion-évaporation (voir figure 3.12(b)), avec cependant un certain facteur de suppression. Ainsi, il est possible de mesurer le bruit de fond associé au spectre RDT.

3.4.2 Spectroscopie γ -retardée

Considérons la réaction ^{82}Kr sur ^{109}Ag . Cette expérience a été réalisée en utilisant un détecteur Ge au plan focal. Il permet d'étudier la désexcitation des noyaux implantés dans le détecteur silicium dans un état isomérique, ayant un temps de vie supérieur au temps de vol dans le séparateur. On effectue ainsi une spectroscopie dite retardée. Les résidus de fusion-évaporation produits dans nos réactions ont une vitesse relative β de l'ordre de 4 %, ce qui correspond à un temps de vol entre la cible et le plan focal d'environ 400 ns. Ainsi, il est possible d'étudier les propriétés d'états ayant une période d'au moins quelques dizaines de ns.

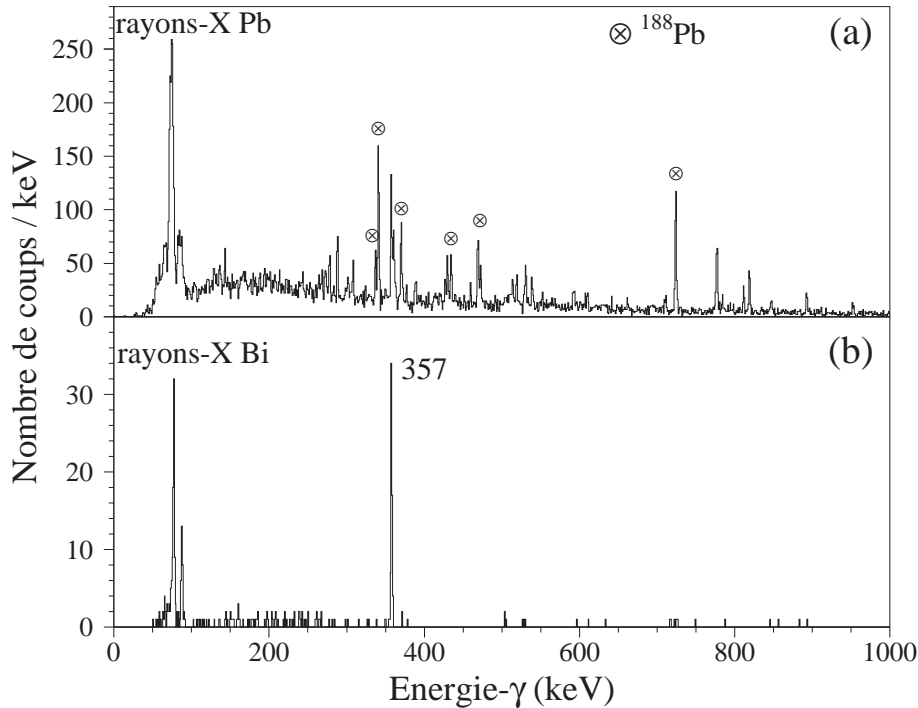


Figure 3.14 : Spectres en énergie des rayonnements γ détectés au plan focal par un détecteur Ge. keV peuple un état de basse énergie dont la désexcitation est fortement convertie. Dans ce cas, l'énergie mesurée est la somme des énergies α et e^- , soit 6010 keV. (a) spectre obtenu en sélectionnant les résidus de fusion-évaporation. (b) spectre obtenu par l'application de la RDT à la décroissance- α de l'état fondamental du ^{189}Bi .

Pour illustrer la performance de la technique RDT pour l'étude des états isomériques, deux spectres en énergie des rayonnements γ -retardés sont présentés sur la

figure 3.14. Le spectre (a) contient toutes les transitions détectées au plan focal dans le même événement qu'un résidu. La production des noyaux de fusion-évaporation est dominée par la formation de ^{188}Pb . On distingue clairement 6 transitions issues de la désexcitation d'états isomériques de ce noyau [61] ainsi que les rayons-X du plomb. Dans une seconde étape, on applique la technique RDT pour sélectionner l'isotope ^{189}Bi par la décroissance- α de son état fondamental. On incrémente un spectre (b) contenant les transitions détectées au plan focal pendant $32 \mu\text{s}$ après l'implantation du résidu identifié. La sélectivité de cette technique est évidente ; seule une transition est observée à une énergie de 357 keV ainsi que les rayons-X du bismuth. Cette unique transition est contenue dans le spectre (a) sur lequel elle ne peut être isolée étant donné le nombre de transitions parasites issues des autres noyaux de fusion-évaporation. Ces résultats seront discutés dans le paragraphe 4.2.

3.4.3 Méthode des corrélations génétiques

Le principe des corrélations génétiques consiste à identifier un noyau père et son fils par leur décroissance- α respective. Soit un noyau ^A_ZX implanté dans le détecteur silicium. La technique RDT permet de l'identifier, comme nous l'avons vu dans le paragraphe 3.1, par sa décroissance- α . La mesure d'une particule- α est la signature de la présence du noyau fils $^{A-4}_{Z-2}\text{Y}$ dans le même pixel effectif. Dans le cas où ce noyau fils est également émetteur- α , il est possible d'utiliser la technique de corrélation en temps et en position pour réaliser l'étude de sa structure fine. Ainsi, on obtient des informations sur une chaîne de décroissance- α , comme cela est réalisé dans les expériences sur les noyaux super-lourds.

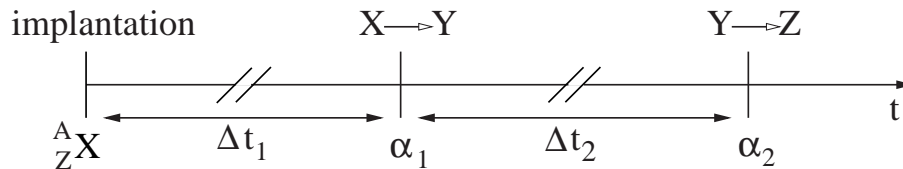


Figure 3.15 : Diagramme en temps d'une corrélation recul- α - α . Ces événements sont détectés dans le même pixel effectif du détecteur silicium.

La figure 3.15 représente la succession dans le temps d'événements détectés dans la même piste du détecteur silicium et dont la différence de position verticale est inférieure à $500 \mu\text{m}$. Un noyau fils est identifié par la détection d'une particule- α corrélée au noyau père par la technique RDT. Si on mesure une particule- α à la même position que le noyau fils et que la différence de temps d'implantation entre

ces deux événements est plus petite que trois fois la période de l'état émetteur- α dans le noyau fils, alors on incrémente un spectre en énergie- α . Ainsi, on a une technique très sélective pour étudier la structure fine de noyaux fils des produits de fusion-évaporation. Cette technique sera illustrée par un exemple dans le paragraphe 4.1.1.

3.5 Conclusion

La technique d'analyse RDT qui permet événement par événement l'identification de noyaux émetteurs de particules- α , est une méthode très sélective et performante. Elle est fondée sur la corrélation en temps et en position d'un résidu et de sa décroissance- α caractéristique. Pour l'appliquer, il faut tout d'abord apporter des corrections très rigoureuses aux signaux mesurés dans le détecteur silicium. Pour l'analyse, la sélection des noyaux par leur temps de vol se montre indispensable pour s'affranchir du faisceau diffusé implanté au plan focal. Une condition fondamentale est que la différence de temps entre deux résidus implantés dans le même pixel effectif du détecteur silicium au plan focal du séparateur soit très largement supérieure à la période de la décroissance- α qui signe la production du noyau d'intérêt. Finalement, nous avons montré comment extraire les rayonnements- γ prompts issus de la désexcitation d'un noyau parmi le large bruit de fond induit par l'excitation coulombienne, les produits de fission ainsi que les résidus produits dans les différentes voies d'évaporation. De même, cette technique offre la possibilité de séparer les rayonnements- γ retardés, qui signent l'existence d'états isomériques, parmi les rayonnements provenant du faisceau diffusé et de tous les noyaux détectés au plan focal de RITU.

Chapitre 4

Résultats expérimentaux

4.1 Spectroscopie- α

4.1.1 Spectroscopie- α de l'isotope ^{189}Bi

L'isotope ^{189}Bi est produit dans la réaction entre un faisceau de ^{83}Kr et une cible de ^{109}Ag (cf § 2.3.2) dans la voie d'évaporation à trois neutrons avec une section efficace de l'ordre de $12 \mu\text{barn}$.

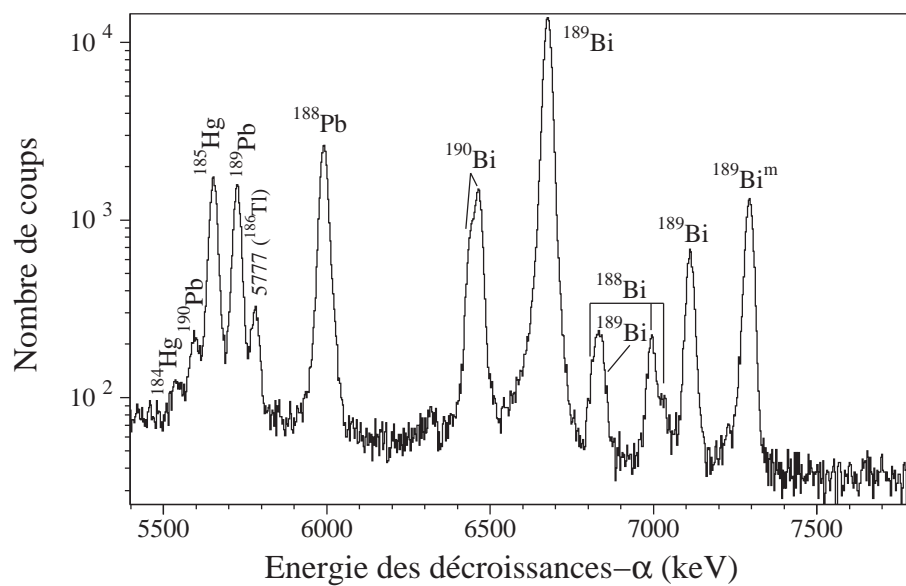


Figure 4.1 : Spectre en énergie des décroissances- α pour la réaction ^{83}Kr sur ^{109}Ag .

Le spectre en énergie des décroissances- α de la figure 4.1 représente environ cinq jours de prise de données. Les noyaux produits, répertoriés dans la table 4.1, sont identifiés par l'énergie de leur décroissance- α . On observe un bon accord entre nos résultats expérimentaux et les énergies publiées dans la littérature.

Table 4.1 : Isotopes produits dans la réaction ^{83}Kr sur ^{109}Ag . L'énergie E_α (erreur statistique et due à l'étalonnage) et l'intensité des transitions observées sont données. L'énergie est comparée aux valeurs publiées dans la littérature. (*) transitions utilisées pour l'étalonnage.

Isotope	E_α (keV)	Nombre de coups	E_α (keV) (litt.)
^{184}Hg	$5540.7 \pm 1.2 \pm 5$	570 ± 40	5535 ± 15 [62]
^{190}Pb	$5593.8 \pm 0.5 \pm 5$	1620 ± 50	5577 ± 5 [63]
^{185}Hg	5652(*)	15070 ± 160	5652 ± 15 [52]
^{189}Pb	$5721.8 \pm 0.1 \pm 5$	13430 ± 140	5720 ± 10 [64]
^{188}Pb	5983(*)	24600 ± 230	5983 ± 4 [53]
^{190}Bi	$6434.8 \pm 0.3 \pm 5$	6090 ± 190	6431 ± 5 [65]
^{190}Bi	$6460.1 \pm 0.2 \pm 5$	12030 ± 210	6456 ± 5 [65]
^{189}Bi	6672(*)	133400 ± 500	6672 ± 2 [45]
^{188}Bi	$6811.6 \pm 3.9 \pm 5$	800 ± 390	6815 ± 6 [45]
^{189}Bi	$6831.4 \pm 2.9 \pm 5$	1700 ± 280	6833 ± 7 [45]
^{188}Bi	$6988.5 \pm 0.5 \pm 5$	1670 ± 50	6987 ± 6 [45]
^{188}Bi	$7026.8 \pm 1.4 \pm 5$	470 ± 40	7029 ± 7 [45]
^{189}Bi	$7105.7 \pm 0.2 \pm 5$	5850 ± 90	7114 ± 6 [45]
$^{189}\text{Bi}^m$	$7286.0 \pm 0.1 \pm 5$	12300 ± 150	7292 ± 6 [45]

Les noyaux identifiés par leur décroissance- α sont produits dans différentes voies d'évaporation. La réaction étant réalisée à une énergie légèrement supérieure à celle de la barrière coulombienne, peu de particules sont évaporées. Ainsi, on observe deux transitions- α de l'isotope ^{190}Bi (voie 2n) ; l'une à une énergie de 6431 keV (état 3^-) et l'autre à une énergie de 6460 keV (état 10^+). Leurs rapports d'embranchement- α sont respectivement de 90^{+10}_{-30} % et de 70 ± 9 % [65]. L'isotope de ^{189}Bi est produit dans la voie 3n. Les rapports d'embranchement des deux transitions- α les plus intenses de la décroissance de cet isotope, mesurées à des énergies de 6672 et 7286 keV, sont tous les deux égaux à 75 ± 25 % [48]. La structure fine de cet isotope sera dis-

cutée par la suite. L'isotope ^{188}Bi est également observé dans la voie d'évaporation à 4 neutrons, cependant le rapport d'embranchement- α de cet isotope n'a pas été pour l'instant déterminé [48].

Les isotopes ^{190}Pb (voie pn), ^{189}Pb (voie p2n) et ^{188}Pb (voie p3n) sont également identifiés par spectroscopie- α . Etant donné les faibles rapports d'embranchement- α de ces noyaux, respectivement 0.9 ± 0.2 , 0.42 et 9.3% [48, 46], les voies d'évaporation pxn sont en fait largement dominantes.

L'isotope ^{185}Hg est à la fois produit par la décroissance- α du ^{189}Pb mais également par décroissance- β^+ du ^{185}Tl , fils du ^{189}Bi , et dont l'intensité d'émission- α est trop faible pour qu'il soit observé sur le spectre de la figure 4.1. Cette hypothèse sur la population du ^{185}Hg sera corroborée par la suite au moyen de corrélations $\alpha - \alpha$.

Les isotopes de thallium ne sont pas identifiés car ils ne sont pas ou très peu émetteurs- α dans cette région de masse. Cependant, la transition mesurée à une énergie de 5777 keV pourrait être celle de l'isotope ^{186}Tl (voie $\alpha 2n$). D'après la référence [66], cette décroissance a une énergie d'environ 5760 keV. La production de cet isotope est difficilement compatible avec le rapport d'embranchement- α établi à $6 \times 10^{-4} \%$ [67]. Il est possible que ce rapport d'embranchement soit en réalité plus élevé. Cette hypothèse est soutenue par le fait que ce noyau a été observé dans la réaction ^{46}Ti sur ^{144}Nd avec une intensité non négligeable [62].

Table 4.2 : Energies (erreurs statistique et due à l'étalonnage), intensités relatives et périodes (erreurs statistique et due à l'ajustement) des décroissances- α de l'isotope ^{189}Bi déterminées dans ce travail et comparées aux travaux de Wauters *et al.* [45].

ce travail			littérature		
E_α (keV)	I_{rel} (%)	$T_{1/2}$ (ms)	E_α (keV)	I_{rel} (%)	$T_{1/2}$ (ms)
6672	94.6 ± 0.5	$667 \pm 3 \pm 15$	6672 ± 2	95 ± 2	728 ± 40
non observée	< 0.3	-	6550 ± 15	1.2 ± 0.9	~ 1000
$6831.4 \pm 2.9 \pm 5$	1.2 ± 0.2	-	6833 ± 7	1.3 ± 0.6	1400^{+1000}_{-800}
$7105.7 \pm 0.2 \pm 5$	4.20 ± 0.09	$676 \pm 13 \pm 40$	7114 ± 6	3.1 ± 0.7	~ 1000
$7286.0 \pm 0.1 \pm 5$	100	$5.2 \pm 0.1 \pm 0.2$	7292 ± 6	88 ± 3	5.2 ± 0.6
non observée	-	-	7114 ± 7	12 ± 3	8 ± 4

Considérons la décroissance- α de l'isotope ^{189}Bi . La table 4.2 donne les énergies, intensités relatives et périodes de décroissance des différentes transitions- α observées dans ce travail en comparaison avec les travaux publiés par Wauters *et al.* [45].

Pour déterminer l'énergie des états, il est nécessaire de prendre en compte l'énergie de recul du noyau fils. Pour cela on considère la chaleur de réaction Q_α , définie par l'équation (1.46) à partir de l'énergie cinétique E_α des particules- α :

$$Q_\alpha = E_\alpha \left(1 + \frac{M_\alpha}{M_{\text{fils}}} \right) \quad (4.1)$$

où M_α et M_{fils} sont respectivement la masse de la particule- α et celle du noyau fils. Les valeurs Q_α ainsi calculées sont données dans la table 4.3. L'identification des transitions est établie sur la base des travaux de la référence [45].

Table 4.3 : Energies, chaleurs de réactions et identifications des transitions- α du ^{189}Bi .

E_α (keV)	Q_α (keV)	Transition
6672	6816 ± 5	$9/2^- \rightarrow 9/2^-$
6831	6979 ± 6	$9/2^- \rightarrow 3/2^+$
7106	7259 ± 5	$9/2^- \rightarrow 1/2^+$
7286	7444 ± 5	$1/2^+ \rightarrow 1/2^+$

Plusieurs conclusions apparaissent au vu de nos travaux. Tout d'abord, la décroissance- α établie à une énergie de 6550 keV dans la référence [45] n'est pas observée dans notre expérience. D'après l'intensité de cette transition précédemment définie à 1.2 ± 0.9 %, on devrait observer 2700 ± 1300 coups à cette énergie. Or, étant donné le bruit de fond, une transition contenant quelques centaines de coup devrait être résolue. Une limite supérieure de 0.3 % pour l'intensité de cette transition semble raisonnable. Il est important de noter que cette décroissance peuple dans le noyau de ^{185}Tl un état $11/2^-$ qui n'a jamais été observé par spectroscopie- γ .

Trois transitions issues de l'état fondamental $9/2^-$ de l'isotope ^{189}Bi sont observées à des énergies de 6672, 6831.4 ± 5.8 et 7105.7 ± 5 keV. Leur intensité relative est en accord avec les valeurs précédemment publiées.

En ce qui concerne la décroissance de l'état isomérique $1/2^+$ du ^{189}Bi , seule une transition- α est observée à une énergie de 7286 ± 5 keV. Il avait été précédemment

établi que la transition à 7114 ± 6 keV, mesurée à 7106 ± 5 keV dans notre expérience, avait deux composantes en temps. L'une avec une grande période, de l'ordre de 1000 ms, proviendrait de la décroissance de l'état fondamental du ^{189}Bi et l'autre avec une courte période (8 ± 4 ms) de celle de son état isomérique $1/2^+$. L'existence d'une telle transition est peu probable d'après nos résultats. En effet, le spectre de la différence en temps entre un résidu et une particule- α corrélés dans un temps de 30 ms ne présente pas de signature d'une courte période. De plus, le nombre de coups observés est compatible avec la décroissance d'une transition ayant une période de l'ordre de la seconde. Cela met ainsi en cause la présence d'un état à 182 keV dans l'isotope ^{185}Tl . Nos résultats confirment donc les spin-parité des états déterminés dans l'isotope de ^{185}Tl [45] : un état fondamental $1/2^+$ et des états excités $9/2^-$ et $3/2^+$. Finalement, le schéma de niveau de la décroissance par émission de particule- α du ^{189}Bi vers l'isotope ^{185}Tl déduit de nos résultats est présenté sur la figure 4.2.

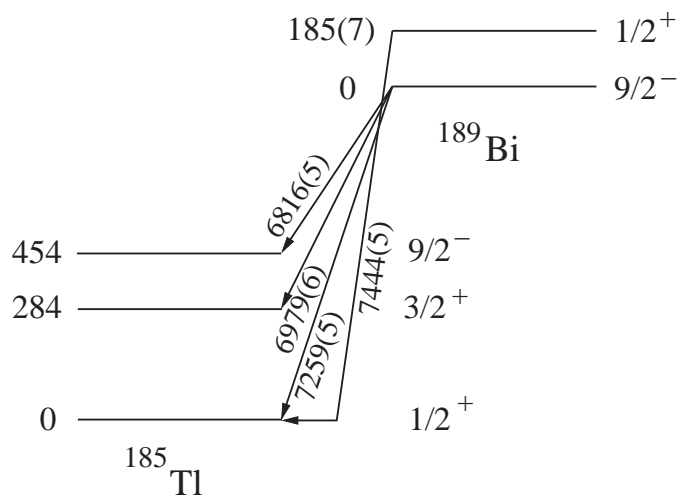


Figure 4.2 : Schéma de niveau de l'isotope ^{189}Bi et de sa décroissance par émission de particules- α sur l'isotope ^{185}Tl . Les énergies, données en keV, sont les chaleurs de réaction Q_α .

L'énergie de l'état $1/2^+$ du ^{189}Bi est déterminée à partir de la différence en énergie des chaleurs de réaction Q_α entre les transitions ($1/2^+ \rightarrow 1/2^+$) et ($9/2^- \rightarrow 1/2^+$). Cela établit l'état $1/2^+$ à une énergie de 185 ± 7 keV. Cette valeur est en accord avec celle de la référence [45] qui donnait l'énergie de cet état à 182 ± 8 keV. De plus cela confirme la tendance de la systématique en énergie des états $1/2^+$ dans les isotopes de bismuth de masse impaire, comme nous le verrons dans le paragraphe 5.1.1.

Cette expérience a permis de mesurer avec une plus grande précision la période de décroissance des états émetteurs de particule- α . Pour cela on applique la technique décrite dans le paragraphe 3.2.1. Les spectres en temps sont ainsi ajustés par la somme de deux fonctions exponentielles décroissantes (voir formule (3.4)). Sur le spectre de la figure 4.3 est représentée la différence de temps entre l'implantation d'un noyau de ^{189}Bi et la mesure de la décroissance- α caractéristique de l'état isomérique $1/2^+$ à une énergie de 7286 keV. Pour cela la technique RDT est appliquée en considérant un temps de recherche de 200 ms. On constate que les données expérimentales sont très bien reproduites par l'ajustement. La période associée aux corrélations fortuites est de 190 ± 100 ms et celle de l'état émetteur- α est :

$$T_{1/2}(^{189}\text{Bi} ; 1/2^+) = 5.2 \pm 0.1 \pm 0.2 \text{ ms} \quad (4.2)$$

Cette valeur est parfaitement en accord avec le résultat de la référence [45], qui donne une valeur de cette période de 5.2 ± 0.6 ms.

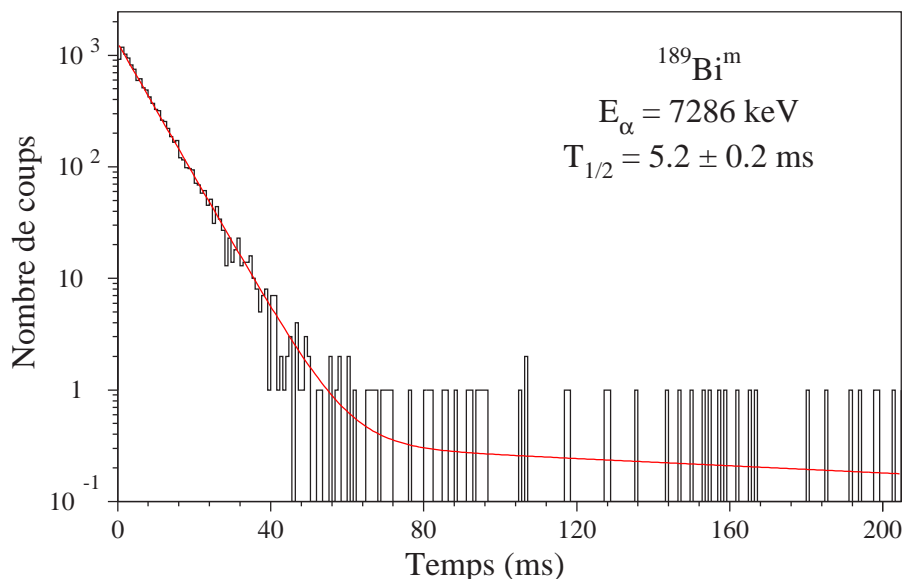


Figure 4.3 : Spectre de la différence en temps entre un recul et une particule- α issue de la décroissance de l'état isomérique du ^{189}Bi à une énergie de 7286 keV.

La période de l'état fondamental $9/2^-$ de l'isotope ^{189}Bi est déterminée à partir de deux des trois transitions- α de cet état. La transition- α à une énergie de 6831 keV du

^{189}Bi est fortement mélangée avec une transition- α du ^{188}Bi ; dans ces conditions une mesure réaliste de la période ne peut-être déterminée avec précision. En revanche, la technique RDT a été appliquée avec succès aux transitions ayant des énergies de 6672 et 7106 keV en considérant un temps de recherche de 32 s. Les spectres en temps sont présentés respectivement sur les figures 4.4(a) et 4.4(b). Pour chacun des deux ajustements, le période mesurée pour les corrélations fortuites est de l'ordre de 8 s. Cette valeur est en accord avec le taux de comptage des reculs (cf § 3.3.2) à partir duquel on déduit une différence de temps de 8.5 s entre deux reculs successifs implantés dans le même pixel effectif. Les périodes suivantes sont déterminées, avec respectivement l'erreur statistique et celle due à l'ajustement :

$$T_{1/2}(^{189}\text{Bi} ; 9/2^- ; E_\alpha = 6672 \text{ keV}) = 667 \pm 3 \pm 15 \text{ ms} \quad (4.3)$$

$$T_{1/2}(^{189}\text{Bi} ; 9/2^- ; E_\alpha = 7106 \text{ keV}) = 676 \pm 13 \pm 40 \text{ ms} \quad (4.4)$$

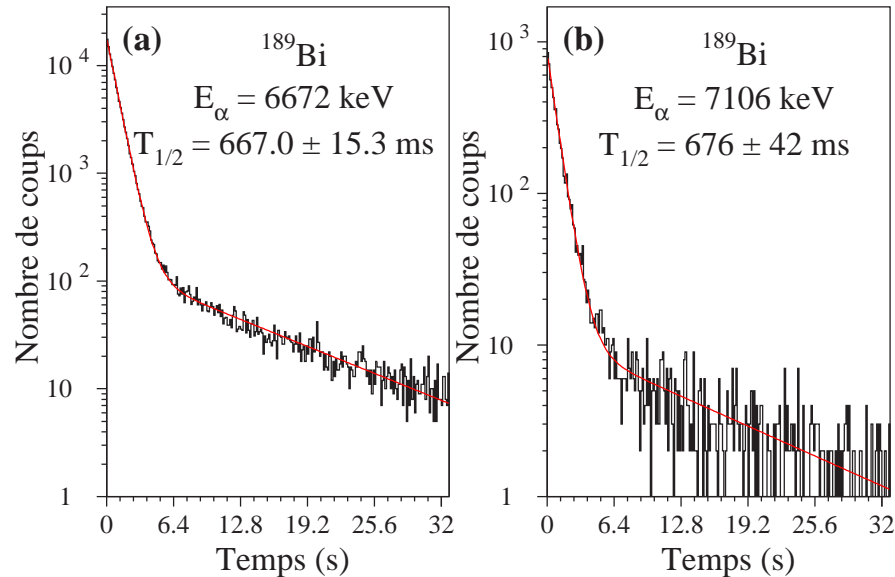


Figure 4.4 : Spectres de la différence en temps entre un recul et une particule- α issue de la décroissance de l'état fondamental du ^{189}Bi à une énergie de (a) 6672 keV (b) 7106 keV.

En combinant le résultat de ces deux mesures [68], on obtient pour la période de l'état fondamental de l'isotope ^{189}Bi :

$$T_{1/2}(^{189}\text{Bi} ; 9/2^-) = 668 \pm 14 \text{ ms} \quad (4.5)$$

Ce résultat est en accord avec celui de la référence [45] qui donne pour la période de l'état fondamental, mesurée par la décroissance- α à une énergie de 6672 keV, une valeur de 728 ± 40 ms.

▷ Corrélations α - α

La statistique accumulée pour la transition- α de l'état fondamental $9/2^-$ de l'isotope ^{189}Bi vers l'état isomérique $9/2^-$ de l'isotope ^{185}Tl , lui même émetteur- α , est suffisante pour envisager d'effectuer des corrélations génétiques. Pour cela, on applique la technique décrite dans le paragraphe 3.4.3. Le noyau fils du ^{189}Bi est identifié par la détection d'une particule- α à une énergie de 6672 keV qui est corrélée avec un résidu de fusion-évaporation par la technique RDT. Puis on applique la technique de corrélation, en recherchant dans un temps de 6 s après la détection de l'isotope ^{185}Tl , une particule- α mesurée dans le même pixel. Ce temps de recherche correspond à environ trois fois la valeur de la période de l'état $9/2^-$ de l'isotope ^{185}Tl ($T_{1/2} = 1.83$ s) qui est émetteur- α [66].

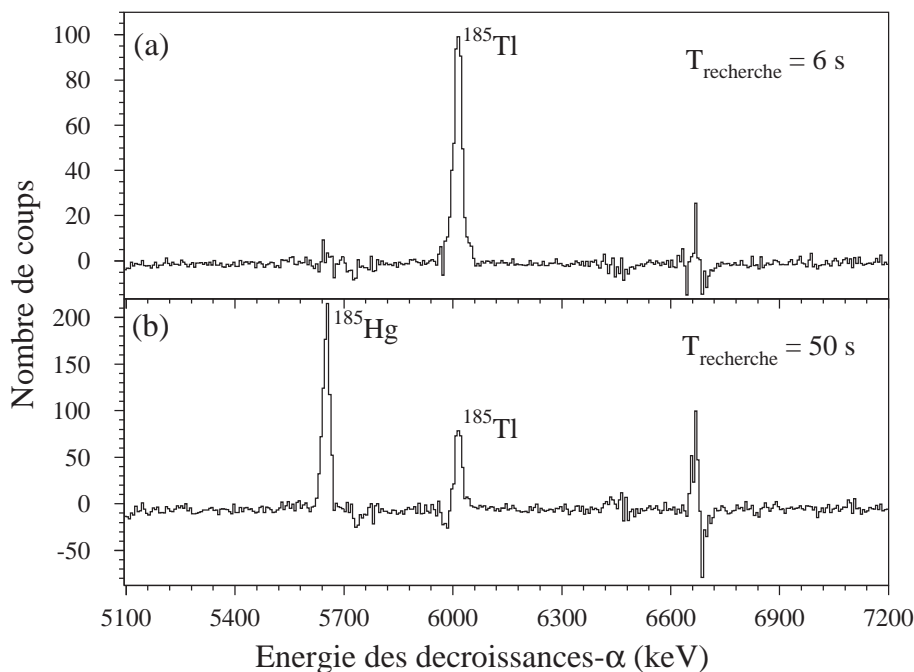


Figure 4.5 : Spectre en énergie des transitions- α corrélées avec la décroissance- α d'un noyau de ^{189}Bi identifié par la technique RDT. Le temps de recherche considéré entre deux transitions- α est de (a) 6 s (b) 50 s.

Le spectre ainsi obtenu contient un nombre non négligeable de fausses corrélations. Pour s'affranchir de ce bruit de fond, on soustrait à ce spectre une fraction du spectre brut des particules- α . Le coefficient utilisé pour cette soustraction est le rapport entre l'intensité de la transition à une énergie de 6672 keV dans le spectre total et dans le spectre des énergies- α corrélées ; il est de l'ordre de 1 %. On obtient ainsi le spectre de la figure 4.5(a). On distingue clairement un pic à une énergie de 6010 keV. En moyenne, le nombre de coups du spectre en dehors du pic est nul. Les fluctuations observées de part et d'autre de zéro sont dues à la soustraction de fond. D'après la littérature [69, 66, 70], deux transitions- α sont identifiées dans l'isotope ^{185}Tl ; l'une à une énergie de 5975 keV et l'autre à une énergie de 6010 keV. Leurs intensités relatives sont respectivement de 84 ± 5 et 16 ± 5 %. Par corrélation α - α , une seule de ces transitions est observée. L'hypothèse suivante est envisageable : la transition- α de 5975 keV peuple un état de basse énergie dont la désexcitation est fortement convertie. Dans ce cas, l'énergie mesurée est la somme des énergies de la particule- α et d'un électron de conversion qui est alors égale à 6010 keV.

Pour confirmer l'identification de l'isotope de ^{185}Tl , un temps de recherche de 50 s entre deux particules- α a été considéré. Le spectre après soustraction de fond est présenté sur la figure 4.5(b). L'intensité de la transition- α du ^{185}Tl est légèrement plus faible que sur la figure 4.5(a) ; cela s'explique par la soustraction de fond qui est différente dans chacun des cas. On observe de plus la décroissance du ^{185}Hg à une énergie de 5652 keV. C'est la signature que l'état fondamental $1/2^-$ du ^{185}Hg qui a une période de 49 s [66] est peuplé par décroissance- β^+ du ^{185}Tl . L'identification de l'isotope de ^{185}Hg est une indication supplémentaire que la transition mesurée à une énergie de 6010 keV provient bien de la décroissance de l'isotope ^{185}Tl .

4.1.2 Spectroscopie- α de l'isotope ^{188}Bi

La réaction $^{82}\text{Kr} + ^{109}\text{Ag} \rightarrow ^{191}\text{Bi}^*$ était dédiée à l'étude de l'isotope ^{189}Bi dans la voie 2n. Cependant, comme nous l'avons vu dans le paragraphe précédent, ce noyau a été produit avec une plus grande section efficace dans une autre réaction. Cette expérience apporte des informations sur un noyau peu connu jusqu'à présent : l'isotope ^{188}Bi . Il est produit dans la voie d'évaporation 3n. Le spectre en énergie des décroissances- α est représenté sur la figure 4.6.

L'ajustement des pics est effectué en ajoutant à la gaussienne un paramètre qui permet de reproduire les queues de distribution. On observe ce phénomène à la gauche des pics. Il est dû au vieillissement du détecteur silicium. En effet le taux d'impuretés du détecteur augmente avec sa durée de fonctionnement, ce qui entraîne

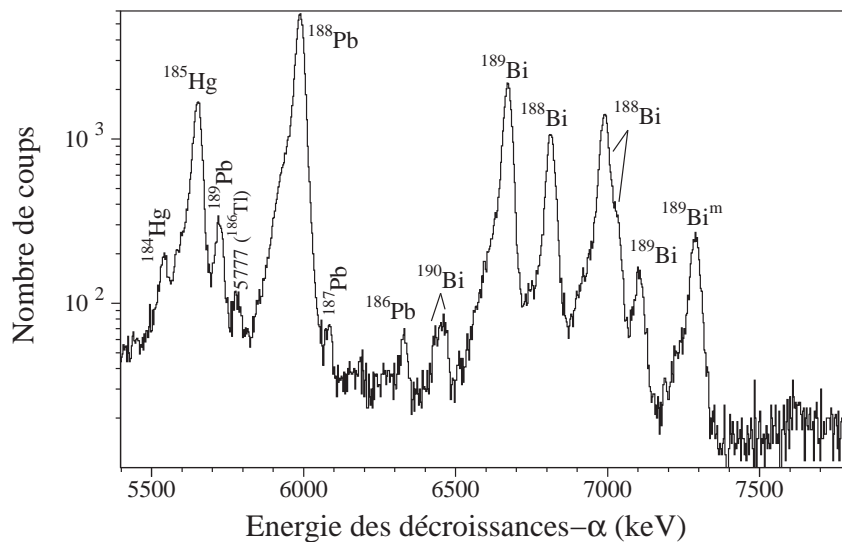


Figure 4.6 : Spectre en énergie des décroissances- α pour la réaction ^{82}Kr sur ^{109}Ag .

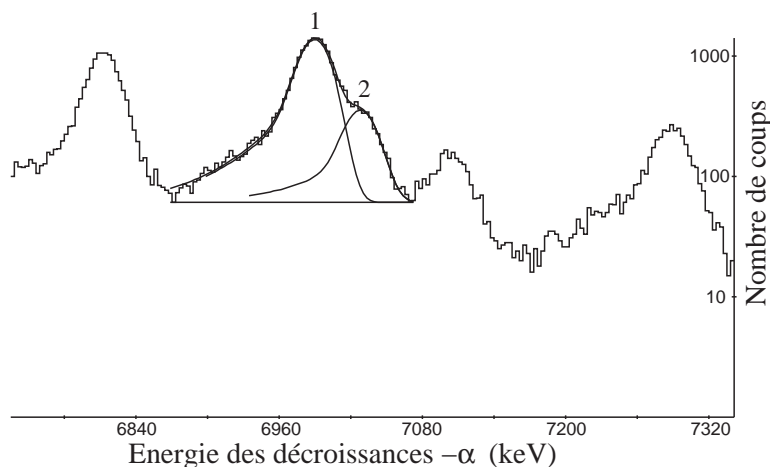


Figure 4.7 : Ajustement des pics à 6989 keV (1) et 7028 keV (2) du ^{188}Bi .

une dégradation de la collection de charges. Un exemple d'ajustement, pour deux transitions proches en énergie, est montré sur la figure 4.7.

Les noyaux identifiés sont répertoriés dans la table 4.4. Cette expérience conduit à la production de résidus de fusion-évaporation dans des voies d'évaporation de neutrons. Les isotopes ^{188}Bi et ^{189}Bi proviennent respectivement des voies $3n$ et $2n$. Cependant, la grande majorité des résidus de fusion-évaporation sont issus de

Table 4.4 : Isotopes produits dans la réaction ^{82}Kr sur ^{109}Ag . L'énergie E_α (erreur statistique et due à l'étalonnage) et l'intensité des transitions observées sont données. L'énergie est comparée aux valeurs publiées dans la littérature. (*) transitions utilisées pour l'étalonnage.

Isotope	E_α (keV)	Nombre de coups	E_α (keV) (litt.)
^{184}Hg	$5538.5 \pm 1.2 \pm 5$	640 ± 120	5535 ± 15 [62]
^{185}Hg	5652(*)	14980 ± 220	5652 ± 15 [52]
^{189}Pb	$5722.2 \pm 0.7 \pm 5$	2350 ± 220	5720 ± 10 [64]
^{188}Pb	5983(*)	50200 ± 400	5983 ± 4 [53]
$^{187}\text{Pb}^m$	$6082.4 \pm 1.2 \pm 5$	360 ± 150	6073 ± 10 [71]
^{186}Pb	$6327.6 \pm 1.3 \pm 5$	245 ± 30	6332 ± 10 [63]
^{190}Bi	$6434.6 \pm 1.7 \pm 5$	245 ± 40	6431 ± 5 [65]
^{190}Bi	$6459.7 \pm 1.2 \pm 5$	360 ± 40	6456 ± 5 [65]
^{189}Bi	6672(*)	19750 ± 270	6672 ± 2 [45]
^{188}Bi	$6811.4 \pm 0.2 \pm 5$	10200 ± 180	6815 ± 6 [45]
^{188}Bi	$6989.5 \pm 0.2 \pm 5$	17850 ± 550	6987 ± 6 [45]
^{188}Bi	$7027.8 \pm 0.8 \pm 5$	3400 ± 170	7029 ± 7 [45]
^{189}Bi	$7103.5 \pm 0.9 \pm 5$	1120 ± 100	7114 ± 6 [45]
$^{189}\text{Bi}^m$	$7287.1 \pm 0.5 \pm 5$	3750 ± 280	7292 ± 6 [45]

Table 4.5 : Energies (erreurs statistique et due à l'étalonnage), intensités relatives et périodes (erreurs statistique et due à l'ajustement) des décroissances- α de l'isotope ^{188}Bi déterminées dans ce travail et comparées aux travaux de Wauters *et al.* [45].

ce travail			littérature		
E_α (keV)	I_{rel} (%)	$T_{1/2}$ (ms)	E_α (keV)	I_{rel} (%)	$T_{1/2}$ (ms)
$6811.4 \pm 0.2 \pm 5$	100	$310 \pm 5 \pm 10$	6815 ± 6	100	218 ± 50
non observée	< 0.4	-	6897 ± 18	9 ± 3	48_{-14}^{+28}
$6989.5 \pm 0.2 \pm 5$	84 ± 1.7	$60.7 \pm 0.6 \pm 2$	6987 ± 6	63 ± 5	46 ± 7
$7027.8 \pm 0.8 \pm 5$	16 ± 0.7	$65.3 \pm 1.8 \pm 4$	7029 ± 7	28 ± 8	63_{-21}^{+50}

voies d'émission de particules chargées. En effet, la décroissance- α de l'isotope ^{188}Pb (voie p2n) est la plus intense. Le rapport d'embranchement- α de cet isotope est de 9.3 % [46].

Les énergies des transitions- α attribuées à la décroissance de l'isotope ^{188}Bi sont données dans la table 4.5 ainsi que leur intensités relatives. Elles sont comparées aux résultats de la référence [45]. La transition établie à une énergie de 6897 ± 18 keV n'est pas observée dans notre expérience. D'après l'intensité de cette transition, 1900 ± 600 coups devraient apparaître à cette énergie sur le spectre de décroissance- α de la figure 4.6. Le bruit de fond étant d'environ 80 coups, l'intensité maximale de la transition- α à 6815 keV se situe aux alentours de 0.4 %.

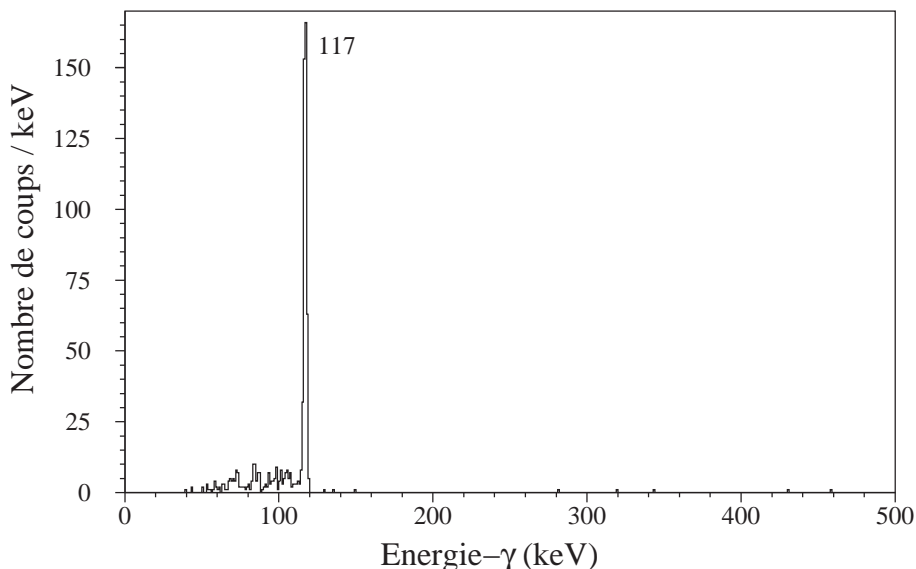


Figure 4.8 : Spectre en énergie des rayonnements- γ mesurés au plan focal par un détecteur Ge en coïncidence avec une transition- α à 6989 keV de l'isotope ^{188}Bi identifié par la technique RDT.

La décroissance- α à 6989 keV est en coïncidence avec un rayonnement- γ de 117 keV détecté au plan focal (voir figure 4.8). D'après la systématique des isotopes impair-impair de bismuth [65], deux transitions- α proviennent de la décroissance d'un état de bas spin (3^+) et d'un état de haut spin (10^-). La transition- α issue de l'état de bas spin est en coïncidence avec une transition- γ de type $E1$, de l'isotope ^{194}Bi à l'isotope ^{188}Bi . Pour ce dernier noyau, la coïncidence avec une raie- γ à une énergie de 117 keV avait déjà été observée [65]. Ainsi on peut émettre l'hypothèse que la transition- α à une énergie de 6811 keV est issu d'un état 10^- de l'isotope

^{188}Bi et celle à 6989 keV d'un état 3^+ .

Le spectre de la figure 4.9 présente la différence de temps mesurée entre un isotope ^{188}Bi et sa décroissance- α à une énergie de 6811 keV. La paire recul- α est corrélée avec un temps de recherche de 10 s. La période associée aux corrélations fortuites est de l'ordre de 5 s. La période de l'état 10^- est :

$$T_{1/2}(^{188}\text{Bi} ; 10^-) = 310 \pm 11 \text{ ms} \quad (4.6)$$

Cette valeur est compatible à 2σ près avec la mesure de la référence [45] (218 ± 50 ms). La précision est cependant meilleure avec nos résultats ; la statistique étant augmentée de deux ordres de grandeur.

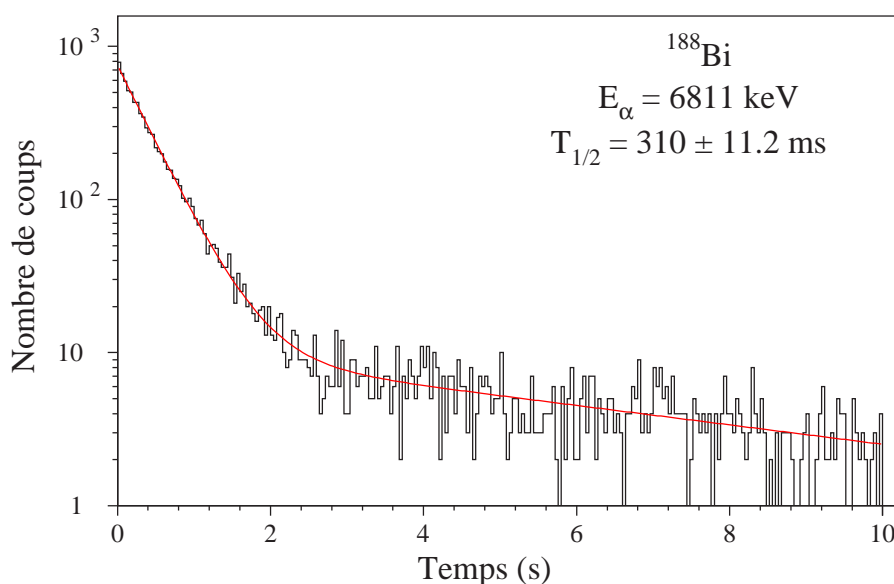


Figure 4.9 : Spectre de la différence en temps entre un recul et une particule- α issue de la décroissance de de l'état 10^- du ^{188}Bi à une énergie de 6811 keV.

En ce qui concerne les transitions- α à 6989 keV et 7028 keV, le spectre de leur décroissance en temps est présenté respectivement sur les figures 4.10(a) et 4.10(b). Le temps de recherche considéré pour la corrélation est de 10 s ; cependant les spectres sont montrés dans la limite de 2.5 s. La période associée aux corrélations fortuites est de l'ordre de 4 s. Les périodes suivantes sont mesurées :

$$T_{1/2}(^{188}\text{Bi} ; 3^+ ; E_\alpha = 6989 \text{ keV}) = 60.7 \pm 0.6 \pm 2 \text{ ms} \quad (4.7)$$

$$T_{1/2}(^{188}\text{Bi} ; 3^+ ; E_\alpha = 7028 \text{ keV}) = 65.3 \pm 1.8 \pm 4 \text{ ms} \quad (4.8)$$

Ces deux valeurs sont en excellent accord, ce qui supporte l'hypothèse que les transitions- α proviennent du même état. En combinant les résultats de ces deux mesures, on obtient pour la période de l'état 3^+ :

$$T_{1/2}(^{188}\text{Bi} ; 3^+) = 61.5 \pm 1.9 \text{ ms} \quad (4.9)$$

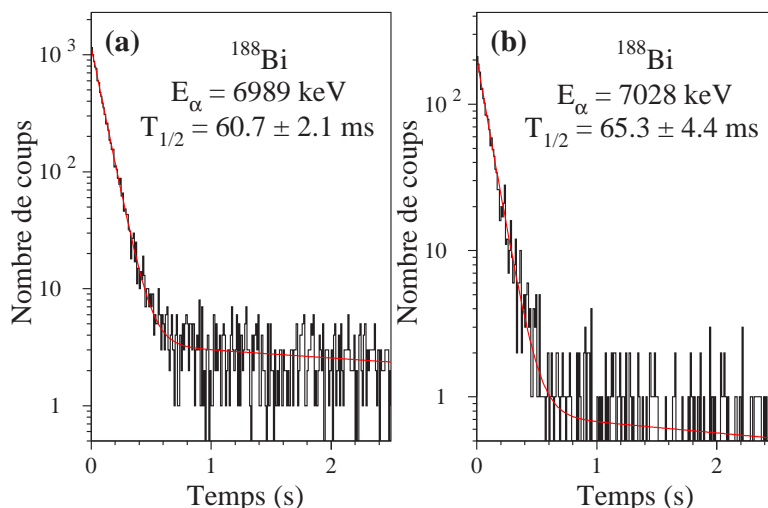


Figure 4.10 : Spectres de la différence en temps entre un recul et une particule- α issue de la décroissance de l'état 3^+ du ^{188}Bi à une énergie de (a) 6989 keV et (b) 7028 keV.

Malheureusement, ces nouvelles données expérimentales ne permettent pas de construire un schéma de niveau des noyaux père et fils ; en particulier à cause du manque de connaissance dans l'isotope ^{184}Tl .

4.1.3 Spectroscopie- α de l'isotope ^{187}Bi

Considérons la réaction $^{82}\text{Kr} + ^{107}\text{Ag} \rightarrow ^{189}\text{Bi}^*$. L'objectif de cette expérience est d'étudier l'isotope ^{187}Bi . Celui-ci est produit dans la voie d'évaporation à deux neutrons avec une section efficace de production très faible, d'environ 40 nbarn. Le spectre en énergie des décroissances- α , représenté sur la figure 4.11, correspond à un peu plus de deux jours de prise de données. Les noyaux produits sont répertoriés dans la table 4.6

La production de ^{186}Pb dans la voie p2n est largement dominante. Le rapport d'embranchement- α de cet isotope est de 38% [46]. La production de ^{187}Pb dans la

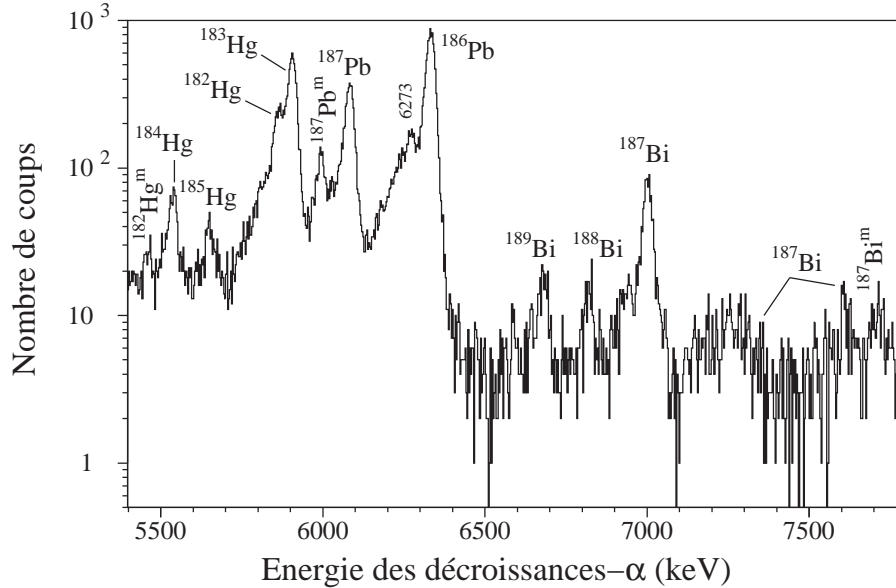


Figure 4.11 : Spectre en énergie des décroissances- α pour la réaction ^{82}Kr sur ^{107}Ag .

voie pn est également très importante. Elle est identifiée par deux transitions- α de cet isotope, ayant respectivement des énergies (rapport d'embranchement) de 5993 keV ($b_\alpha = 7\%$) et 6081 keV ($b_\alpha = 12\%$) [72]. La décroissance de l'état fondamental de cet isotope à une énergie de 6194 keV est noyée dans le bruit de fond de l'isotope ^{186}Pb et d'une transition non identifiée à 6273 keV.

Les isotopes ^{183}Hg et ^{182}Hg sont des sous-produits de la réaction. En effet, leur taux de production est compatible avec le fait qu'ils soient issus respectivement de la décroissance- α des isotopes ^{187}Pb et ^{186}Pb .

Les isotopes ^{185}Hg et ^{184}Hg sont respectivement produits dans les voies d'évaporation 3pn et αp . Les voies 2pn et $2\text{p}2\text{n}$ ne sont pas observées, étant donné le faible rapport d'embranchement- α des noyaux ^{186}Tl et ^{185}Tl .

Les énergies, intensités relatives et périodes de décroissance des transitions- α de l'isotope ^{187}Bi sont données dans la table 4.7. Ces valeurs sont déterminées avec une précision accrue par rapport aux travaux publiés dans la référence [74], la statistique étant augmentée par un facteur 10 environ.

Considérons dans un premier temps les énergies des décroissances- α . On constate que celles-ci ainsi que leurs intensités relatives sont compatibles avec les résultats précédemment publiés. Cependant, les énergies mesurées sont légèrement plus faibles. La transition à 7367 ± 30 keV est maintenant établie à une énergie de 7343 ± 10 keV ;

Table 4.6 : Isotopes produits dans la réaction ^{82}Kr sur ^{107}Ag . L'énergie E_α (erreur statistique et due à l'étalonnage) et l'intensité des transitions observées sont données. L'énergie est comparée aux valeurs publiées dans la littérature. (*) transitions utilisées pour l'étalonnage.

Isotope	E_α (keV)	Nombre de coups	E_α (keV) (litt.)
$^{182}\text{Hg}^m$	$5460.3 \pm 4.4 \pm 8$	85 ± 20	5446 ± 7 [73]
^{184}Hg	$5534.7 \pm 0.9 \pm 8$	520 ± 40	5535 ± 15 [62]
^{185}Hg	$5649.2 \pm 1.6 \pm 8$	230 ± 30	5652 ± 15 [52]
^{182}Hg	$5863.5 \pm 0.7 \pm 8$	1850 ± 100	5867 ± 5 [73]
^{183}Hg	5905(*)	5200 ± 130	5905 ± 15 [52]
^{187}Pb	$5992.7 \pm 1.0 \pm 8$	430 ± 70	5993 ± 10 [71]
$^{187}\text{Pb}^m$	$6081.0 \pm 0.3 \pm 8$	3150 ± 100	6073 ± 10 [71]
^{186}Pb	6335(*)	8500 ± 700	6335 ± 10 [63]
^{189}Bi	$6676.3 \pm 1.9 \pm 8$	165 ± 20	6672 [45]
^{188}Bi	$6818.6 \pm 2.5 \pm 8$	120 ± 15	6815 ± 6 [45]
^{187}Bi	7000(*)	930 ± 45	7000 ± 8 [74]
^{187}Bi	$7343.2 \pm 4.8 \pm 8$	32 ± 18	7367 ± 30 [74]
^{187}Bi	$7611.6 \pm 3.2 \pm 8$	70 ± 20	7612 ± 15 [74]
$^{187}\text{Bi}^m$	$7710.6 \pm 3.4 \pm 8$	70 ± 20	7721 ± 15 [74]

Table 4.7 : Energies (erreurs statistique et due à l'étalonnage), intensités relatives et périodes (erreurs statistique et due à l'ajustement) des décroissances- α de l'isotope ^{187}Bi déterminées dans ce travail et comparées aux travaux de Batchelder *et al.* [74].

ce travail			littérature		
E_α (keV)	I_{rel} (%)	$T_{1/2}$ (ms)	E_α (keV)	I_{rel} (%)	$T_{1/2}$ (ms)
7000	90.1 ± 0.7	$43.8 \pm 1.3 \pm 5$	7000 ± 8	88.3	32 ± 3
$7343.2 \pm 4.8 \pm 8$	3.1 ± 1.0	$35.8 \pm 6.7 \pm 5$	7367 ± 30	3.7	21_8^{29}
$7611.6 \pm 3.2 \pm 8$	6.8 ± 0.8	$43.7 \pm 5.6 \pm 5$	7612 ± 15	8.0	25_{-5}^{+9}
$7710.6 \pm 3.4 \pm 8$	100	0.08 ± 0.03	7721 ± 15	100	$0.29_{-0.05}^{+0.09}$

tandis que celle à 7721 ± 15 keV est mesurée à une énergie de 7711 ± 9 keV.

L'identification des transitions entre les états du ^{187}Bi et ceux du ^{183}Tl , donnée dans la table 4.8, est établie à partir des travaux de la référence [74]. Les valeurs Q_α calculées en appliquant la formule (4.1) sont données dans la table 4.8. Le schéma de niveau de la décroissance par émission de particule- α du ^{187}Bi est représenté sur la figure 4.12.

Table 4.8 : Energies, chaleurs de réactions et identifications des transitions- α du ^{187}Bi .

E_α (keV)	Q_α (keV)	Transition
7000	7153 ± 8	$9/2^- \rightarrow 9/2^-$
7343	7504 ± 9	$9/2^- \rightarrow 3/2^+$
7612	7778 ± 8	$9/2^- \rightarrow 1/2^+$
7711	7879 ± 8	$1/2^+ \rightarrow 1/2^+$

La position en énergie de l'état $1/2^+$ dans l'isotope ^{187}Bi est déterminée par la différence des Q_α entre la transition à 7711 keV ($1/2^+ \rightarrow 1/2^+$) et la transition à 7612 keV ($9/2^- \rightarrow 1/2^+$). Cet état est ainsi établi à une énergie de 101 ± 10 keV.

Dans l'isotope de ^{183}Tl , un état $3/2^+$ est déterminé à une énergie de 250 ± 34 keV par la différence des valeurs Q_α entre la transition ($9/2^- \rightarrow 1/2^+$) et celle ($9/2^- \rightarrow 3/2^+$). Avec nos données, cet état est mesuré à une énergie de 274 ± 10 keV.

Le spectre en temps de la décroissance de l'état fondamental du ^{187}Bi à 7000 keV est représenté sur la figure 4.13. Il est obtenu en mesurant la différence en temps entre un résidu et une particule- α corrélés avec un temps de recherche de 2 s. On observe sur ce spectre la qualité de l'ajustement obtenu à partir de deux fonctions exponentielles. La période mesurée pour cette décroissance est :

$$T_{1/2}(^{187}\text{Bi} ; 9/2^- ; E_\alpha = 7000\text{keV}) = 43.8 \pm 1.3 \pm 5 \text{ ms} \quad (4.10)$$

Pour les deux autres décroissances de l'état fondamental, on mesure :

$$T_{1/2}(^{187}\text{Bi} ; 9/2^- ; E_\alpha = 7343 \text{ keV}) = 35.8 \pm 6.7 \pm 5 \text{ ms} \quad (4.11)$$

$$T_{1/2}(^{187}\text{Bi} ; 9/2^- ; E_\alpha = 7612 \text{ keV}) = 43.7 \pm 5.6 \pm 5 \text{ ms} \quad (4.12)$$

Ces résultats sont donc compatibles entre eux et confirment que ces trois transitions sont issues du même état dont la période est :

$$T_{1/2}(^{187}\text{Bi} ; 9/2^-) = 42.2 \pm 3.8 \text{ ms} \quad (4.13)$$

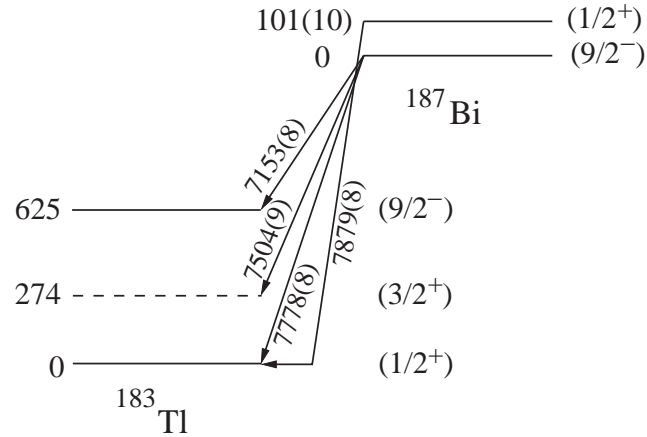


Figure 4.12 : Schéma de niveau de l'isotope ^{187}Bi et de sa décroissance par émission de particules- α sur l'isotope ^{183}Tl . Les énergies, données en keV, sont les chaleurs de réaction Q_α .

La période de l'état excité $1/2^+$ est mesurée à 0.08 ± 0.03 ms. Cette valeur est inférieure de plus d'un facteur trois par rapport à la période déterminée par [74]. Cela peut s'expliquer par le fait que le nombre de coups alors observés pour cette transition était d'à peine une dizaine.

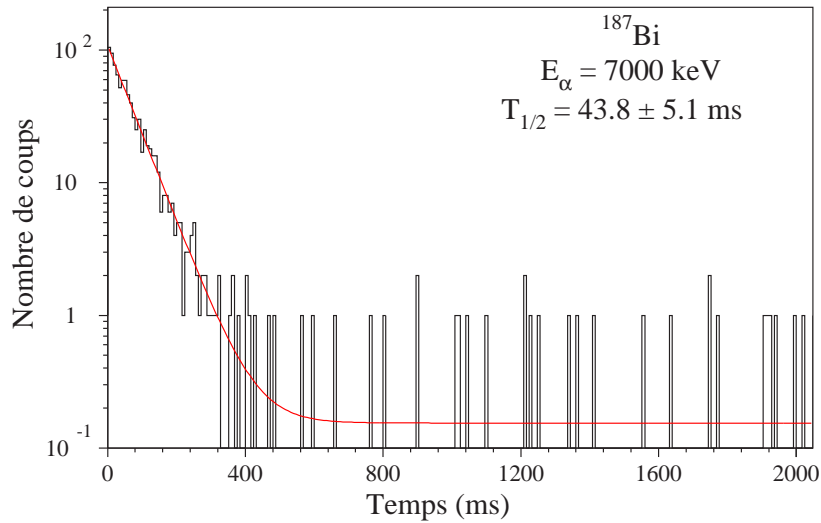


Figure 4.13 : Spectre de la différence en temps entre un recul et une particule- α issue de la décroissance de l'état fondamental du ^{187}Bi à une énergie de 7000 keV.

4.2 Spectroscopie γ -retardée des isotopes $^{187,189}\text{Bi}$

4.2.1 Etat isomérique de l'isotope ^{189}Bi

La réaction $^{109}\text{Ag}(^{82}\text{Kr}, 2n)^{189}\text{Bi}$ a été étudiée en utilisant un détecteur Ge au plan focal du séparateur. Les transitions γ -retardées du noyau ^{189}Bi sont identifiées par la méthode RDT. Pour cela, on sélectionne la décroissance- α de l'état fondamental de ce noyau et on applique la technique de corrélation en considérant un temps de recherche de 2 s. Le spectre des décroissances- γ retardées ainsi obtenu est représenté sur la figure 4.14(a). On observe un spectre très propre contenant une raie unique à 357 ± 1 keV avec une soixantaine de coups. Le bruit de fond est extrêmement faible, il est situé à des énergies inférieures à 357 keV et provient des rayonnements produits par effet Compton. La présence des raies K et L du bismuth confirme que l'identification de l'isotope est correcte.

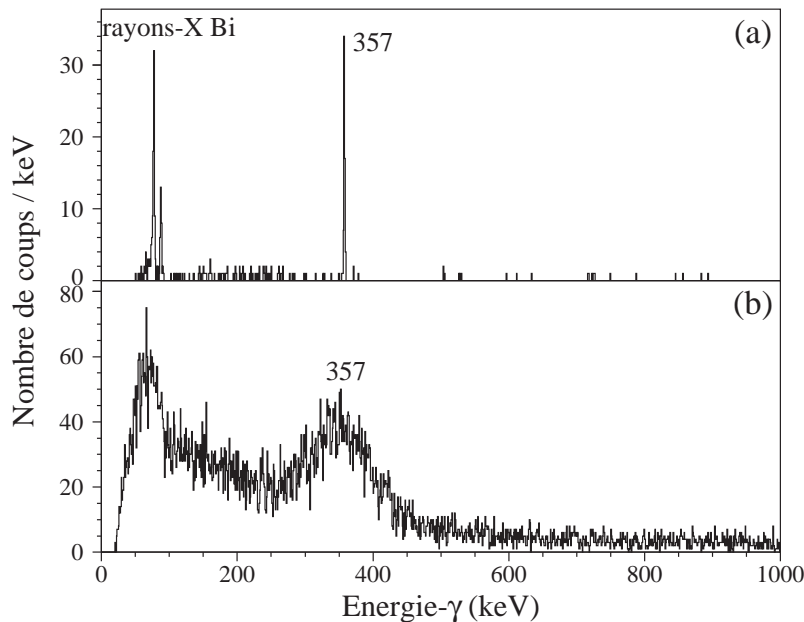


Figure 4.14 : Spectres en énergie des rayonnements- γ détectés au plan focal du séparateur RITU. La technique RDT a été appliquée à la décroissance- α de l'état fondamental du ^{189}Bi avec pour dispositif (a) un détecteur Ge, (b) un mur de BGO.

Cette décroissance avait déjà été observée dans l'isotope ^{189}Bi et identifiée comme une transition de type $M2$ [75]. Seule une limite inférieure sur la période avait alors

pu être établie à 500 ± 100 ns. Cette transition relie les états de particule individuelle $13/2^+$ (isomérique) et $9/2^-$ (fondamental). Avec cette statistique, un temps de vie de 790 ± 150 ns a été mesuré. Il faut noter qu'aucun autre état isomérique n'a été mis en évidence par application de la technique RDT aux autres décroissances- α de ce noyau. En particulier, l'état $1/2^+$ du noyau ^{189}Bi n'est pas peuplé par une transition isomérique ; dans la limite du temps de vol dans le séparateur qui est de l'ordre de 400 ns.

L'étude de l'isotope ^{189}Bi a été renouvelée au cours d'une expérience utilisant la réaction $^{109}\text{Ag}(^{83}\text{Kr}, 3n)^{189}\text{Bi}$ (cf § 2.3.1). Etant donné les résultats obtenus par spectroscopie γ -retardée, c'est-à-dire une transition unique observée en coïncidence avec l'isotope de ^{189}Bi , il a été décidé de privilégier l'efficacité de détection des rayonnements- γ au plan focal du séparateur. Ainsi le détecteur Ge au plan focal a été remplacé par un mur de BGO. Ces détecteurs présentent l'avantage d'avoir une très grande efficacité de détection- γ ; leur faible pouvoir de résolution ne présentant aucun inconvénient dans notre cas. Ainsi la statistique obtenue pour les transitions γ -retardées a été augmentée. D'une part la période de l'état isomérique est ainsi mesurée avec une meilleure précision, d'autre part cela permet d'envisager des corrélations entre les rayonnements- γ prompts et retardés comme nous le verrons dans le paragraphe 4.3. Le spectre des rayonnements- γ émis en coïncidence avec un noyau de ^{189}Bi est présenté sur la figure 4.14(b).

On distingue clairement la transition à 357 keV qui contient environ 5000 coups. La statistique est augmentée de près de deux ordres de grandeur par la plus grande efficacité de détection du dispositif au plan focal, mais aussi par la section efficace de production qui est plus importante dans la réaction considérée. Le spectre en temps de cette transition (figure 4.15) est ajusté par une fonction de la forme :

$$f(t) = A e^{-\frac{\ln 2}{T_{1/2}} t} + B \quad (4.14)$$

La période de l'état isomérique $13/2^+$ ainsi mesuré est de :

$$T_{1/2}(^{189}\text{Bi} ; 13/2^+) = 880 \pm 50 \text{ ns} \quad (4.15)$$

Ce résultat est en accord avec la limite inférieure publiée dans la référence [75].

4.2.2 Etat isomérique de l'isotope ^{187}Bi

L'isotope ^{187}Bi n'avait été jusqu'à présent étudié que par spectroscopie- α [74]. Au cours de nos expériences, il est peuplé par la réaction $^{107}\text{Ag}(^{82}\text{Kr}, 2n)^{187}\text{Bi}$. Ce noyau

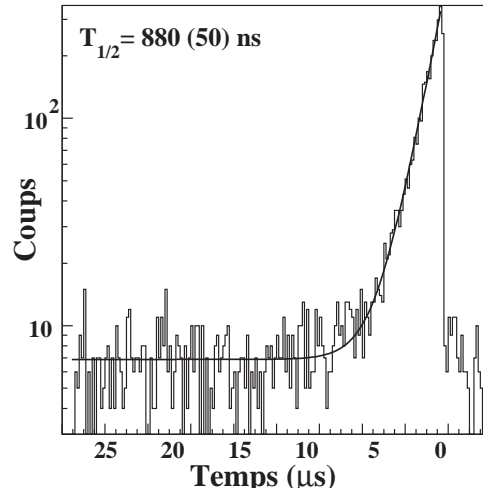


Figure 4.15 : Spectre de la différence en temps entre une transition mesurée à 357 keV et un isotope ^{189}Bi identifié par la décroissance- α de son état fondamental.

est produit avec une section efficace très faible, de l'ordre de 40 nbarn. La technique RDT est appliquée à la décroissance- α de ce noyau à 7000 keV (état fondamental) avec un temps de recherche de 150 ms. On obtient le spectre des rayonnements- γ mesurés au plan focal dans un détecteur Ge présenté sur la figure 4.16.

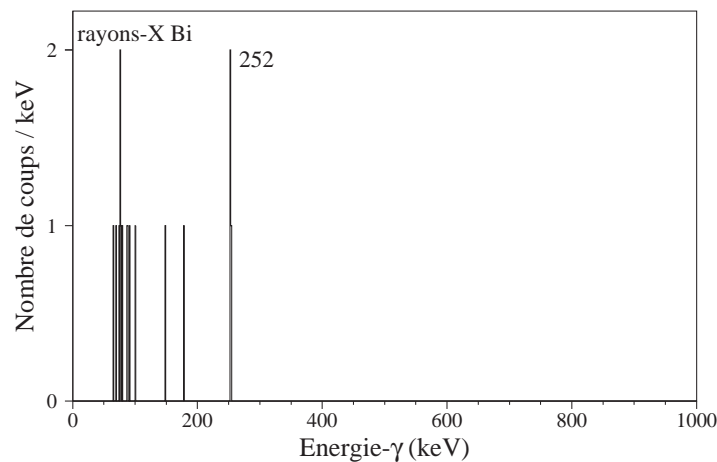


Figure 4.16 : Spectre en énergie des rayonnements- γ détectés au plan focal du séparateur RITU dans un détecteur Ge. La technique RDT a été appliquée à la décroissance- α de l'état fondamental du ^{187}Bi .

Une transition à une énergie de 252 keV est clairement observée. Celle-ci est mesurée en coïncidence avec quatre événements contenant un résidu identifié comme étant un noyau de ^{187}Bi . Pour la première fois, l'existence d'un état isomérique est établie par spectroscopie- γ dans cet isotope. La détermination du temps de vie de cet état est réalisée en suivant les prescriptions de la référence [76] dans le cas des faibles statistiques. Le temps de vie moyen est donné par la moyenne des temps auxquels les événements sont observés. Cette hypothèse est valable à condition que le temps d'observation ne soit pas restreint, cette hypothèse sera validée à posteriori par la mesure du temps de vie. On a ainsi :

$$T_{1/2} = \ln 2 \times \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n t_i \quad (4.16)$$

Les limites maximale $T_{1/2\text{max}}$ et minimale $T_{1/2\text{min}}$ sont alors définies par :

$$T_{1/2\text{max}} = \frac{T_{1/2}}{1 - z/\sqrt{n}} \quad \text{et} \quad T_{1/2\text{min}} = \frac{T_{1/2}}{1 + z/\sqrt{n}} \quad (4.17)$$

On considère une erreur standard ($z = 1$), qui correspond à un intervalle de confiance de 68 %, soit à une déviation standard d'une distribution normale. On en déduit pour cet état une période de :

$$T_{1/2}(^{187}\text{Bi} ; 13/2^+) = 3.2_{-2.0}^{+7.6} \mu\text{s} \quad (4.18)$$

Une argumentation sur l'identification de la transition retardée dans l'isotope ^{187}Bi ainsi que sur les probabilités réduites des transitions $M2$ dans les isotopes de bismuth de masse impaire sera développée dans le paragraphe 5.1.4.

4.3 Spectroscopie γ -prompte des isotopes $^{189,187}\text{Bi}$

Les résultats présentés dans ce paragraphe concernent l'isotope ^{189}Bi étudié par la réaction $^{109}\text{Ag}(^{83}\text{Kr}, 3n)^{189}\text{Bi}$ avec le détecteur JUROSPHERE autour de la cible et un mur de BGO au plan focal du séparateur RITU. L'isotope ^{187}Bi est étudié par la réaction $^{107}\text{Ag}(^{82}\text{Kr}, 2n)^{187}\text{Bi}$.

4.3.1 RDT appliquée à l'état isomérique $1/2^+$ du ^{189}Bi

Les transitions appartenant à la structure construite sur l'état isomérique $1/2^+$ de l'isotope ^{189}Bi sont identifiées en appliquant la technique RDT. Sur les 12 000

particules- α mesurées à une énergie de 7286 keV, environ 10 000 sont corrélées à un résidu de fusion-évaporation. Le temps de recherche considéré est de 20 ms ; soit environ quatre fois la période de décroissance de cet état (cf (4.2)). Le spectre en énergie des rayonnements γ -prompts, présenté sur la figure 4.17, est incrémenté à condition que le temps séparant un rayonnement- γ et un événement mesuré au plan focal vérifie les conditions définies dans le paragraphe 3.3.3.

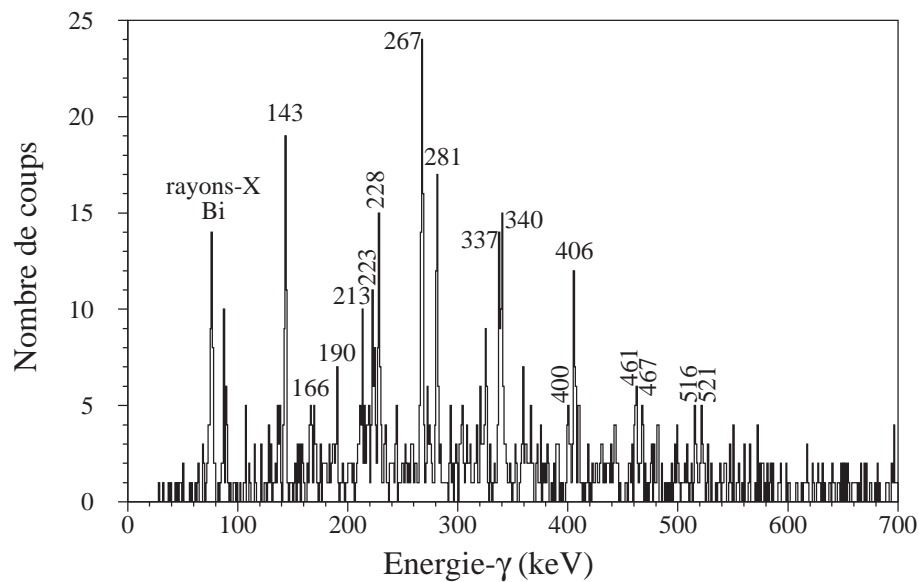


Figure 4.17 : Spectre en énergie des rayonnements- γ détectés au niveau de la cible en coïncidence avec un noyau de ^{189}Bi identifié au plan focal par la décroissance- α de l'état isomérique $1/2^+$ ($E_\alpha = 7286$ keV).

Sur ce spectre, on observe clairement les raies K_α et K_β du bismuth ce qui est une indication de la bonne identification du noyau. Différentes transitions sont mesurées ; elles sont répertoriées en fonction de leur énergie dans la table 4.9 avec leur intensité. L'intensité relative de chaque transition est obtenue à partir de la courbe d'efficacité de la figure 3.4 ; la transition la plus intense étant normalisée à 100.

Etant donnée la courte période de la décroissance- α de l'état isomérique $1/2^+$ (5.2 ms) par rapport au temps séparant l'implantation de deux résidus dans un même pixel (environ 8 s), les corrélations fortuites sont très rares. Elles correspondent à moins d'une trentaine d'événements sur la totalité de la statistique. Ce résultat est obtenu en appliquant la technique décrite dans le paragraphe 3.4.1 sur les corrélations accidentelles. Ainsi il n'est pas nécessaire de soustraire le bruit de

Table 4.9 : Energies et intensités relatives corrigées de l'efficacité du multi-détecteur Jurosphere pour les transitions observées sur le spectre de la figure 4.17. La transition la plus intense, à 267 keV, est normalisée à 100. L'erreur sur la mesure de l'énergie est de ± 0.5 keV.

E_γ (keV)	I_{relative}	E_γ (keV)	I_{relative}
143	62.1 ± 14.6	337	46.1 ± 12.5
166	14.5 ± 6.4	340	54.7 ± 14.6
190	13.3 ± 6.6	400	22.8 ± 9.2
213	24.1 ± 8.7	406	55.0 ± 13.7
218	12.2 ± 6.9	461	29.4 ± 12.2
223	36.8 ± 8.8	467	19.8 ± 10.0
228	46.0 ± 10.6	516	18.2 ± 10.4
267	100.0 ± 18.8	521	20.9 ± 10.5
281	63.5 ± 13.5		

fond induit par ces quelques événements.

Une interprétation de ces résultats sera développée dans le paragraphe 5.2.3. Il faut noter que la statistique n'est pas suffisante pour obtenir des résultats par corrélations γ - γ .

4.3.2 RDT appliquée à l'état fondamental $9/2^-$ du ^{189}Bi

Près de 140 000 particules- α caractéristiques de la décroissance de l'état fondamental de l'isotope ^{189}Bi sont mesurées dans notre expérience. La technique RDT est appliquée pour des énergies de particules- α de 6672 keV. Le temps de recherche est de 2 s, ce qui correspond à trois fois la valeur de la période de cet état (cf (4.3)). Environ 120 000 paires résidu- α sont ainsi identifiées. Les rayonnements γ -prompts mesurés en coïncidence avec un noyau de ^{189}Bi identifié au plan focal sont retenus à condition qu'il correspondent à des événements inclus dans le pic prompt de la figure 3.11(d).

Le nombre de corrélations accidentelles est de l'ordre de 30 000. Ces corrélations fortuites nous permettent d'établir un spectre caractéristique du bruit de fond, présenté en trait pointillé sur la figure 3.13. En soustrayant ce spectre à celui obtenu

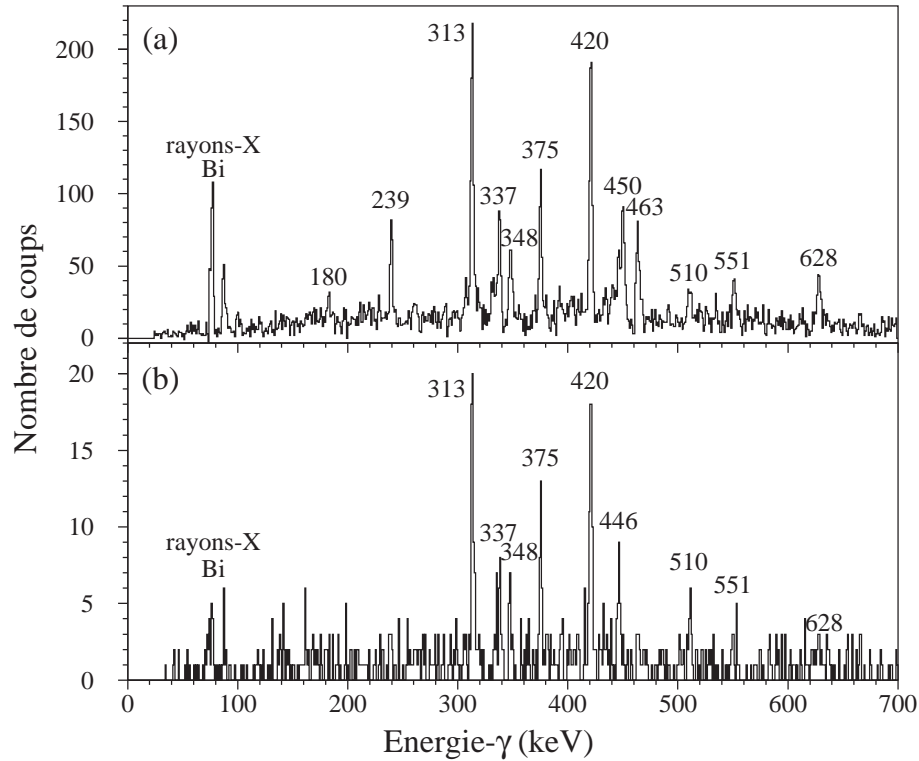


Figure 4.18 : (a) Spectre en énergie des rayonnements- γ détectés au niveau de la cible en coïncidence avec un noyau de ^{189}Bi identifié au plan focal par la décroissance- α de l'état fondamental $9/2^-$ ($E_\alpha = 6672$ keV). Une méthode de soustraction de fond, décrite dans le texte, est appliquée. (b) même spectre qu'en (a) avec la condition supplémentaire qu'une transition à une énergie de 357 keV soit détectée au plan focal par le mur de BGO dans le même événement que l'isotope de ^{189}Bi .

en trait plein (même figure), on obtient le spectre présenté sur la figure 4.18(a). Les rayons-X du bismuth sont observés ainsi qu'une quinzaine de transitions répertoriées dans la table 4.10. Les intensités corrigées du facteur d'efficacité sont normalisées par rapport à la transition la plus intense, mesurée à 420 keV.

L'état fondamental $9/2^-$ de l'isotope ^{189}Bi est peuplé par un état isomérique $13/2^+$ (cf § 4.2.1). En sélectionnant ces noyaux par la décroissance- α de l'état fondamental, il n'est pas possible de différencier les transitions alimentant directement l'état $9/2^-$ de celles appartenant à une structure construite sur l'état $13/2^+$. C'est pourquoi, dans une seconde étape, les rayonnements γ -prompts sont sélectionnés avec la condition que, dans le même événement que le résidu, une transition à

Table 4.10 : Energies et intensités relatives corrigées de l'efficacité du multi-détecteur Jurosphere pour les transitions observées sur le spectre de la figure 4.18(a). La transition la plus intense, à 420 keV, est normalisée à 100. Dans la troisième colonne, le rapport entre l'intensité des transitions observées sur le spectre de la figure 4.18(a) et de la figure 4.18(b) est normalisé à 1 pour la transition à 420 keV. L'erreur sur la mesure de l'énergie est de ± 0.5 keV.

E_γ (keV)	I_{relative} (a)	$I_{\text{rel}} \text{ (b)} / I_{\text{rel}} \text{ (a)}$
182	5.8 ± 1.2	non observée
239	23.6 ± 2.1	non observée
307	10.3 ± 1.7	non observée
313	87.7 ± 4.7	0.88 ± 0.16
337	34.2 ± 2.8	0.67 ± 0.23
348	25.7 ± 2.5	0.79 ± 0.25
375	42.2 ± 3.0	1.04 ± 0.24
420	100.0 ± 5.3	1.00 ± 0.16
440	16.1 ± 2.1	non observée
446	27.3 ± 3.0	1.30 ± 0.36
450	47.6 ± 3.7	non observée
463	40.3 ± 3.2	0.31 ± 0.13
510	17.1 ± 2.3	1.34 ± 0.48
551	20.7 ± 2.7	0.48 ± 0.29
628	25.3 ± 2.8	0.51 ± 0.26

357 keV soit mesurée par les cristaux de BGO au plan focal. On obtient ainsi le spectre de la figure 4.18(b). Celui-ci permet de mettre en évidence 11 raies- γ parmi celles observées sur le spectre de la figure 4.18(a). Leurs intensités sont données relativement à celles de la figure 4.18(a).

Une autre source d'information provient des matrices de coïncidence γ - γ . Dans le cas où, dans un événement la multiplicité de raies- γ est supérieure ou égale à 2, une matrice en énergie est incrémentée pour chaque couple de raies- γ . En sélectionnant une transition particulière du spectre projeté sur l'un des axes de cette matrice, on incrémente un spectre des énergies- γ mesurées en coïncidence avec cette transition.

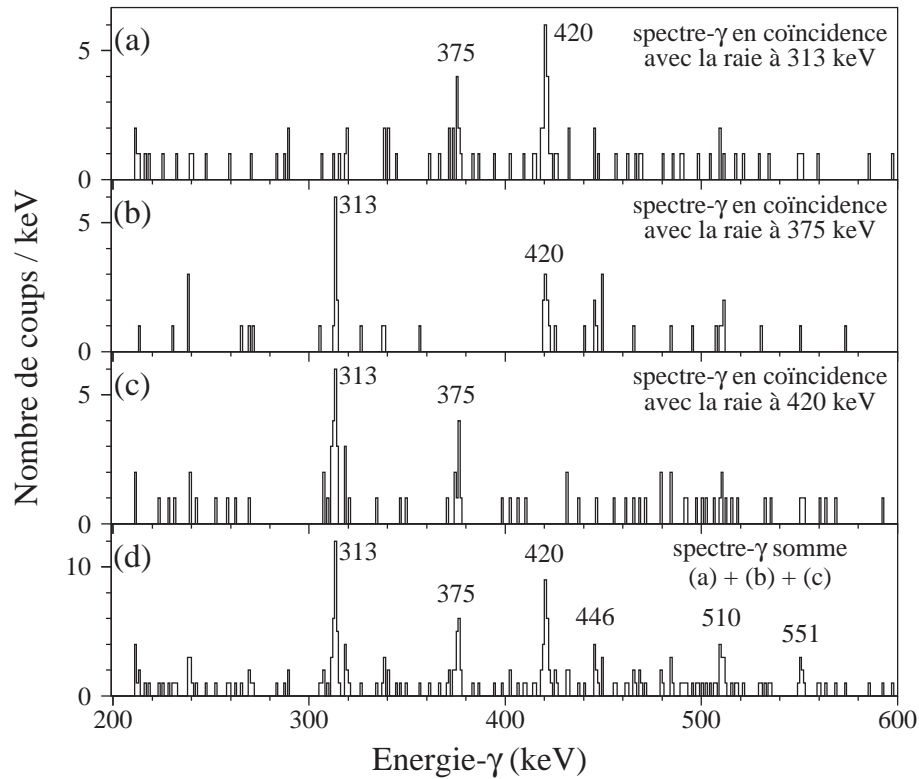


Figure 4.19 : Spectres en énergie des rayonnements γ -prompts en coïncidence avec la raie à (a) 313 keV, (b) 375 keV et (c) 421 keV. Le spectre (d) est obtenu en sommant les spectres (a), (b) et (c).

Les trois premiers spectres de la figure 4.19 correspondent aux transitions mesurées en coïncidence avec la raie à :

- (a) 313 keV : on observe les transitions à 375 et 420 keV.
- (b) 375 keV : on observe les transitions à 313 et 420 keV.
- (c) 420 keV : on observe les transitions à 313 et 375 keV.

Le spectre somme de la figure 4.19(d) fait clairement apparaître ces trois transitions, ainsi que des transitions à 446, 510 et 551 keV. De plus, d'après le spectre de la figure 4.18(b), ces transitions sont construites sur l'état $13/2^+$.

4.3.3 RDT appliquée à l'état fondamental $9/2^-$ du ^{187}Bi

L'état fondamental de l'isotope ^{187}Bi décroît vers l'isotope ^{183}Tl par une transition- α à une énergie de 7000 keV. Sur les 1000 coups mesurés pour cette décroissance, 900 paires recul- α sont corrélées par la technique RDT. Le temps de recherche appliqué est de 200 ms. Le spectre de la figure 4.20 présente les transitions- γ observées en coïncidence avec un noyau de ^{187}Bi .

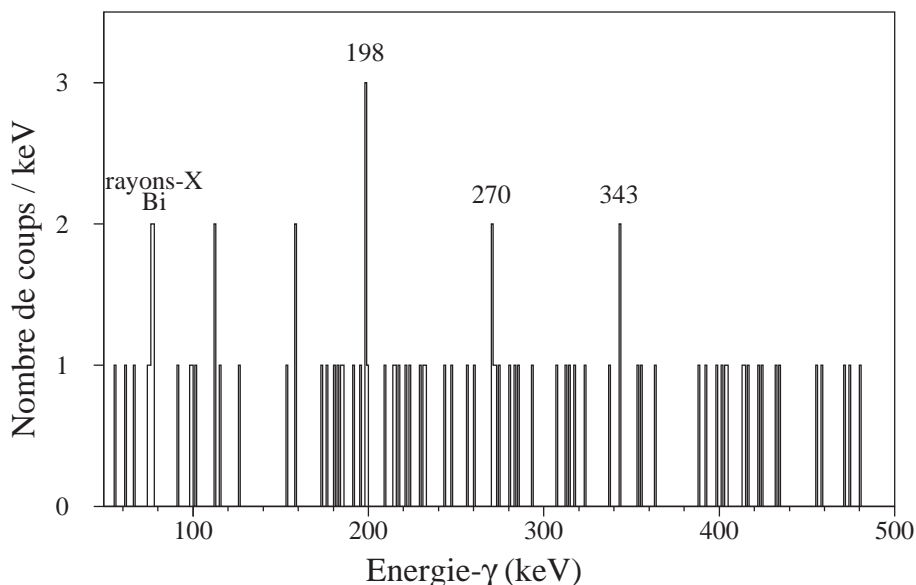


Figure 4.20 : Spectre en énergie des rayonnements- γ détectés au niveau de la cible en coïncidence avec un noyau de ^{187}Bi identifié au plan focal par la décroissance- α de l'état fondamental $9/2^-$ ($E_\alpha = 7000$ keV).

Sur ce spectre, on observe les rayons-X du bismuth ainsi que trois transitions à des énergies de 198, 270 et 343 keV. Malgré la faible statistique, la régularité de l'espacement en énergie de ces transitions est remarquable. Aucune conclusion formelle ne peut-être déduite du spectre de la figure 4.20. Cependant, c'est une première indication d'une collectivité dans l'isotope très déficient en neutrons ^{187}Bi , qui sera discutée dans le paragraphe 5.2.2.

4.4 Etude de l'isotope ^{188}Pb

Un complément d'étude aux isotopes légers impairs de bismuth a été effectué en considérant le noyau pair-pair de ^{188}Pb lors d'un test du couplage du détecteur SACRED avec le séparateur RITU. L'isotope ^{188}Pb est étudié par spectroscopie d'électrons de conversion en utilisant le détecteur SACRED au niveau de la cible. Les résidus de fusion-évaporation produits dans la réaction entre un faisceau de ^{82}Kr et une cible de ^{109}Ag sont sélectionnés par le séparateur RITU et implantés au plan focal dans le détecteur silicium. Les isotopes ^{188}Pb sont produits dans la voie d'évaporation p2n avec une section efficace d'environ $150 \mu\text{barn}$. La production de cet isotope étant dominante dans cette réaction, il est suffisant pour étudier sa structure d'effectuer une sélection sur les reculs par leur temps de vol et leur énergie déposée dans le détecteur silicium. L'application de la technique RDT est d'ailleurs problématique étant donné le faible rapport d'embranchement- α de la décroissance de cet isotope ($\sim 10\%$) et sa longue période de décroissance ($\sim 25 \text{ s}$) [66].

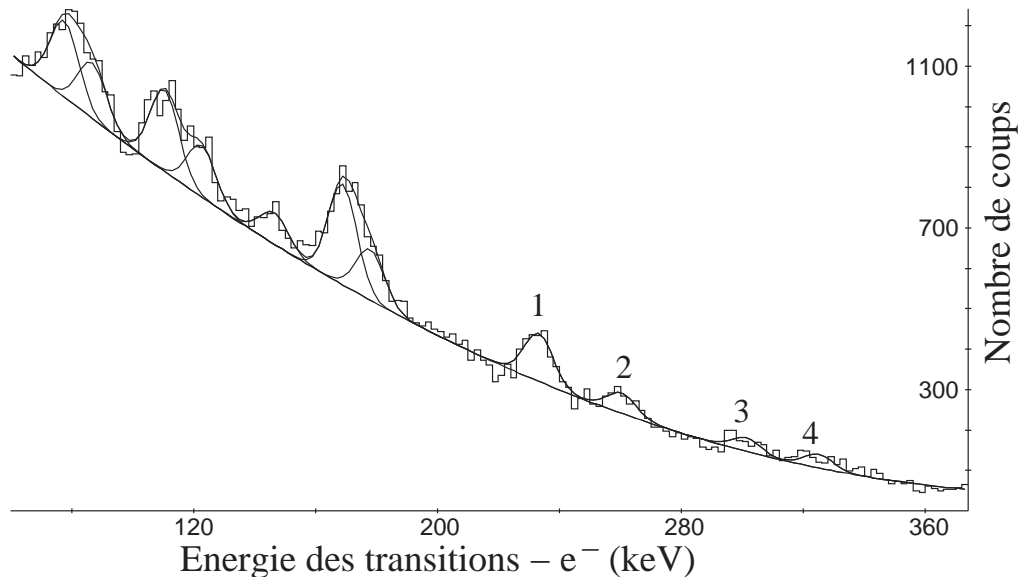


Figure 4.21 : Spectre en énergie des électrons mesurés par le détecteur SACRED au niveau de la cible. Les événements sélectionnés correspondent à la désexcitation des noyaux de fusion-évaporation de la réaction $^{109}\text{Ag}(^{82}\text{Kr}, \text{p}2\text{n})^{188}\text{Pb}$.

Le spectre de la figure 4.21 est obtenu en sélectionnant les électrons émis en coïncidence avec un résidu de fusion-évaporation détecté au plan focal du séparateur.

De nombreux pics sont observés à basse énergie et n'ont pu être identifiés. En revanche, quatre pics correspondent aux transitions de la bande prolata de l'isotope ^{188}Pb [77, 78] et sont répertoriés dans la table 4.11.

Table 4.11 : Transitions identifiées dans l'isotope ^{188}Pb , couches électroniques correspondantes, énergies corrigées de l'effet Doppler et de l'énergie de liaison, intensités brutes et assignements des transitions.

pic	couche	E (keV)	I_{brute}	transition
1	K	341 ± 0.5	700 ± 63	$4^+ \rightarrow 2^+$
2	K	370 ± 1	298 ± 53	$6^+ \rightarrow 4^+$
3	L	340.5 ± 1.2	197 ± 42	$4^+ \rightarrow 2^+$
4	K	438 ± 1.4	201 ± 36	$8^+ \rightarrow 6^+$

Les énergies des pics sont corrigés de l'effet Doppler selon l'équation (3.10) ainsi que de l'énergie de liaison des électrons suivant leur couche électronique (voir formule (1.40)). Pour le plomb, on a $B_K(e^-) = 88$ keV et $B_L(e^-) = 16$ keV [66]. La transition $4^+ \rightarrow 2^+$ de la bande prolata de l'isotope ^{188}Pb est observée à la fois pour la couche électronique K et L . Le rapport d'intensité K/L est significatif de la nature et de la multipolarité de la transition. En corrigeant les intensités mesurées par le rapport des efficacités relatives (voir figure 3.5), on obtient :

$$\frac{I(K)}{I(L)} = 2.6 \pm 0.6$$

Pour une transition à une énergie de 341 keV, le rapport K/L est respectivement de 2.04 et 4.24 pour une transition quadrupolaire électrique et magnétique. Ainsi nos résultats établissent formellement que la transition $4^+ \rightarrow 2^+$ de la bande prolata de l'isotope ^{188}Pb est de type $E2$. Dans les travaux de la référence [79], la mesure de rapports DCO (Directional Correlated Orientation) avait établi que les transitions de la bande prolata ont la même multipolarité. Avec l'hypothèse que la transition $2^+ \rightarrow 0^+$ est de type $E2$, les autres transitions de la bande le sont également.

La spectroscopie d'électrons de conversion de l'isotope ^{188}Pb a établi clairement les possibilités de telles expériences à l'Université de Jyväskylä. D'autres études sur les éléments très lourds, comme le ^{254}No [80], ont montré qu'il est possible d'appliquer la technique RDT en utilisant le détecteur SACRED combiné au séparateur RITU.

Chapitre 5

Interprétations des résultats

5.1 Etats de particules des bismuths

5.1.1 La systématique des bismuths

Dans les isotopes de bismuth ($Z = 83$) de masse impaire, le moment angulaire et la parité de l'état fondamental ont été établis à $9/2^-$ jusqu'au ^{187}Bi [66]. Cette configuration correspond à des couches de protons remplies jusqu'à l'orbitale $3s_{1/2}$ incluse, soit au nombre magique $Z = 82$, avec un proton individuel sur la couche $1h_{9/2}$. Deux états isomériques particuliers ont été mis en évidence dans ces isotopes.

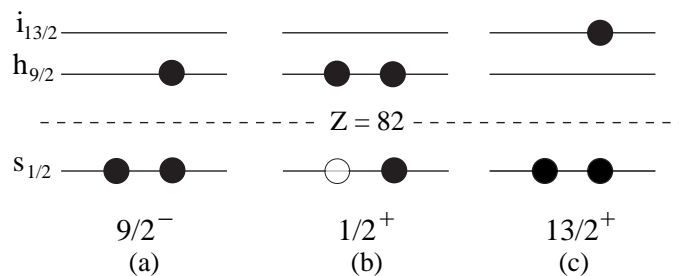


Figure 5.1 : Représentation schématisée des orbitales autour de la couche $Z = 82$ de protons. Les différentes configurations sont respectivement celles de l'état fondamental $9/2^-$ (a), des états isomériques $1/2^+$ (b) et $13/2^+$ (c).

Une excitation d'un proton du cœur magique de plomb sur l'orbitale $1h_{9/2}$ donne lieu à un état $1/2^+$ [66]. Cet état possède deux protons appariés sur l'orbitale $1h_{9/2}$, qui peuvent mélanger les couches supérieures. La contribution principale du second

état isomérique est celle correspondant à l'excitation du proton de valence de la couche $1h_{9/2}$ vers la couche $1i_{13/2}$; ce qui donne un état $13/2^+$ de proton [66]. Ces différentes configurations sont représentées schématiquement sur la figure 5.1.

Par spectroscopie- γ au plan focal du séparateur RITU (cf § 4.2), l'existence des états $13/2^+$ a été établie jusqu'à l'isotope ^{187}Bi , soit à 22 neutrons de la stabilité. La systématique de l'énergie des états excités $1/2^+$ et $13/2^+$ relativement à l'état fondamental $9/2^-$ est représentée sur la figure 5.2, de l'isotope stable ^{209}Bi au ^{187}Bi .

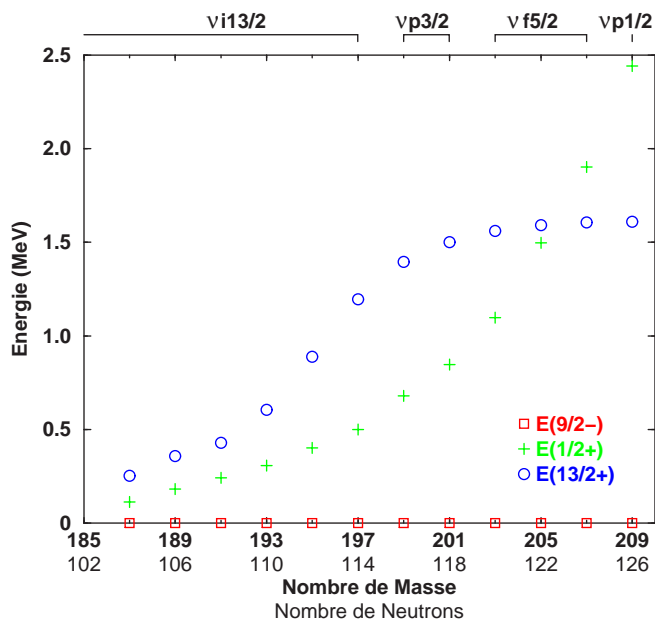


Figure 5.2 : Energie des états $1/2^+$ (croix) et $13/2^+$ (cercles) relativement à l'état fondamental $9/2^-$ (carrés). Les orbitales actives de neutrons sont représentées au-dessus de la figure.

▷ États excités $1/2^+$

L'énergie d'excitation des états $1/2^+$ décroît de manière régulière avec la masse à partir de l'isotope ^{209}Bi , en suivant une forme parabolique dont le minimum est prédit entre les deux couches majeures de neutrons $N = 82$ et $N = 126$; soit pour l'isotope ^{187}Bi ($N = 104$) [81, 82]. L'existence de ces états de basse énergie, appelés "états intrus", est bien connue dans les noyaux proches des couches fermées [83]. En premier lieu, les corrélations d'appariement entre les deux protons de la configuration $2p1h$ (2 particules, 1 trou) (voir figure 5.1(b)) diminue l'énergie d'excitation des états $1/2^+$ dans les isotopes de bismuth. De plus, l'interaction résiduelle proton-

neutron entre les protons de la configuration $2p1h$ et les neutrons de valence induit un gain supplémentaire en énergie. Les énergies des états individuels de protons dépendent de l'occupation des orbitales de neutrons. Ce gain en énergie est d'autant plus important que le nombre de configurations des neutrons de valence est grand ; soit au milieu des couches majeures de neutrons, comme on le voit sur la figure 5.2.

▷ **Etats excités $13/2^+$**

Le comportement des états excités $13/2^+$ est très différent de celui des états $1/2^+$. En effet, l'énergie d'excitation de ces états reste approximativement constante pour $199 \leq A \leq 209$, c'est-à-dire quand les orbitales de neutrons $p_{1/2}$, $f_{5/2}$ ou $p_{3/2}$ sont actives. En revanche, quand on enlève des paires de neutrons de l'orbitale $i_{13/2}$, on constate que l'énergie d'excitation de l'état $13/2^+$ diminue brutalement. Une explication de ce comportement jusqu'à l'isotope ^{195}Bi est discutée dans la référence [84] en terme d'interaction particule-trou entre le proton de valence $\pi i_{13/2}$ et les neutrons vacants de l'orbitale $\nu i_{13/2}$.

Cependant, dans cette représentation, aucune information ne peut être déduite de manière indépendante sur l'évolution de chacune des orbitales de protons. C'est pourquoi, un changement de référence, présenté dans le paragraphe suivant, s'avère indispensable pour interpréter le comportement de ces états de protons.

5.1.2 Les états de protons dans le potentiel du plomb

Pour comprendre le comportement absolu des orbitales de protons $h_{9/2}$ et $i_{13/2}$ dans les isotopes de bismuth de masse impaire, il est nécessaire de s'affranchir de la dépendance liée au choix d'une énergie nulle pour l'état fondamental. Le choix le plus naturel est de considérer le cœur de plomb $^{(A-1)}\text{Pb}$ pour chaque isotope de bismuth ^ABi . De récentes mesures de masse nucléaire dans la région des plombs déficients en neutrons [85, 86, 87, 88] nous permettent ainsi d'étudier la systématique des états de proton des bismuths de manière plus générale.

Pour cela, on considère l'énergie de liaison du noyau qui est définie comme la différence entre la somme des masses des nucléons qui le constituent et la masse du noyau \mathcal{M} dans son état fondamental :

$$B = (ZM_p + NM_n - \mathcal{M}(Z, N)) \times u \quad (5.1)$$

où N et Z sont respectivement les nombres de neutrons et de protons. \mathcal{M} est exprimée en unité de masse atomique $u = 931.494 \text{ MeV}$; les masses du proton et du neutron étant respectivement $M_n = 1.008664923 u$ et $M_p = 1.007825032 u$.

L'énergie de séparation d'un proton est définie par :

$$S_p(Z, A) = B(Z, A) - B(Z - 1, A - 1) \quad (5.2)$$

On introduit l'énergie de particule individuelle d'une orbitale occupée comme l'énergie de séparation du nucléon occupant cette orbitale avec un signe opposé, soit :

$$V(Z, A) = -B(Z, A) + B(Z - 1, A - 1) = -S_p(Z, A) \quad (5.3)$$

Ainsi, $V(^A\text{Bi})$ est l'énergie de liaison de l'état fondamental $9/2^-$ dans le potentiel du cœur de plomb $(^{A-1})\text{Pb}$. L'énergie de liaison de l'état excité $13/2^+$ est obtenue en ajoutant au terme $V(^A\text{Bi})$ l'énergie d'excitation expérimentale de cet état (voir figure (5.2)). Etant donné que les mesures de masse n'ont pas encore été évaluées de manière systématique, une erreur globale d'environ 200 keV est estimée pour chaque valeur $V(^A\text{Bi})$.

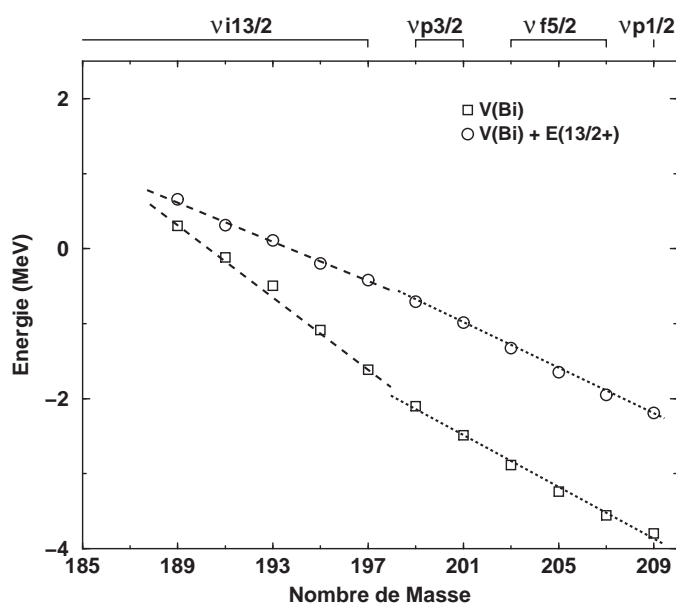


Figure 5.3 : Energies de l'état fondamental $9/2^-$ (carrés) et de l'état excité $13/2^+$ (cercles) données dans le potentiel du cœur de plomb. Il faut noter que les mesures de masse ne permettent pas actuellement d'avoir des données pour $A = 187$. Les lignes sont tracées pour guider les yeux.

La systématique de l'énergie de liaison des états $9/2^-$ et $13/2^+$ dans le référentiel du plomb est représentée sur la figure 5.3. Quand on s'éloigne de l'élément stable

de bismuth ($A = 209$), les protons sont de moins en moins liés dans le potentiel du plomb ; leur énergie de liaison diminuant. Pour l'isotope ^{189}Bi , l'énergie de l'état fondamental change de signe ; le proton de valence est alors dans un état quasi-lié. Il n'est plus lié par le potentiel nucléaire, mais seulement par le potentiel coulombien et la barrière centrifuge. On constate que pour l'isotope ^{191}Bi , le proton de l'état $13/2^+$ est déjà quasi-lié.

Deux tendances se distinguent suivant les orbitales actives de neutrons comme l'illustrent les traits pointillés de la figure (5.3). Quand on remplit progressivement l'orbitale $i_{13/2}$ de paires de neutrons à partir de l'isotope ^{189}Bi , l'énergie de liaison de l'état $9/2^-$ augmente plus rapidement que celle de l'état $13/2^+$. On observe alors deux pentes qui divergent fortement. Pour $A = 197$, l'orbitale $i_{13/2}$ de neutrons est pleine. Pour $199 \leq A \leq 209$, le comportement des états de protons est similaire, quelque soit l'orbitale de neutrons active ($p_{3/2}$, $f_{5/2}$ ou $p_{1/2}$). On remarque que la différence entre l'énergie des états $13/2^+$ et $9/2^-$ est constante dans cette région de masse (voir figure 5.2). Cette observation est une première indication de l'influence des orbitales actives de neutrons sur le comportement des états de protons. Par la suite, une description quantitative de l'énergie des états de protons dans le potentiel du cœur de plomb est présentée.

5.1.3 Calculs du modèle en couches

Un calcul complet de modèle en couches (cf § 1.1.4), incluant toutes les configurations possibles de protons et de neutrons est difficilement envisageable étant donné la taille gigantesque des matrices qu'il engendrerait. C'est pourquoi on considère un cœur inerte jusqu'à la couche fermée $Z = 82$ de protons. L'espace de valence est constitué des couches $\pi h_{9/2}$ et $\pi i_{13/2}$. Au-delà, les orbitales font partie de l'espace externe et sont ignorées dans les calculs.

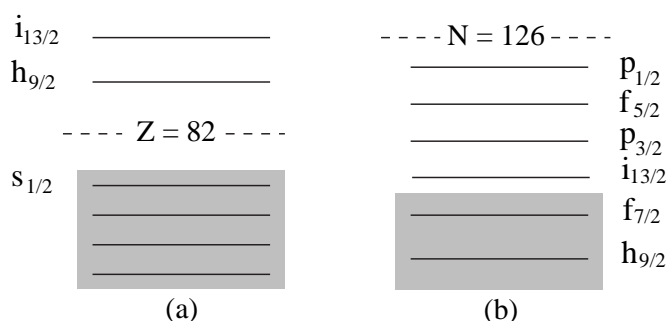


Figure 5.4 : Représentation de la base (a) de protons, (b) de neutrons.

En ce qui concerne les neutrons, on considère comme espace de valence les orbitales actives des cœurs de plomb, de la masse $A = 184$ à l'isotope stable ^{208}Pb ; soient respectivement les couches $\nu(i_{13/2}, p_{3/2}, f_{5/2}$ et $p_{1/2})$. Les orbitales au-delà de la couche fermée de neutrons $N = 126$ font partie de l'espace externe. Le cœur inerte a des orbitales remplies jusqu'à la couche $\nu f_{7/2}$; ce choix étant lié au fait que cette orbitale est toujours remplie pour les isotopes de plomb considérés. La base choisie est représentée schématiquement sur la figure 5.4(a) pour les protons et 5.4(b) pour les neutrons.

La première étape pour étudier la structure des états de protons consiste à calculer les éléments de matrice diagonaux de l'interaction proton-neutron. Pour cela, on considère une interaction effective obtenue à partir de données expérimentales de la diffusion nucléon-nucléon libre. Dans notre cas, l'interaction H7B [89] est utilisée. Elle se décompose en sept potentiels qui reproduisent l'échange de mésons π , σ , ρ et ω entre les nucléons.

Chaque couplage entre un proton ayant un moment angulaire j_p et un neutron ayant un moment angulaire j_n donne un état de moment angulaire total J qui vérifie la règle de sélection : $|j_p - j_n| \leq J \leq j_p + j_n$.

Les éléments de matrice diagonaux $\langle j_p, j_n; J | V | j_p, j_n; J \rangle$ sont donnés sur la figure 5.5(a) pour un proton $i_{13/2}$ et 5.5 (b) pour un proton $h_{9/2}$ respectivement couplés aux neutrons des orbitales actives $p_{1/2}$, $f_{5/2}$, $p_{3/2}$ et $i_{13/2}$. Ces éléments de matrice sont représentés en fonction de l'angle semi-classique α (figure 5.5(c)) défini pour chaque valeur de J par :

$$\cos \alpha = \frac{J(J+1) - j_p(j_p+1) - j_n(j_n+1)}{2\sqrt{j_p(j_p+1)j_n(j_n+1)}} \quad (5.4)$$

De manière générale, on constate que les interactions p-n sont plus attractives pour des valeurs minimales et maximales de J soit respectivement pour des angles maximaux et minimaux. On observe que les courbes ont des formes de cloches, avec de fortes irrégularités. L'interaction p-n est en effet plus attractive pour des valeurs de J naturelles ; c'est-à-dire lorsque la parité $\pi_p \times \pi_n$ est égale à $(-1)^J$.

Le hamiltonien d'un système de nucléons peut se décomposer en un terme monopolaire \mathcal{H}_m et un terme multipolaire \mathcal{H}_M [90] tel que : $\mathcal{H} = \mathcal{H}_m + \mathcal{H}_M$. La partie monopolaire gouverne les propriétés globales des noyaux, comme la position des orbitales nucléaires. Il peut être démontré que seule la partie monopolaire contribue à l'énergie pour un état ayant une couche complète avec plus ou moins une particule. \mathcal{H}_m ne contient que des opérateurs de nombre de particules. Il correspond à l'ordre zéro de la décomposition de l'interaction nucléaire effective. Les

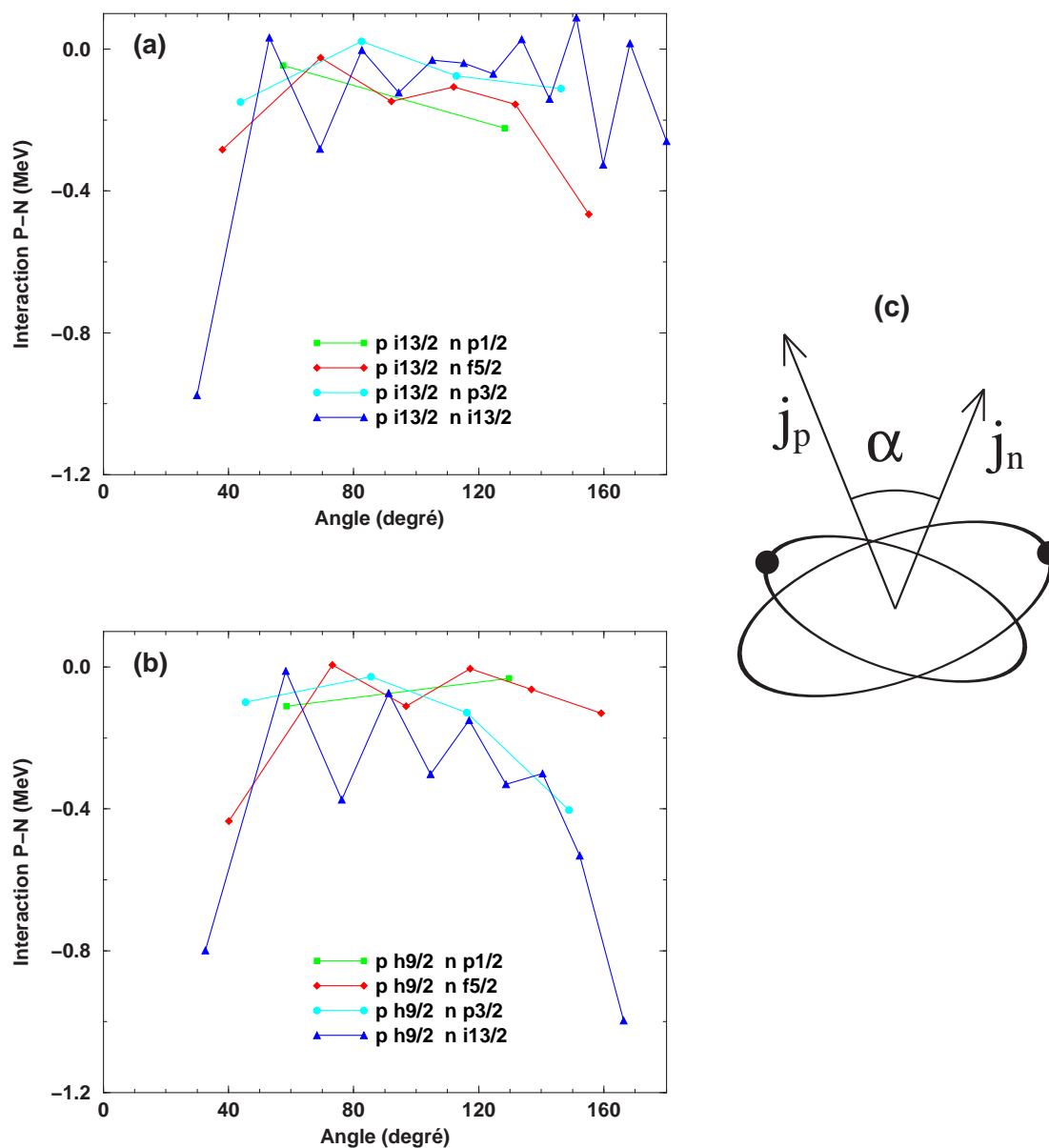


Figure 5.5 : Eléments de matrice de l'interaction proton-neutron pour (a) $\pi h_{9/2}$ (b) $\pi i_{13/2}$ couplés respectivement à ν ($p_{1/2}$ (carrés), $f_{5/2}$ (losanges), $p_{3/2}$ (cercles) et $i_{13/2}$ (triangles)). Ces éléments de matrice sont donnés pour chaque valeur de J en fonction de l'angle semi-classique α représenté schématiquement en (c).

termes d'ordre supérieur (appariement, termes multipolaires...) qui reproduisent les corrélations entre les nucléons, sont contenus dans le terme multipolaire \mathcal{H}_M . Le hamiltonien monopolaire dépend des éléments de matrice diagonaux de l'interaction effective, pondérés par la dégénérescence $(2J + 1)$ des états. L'interaction moyenne V_{j_p, j_n} s'écrit alors [91] :

$$V_{j_p, j_n} = \frac{\sum_J (2J + 1) \langle j_p, j_n; J | V | j_p, j_n; J \rangle}{\sum_J (2J + 1)} \quad (5.5)$$

Les valeurs moyennes des interactions ainsi calculées sont données dans la table 5.1 pour chaque paire proton-neutron. On constate tout d'abord que toutes les interactions moyennes p-n sont négatives donc attractives.

Table 5.1 : Interaction moyenne proton-neutron (en MeV).

	$\pi h_{9/2}$	$\pi i_{13/2}$
$\nu i_{13/2}$	- 0.3967	- 0.2470
$\nu p_{3/2}$	- 0.1892	- 0.1291
$\nu f_{5/2}$	- 0.1967	- 0.2323
$\nu p_{1/2}$	- 0.1248	- 0.1785

Pour $189 \leq A \leq 197$, c'est l'interaction entre le proton de valence et les neutrons de l'orbitale $i_{13/2}$ qui détermine le comportement des états. Or l'interaction moyenne du couplage $\pi h_{9/2} \otimes \nu i_{13/2}$ est largement plus attractive (de l'ordre de 40%) que celle du couplage $\pi i_{13/2} \otimes \nu i_{13/2}$. Dans le premier cas, les nucléons de chaque état sont couplés respectivement à $j = l - 1/2$ et $j = l + 1/2$; on parle alors de processus de "spin-flip", tandis que dans le second, le couplage est identique.

L'importance du terme monopolaire a été établie dans différentes régions de masse pour des couplages p-n impliquant un processus de "spin-flip" et pour lesquels les nucléons appartiennent à des orbitales ayant le même nombre quantique principal. Une importante contribution du terme monopolaire a été observée pour les interactions :

- $\pi 1f_{5/2} \otimes \nu 1g_{9/2}$ dans les isotopes riches en neutrons $^{69,71,73}\text{Cu}$ [92],
- $\nu 1g_{7/2} \otimes \pi 1g_{9/2}$ pour $N = 51$, du zirconium ($Z = 40$) à l'étain ($Z = 50$) [93].

Une interprétation qualitative de ce phénomène est donnée par Otsuka *et al.* [94] pour expliquer la disparition des nombres magiques $N = 8, 20...$ dans les noyaux

riches en neutrons. L'interaction nucléon-nucléon peut s'écrire comme le produit scalaire des opérateurs de spin et d'isospin soit $V_{\sigma\tau} \propto \sigma \cdot \sigma \tau \cdot \tau$. Cette interaction donne de grands éléments de matrice pour des processus qui impliquent une inversion du spin et de l'isospin dans le couplage nucléon-nucléon.

Ainsi, comme le terme monopolaire ne dépend que du nombre de particules, on comprend, en considérant la partie monopolaire de l'interaction p-n, pourquoi les états $9/2^-$ sont plus rapidement liés que les états $13/2^+$ quand on remplit progressivement l'orbitale $i_{13/2}$ de neutrons (voir figure 5.3).

Pour $A \geq 199$, les interactions moyennes sont similaires quelque soit l'orbitale de neutron considérée. Cela explique le parallélisme de la pente des énergies de liaison des états $9/2^-$ et $13/2^+$ (voir figure 5.3).

Pour décrire quantitativement les états de protons dans le potentiel du plomb, on considère dans un premier temps la partie monopolaire du hamiltonien. Les protons de valence des orbitales $h_{9/2}$ et $i_{13/2}$ interagissent avec les neutrons du cœur de plomb. En revanche, dans notre hypothèse, les états de neutrons sont identiques et sont couplés à 0^+ ; l'énergie du cœur de plomb $E_{\text{cœur}}(A^{-1}\text{Pb})$ est alors nulle.

L'énergie monopolaire $E(A\text{Bi}, j_p, n_k)$ d'un état de proton j_p se décompose en un terme d'énergie de particule individuelle $\Delta E(j_p)$ et en un terme d'interaction qui ne dépend que du nombre de neutrons n_k de l'orbitale considérée et de la valeur moyenne $V_{j_p, j_{n_k}}$ de l'interaction p-n correspondante :

$$E(A\text{Bi}, j_p, n_k) = \Delta E(j_p) + \sum_k n_k \times V_{j_p, j_{n_k}} \text{ avec } k = i_{13/2}, p_{3/2}, f_{5/2}, p_{1/2} \quad (5.6)$$

$$= \Delta E(j_p) + E(A\text{Bi}, j_p)_{\text{int}} \quad (5.7)$$

Les énergies de particules individuelles $\Delta E(j_p)$ sont fixées pour reproduire les données expérimentales de l'isotope stable ^{209}Bi . Pour cela, on détermine l'énergie monopolaire de chaque état de proton du ^{209}Bi à partir de la formule (5.6) :

$$E(^{209}\text{Bi}, j_p)_{\text{int}} = \underbrace{14 \times V_{j_p, \nu i_{13/2}}}_{E(^{197}\text{Bi}, j_p)_{\text{int}}} + \underbrace{4 \times V_{j_p, \nu p_{3/2}}}_{E(^{201}\text{Bi}, j_p)_{\text{int}}} + \underbrace{6 \times V_{j_p, \nu f_{5/2}}}_{E(^{203}\text{Bi}, j_p)_{\text{int}}} + \underbrace{2 \times V_{j_p, \nu p_{1/2}}}_{E(^{207}\text{Bi}, j_p)_{\text{int}}} \quad (5.8)$$

Les valeurs obtenues en appliquant la formule (5.8) sont données dans la table 5.2 ainsi que les énergies expérimentales $E(^{209}\text{Bi}, j_p)_{\text{exp}}$ relatives au ^{208}Pb [95]. La différence en énergie de particule individuelle est alors :

$$\Delta E(^{209}\text{Bi}, j_p) = E(^{209}\text{Bi}, j_p)_{\text{exp}} - E(^{209}\text{Bi}, j_p)_{\text{int}} \quad (5.9)$$

Table 5.2 : Energies des états de protons du ^{209}Bi calculées suivant la formule (5.8) et données par l'expérience relativement au cœur de ^{208}Pb . $\Delta E(^{209}\text{Bi}, j_p)$ est alors la constante de normalisation. Les énergies sont exprimées en MeV.

	$E(^{209}\text{Bi}, j_p)_{\text{int}}$	$E(^{209}\text{Bi}, j_p)_{\text{exp}}$	$\Delta E(^{209}\text{Bi}, j_p)$
$^{209}\text{Bi} (9/2^-)$	- 7.74	- 3.799	3.941
$^{209}\text{Bi} (13/2^+)$	- 5.725	- 2.191	3.534

Les énergies calculées avec le terme monopolaire sont normalisées relativement aux données expérimentales des états de protons du ^{209}Bi dans le potentiel du ^{208}Pb . Pour cela, l'énergie de particules individuelles de la formule (5.6) est fixée pour chaque isotope ^ABi par la constante de normalisation $\Delta E(^{209}\text{Bi}, j_p)$.

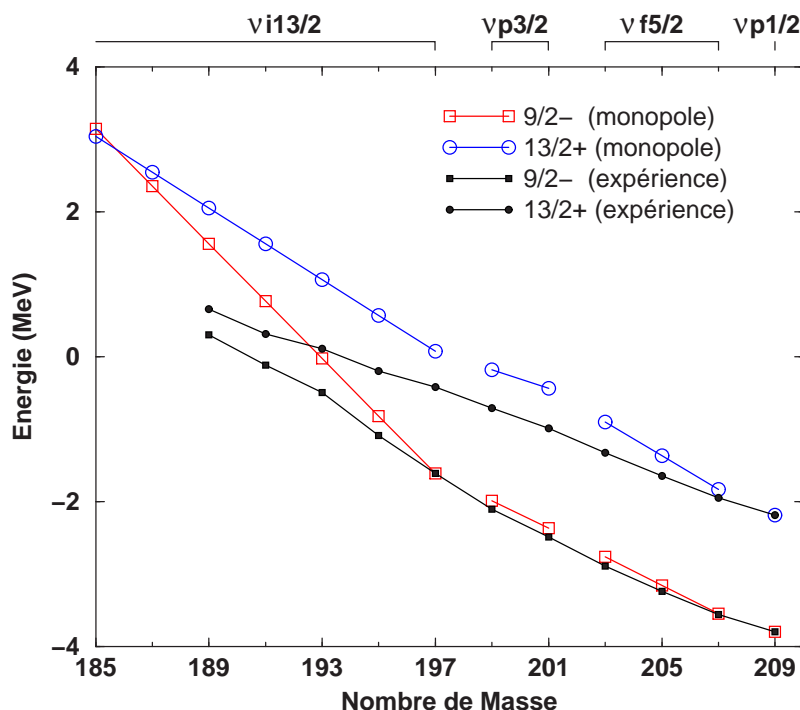


Figure 5.6 : Energies de l'état fondamental $9/2^-$ (carrés pleins) et de l'état excité $13/2^+$ (cercles pleins) données dans le potentiel du cœur de plomb. Ces données expérimentales sont comparées aux énergies calculées par le terme monopolaire du hamiltonien (carrés et cercles vides respectivement).

Pour déterminer l'énergie monopolaire des états de protons $9/2^-$ et $13/2^+$, on commence par considérer l'isotope ^{185}Bi qui a deux neutrons sur l'orbitale $i_{13/2}$. Ainsi, l'énergie de ces états dans le potentiel du ^{184}Pb est $E(^{185}\text{Bi}, j_p) = \Delta E(^{209}\text{Bi}, j_p) + 2 \times V_{j_p, i_{13/2}}$. Puis, on ajoute successivement des paires de neutrons jusqu'à ce que l'orbitale $i_{13/2}$ soit remplie ; soit pour $A = 197$. Comme on peut le voir sur la figure 5.6, pour ce noyau l'énergie monopolaire de l'état $9/2^-$ coïncide avec la valeur expérimentale. On observe la même situation pour tous les isotopes ayant des sous-couches de neutrons fermées ; soit les isotopes ^{201}Bi , ^{207}Bi et ^{209}Bi . En ce qui concerne l'état $13/2^+$, un décalage constant en énergie apparaît quand les orbitales $\nu i_{13/2}$ et $\nu p_{3/2}$ sont actives ; il sera discuté par la suite.

Ainsi, avec le terme monopolaire, qui ne tient compte que du nombre de particules et de l'interaction p-n, on fixe de manière remarquable (voir figure 5.6), par un calcul à l'ordre zéro du hamiltonien effectif, les états de proton $9/2^-$ et $13/2^+$ dans le potentiel du cœur de plomb. La divergence entre les pentes des énergies de liaison de ces deux états est clairement reproduite pour $189 \leq A \leq 197$, ainsi que les pentes pour les masses supérieures.

Dans une seconde étape, on effectue un calcul de modèle en couches avec le code NATHAN [13] avec le hamiltonien complet. On traite alors le monopole et les multipôles ; en particulier l'interaction d'appariement entre les neutrons. Ainsi, les neutrons des couches de valence peuvent se coupler dans tous les états possibles. Ces états contribuent à l'excitation du cœur de plomb. Ceux-ci peuvent alors se mélanger avec les états de protons (cf § 1.1.4). Dans cette représentation, l'énergie de liaison $E_{\text{cœur}}(^{A-1}\text{Pb})$ n'est plus nulle ; elle est déterminée par l'interaction entre les neutrons.

Il est possible de reproduire les énergies calculées avec ce code pour les isotopes ayant des sous-couches de neutrons fermées. En effet, dans ce cas les neutrons ne peuvent être couplés que dans des états 0^+ . L'énergie de liaison de l'état fondamental 0^+ du cœur de plomb peut ainsi être évaluée avec le terme monopolaire de l'interaction neutron-neutron. Les particules étant identiques, cela nécessite de pondérer l'interaction moyenne V_{j_n, j_n} , par l'occupation des orbitales. L'énergie monopolaire de l'état fondamental du cœur de plomb est alors [96] :

$$E_{\text{cœur}}(^{A-1}\text{Pb}, n_k) = \sum_k \frac{n_k(n_k-1)}{2} \times V_{j_{n_k}, j_{n_k}} \quad (5.10)$$

avec $k = i_{13/2}, p_{3/2}, f_{5/2}, p_{1/2}$

pour des sous-couches de neutrons pleines ; soit pour des valeurs $n_k = 14, 4, 6$ et 2 successivement.

L'énergie monopolaire des états de protons j_p des isotopes de bismuth, due aux interactions p-n et n-n, s'écrit alors :

$$E_{int}(^A\text{Bi}, j_p, n_k) = E_{\text{cœur}}(^{A-1}\text{Pb}, n_k) + \sum_k n_k \times V_{j_p, j_{n_k}} \quad (5.11)$$

avec $k = i_{13/2}, p_{3/2}, f_{5/2}, p_{1/2}$

Les énergies obtenues en appliquant les formules (5.10) et (5.11) sont données dans la table 5.3 pour des masses correspondant à des fermetures de sous-couches en neutrons.

Table 5.3 : Energies de liaison monopolaires de l'état fondamental des cœurs de plomb et des états $9/2^+$ et $13/2^-$ des isotopes de bismuth (en MeV) pour des sous-couches de neutrons fermées.

	$A = 197$	$A = 201$	$A = 207$	$A = 209$
$E_{\text{cœur}}(^{A-1}\text{Pb}, 0^+)$	- 8.39	- 9.38	- 10.54	- 10.65
$E_{int}(^A\text{Bi}, 9/2^-)$	- 13.94	- 15.69	- 18.03	- 18.39
$E_{int}(^A\text{Bi}, 13/2^+)$	- 11.85	- 13.35	- 15.91	- 16.38

Les énergies des états de protons dans le potentiel du cœur de plomb sont alors :

$$E(^A\text{Bi}, j_p) = E_{int}(^A\text{Bi}, j_p) - E_{\text{cœur}}(^{A-1}\text{Pb}) + E(j_p) \quad (5.12)$$

où les énergies de particules individuelles $E(j_p)$ sont données dans la table 5.2. Ces énergies sont données dans la table 5.4 pour $A = 197, 201, 207,$ et 209 et sont en accord avec les résultats du calcul présentés sur la figure 5.7 pour l'ensemble des isotopes de bismuth de masse impaire.

Table 5.4 : Energies des états de protons des isotopes de bismuth dans le potentiel du cœur de plomb (en MeV) pour des sous-couches de neutrons fermées.

	$A = 197$	$A = 201$	$A = 207$	$A = 209$
$E(^A\text{Bi}, 9/2^+)$	- 1.61	- 2.37	- 3.55	- 3.80
$E(^A\text{Bi}, 13/2^-)$	0.07	- 0.44	- 1.836	- 2.20

En ce qui concerne les états $9/2^-$, on observe un accord exceptionnel avec les données expérimentales. Pour les états $13/2^+$, les pentes sont très bien reproduites.

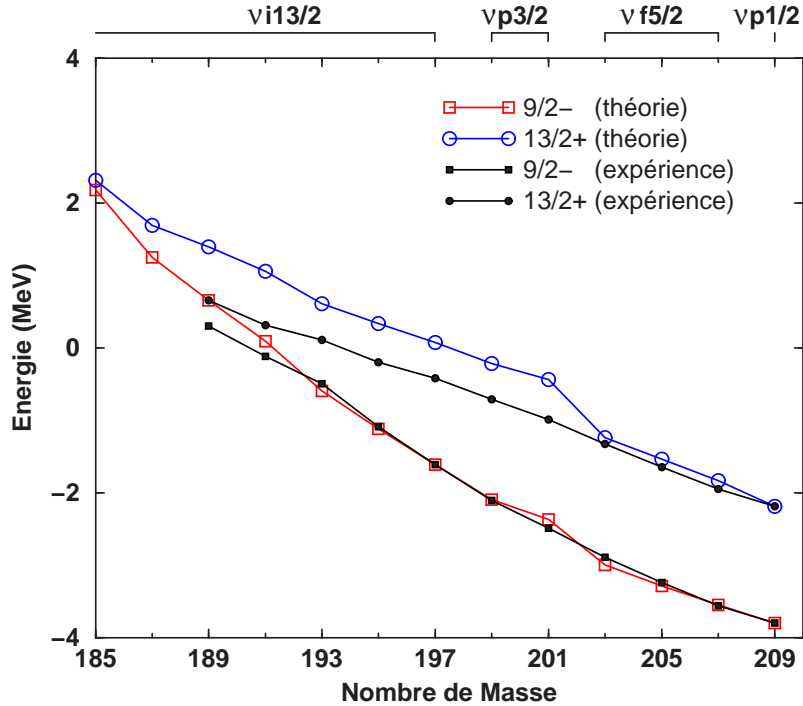


Figure 5.7 : Energies de l'état fondamental $9/2^-$ (carrés pleins) et de l'état excité $13/2^+$ (cercles pleins) données dans le potentiel du cœur de plomb. Ces énergies sont comparées à un calcul simplifié de modèle en couches (carrés et cercles vides respectivement). Voir le texte pour une explication détaillée.

Cependant, on observe un décalage constant en énergie de $A = 189$ jusqu'à ce que l'orbitale $p_{3/2}$ de neutrons soit remplie ($A = 201$). Il s'agit donc d'un décalage dû à la partie monopolaire.

Ce décalage en énergie apparaît quand on passe de la couche $\nu p_{3/2}$ à $\nu f_{5/2}$. Quand on regarde plus en détail la table 5.1, on remarque que l'interaction moyenne du couplage $\pi i_{13/2} \otimes \nu f_{5/2}$ est similaire à celle du couplage $\pi i_{13/2} \otimes \nu i_{13/2}$. Or les fonctions d'onde radiales des orbitales $\pi i_{13/2}$ et $\nu i_{13/2}$ ont un recouvrement spatial maximal. En revanche, dans le cas où on considère les orbitales $\pi i_{13/2}$ et $\nu f_{5/2}$, ce recouvrement est plus faible car le nombre quantique radial (nombre de nœuds de la fonction d'onde) est différent. L'interaction moyenne $\pi i_{13/2} \otimes \nu f_{5/2}$ paraît donc anormalement trop attractive. Les éléments de matrice sont obtenus à partir d'une interaction effective à deux corps déduite de résultats expérimentaux de la diffusion nucléon-nucléon. L'énergie de liaison, la position des états etc... sont très sensibles au terme monopolaire. Il est donc nécessaire d'effectuer des corrections phénoménologiques et

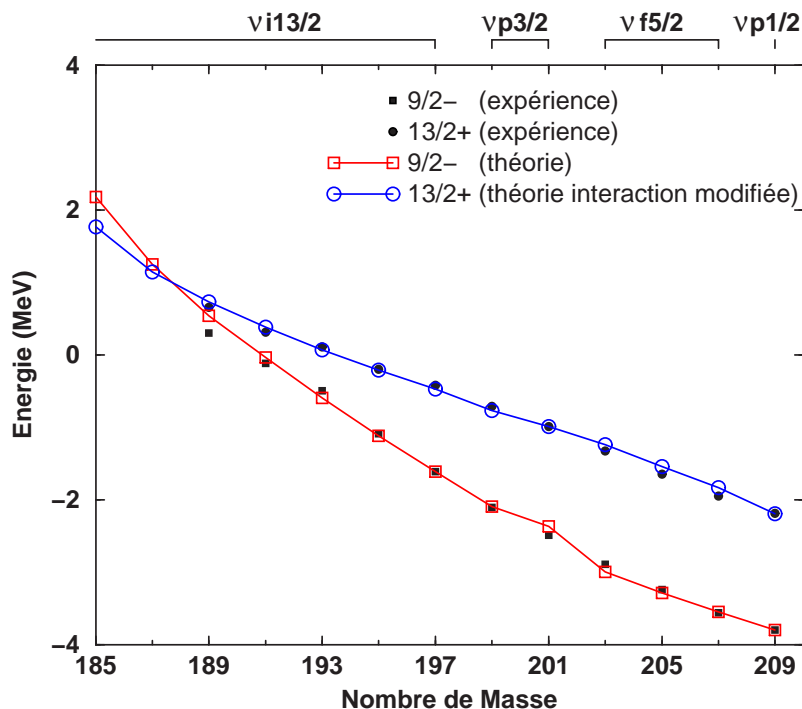


Figure 5.8 : Energies de l'état fondamental $9/2^-$ (carrés pleins) et de l'état excité $13/2^+$ (cercles pleins) données dans le potentiel du cœur de plomb. Ces énergies sont comparées à un calcul simplifié de modèle en couches pour lequel une interaction moyenne spécifique a été modifiée. Voir le texte pour une explication détaillée.

de modifier le monopole. Cela pourrait s'expliquer par le fait que les interactions à trois corps sont négligées. De plus, on observe également un défaut de l'interaction effective qui implique l'orbitale $i_{13/2}$ de protons dans les noyaux $N = 126$ [97]. Il semble donc raisonnable de supposer que la valeur de l'interaction moyenne soit surestimée dans ce cas. Le décalage en énergie est de l'ordre de 450 keV. Soit $\Delta V_{j_p, j_n}$ la variation de l'interaction moyenne à appliquer pour reproduire les données expérimentales et ΔE l'énergie correspondant au décalage monopolaire. D'après la formule (5.6), on a alors :

$$\Delta E(n_k) = \sum_k n_k \times \Delta V_{j_p, j_n} \quad \text{avec } k = f_{5/2} \quad (5.13)$$

ainsi : $\Delta V_{i_{13/2}, f_{5/2}} = \Delta E/6 \approx 90$ keV.

Si on réduit cette interaction moyenne de 90 keV, soit d'environ 30% de sa valeur, on a alors $V_{i_{13/2}, f_{5/2}} = -0.142$ MeV. En effectuant un calcul avec cette interaction

modifiée, on obtient un accord parfait pour les énergies des états $13/2^+$ dans le potentiel du cœur de plomb, comme l'illustre la figure 5.8.

Ainsi, en modifiant une seule valeur de l'interaction moyenne proton-neutron, on reproduit de manière remarquable les énergies de liaison des états $9/2^-$ et $13/2^+$ dans le potentiel du cœur de plomb.

En conclusion, avec un calcul simplifié de modèle en couches, on obtient une très bonne description des états de protons des bismuths de masse impaire de l'élément stable ^{209}Bi jusqu'à 20 neutrons de la stabilité. Ainsi, on a montré que le comportement des états $9/2^-$ et $13/2^+$ est principalement dû au terme monopolaire du hamiltonien effectif et donc à l'interaction proton-neutron ainsi qu'au recouplage des états de neutrons au sein d'une même orbitale ([98] et Annexe).

D'après ces calculs, il semblerait que les orbitales $i_{13/2}$ et $h_{9/2}$ s'inversent pour le dernier noyau connu de la chaîne des bismuths ; l'isotope ^{185}Bi . L'état $13/2^+$ deviendrait alors l'état fondamental de ce noyau. Des mesures par décroissance- α et proton ont été effectuées pour l'isotope ^{185}Bi [99, 100] ; cependant aucune conclusion sur le spin-parité de l'état fondamental n'a pu être établie. Cette question reste donc ouverte et ces calculs sont une première indication d'un éventuel croisement d'orbitales à la "drip-line" de proton.

5.1.4 Discussion sur les transitions $M2$

Les isotopes de bismuth de masse $A = 189$ et $A = 187$ ont été étudiés par spectroscopie γ -retardée (cf § 4.2). L'existence d'un état isomérique dans l'isotope ^{189}Bi à une énergie de 357 keV est confirmée et sa période mesurée avec nos données expérimentales (cf § 4.2.1). D'après la référence [75], cette transition est de type quadrupolaire magnétique ($M2$). Elle relie l'état excité $13/2^+$ à l'état fondamental $9/2^-$. L'isotope ^{187}Bi est étudié pour la première fois par spectroscopie- γ . Une transition à 252 keV est observé dans ce noyau (cf § 4.2.2). Etant donné l'énergie et le temps de vie de cet état, on peut émettre l'hypothèse que c'est une transition de type $M2$, comme dans les isotopes de bismuth plus lourds avec $189 \leq A \leq 195$. Le temps de vie de cet état étant d'environ $3 \mu\text{s}$, seul un faible mélange avec une transition de type $E3$ est envisageable. Dans le cas d'une pure transition $E3$, le temps de vie mesuré serait beaucoup plus long. La force de transition $E3$ de l'isotope stable ^{209}Bi est $B(E3) = 7 \pm 6 \text{ W.u.}$ [101]. En considérant la limite supérieure de $B(E3)$ on

obtient une limite inférieure du temps de vie d'environ 250 μs pour une transition $E3$ dans l'isotope ^{187}Bi . Cette valeur est de deux ordres de grandeur plus élevée que la période mesurée ; ce qui exclut une contribution octupolaire électrique importante pour cette transition.

La période permet de déterminer la probabilité de transition $B(\sigma L)$. D'après la table 1.1, la probabilité de transition $B(M2)_{\text{exp}}$ est donnée par :

$$B(M2)_{\text{exp}} = \frac{\ln 2}{T_{1/2}^{\gamma} 1.35 \times 10^7 E_{\gamma}^5} \quad [\mu_n^2 \text{fm}^2] \quad (5.14)$$

où $T_{1/2}^{\gamma} = T_{1/2}(\text{exp})(1 + \alpha)$ (voir formule (1.42)) est la période par désexcitation radiative en secondes, avec α le facteur de conversion, et E_{γ} est l'énergie en MeV. D'après la formule (1.38) la probabilité de transition $B(M2)_{\text{w}}$ selon l'estimation de Weisskopf (dans le cas où la transition est due à une particule individuelle) est :

$$B(M2)_{\text{w}} = 1.65 \times A^{2/3} \quad [\mu_n^2 \text{fm}^2] \quad (5.15)$$

En unités de Weisskopf, $B(M2)$ s'exprime alors par [102] :

$$B(M2) = \frac{B(M2)_{\text{exp}}}{B(M2)_{\text{w}}} = \frac{3.1 \times 10^{-8}}{T_{1/2}(\text{exp})(1 + \alpha) E_{\gamma}^5 A^{2/3}} \quad [\text{W.u.}] \quad (5.16)$$

Table 5.5 : Energie, facteur de conversion, période et probabilité de transition réduite des transitions $M2$ dans l'isotope stable ^{209}Bi et dans les isotopes de bismuth tels que $A \leq 195$.

Isotope	E_{γ} (keV)	$\alpha(M2)$	$T_{1/2}(\text{exp})$ (ns)	$B(M2)(\text{exp})$ (W.u.)
^{209}Bi [103]	1609	-	0.27 ± 0.18	0.27 ± 0.18
^{195}Bi [84]	887.9	0.0670	32 ± 2	0.0049 ± 0.003
^{193}Bi [104]	605	0.1992	153 ± 10	0.062 ± 0.005
^{191}Bi [105]	429	0.5644	533 ± 7	0.077 ± 0.001
^{189}Bi [98]	357	1.009	880 ± 50	0.092 ± 0.005
^{187}Bi [98]	252	3.186	3200_{-2000}^{+7600}	$0.07_{-0.04}^{+0.17}$

La systématique des probabilités de transition réduite $B(M2)$ pour les isotopes de bismuth de masse impaire est donnée dans la table 5.5 et présentée sur la figure 5.9.

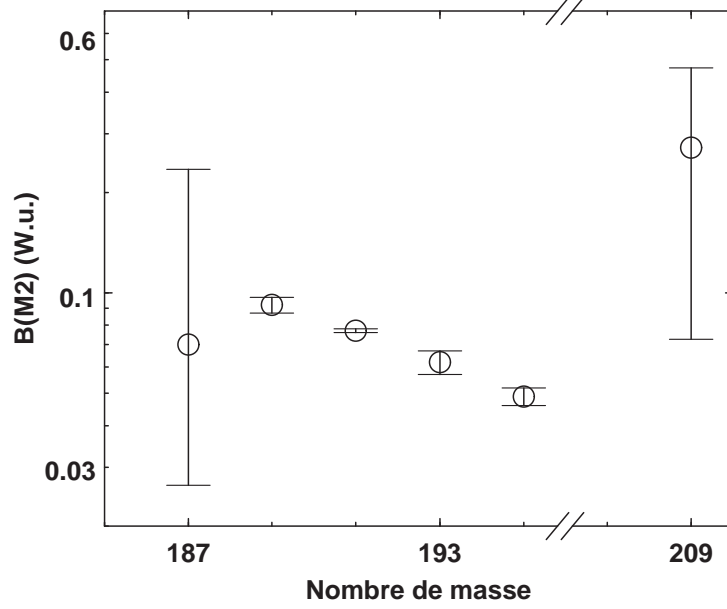


Figure 5.9 : Valeurs expérimentales des probabilités $B(M2)$ en unités de Weisskopf pour la transition $(13/2^+ \rightarrow 9/2^-)$ dans l'isotope stable ^{209}Bi et les bismuths légers. Notons l'échelle logarithmique en ordonnée ainsi que la brisure de l'axe des abscisses.

Une transition mélangée $M2 + E3$ ($13/2^+ \rightarrow 9/2^-$) est observée dans l'isotope stable ^{209}Bi ¹. Pour les isotopes tels que $197 \leq A \leq 207$, les états dûs aux configurations $|\pi h_{9/2} \otimes \nu 2^+; 11/2^- \rangle$ et $|\pi h_{9/2} \otimes \nu 2^+; 13/2^- \rangle$ sont plus bas en énergie que l'état $13/2^+$. Ainsi l'état $13/2^+$ décroît par des transitions rapides $E1$ sur les états $11/2^-$ et $13/2^-$ et la transition directe vers l'état fondamental $9/2^-$ n'est pas observée. A partir de la masse $A = 195$, l'état $13/2^+$ redevient plus bas en énergie. Les transitions $M2$ sont alors observées jusqu'à l'isotope ^{187}Bi .

A partir de nos résultats expérimentaux, les valeurs de $B(M2)$ suivantes sont extraites, en supposant une transition $M2$ pure :

$$B(M2)_{^{189}\text{Bi}} = 0.092 \pm 0.005 \quad [\text{W.u.}] \quad (5.17)$$

$$B(M2)_{^{187}\text{Bi}} = 0.07^{+0.17}_{-0.04} \quad [\text{W.u.}] \quad (5.18)$$

Ces valeurs de $B(M2)$ sont du même ordre de grandeur que celles mesurées dans les autres bismuths légers [84, 104, 105]. Pour les isotopes tels que $187 \leq A \leq 195$,

¹ La valeur de $B(M2)$ donnée dans la table 5.5 tient compte du mélange de transition $M2 + E3$; le coefficient de mélange δ étant égal à 0.33 ± 0.10 [106].

le facteur d'empêchement ("hindrance factor"), défini par l'inverse de la valeur de $B(M2)$ donnée en unités de Weisskopf [102], se situe entre 10 et 20. En revanche, pour l'isotope stable ^{209}Bi il est de l'ordre de 4.

Dans l'isotope ^{209}Bi , la transition $M2$ est due principalement à la transition d'un proton individuel entre les états de particule $i_{13/2}$ et $h_{9/2}$. Cependant, un multiplet d'états à une énergie de 2.62 MeV est obtenu par couplage entre le proton de l'orbitale $h_{9/2}$ et l'état vibrationnel 3^- du cœur de ^{208}Pb . L'état $13/2^+$ de ce multiplet est mélangé à 8% avec l'état $13/2^+$ à 1609 keV du ^{209}Bi [107]. Une contribution importante de l'état $13/2^+$ est due au couplage entre un proton de l'orbitale $f_{7/2}$ et l'état octupolaire 3^- [23]. Ces mélanges ont pour effet de réduire de 0.3 W.u. à 0.27 W.u. le facteur $B(M2)$ dans cet isotope.

Dans les bismuths légers, ce phénomène est accentué par la plus grande variété de mélanges possibles entre les états de particule et d'autres configurations. La décomposition des états $|13/2^+\rangle$ et $|9/2^-\rangle$ avec les contributions principales que l'on peut envisager est représentée ci-dessous.

$$\begin{array}{rccccccc}
 |13/2^+\rangle & = & a_1 |\pi i_{13/2} \otimes 0^+\rangle & + & b_1 |\pi i_{13/2} \otimes 2^+\rangle & + & c_1 |\pi h_{9/2} \otimes 3^-\rangle & + & d_1 |\pi f_{7/2} \otimes 3^-\rangle \\
 & & \downarrow & & \downarrow & \searrow \swarrow & \downarrow & & \downarrow \\
 |9/2^-\rangle & = & a_2 |\pi h_{9/2} \otimes 0^+\rangle & + & b_2 |\pi h_{9/2} \otimes 2^+\rangle & + & c_2 |\pi i_{13/2} \otimes 3^-\rangle & + & d_2 |\pi f_{7/2} \otimes 2^+\rangle
 \end{array}$$

Tout d'abord, le couplage entre un état de particule et l'état octupolaire vibrationnel 3^- est bien établi dans la région des plombs [23]. Ainsi, on attend une contribution à l'état $|13/2^+\rangle$ du type $|\pi f_{7/2} \otimes 3^-; 13/2^+\rangle$ et $|\pi h_{9/2} \otimes 3^-; 13/2^+\rangle$ et à l'état $|9/2^-\rangle$ tel que $|\pi i_{13/2} \otimes 3^-; 9/2^-\rangle$. Dans le ^{208}Pb , l'état octupolaire collectif 3^- se situe à 2.6 MeV ; il est principalement dû à un fort mélange d'excitations particule-trou au niveau de la couche fermée $Z = 82$ de protons [95]. Dans les bismuths légers, l'orbitale $i_{13/2}$ de neutrons est ouverte. Une forte corrélation octupolaire est attendue entre les orbitales $\nu i_{13/2}$ et $\nu f_{7/2}$, qui est d'autant plus favorisée que $\Delta l = \Delta j = 3$.

De plus, le couplage avec les états 2^+ de basse énergie du cœur de plomb doit être pris en considération. Il conduit à une configuration $|\pi i_{13/2} \otimes 2^+; 13/2^+\rangle$ pour l'état $|13/2^+\rangle$ et à des contributions telles que $|\pi h_{9/2} \otimes 2^+; 9/2^-\rangle$ et $|\pi f_{7/2} \otimes 2^+; 9/2^-\rangle$.

Les possibilités de transition $M2$ sont représentées par des flèches (les doubles flèches signalent les contributions principales). Les coefficients représentent les am-

plitudes de probabilité. Dans les bismuths légers, la plupart des configurations ne peuvent être connectées par une transition $M2$, ce qui a pour effet de ralentir cette transition et de réduire la probabilité de transition $B(M2)$ par rapport au ^{209}Bi .

5.2 Propriétés collectives

5.2.1 Calculs HFB

Pour étudier les états de l'isotope ^{189}Bi , un calcul HFB (cf § 1.1.5) a tout d'abord été réalisé pour l'isotope ^{188}Pb . Pour cela, une contrainte sur le moment quadrupolaire Q_{20} est appliquée. L'énergie totale de l'isotope ^{188}Pb est calculée pour des déformations oblate ($Q_{20} < 0$) et prolata ($Q_{20} > 0$). La courbe d'énergie potentielle est représentée sur la figure 5.10. On observe un minimum sphérique et deux minima locaux pour des déformations respectives $Q_{20} \sim -1450 \text{ fm}^2$ et $Q_{20} \sim 1900 \text{ fm}^2$. Ainsi la triple coexistence de forme de l'isotope ^{188}Pb est reproduite qualitativement (cf Introduction). Expérimentalement, trois états 0^+ sont observés à des énergies proches : un état fondamental est interprété comme étant sphérique et deux états excités sont interprétés comme ayant une déformation respectivement oblate ($E(0_2^+) = 591 \text{ keV}$) et prolata ($E(0_3^+) = 725 \text{ keV}$) [78]. Notons que ce calcul donne uniquement la courbe d'énergie potentielle du noyau considéré. Pour mieux reproduire les états observés, il faudrait effectuer un calcul "au-delà du champ moyen" en restaurant les symétries brisées [108, 109] et en couplant les configurations de déformations statiques différentes [110, 111]. Les énergies potentielles relatives des différentes configurations doivent être comparées avec précaution dans ce type de calcul. En effet, de tels calculs dans l'isotope ^{186}Pb , dont la structure [112] est très proche de celle de l'isotope ^{188}Pb , ont montré des effets très prononcés sur le puits prolata [113]. La dépendance de cet effet en fonction de l'orbitale impaire occupée est pour l'instant inconnue mais potentiellement significative et extrêmement intéressante. La restauration des symétries ainsi que l'application de la méthode de la coordonnée génératrice. n'a jamais été effectué dans les noyaux impairs de manière réaliste. Une collaboration entre des physiciens de Bruxelles et de Saclay y travaille actuellement [114].

Dans ce travail, un calcul utilisant la méthode HFB pour un noyau impair [115] est effectué. Pour cela, les orbitales proches du niveau de Fermi pour chacun des minima sont tout d'abord identifiées dans l'isotope ^{188}Pb . Dans le puits oblate, il s'agit des orbitales $9/2[505]$ et $13/2[606]$ ¹. Le diagramme de Nilsson de la figure 1.3

¹les orbitales sont identifiées par leurs nombres quantiques asymptotiques

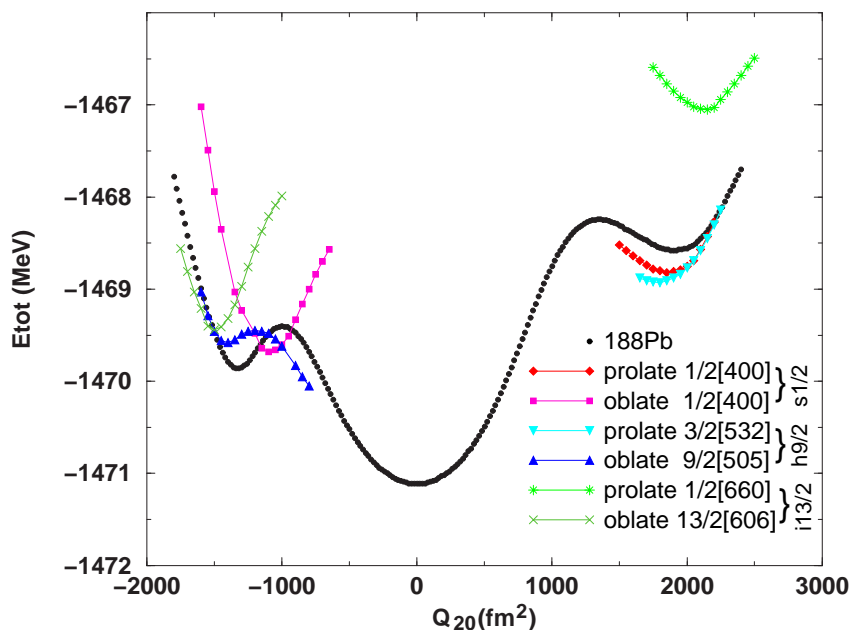


Figure 5.10 : Calcul de l'énergie potentielle de l'isotope ^{188}Pb en fonction du paramètre de déformation quadrupolaire Q_{20} . Pour l'isotope ^{189}Bi le calcul est effectué en imposant que le nucléon célibataire occupe une orbitale donnée.

montre en effet que l'énergie de ces orbitales est fortement diminuée quand le noyau tend à se déformer du côté oblate ; la projection du moment angulaire sur l'axe de symétrie ayant une valeur élevée. En revanche, du côté prolate les orbitales ayant une faible valeur de projection du moment angulaire tendent à déformer le noyau. Ainsi, dans le puits prolate les orbitales proches du niveau de Fermi sont : $1/2[400]$ et $1/2[660]$. Pour calculer l'isotope ^{189}Bi il faut ajouter un proton au ^{188}Pb ; ce qui est équivalent à définir dans le cœur pair-pair de plomb une orbite occupée par le nucléon célibataire. Notre objectif est de calculer les courbes d'énergie potentielle de l'isotope ^{189}Bi pour chacun des états représentés schématiquement sur la figure 5.1 et de voir s'il peuvent exister à des déformations non nulles.

▷ Etat fondamental $9/2^-$: la courbe présente un minimum “mou” pour une déformation oblate. Etant donné la tendance de la courbe, il est raisonnable d'envisager que l'état $9/2^-$ présente un minimum sphérique plus bas en énergie. En effet le calcul n'a pu être effectué pour des déformations proches de zéro car les états de particules sont alors quasi-dégénérés et la convergence numérique devient alors extrêmement difficile. Cependant, on peut supposer que cet état est sphérique.

La configuration $3/2[532]$ présente un minimum du côté prolata. C'est une indication de la possible existence d'un état $3/2^-$ à bas spin (voir § 5.2.3).

▷ Etat excité $13/2^+$: un minimum bien prononcé se situe vers $Q_{20} = -1500 \text{ fm}^2$ pour l'orbitale $13/2[606]$. Ainsi le calcul prédit une déformation oblate de l'état isomérique $13/2^+$, comme dans les isotopes plus lourds $^{191,193}\text{Bi}$ [104, 105].

▷ Etat excité $1/2^+$: l'orbitale $1/2[400]$ peut-être respectivement couplée aux cœurs oblate et prolata du plomb. Du côté prolata, on observe également un minimum dû à l'orbitale intruse $1/2[660]$ cependant à une énergie plus élevée. En revanche, l'orbitale $1/2[400]$ conduit également le noyau dans une déformation oblate.

Ces calculs seront discutées de manière plus approfondie dans les paragraphes suivants à partir des données expérimentales obtenues par spectroscopie γ -prompte.

5.2.2 Structures collectives des états $13/2^+$

▷ L'isotope ^{189}Bi

Pour construire le schéma de niveaux des transitions peuplant l'état isomérique $13/2^+$ de l'isotope ^{189}Bi différentes sources d'information sont à notre disposition :

- le spectre des rayonnements γ -prompts détectés en coïncidence avec un résidu identifié par la décroissance- α de l'état fondamental du ^{189}Bi (voir figure 4.18(a)).
- le même spectre avec la condition supplémentaire qu'une transition ($13/2^+ \rightarrow 9/2^-$) soit observée dans le même événement que le résidu (voir figure 4.18(b)).
- le spectre des coïncidences γ - γ de la figure 4.19(d).

Les trois transitions les plus intenses mesurées à des énergies de 313, 375 et 420 keV sont observées respectivement en coïncidence deux à deux.

Pour déterminer la nature et la multipolarité de ces transitions, on mesure un rapport d'anisotropie angulaire. Dans notre cas, ce dernier est défini par le rapport de l'intensité d'une transition détectée dans les Ge des couronnes arrières (à 134° et 158°) et de l'intensité de la même transition détectée dans les Ge des couronnes à l'avant (à 78° et 101°). Pour les transitions quadrupolaires électriques de la bande prolata de l'isotope ^{188}Pb , observées par une sélection sur tous les résidus de fusion-évaporation détectés au plan focal, on mesure un rapport d'anisotropie de 1.1 ± 0.1 . Pour les transitions mesurées à des énergies de 313, 375 et 420 keV, ce rapport est respectivement de 1.04 ± 0.12 , 1.16 ± 0.24 et 1.0 ± 0.2 . On en déduit donc que ces transitions sont des transitions quadrupolaires et fort probablement de type $E2$.

Table 5.6 : Energies, natures/multipolarités et intensités relatives corrigées du facteur de conversion pour les transitions alimentant l'état isomérique $13/2^+$.

E_γ (keV)	σL	$I_{\text{corrigée}}$
313	$E2$	97.1 ± 5.2
375	$E2$	44.9 ± 3.2
420	$E2$	104.8 ± 5.5
446	$(E2)$	28.4 ± 3.1
510	$(E2)$	17.6 ± 2.4
551	$(E2)$	21.2 ± 2.8

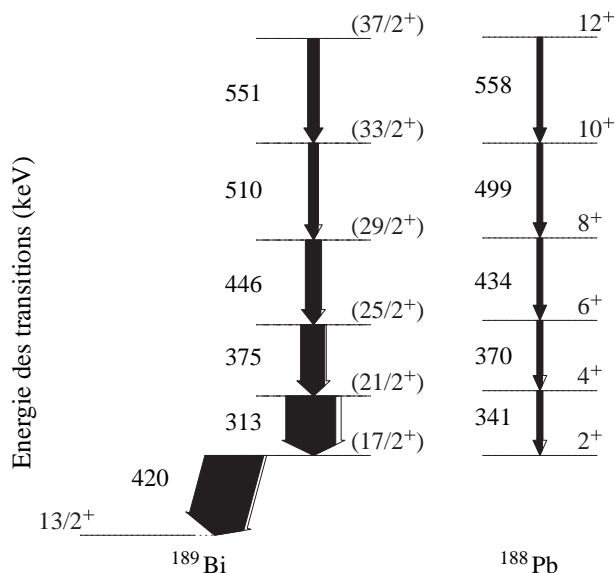


Figure 5.11 : Schéma de niveaux des transitions construites sur l'état isomérique $13/2^+$ de l'isotope ^{189}Bi . Il est comparé aux transitions de la bande prolata de l'isotope pair-pair voisin ^{188}Pb [78].

Les énergies, natures et multipolarités et intensités corrigées du facteur de conversion construites sur l'état isomérique $13/2^+$ sont données dans la table 5.6. Le schéma de niveaux proposé est présenté sur la figure 5.11. Il y est comparé à la bande prolata de l'isotope ^{188}Pb , dont l'énergie de l'état 2^+ est normalisée à celle de l'état $17/2^+$ du ^{189}Bi . On constate une similitude remarquable entre les bandes de ces deux isotopes ; la différence en énergie des états étant presque identique entre la bande

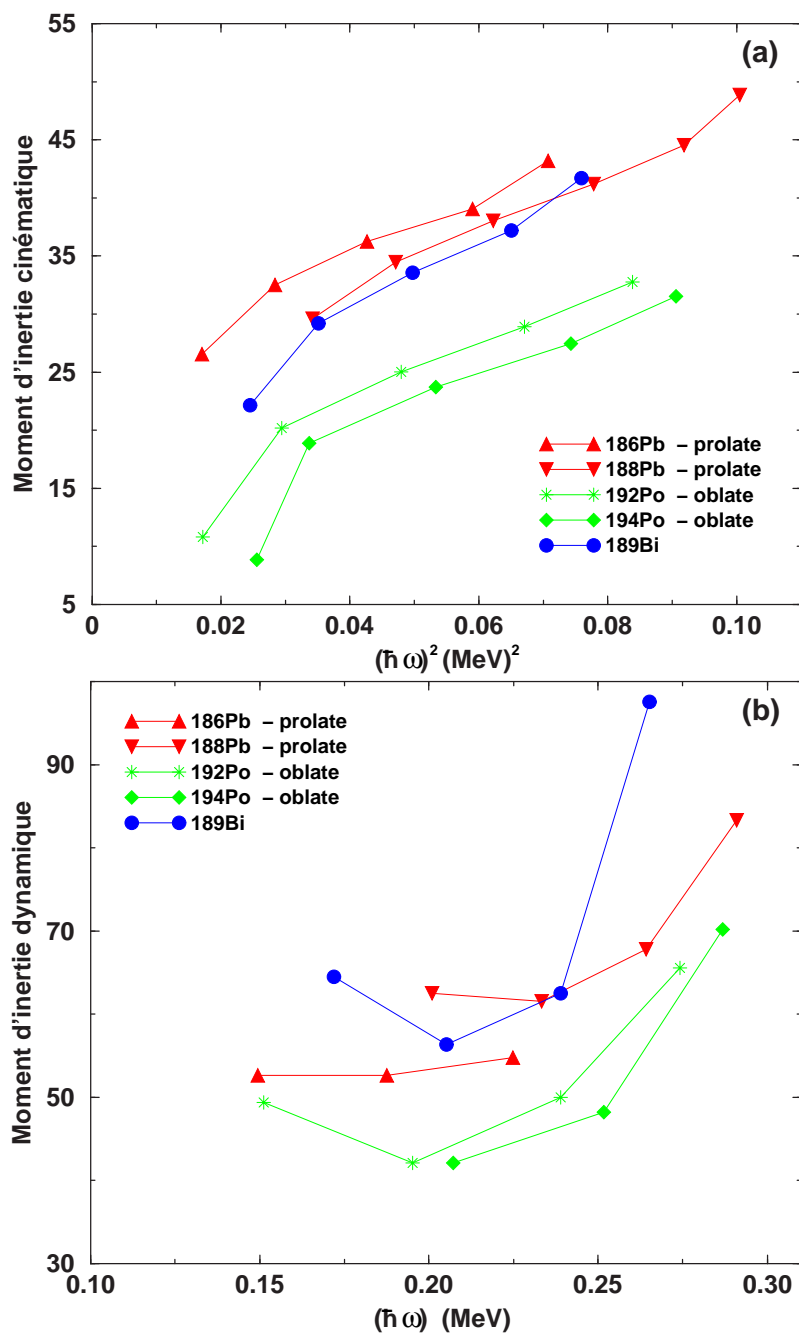


Figure 5.12 : (a) Moments d'inertie cinématiques $\mathcal{J}^{(1)}$ ($\hbar^2 \cdot \text{MeV}^{-1}$) et (b) moments d'inertie dynamiques $\mathcal{J}^{(2)}$ ($\hbar^2 \cdot \text{MeV}^{-1}$) en fonction de la fréquence $\hbar\omega$.

$13/2^+$ de l'isotope ^{189}Bi et celle du cœur prolate de plomb. Cela suggère que l'on se trouve dans la limite d'un alignement dû à la rotation (cf § 1.1.6) du modèle "particule + rotor". Ainsi K n'est plus un bon nombre quantique et la séquence d'énergies des états est donnée par la formule (1.31), avec une projection du moment angulaire sur l'axe de rotation $j_x \sim j = 13/2$.

Le moment d'inertie cinématique est alors calculé en considérant dans la formule (1.26) $R = I - 13/2$ à la place de I . La définition du moment d'inertie dynamique est inchangée (voir formule (1.27)). Les moments d'inertie cinématique $\mathcal{J}^{(1)}$ et dynamique $\mathcal{J}^{(2)}$ sont présentés sur la figure 5.12. La similitude des bandes est naturellement reflétée par les moments d'inertie cinématique qui sont presque identiques pour les isotopes ^{189}Bi et ^{188}Pb . Le caractère prolata de la bande observé sur l'état $13/2^+$ du ^{189}Bi est indéniable.

L'interprétation que nous proposons est que le proton de valence occupe l'orbitale $1/2[660]$ issue de la couche $i_{13/2}$ et qu'il soit couplé au cœur prolata de plomb. Dans le cas d'un fort alignement avec la rotation, la séquence des états commence au spin $13/2$, soit à la valeur de la projection du moment angulaire sur l'axe de rotation. La bande partenaire en signature n'est pas observée car le paramètre de découplage a est grand dans le cas d'une orbitale de faible Ω issue d'une couche de moment angulaire j élevé. Ainsi, comme le montre les calculs Hartree-Fock (cf § 5.2.1), ajouter ce proton au ^{188}Pb n'a pas une très forte influence sur la déformation du cœur. Expérimentalement, on observe deux bandes très similaires en énergie dans l'isotope ^{189}Bi et le ^{188}Pb ; ce qui prouve que la déformation prolata est semblable pour chacun de ces noyaux. De manière identique à la situation connue dans les plombs légers, la tête de bande de la structure prolata n'est pas peuplée. Ainsi l'état isomérique $13/2^+$ est probablement oblate et d'après les calculs Hartree-Fock (cf § 5.2.1) il est dû à l'orbitale intruse $13/2[606]$. Cet état se mélange à l'état $13/2^+$ prolata qui est alors repoussé. La différence d'énergie entre l'état $17/2^+$ et l'état $13/2^+$ devient alors trop faible pour que cette transition soit observée. De plus, les transitions non placées observées sur la figure 4.18(b) ne font pas partie de la structure prolata et sont d'éventuels candidats de la structure oblate.

La question se pose quant à l'interprétation de la configuration microscopique de la déformation prolata du plomb. D'après les calculs de W. Nazarewicz [1], une structure prolata avec une déformation $\beta \sim 0.27$ est prédite dans l'isotope ^{188}Pb . La configuration de protons pour cette déformation est interprétée comme une excitation de paires de protons du cœur magique de plomb : $4^{-4}(1h_{9/2} \otimes 2f_{7/2})^4$ ou bien

$4^{-4}1h_{11/2}^{-2}(1h_{9/2} \otimes 2f_{7/2})^6$. L'occupation d'orbitales conduisant à une déformation prolate combinée à l'absence de protons sur les orbitales conduisant à une déformation oblate de la couche majeure $N = 4$ induit ainsi une forte déformation quadrupolaire. Ce scénario est compatible avec notre interprétation. Dans le cœur prolate de plomb, l'orbitale $1/2[660]$ n'est pas impliquée. On comprend ainsi pourquoi la structure prolate observée n'est pas fortement modifiée par le proton célibataire.

▷ L'isotope ^{187}Bi

L'étude de l'isotope ^{187}Bi a également été réalisée par spectroscopie γ -prompte. La statistique du spectre des rayonnements- γ mesurés au niveau de la cible en coïncidence avec un résidu de ^{187}Bi identifié par la décroissance- α de son état fondamental est très faible (voir figure 4.20). Cependant, on observe des transitions à des énergies de 198, 270 et 343 keV. Par analogie avec l'interprétation développée dans le paragraphe 5.2.2 pour l'isotope ^{189}Bi , le schéma de niveaux de la figure 5.13 est proposé. La similitude avec la bande prolate du cœur ^{186}Pb est évidente.

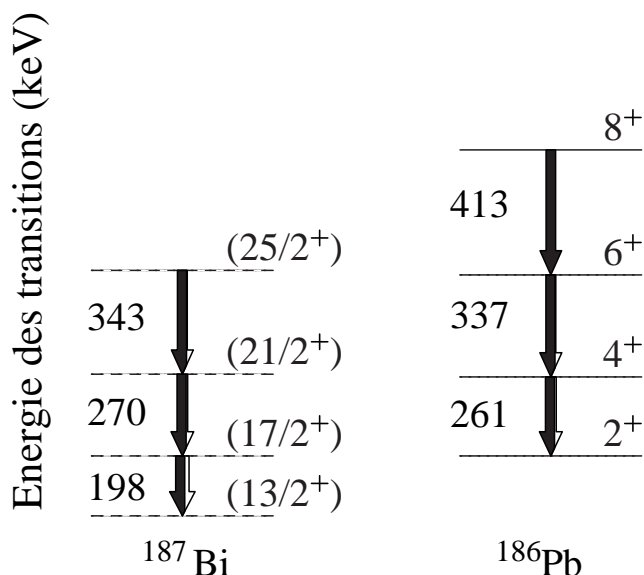


Figure 5.13 : Schéma de niveaux des transitions construites sur l'état isomérique $13/2^+$ de l'isotope ^{187}Bi . Il est comparé aux transitions de la bande prolate de l'isotope pair-pair voisin ^{186}Pb [112].

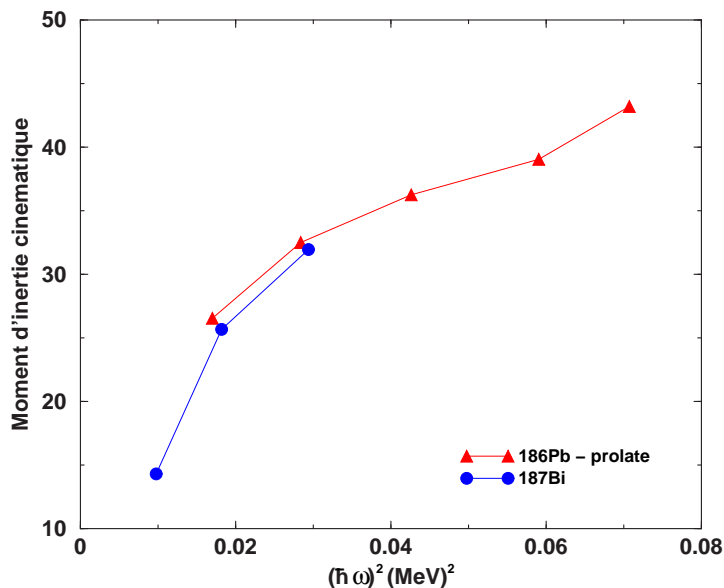


Figure 5.14 : Moment d'inertie cinématique $\mathcal{J}^{(1)}$ ($\hbar^2 \cdot \text{MeV}^{-1}$) en fonction de la fréquence de rotation $\hbar\omega$.

Le moment d'inertie cinématique, dans l'hypothèse d'un alignement avec la rotation soit $R = I - 13/2$, est présenté sur la figure 5.14. La comparaison avec les valeurs obtenues pour le ^{186}Pb est frappante. Il semblerait que dans l'isotope ^{187}Bi , le proton de valence soit de nouveau couplé au cœur pair-pair prolate de ^{186}Pb . Dans ce cas de figure, il est peu probable que la situation soit strictement identique à celle observée dans l'isotope ^{189}Bi . En effet, étant donnée l'énergie de la transition la plus basse, le scénario le plus cohérent est que la transition à 198 keV peuple la tête de bande de la structure prolate. La question reste cependant ouverte quant à savoir si l'état alimenté par la transition à 198 keV correspond à l'état isomérique $13/2^+$ dont on a mesuré la désexcitation par une transition $M2$ de 252 keV.

▷ Systématique des isotopes impairs légers de bismuth

Dans les isotopes $^{191,193}\text{Bi}$ [104, 105], des bandes fortement couplées de transitions $E2$ connectées par des transitions de type $M1$ sont observées sur l'état isomérique $13/2^+$ (voir figure 5.15). Elles sont interprétées comme ayant une déformation oblate. Le mode de couplage est celui de l'alignement avec la déformation (cf § 1.1.6). Dans les cœurs pairs-pairs de plomb correspondants (voir figure 1), les structures oblates sont yrastes. En revanche, dans l'isotope ^{188}Pb , une triple coexistence de forme

est établie entre des états 0^+ sphérique, oblate et prolata. D'après nos résultats expérimentaux, l'isotope ^{189}Bi est le premier élément de la chaîne des bismuths impairs à présenter une déformation prolata à haut spin ; l'état $13/2^+$ étant probablement un mélange de configuration oblate et prolata.

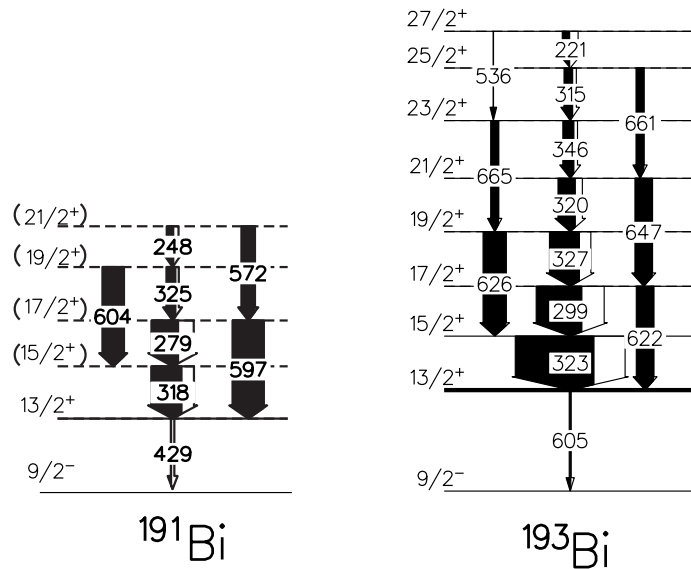


Figure 5.15 : Schémas de niveaux des isotopes $^{191,193}\text{Bi}$ (P.Nieminen *et al.* [105])

5.2.3 Structure collective de l'état $1/2^+$ du ^{189}Bi

Les rayonnements- γ prompts observés sur la figure 4.17 proviennent de la désexcitation des isotopes ^{189}Bi identifiés par la décroissance- α de l'état isomérique $1/2^+$. La statistique n'est pas suffisante pour effectuer des coïncidences γ - γ ou pour calculer des rapports d'anisotropie angulaire. Ainsi, le schéma de niveaux proposé sur la figure 5.16 est établi par des considérations énergétiques et d'intensité. On remarque en premier lieu la régularité des transitions d'énergie 337/340, 400/406, 461/467 et 516/521 keV. Ceci est une forte indication de l'existence de bandes rotationnelles à haut spin. En ce qui concerne les bas spins, on constate que la somme des énergies de plusieurs couples de transitions- γ sont égales. Ainsi, on émet l'hypothèse que les bandes couplées sont liées par des transitions dipolaires. Pour construire le schéma de niveaux on combine ces informations sur l'énergie avec celles de l'intensité des transitions, en plaçant préférentiellement les transitions les plus intenses à bas spin. Ainsi, la conservation de l'intensité est respectée, en supposant cependant une ali-

mentation parallèle. Le schéma de niveaux de la figure 5.16 correspond au scénario le plus cohérent au vu des informations dont nous disposons.

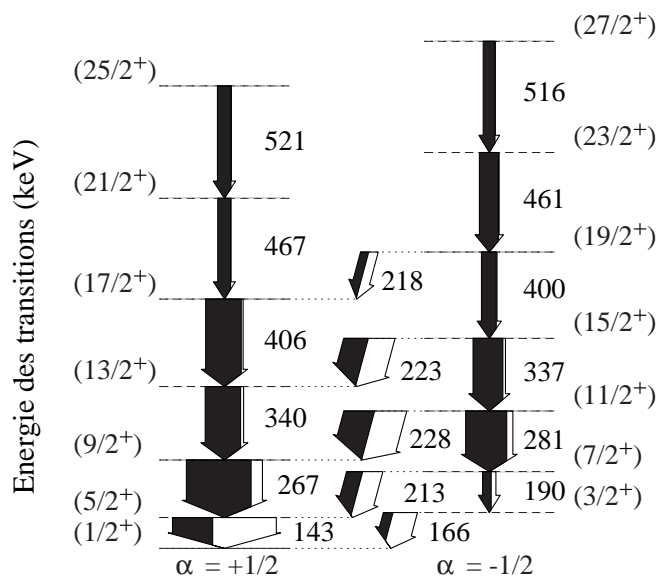


Figure 5.16 : Proposition de schéma de niveaux des transitions construites sur l'état isomérique $1/2^+$ de l'isotope ^{189}Bi . Deux bandes de transitions supposées $E2$ ayant des signatures opposées ($\alpha = +\frac{1}{2}$ et $\alpha = -\frac{1}{2}$) sont observées.

Table 5.7 : Energies, nature/multipolarité et intensités corrigées du facteur de conversion pour les transitions représentées sur le schéma de niveaux de la figure 4.17.

E_γ (keV)	σL	$I_{\text{corrigée}}$	E_γ (keV)	σL	$I_{\text{corrigée}}$
143	(E2)	160 ± 38	337	(E2)	50 ± 14
166	(M1)	51 ± 22	340	(E2)	59 ± 16
190	(E2)	21 ± 10	400	(E2)	24 ± 10
213	(M1)	54 ± 20	406	(E2)	58 ± 14
218	(M1)	26 ± 15	461	(E2)	30 ± 13
223	(M1)	77 ± 18	467	(E2)	20 ± 10
228	(M1)	93 ± 21	516	(E2)	19 ± 11
267	(E2)	117 ± 22	521	(E2)	21 ± 11
281	(E2)	73 ± 15			

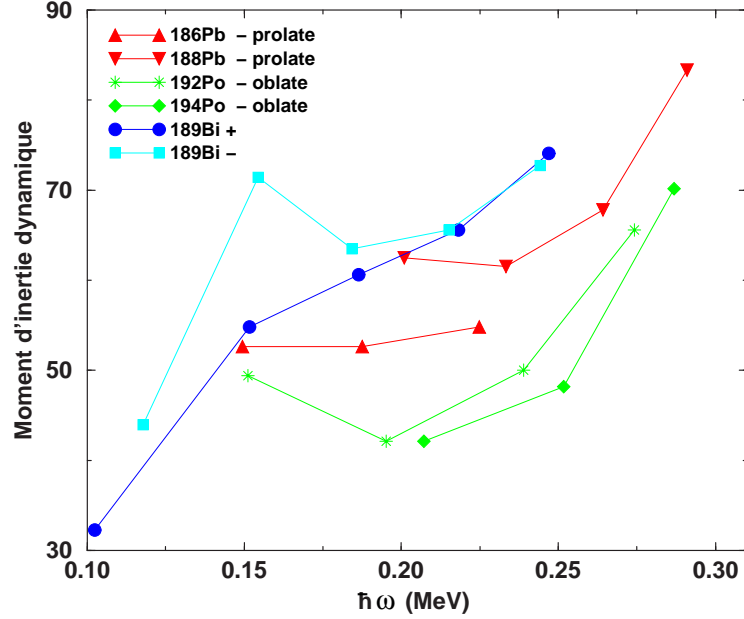


Figure 5.17 : Moments d'inertie dynamiques $\mathcal{J}^{(2)}$ ($\hbar^2 \cdot \text{MeV}^{-1}$) en fonction de la fréquence $\hbar\omega$.

Les énergies des transitions ainsi que leurs assignements et leurs intensités corrigées du facteur de conversion correspondant à la multipolarité supposée de la transition (voir formule (1.42)) sont donnés dans la table 5.7.

Dans notre hypothèse, on observe ainsi deux bandes couplées de transitions de type $E2$. Ces bandes sont partenaires en signature, respectivement $\alpha = +1/2$ et $\alpha = -1/2$ et sont reliées par des transitions de type $M1$. Dans le cas de bandes $K = \frac{1}{2}$, l'énergie d'un état en fonction de son spin décrit dans le modèle "particule + rotor" dans la limite du couplage fort (voir formule (1.30)) dépend du paramètre de découplage rotationnel a . Cela s'explique par le fait que la force de Coriolis agit différemment sur l'énergie des états ayant des signatures opposées dans le cas $\Delta K = \pm 1$. Ainsi le paramètre a contribue au moment d'inertie cinématique, qui est lié à la dérivée de l'énergie par rapport à I . C'est pourquoi le moment $\mathcal{J}^{(1)}$ ne peut pas être comparé avec les noyaux pairs-pairs pour ces bandes. Cependant le moment d'inertie dynamique (voir formule (1.27)) ne dépend pas du spin et il est présenté sur la figure 5.17 en fonction de la fréquence $\hbar\omega$. Ces résultats sont comparés aux valeurs obtenues pour les bandes ayant une déformation prolate dans les plombs légers [79, 77, 78, 112] et une déformation oblate dans les poloniums [116]. Ces résultats semblent indiquer que les bandes observées auraient plutôt une déforma-

tion prolate, en particulier d'après leur comportement à haut spin.

Il est possible de déterminer expérimentalement le paramètre de découplage rotationnel a . D'après Bohr et Mottelson [23], l'énergie d'un état en fonction de son spin I s'écrit :

$$E(K_{\frac{1}{2}}, I) = E(K_{\frac{1}{2}}) + AI(I+1) + BI^2(I+1)^2 + (-1)^{I+\frac{1}{2}}(I + \frac{1}{2})(A_1 + B_1I(I+1)) \quad (5.19)$$

avec

$$A = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}} \quad \text{et} \quad A_1 = a \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}}$$

A , B , A_1 et B_1 sont des paramètres laissés libres lors de l'ajustement.

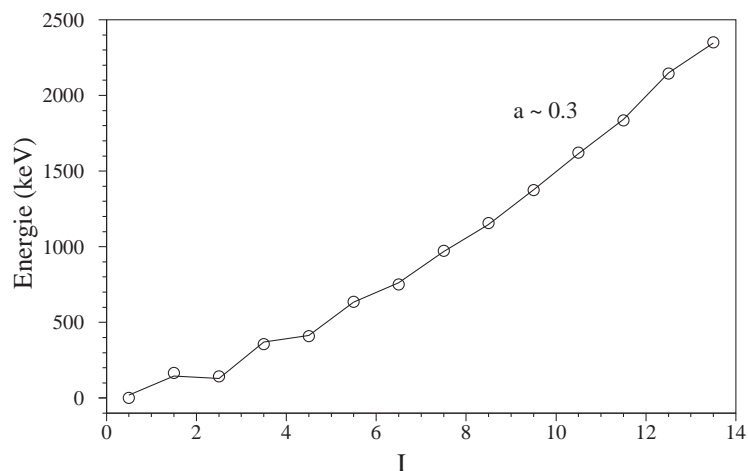


Figure 5.18 : Energies des états de la bande $K = \frac{1}{2}$ supposée de l'isotope ^{189}Bi en fonction de leur spin I . Le paramètre de découplage extrait à partir de ces résultats expérimentaux pour $I > 6$ est d'environ 0.3.

Le résultat de l'ajustement de l'énergie en fonction de I par la fonction (5.19) est présenté sur la figure 5.18. Les paramètres obtenus sont $A = 12.88 \pm 0.03$ keV et $A_1 = 3.87 \pm 0.09$ keV pour un spin $I > 6$; ainsi on en déduit un paramètre de découplage $a \sim 0.3$. Les états de bas spin sont très probablement perturbés par une structure non observée et plus particulièrement la bande de signature négative. Nous allons maintenant tenter d'interpréter la structure de la bande $K_{\frac{1}{2}}$ observée dans l'isotope ^{189}Bi .

Dans la région $Z = 82$ de protons (voir le diagramme de Nilsson de la figure 1.3), trois orbitales sont candidates pour donner un état $1/2^+$: $1/2[400]$ prolata et oblate, $1/2[660]$ prolata. Cependant, nous avons vu dans le paragraphe 5.2.2 qu'un proton sur l'orbitale $1/2[660]$ prolata donne déjà lieu à une structure collective bâtie sur l'état $13/2^+$; ce cas de figure peut ainsi être ici rejeté. Afin de déterminer celle qui serait impliquée dans la bande $K_{\frac{1}{2}}$, on effectue un calcul pour déterminer les propriétés de ces orbitales dans un potentiel Woods-Saxon déformé [9]. Celui-ci donne le paramètre de découplage rotationnel a pour une orbitale et une déformation données, en supposant que les états sont construits comme le montre le schéma de niveaux de la figure 5.16.

▷ D'après les valeurs des moments d'inertie, les bandes $\alpha = +1/2$ et $\alpha = -1/2$ sembleraient avoir une déformation prolata. Le calcul a cependant été réalisé dans un premier temps pour des valeurs $\beta = -0.1$ et $\beta = -0.2$ en considérant l'orbitale $[400]$. Il en résulte dans les deux cas un paramètre de couplage négatif, d'environ -0.5 . Ce résultat n'est pas compatible avec la valeur expérimentale de a . De plus, dans une telle configuration, on devrait observer des transitions de type $M1$ intenses entre la bande de signature positive et celle de signature négative ; ce qui une fois de plus n'est pas observé expérimentalement. Au vu de ces résultats, une déformation oblate est difficilement envisageable dans notre cas.

▷ Pour une déformation $\beta = 0.25$ et en considérant l'orbitale $[400]$ prolata, le paramètre de découplage obtenu par le calcul Woods-Saxon est d'environ 0.6 , ce qui est en accord raisonnable avec le résultat expérimental. Une autre source d'information est apportée par les rapports $B(M1)/B(E2)$, donnés dans la table 5.8. Les calculs donnent des rapports constants pour toute la bande, aux alentours de 0.2 ($\mu_n/\text{e.fm}$)². On observe expérimentalement une augmentation de ce rapport avec le spin. Il apparaît ainsi que la structure évolue en fonction du spin.

Table 5.8 : Rapports expérimentaux $B(M1)/B(E2)$ ($\mu_n/\text{e.fm}$)² pour les états de la bande $\alpha = -1/2$.

I^π	$7/2^+$	$11/2^+$	$15/2^+$	$19/2^+$
$B(M1)/B(E2)$	0.032 ± 0.019	0.074 ± 0.023	0.217 ± 0.078	0.366 ± 0.255

Ainsi, dans notre interprétation, la structure de la bande observée sur l'état isomérique $1/2^+$ de l'isotope ^{189}Bi , en particulier à haut spin, est probablement

due au comportement du proton célibataire de l'orbitale prolatae $1/2[400]$ couplé au cœur prolatae du plomb. Les anomalies constatées à bas spin, qui sont reflétées par le moment d'inertie dynamique et les variations du rapport $B(M1)/B(E2)$, sont probablement liées à une perturbation induite par des bandes non-yrastes que nous n'avons pas pu mettre en évidence dans cette expérience.

Cependant dans cette hypothèse, les structures $1/2^+$ et $13/2^+$ diffèrent à haut spin d'environ 1 MeV pour des états de même spin-parité. Dans ce cas, la population de la bande non-yrast paraît étonnamment élevée (10% de la bande yrast).

Un autre scénario est alors envisageable. Des transitions de basse énergie n'auraient pas été mesurées étant donné leur facteur de conversion élevé ainsi que la limite d'observation à basse énergie. Dans cette situation, la bande serait bâtie sur un état de plus haut spin, venant par exemple de la couche $h_{9/2}$, comme ce qui est observé couramment dans cette région de masse, en particulier dans l'isotone ^{185}Au [117, 118].

5.2.4 Récapitulatif sur les structures collectives

Les isotopes ^{187}Bi et ^{189}Bi ont un état fondamental $9/2^-$ et des états excités $1/2^+$ et $13/2^+$. D'après les résultats expérimentaux ainsi que d'après un calcul Hartree-Fock des états de l'isotope ^{189}Bi , les conclusions suivantes se dégagent :

- l'état de proton $9/2^-$ est couplé au plomb sphérique. Dans cette configuration, le cœur n'est pas brisé et reste magique en protons ; le nucléon célibataire occupe alors préférentiellement l'orbitale $h_{9/2}$.
- l'état $13/2^+$ provient de la couche $i_{13/2}$. Dans l'isotope ^{189}Bi , l'état isomérique $13/2^+$ est probablement dû à l'orbitale $13/2[606]$, couplée au cœur oblate du plomb. En revanche, la bande rotationnelle observée à plus haut spin provient de l'orbitale prolatae $1/2[660]$. Dans l'isotope ^{187}Bi il est probable que tous les états observés appartiennent à la structure prolatae [119].
- l'état $1/2^+$ pourrait provenir du couplage d'un proton de l'orbitale prolatae $1/2[400]$ au cœur prolatae de plomb. L'existence d'un second état $1/2^+$ oblate, dont la structure serait non-yrast, est supposée au vu de la perturbation des états à bas spin.

Conclusion

Ce travail de thèse a permis d'étudier par spectroscopie- γ la structure des isotopes très déficitaires en neutrons ^{187}Bi et ^{189}Bi . Ce dernier est le premier élément de bismuth pour lequel le proton de valence est quasi-lié, c'est-à-dire qu'il n'est stabilisé que par le potentiel coulombien.

Un état isomérique $13/2^+$ a été observé pour la première fois dans l'isotope ^{187}Bi , qui se situe à 22 neutrons de l'élément stable. Le comportement des états individuels de protons a été reproduit par un calcul de modèle en couches de l'isotope stable ^{209}Bi jusqu'à l'isotope ^{185}Bi , émetteur de proton. D'après nos résultats, les énergies de l'état fondamental $9/2^-$ et de l'état excité $13/2^+$ pour la chaîne des bismuths de masse impaire sont gouvernées par la partie monopolaire du hamiltonien ainsi que par l'interaction proton-neutron. Pour la première fois, un calcul de modèle en couches simplifié a été effectué aussi loin de la stabilité.

D'autre part, des structures collectives ont été mises en évidence dans ces isotopes ; notamment des bandes prolates qui ressemblent beaucoup à celles des isotones de plombs. Les cœurs pair-pair ^{186}Pb et ^{188}Pb présentent d'ailleurs une triple coexistence de forme entre des états 0^+ sphérique, oblate et prolata. De fortes présomptions sur la possibilité d'une telle coexistence de forme dans l'isotope ^{189}Bi ont été établies dans ce travail ; en particulier pour l'état $13/2^+$. Les calculs théoriques prédisent également un mélange de structures prolata et oblate pour l'état $1/2^+$. L'identification des orbitales occupées par le proton célibataire confirme l'hypothèse selon laquelle les déformations observées dans les noyaux pairs-pairs de plomb sont dues à des excitations de quasi-particules (orbitales $h_{9/2}$ et $f_{7/2}$).

Les expériences réalisées ont montré qu'avec le dispositif expérimental actuel, on atteint la limite d'observation des transitions issues de noyaux peuplés avec des sections efficaces de production de l'ordre de quelques μbarn . En particulier, la

statistique obtenue par corrélation γ - γ est très faible, alors que ce type d'information est primordial dans le cas d'études sur des noyaux impairs.

Un nouveau spectromètre de rayonnements- γ , JUROGAM, constitué de 45 détecteurs Ge de grand volume sera couplé au séparateur RITU en 2003. Ce dispositif permettra d'obtenir une efficacité de détection d'environ 4 % à 1.3 MeV et d'augmenter la probabilité de mesurer au moins deux transitions- γ dans un même événement par un ordre de grandeur. Ainsi, il sera possible d'améliorer la compréhension de la structure de ces noyaux.

Ce travail ouvre la voie à l'étude du dernier isotope connu de bismuth : ^{185}Bi [99, 100] dont les caractéristiques des états de bas spin observés par émission de protons et de particules- α portent toujours à controverse.

Annexe

Isomeric states in proton-unbound $^{187,189}\text{Bi}$ isotopes

A. Hürstel¹, M. Rejmund¹, E. Bouchez¹, P.T. Greenlees², K. Hauschild¹, S. Juutinen², H. Kettunen², W. Korten^{1a}, Y. Le Coz¹, P. Nieminen², Ch. Theisen¹, A.N. Andreyev³, F. Becker^{1b}, T. Enqvist², P.M. Jones², R. Julin², H. Kankaanpää², A. Keenan², P. Kuusiniemi², M. Leino², A.-P. Leppänen², M. Muikku^{2c}, J. Pakarinen², P. Rakhila², J. Uusitalo²

¹ DAPNIA/SPhN CEA-Saclay 91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France

² JYFL, University of Jyväskylä, Finland

³ Dept. of Physics, University of Liverpool, UK

Received: 2 may 2002

Abstract. Prompt and delayed gamma-ray spectroscopy of very neutron deficient bismuth isotopes $^{187,189}\text{Bi}$ has been performed using the Recoil Decay Tagging Method. The isomeric $i_{13/2}$ states have been identified and their lifetimes have been measured. The systematics of these long-lived $M2$ isomers has been extended to the proton-unbound isotopes. The general behaviour of single-proton states is discussed within the systematics and interpreted within the shell-model framework.

PACS. 23.20.Lv Gamma transitions and level energies – 27.70.+q $150 \leq A \leq 189$ – 21.10.Tg Lifetimes

1 Introduction

Shape coexistence of a spherical ground state and low-lying deformed states has been established in neutron-deficient lead isotopes. Around the neutron mid-shell, the unique feature of a triple shape coexistence has been observed in $^{186,188}\text{Pb}$ [1–3] with prolate and oblate excited 0^+ states being close in excitation energy. The deformed states have been interpreted to be due to the occupation of proton intruder orbitals which are well known to occur at rather low excitation energy in the mass 190 region [4].

The identification of the proton orbitals involved is necessary to better understand the microscopic origin of shape coexistence in this mass region. Such information can not be deduced from the study of the 0^+ states in even-even lead isotopes where pairs of protons are coupled. Therefore, the orbitals which are responsible for driving the nucleus towards deformation are better investigated through a study of the valence proton excitations in the neighbouring odd- A isotopes. This can be achieved by studying the isotopes $^{187,189}\text{Bi}$, which correspond to a single proton added to the respective $^{186,188}\text{Pb}$ cores.

In neutron-deficient odd- A bismuth isotopes, down to ^{187}Bi , the spin and parity of the ground state have been established to be $9/2^-$. Two particular low-lying isomers are observed in these isotopes. An excitation of a proton across the $Z = 82$ shell gap leads to a low-lying excited

$1/2^+$ state. A second isomer, due to the excitation of the valence proton, has a spin-parity $13/2^+$ [5]. Recent mass measurements [6] have shown that ^{189}Bi is the first isotope of the odd- A bismuth chain where the proton separation energy changes its sign *i.e.* the last proton is only quasi-bound by the Coulomb potential while ^{185}Bi has been found to be a proton emitter [7, 8].

In this work, the systematics of isomeric states in odd- A bismuth isotopes has been extended to ^{187}Bi . For $187 \leq A \leq 209$, the behaviour of the $9/2^-$ and $13/2^+$ states has been studied in the potential of the corresponding lead core. The properties of the $M2$ transitions occurring in $^{187,189}\text{Bi}$ and connecting the $13/2^+$ state to the $9/2^-$ ground state are also discussed within the systematics.

2 Experiments and Results

The experiments were performed using the K130 cyclotron facility at the University of Jyväskylä (Finland). The nuclei of interest were populated in fusion-evaporation reactions of $^{82,83}\text{Kr}$ beams with $^{107,109}\text{Ag}$ targets. The yield of these nuclei far from stability, into the region where the last proton is no longer bound, is strongly reduced by fission competition and charged particle emission. This makes a separation and identification of the reaction products necessary. For this purpose we have used the very selective technique of Recoil Decay Tagging (RDT) which is based on the time and position correlation of a fusion evaporation residue and its characteristic α -decay [9].

The fusion-evaporation residues, separated in flight from scattered beam and fission products by the gas-filled sep-

^a Corresponding author: wkorten@cea.fr

^b Present address: GANIL, Caen, France

^c Present address: Radiation and Nuclear Safety Authority, P.O. Box 14, FIN-00881 Helsinki

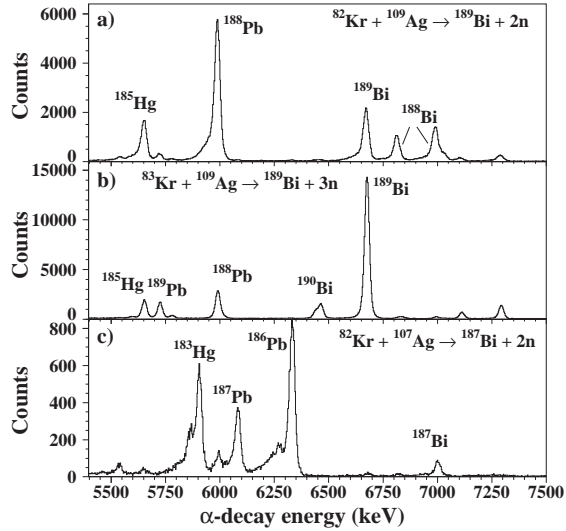


Fig. 1. α -particles energy spectra measured in the a) first, b) second and c) third experiment. See text for further explanations.

arator RITU [10], were implanted in a position-sensitive silicon detector (PSSD) located at the focal plane of the separator. The 35×80 mm (vertical \times horizontal) silicon detector was divided horizontally into 16 resistive strips. Vertically, i.e. along the strips, an average position resolution of ~ 500 μm has been achieved. The energy resolution for 6 MeV α -particles was ~ 30 keV. The energy, time and position of the implanted residues and their subsequent α -decay were recorded. Data were written on tape if a signal in the PSSD was registered.

Around the target, prompt γ -rays were detected by the Jurosphere II array. The beam intensity was therefore limited to ~ 10 pnA by the counting rate in the Ge detectors. Results on prompt γ -ray spectroscopy will be discussed in a forthcoming paper [11].

The time of flight of the fusion-evaporation residues through the separator was ~ 400 ns making it possible to study isomers with a half-life greater than a few hundred ns by delayed spectroscopy at the focal plane of the separator. The delayed γ -ray transitions were detected by two different setups placed behind the PSSD detector. In the first and third experiment a Ge detector with an efficiency of $\sim 0.6\%$ at 1.3 MeV was used. A BGO wall composed of 14 crystals closely packed giving a high efficiency of about 15% and an energy resolution of $\sim 20\%$ was used for the second experiment. In both cases the energy and time of the delayed γ -rays were recorded within a time window of 32 μs after a PSSD signal.

In the first experiment the isotope ^{189}Bi was produced via a 2n evaporation channel in the fusion reaction of a ^{82}Kr beam at 337 MeV in the middle of the target (MOT) and a 960 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ thick ^{109}Ag target. We collected about 25000 events with an α -particle energy of

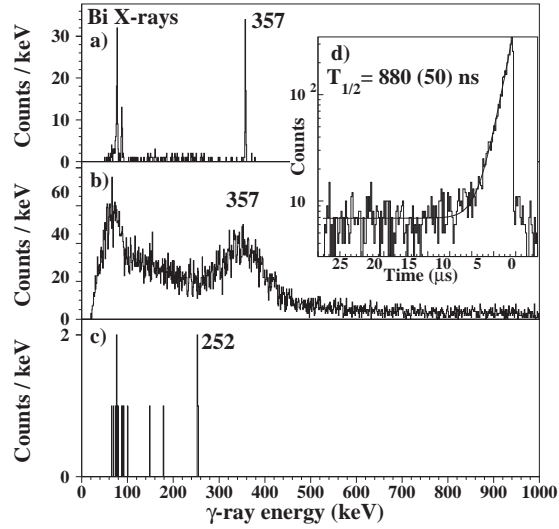


Fig. 2. Spectra of delayed γ -rays measured at the focal plane of the RITU separator. Recoil decay tagging has been applied to the ground state α -decays of a) and b) ^{189}Bi and c) ^{187}Bi . d) Time distribution of the 357 keV transition.

6674(5) keV corresponding to the known ground state α -decay of ^{189}Bi [12] (see fig. 1a). The half-life was determined to be 667(13) ms, in agreement with previous results [12, 13]. The dominant α -decay line observed in this experiment at 5983 keV is the ground state α -decay of ^{188}Pb , even though the alpha branching ratio from this nucleus is only about 10% [14]. This clearly shows the predominant production of ^{188}Pb in this reaction via the p2n channel. Therefore we repeated the experiment using a ^{83}Kr beam at 340 MeV (MOT) on a 1.06 mg/cm^2 thick ^{109}Ag target. In this way the production cross-section for ^{189}Bi in the 3n evaporation channel could be increased by a factor of ~ 6 . About 140000 events with a 6674 keV α -particle were collected (see fig. 1b). In contrast to the first experiment, the peak identifying the ground state α -decay of ^{189}Bi dominates.

The spectra of delayed γ -rays coincident with recoils that were correlated with the 6674 keV α -decay in a time window of 2 s, are presented in the upper two panels of fig. 2. In the spectrum of fig. 2a (obtained in the first experiment with a single Ge detector) only a single γ -line with an energy of 357 keV is observed, which has been previously observed and assigned to ^{189}Bi [15]. In addition, this spectrum contains only Bi X-rays, confirming the correct identification of the isotope. In the second experiment, a high efficiency BGO wall replaced the Ge detector at the focal plane in order to increase the statistical accuracy of the data. The 357 keV γ -ray is again clearly distinguishable (fig. 2b). From the corresponding time distribution, containing ~ 5000 counts, a half-life of 880(50) ns was determined (see fig. 2d).

In the third experiment, the nucleus ^{187}Bi was studied using a ^{82}Kr beam at 339 MeV (MOT) and a 1.13 mg/cm^2 thick ^{107}Ag target. The energy spectrum of the α -particles is shown in fig. 1c. The known ground state decay of ^{187}Bi at 7000(5) keV [16] is clearly visible. From the time distribution of the α -particles containing about 1000 events a half-life of 45(11) ms was deduced, which is somewhat longer than the value of 32(3) ms published in ref. [16]. The dominant line at 6332 keV is from ^{186}Pb , produced in the $p2n$ channel, a situation similar to the first experiment. The production cross-section of ^{187}Bi is estimated to be less than 100 nbarn, which is a factor of 40 less than obtained for ^{189}Bi under similar experimental conditions. The spectrum of delayed γ -rays, obtained with the condition of an α -recoil correlation within a time window of 150 ms, is shown in fig. 2c. Four events containing a new 252 keV γ -transition were observed. This is the first observation of an excited (isomeric) state that decays by γ -rays in ^{187}Bi . A half-life of $3.2^{+7.6}_{-2.0}\text{ }\mu\text{s}$ has been deduced using the procedure described in ref. [17] to deduce lifetimes from a small number of events.

We would like to emphasise that in both isotopes the γ -decays are firmly established to feed the corresponding ground states since a clear identification using the RDT method has been made. It should also be noted that no other γ -rays have been seen at the focal plane of the separator in correlation with $^{187,189}\text{Bi}$ recoils.

3 Discussion

The proton configurations relevant in odd- A bismuth isotopes are shown schematically in the upper part of fig. 3. The $9/2^-$ ground state configuration is interpreted to be mainly the valence $1h_{9/2}$ proton coupled to the spherical 0^+ state of the underlying lead core. The excited $1/2^+$ state is due to a proton excitation across the $Z = 82$ shell gap, *i.e.* from $s_{1/2}$ to the $h_{9/2}$ orbital [18] leading to a $2p - 1h$ configuration. Isomeric transitions feeding the $9/2^-$ ground state are observed in all light bismuth isotopes starting from ^{195}Bi [19]. They are generally found to be magnetic quadrupole ($M2$) transitions from a $13/2^+$ isomer, which has been interpreted as a proton excitation into the $i_{13/2}$ valence orbital [20].

With our new results, the systematics of $|\pi i_{13/2}; 13/2^+\rangle$ isomers in odd- A bismuth isotopes has been extended down to ^{187}Bi . The isomeric $13/2^+$ state in ^{189}Bi at 357 keV has been previously observed, but we could determine for the first time a half-life of 880(50) ns. This is in agreement with the lower limit given in ref. [15]. In ^{187}Bi we have observed a new isomeric state at 252 keV with a half life of $3.2^{+7.6}_{-2.0}\text{ }\mu\text{s}$. The assignment as $13/2^+$ states is also supported by the measured half-lives, which are typical for low-energy $M2$ transitions in this mass region. In view of the small transition energies only a small admixture of an $E3$ component is expected in the transitions. A rather pure $E3$ transition would be much slower than the observed values. Assuming an $E3$ transition strength of 7.2 W.u. (as measured in ^{209}Bi [21]), we indeed obtain

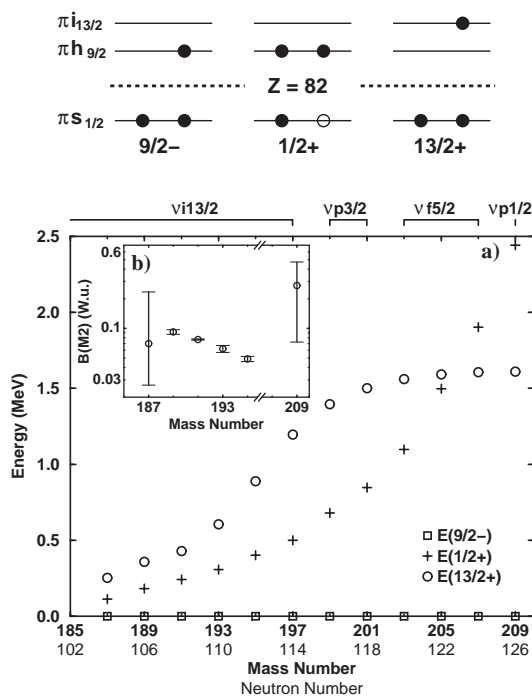


Fig. 3. a) Excitation energies of $13/2^+$ (circles) and $1/2^+$ (crosses) states in odd- A bismuth isotopes, *i.e.* relative to the $9/2^-$ ground states (squares). b) The experimental $B(M2)$ values of the $13/2^+ \rightarrow 9/2^-$ transition are given in Weisskopf units (please note the logarithmic vertical scale and the broken horizontal axis). In the top panel the relevant proton configurations ($9/2^-$, $1/2^+$ and $13/2^+$) are shown schematically while the corresponding neutron orbitals are represented above the main figure.

a much longer half-life than experimentally observed, *i.e.* about $500\text{ }\mu\text{s}$ for the case of ^{187}Bi .

The systematics of low-lying $13/2^+$ states in odd-mass Bi isotopes is shown and compared to that of the $1/2^+$ states in fig. 3a. In ^{209}Bi , at the $N = 126$ shell closure, the excitation energy of both states is rather high. With decreasing neutron number the excitation energy of the $13/2^+$ state stays rather constant from ^{209}Bi to ^{199}Bi . For the lighter nuclei it drops steeply. In contrast to the $13/2^+$ state, the excitation energy of the $1/2^+$ state follows a parabolic trend, decreasing smoothly with decreasing mass. The behaviour of the $1/2^+$ intruder states towards the neutron mid-shell has been discussed in a paper by Heyde *et al.* [22] as being mainly due to the principal ingredients of the nucleon-nucleon interaction: the monopole and quadrupole interaction between protons and neutrons and the pairing between like particles.

In order to understand the behaviour of the $h_{9/2}$ and $i_{13/2}$ orbitals independently, we will discuss the systematics presented in fig. 3a more generally using the information available from recent nuclear mass measurements [6,

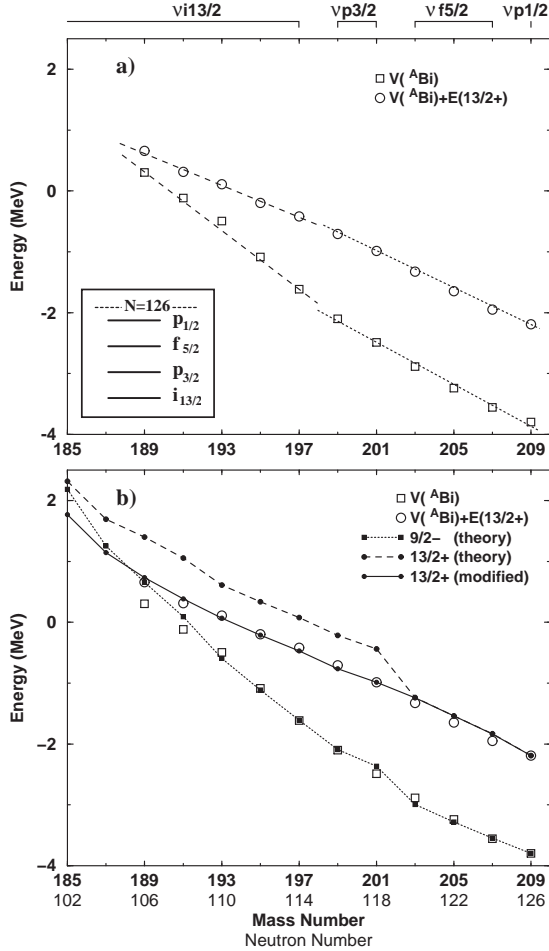


Fig. 4. a) Energies of the $9/2^-$ ground states (squares) $V(^A\text{Bi})$ in the potential of the underlying lead core, defined as $V(Z, A) = B(Z, A) - B(Z - 1, A - 1)$ with $B < 0$ being the binding energy. The energy of the $13/2^+$ states (circles) is obtained by adding the excitation energy to the term $V(^A\text{Bi})$. The lines are drawn to guide the eye only. b) Same experimental data as above, but compared to a simplified shell-model calculation (see text for further explanations).

23–25]. Since these masses are not yet evaluated in a systematic way (and not part of recommended mass tables) a general uncertainty of about 200 keV could be considered as reasonable. In fig. 4, the binding energies of the $9/2^-$ and $13/2^+$ states are shown in the potential of the underlying lead core. They were obtained by adding the experimental (excitation) energy to a term $V(^A\text{Bi})$ defined as $V(Z, A) = B(Z, A) - B(Z - 1, A - 1)$ with $B < 0$ being the binding energy. The term $V(^A\text{Bi})$ corresponds to the one-proton separation energy (in the $9/2^-$ ground state), but with opposite sign. As can be seen from fig. 4a, the

binding energy of the $9/2^-$ and $13/2^+$ states, both being mainly of single-proton character, decreases rapidly with decreasing mass. For $A \geq 199$ the $9/2^-$ and the $13/2^+$ states remain almost parallel, while for $A \leq 197$ the lines converge when going towards mid-shell. In ^{189}Bi the last proton is no longer bound even in the $9/2^-$ ground state. For the $13/2^+$ isomer the binding energy changes its sign in ^{193}Bi . In these cases the protons are not bound by the nuclear potential, but are quasi-bound by the Coulomb potential and the angular momentum barrier. Due to the high angular momentum barrier and the small Q -value for proton emission, α -decay remains the principal decay mode. Only for the $1/2^+$ state in ^{185}Bi , with a Q -value of 1.594 MeV, is proton emission observed [7].

In the following we will try to understand this systematic behaviour from the properties of the nucleon-nucleon interaction. As can be seen from the orbitals indicated on top of fig. 4, the key interactions for $A \leq 197$ are $\pi h_{9/2} \otimes \nu i_{13/2}$ and $\pi i_{13/2} \otimes \nu i_{13/2}$, respectively. In both cases the binding energy is increasing when filling the $i_{13/2}$ orbital with pairs of neutrons, but the interaction with the $h_{9/2}$ proton is stronger than with the $i_{13/2}$ proton, leading to different slopes for the binding energy curves. This behaviour is possibly related to the spin-flip involved in the $\pi h_{9/2} \otimes \nu i_{13/2}$ case, which could lead to a stronger attraction than in the process that preserves the relative orientation of spin and orbital angular momentum. A similar interpretation has been recently used by Otsuka *et al.* to explain the disappearance of the $N = 8, 20$ shell gaps in light neutron-rich nuclei [26], but for the specific case of spin-orbit partners. For $A \geq 199$, the active neutron orbitals are $p_{3/2}$, $f_{5/2}$ and $p_{1/2}$, all which have low-spin. The interaction of neutrons in these orbitals with either the $\pi h_{9/2}$ or the $\pi i_{13/2}$ is comparable, and is less attractive than for the $i_{13/2}$ neutrons. Therefore, less binding energy is gained per $p_{3/2}$, $f_{5/2}$ or $p_{1/2}$ neutron pair compared to the $i_{13/2}$ neutrons. In fig. 3a this is reflected by the approximately constant excitation energy of the $13/2^+$ state for $199 \leq A \leq 209$.

In order to confirm this interpretation, we have also performed a (simplified) shell-model calculation, since a full shell model calculation including the high spin proton and neutron orbitals involves very large dimensions. Calculations using a more complete basis are under preparation and will be presented in a forthcoming paper. Here, we restrict our model space to $\pi(h_{9/2}, i_{13/2})$ and $\nu(p_{1/2}, f_{5/2}, p_{3/2}, i_{13/2})$ orbitals. In addition, no excitations of the neutrons between the active orbitals were allowed. A realistic residual interaction of H7B type [27] has been used for both the proton-neutron and neutron-neutron system. The single-particle energies have been adjusted to fit the levels experimentally known in ^{209}Bi [28]. The $9/2^-$ and the $13/2^+$ states have been calculated in odd- A bismuth isotopes from $A = 185$ to $A = 209$ filling the neutron orbitals in the order indicated in the inset on fig. 4a. The results are compared to the experimental data in fig. 4b.

It is striking how well this simple calculation agrees with the experimental data for the $9/2^-$ states. Only when approaching the proton drip line a small deviation is dis-

cernible, which could be related to the onset of deformation. For the $13/2^+$ states the different slopes are also very well reproduced, but an energy shift occurs between mass numbers 201 and 203, i.e. when going from the $f_{5/2}$ to the $p_{3/2}$ neutron orbital. The energy difference between the calculated and experimental points appears to be almost constant below $A = 201$. This leads us to the conclusion that the monopole strength of the $\pi i_{13/2} \otimes \nu f_{5/2}$ matrix elements is overestimated. Decreasing the corresponding interaction strength by 90 keV (i.e. $\sim 30\%$) leads to an almost perfect agreement with the data, as shown by the solid line in fig. 4b.

With this rather simple model a very good overall description of the valence proton states in the potential of the underlying lead core could be obtained. This shows that the behaviour of the $9/2^-$ and $13/2^+$ states is mainly determined by the proton-neutron interaction and correlations of recoupled states within a single shell. Mixing between different neutron shells, which is very important to describe the absolute binding energies, has not been included and seems not to play a major role when the energies are regarded relative to the lead core. The excellent agreement is even more surprising since the lightest Bi isotopes are known to quickly develop deformation as indicated by rotational bands built on the valence proton states in $^{189,191,193}\text{Bi}$ [11,19,29]. This seems to indicate that these states are still located in the spherical potential well at least at the bandhead; the loosely bound valence proton might have very little core polarisability and a sizeable deformation is only obtained by breaking the lead core. Measuring the quadrupole moments of the $13/2^+$ isomers in light Bi isotopes would address this question.

Finally, we discuss the $B(M2)$ transition strength in the chain of odd- A Bi isotopes as presented in fig. 3b. The $13/2^+ \rightarrow 9/2^-$ $M2$ transition is observed in stable ^{209}Bi [28], but for the isotopes with $197 \leq A \leq 207$ the $|\pi h_{9/2} \otimes \nu 2^+; 11/2^- \rangle$ and $|\pi h_{9/2} \otimes \nu 2^+; 13/2^- \rangle$ configurations are lower in energy than the $13/2^+$ state [5]. Therefore, the $13/2^+$ state can decay by other (faster) transitions than the one directly to the ground state, and consequently the $M2$ decay is not observed. In ^{195}Bi the $13/2^+$ states is again lower in energy and the isomeric $M2$ transition is observed in all isotopes down to ^{187}Bi .

From the measured half-lives $B(M2)$ values of 0.092 ± 0.005 W.u. and $0.07_{-0.04}^{+0.17}$ W.u. have been deduced for ^{189}Bi and ^{187}Bi , respectively, assuming a pure $M2$ multipolarity. This is in agreement with the values of other light bismuth nuclei [19,20,29], which have generally a hindrance factor between 10 and 20. Compared to the stable isotope ^{209}Bi , where the $M2$ transition is mainly due to the transition of a single proton between the $i_{13/2}$ and $h_{9/2}$ states, the $B(M2)$ values in light bismuth isotopes are reduced by more than a factor of 3. This (additional) hindrance might be explained by a mixing of the single-particle states with other configurations. Since only very selected orbitals are coupled by strong $M2$ transitions, mixing will lead to a reduced $M2$ strength in most cases. As an example, particle octupole-vibration coupling [30] is well known to be important in the lead re-

gion. Due to this coupling contributions to the $13/2^+$ state from $|\pi f_{7/2} \otimes 3^-; 13/2^+ \rangle$ and $|\pi h_{9/2} \otimes 3^-; 13/2^+ \rangle$ are expected, which would both decrease the $M2$ strength. We hope to obtain a deeper insight into the $M2$ matrix elements from a more complete shell-model calculation.

4 Conclusion

Isomeric states in $^{187,189}\text{Bi}$ have been studied by delayed γ -ray spectroscopy combined with the RDT technique. Long-lived isomers decaying via γ -rays to the ground state have been observed. They are interpreted as $13/2^+$ states being mainly due to a valence proton excitation into the $i_{13/2}$ orbital. The strength of the corresponding $M2$ decay has also been deduced. The $9/2^-$ and $13/2^+$ states have been described in the potential of the underlying lead core. Simplified shell model calculations reproduce very well the systematics.

The authors are grateful to the staff of the Jyväskylä accelerator laboratory for providing excellent running conditions. This work has been supported by the European Fifth Framework Programme "Improving Human Potential - Access to Research Infrastructure". Contract No. HPRI-CT-1999-00044 and by the Academy of Finland under the Finnish Centre of Excellence Programme 2000-2005 (Project No. 44875, Nuclear and Condensed Matter Physics Programme at JYFL). The authors would also like to thank H. Grawe, E. Caurier and F. Nowacki for enlightening discussions.

References

1. A.N. Andreyev *et al.*, Nature(London) **405** (2000) 430
2. R.G. Allatt *et al.*, Phys. Lett. **B437**(1998) 29
3. Y. Le Coz *et al.*, Eur. Phys. J. direct **A3** (1999) 1
4. J.L. Wood, K. Heyde, W. Nazarewicz, M. Huyse and P. Van Duppen, Phys. Rep. **215** (1992) 101
5. *Table of Isotopes*, 8th edition, edited by R.B. Firestone and V.S. Shirley (Wiley, New York, 1996)
6. Yu.N. Novikov *et al.*, Nucl. Phys. **A697** (2002) 92
7. C.N. Davids *et al.*, Phys. Rev. Lett. **76** (1996) 592
8. G.L. Poli *et al.*, Phys. Rev. **C63** (2001) 044304
9. E.S. Paul *et al.*, Phys. Rev. **C51** (1995) 78
10. M. Leino *et al.*, Nucl. Instr. Meth. **B99** (1995) 653
11. A. Hürstel *et al.*, to be published
12. J. Wauters *et al.*, Phys. Rev. **C55** (1997) 1192
13. E. Coenen, K. Deneffe, M. Huyse, P. Van Duppen and J.L. Wood, Phys. Rev. Lett. **54** (1985) 1783
14. A.N. Andreyev *et al.*, J. Phys. **G25** (1999) 835
15. A.N. Andreyev *et al.*, Eur. Phys. J. **A10** (2001) 129
16. J.C. Batchelder *et al.*, Eur. Phys. J. **A5** (1999) 49
17. K.H. Schmidt, C.C. Sahn, K. Pielenz and H.G. Clerc Z. Phys. **A316** (1984) 19
18. K. Heyde, P. Van Isacker, M. Waroquier, J.L. Wood and R.A. Meyer, Phys. Rep. **102** (1983) 291
19. P. Nieminen *et al.*, Acta Phys. Pol. **B32** (2001) 1019
20. T. Lönnroth *et al.*, Phys. Rev. **C33** (1986) 1641
21. J.W. Hertel, D.G. Fleming, J.P. Schiffer and H.E. Gove, Phys. Rev. Lett. **23** (1969) 488

22. K. Heyde, J. Ryckebusch, M. Waroquier and J.L Wood, Nucl. Phys. **A484** (1988) 275
23. G. Audi and A.H. Wapstra, Nucl. Phys. **A595** (1995) 409
24. T. Radon *et al.*, Nucl. Phys. **A677** (2000) 75
25. S. Schwarz *et al.*, Nucl. Phys. **A693** (2001) 533
26. T. Otsuka, R. Fujimoto, Y. Utsuno, A. Brown, M. Honna and T. Mizusaki, Phys. Rev. Lett. **87** (2001) 082502-1
27. A. Hosaka, K.I. Kubo and H. Toki, Nucl. Phys. **A444** (1985) 76
28. M.J. Martin, Nuclear Data Sheets **63** (1991) 723
29. P. Nieminen *et al.*, to be published
30. A. Bohr, B.R. Mottelson, Nuclear Structure vol. 2, W.A. Benjamin, INC., (1975) p416

Bibliographie

- [1] W. Nazarewicz. Phys. Lett. **B305** (1993) 195.
- [2] P. Van Duppen *et al.* Phys. Rev. **C35** (1987) 1861.
- [3] R.D. Woods and D.S. Saxon. Phys. Rev. **95** (1954) 577.
- [4] M. Goepfert-Mayer. Phys. Rev. **75** (1949) 1969 and Phys. Rev. **78** (1950) 16.
- [5] O. Haxel, J.H.D. Jensen, and H.E. Suess. Phys. Rev. **75** (1949) 1766.
- [6] D.L. Hill and J.A. Wheeler. Phys. Rev. **89** (1953) 1102.
- [7] S.G. Nilsson. Thesis : Kgl. Dan. Viel. Selsk. Mat. Fys Med. Vol **29** N° 16 (1955).
- [8] S.G. Nilsson and I. Ragnarsson. Shapes and shells in nuclear structure, Cambridge (1995) p 125.
- [9] J. Dudek and T. Werner. J. Phys. **G4** (1978) 1543.
- [10] P.J. Brussard and P.W.M. Glaudemans. Shell-model applications in nuclear spectroscopy, North-Holland Publishing Company, (1977) p 56.
- [11] B.H. Wildenthal. Prog. Part. Nucl. Phys **11** (1984) 5.
- [12] E. Caurier. code ANTOINE, Strasbourg (1989).
- [13] E. Caurier and F. Nowacki. code NATHAN, Strasbourg (1995).
- [14] E. Caurier and F. Nowacki. Acta Physica Polonica **B** Vol. 30, N°3 (1999) 705.
- [15] D. Vautherin and D.M. Brink. Phys. Lett. **B32** (1970) 149; Phys. Rev. **C5** (1972) 626.
- [16] J. Dechargé and D. Gogny. Phys. Rev. **C21** (1980) 1568.

- [17] T.H.R Skyrme. Nucl. Phys. **9** (1959) 615.
- [18] P. Ring. Prog. Part. Nucl. Phys. **37** (1996) 193.
- [19] J. Bardeen, L.N. Cooper and J.R. Schrieffer. Phys. Rev. **108** (1957) 1175.
- [20] P. Bonche *et al.* Nucl. Phys. **A443** (1985) 39.
- [21] E. Chabanat. Thèse de doctorat, Université Claude Bernard Lyon I (1992) N° d'ordre 1695.
- [22] C. Rigollet, P. Bonche, H. Flocard et P.-H. Heenen. Phys. Rev. **C59** (1999) 3120.
- [23] A. Bohr and B.R. Mottelson. Nuclear Structure Volume I, W.A. Benjamin, Inc. (1975).
- [24] R. Serber. Physical Review, Vol. **72**, Number 11 (1947) 1114.
- [25] L. Bianchi *et al.* Nucl. Instr. and Meth. **A276** (1989) 509.
- [26] R. Anne *et al.* Nucl. Instr. Meth. Phys. Res **A257** (1987) 215.
- [27] H. Geissel, P. Armbruster,. Nucl. Instr. and Meth. **A364** (1992) 150.
- [28] J. Taieb *et al.* Proceedings of the XXXVIII International Winter Meeting on Nuclear Physics, Bormio (2000) 518.
- [29] <http://www-aix.gsi.de/~wolle/EB-at-GSI/main.html>.
- [30] R. Bass. Nuclear Reactions with Heavy Ions, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New-York (1980) p85-97.
- [31] R. Bass. Nucl. Phys **A231** (1974) 45.
- [32] D. Durand et B. Tamain. Ecole Joliot-Curie de Physique Nucléaire (1993) p 175.
- [33] K. Spohr *et al.* Acta Phys. Polonica **B26** (1995) 297.
- [34] C.N. Davids *et al.* Nucl. Instr. Meth. Phys. Res **B70** (1992) 358.
- [35] M. Leino *et al.* Nucl. Instr. Meth. **B99** (1995) 653.

- [36] G.F. Knoll. Radiation Detection and Measurements, Second Edition, John Wiley and Sons (1989) p 388.
- [37] P.J. Nolan, D.W. Gifford and P.J. Twin. Nucl. Instr. and Meth. **A236** (1985) 95.
- [38] M. Moszyński *et al.* Nucl. Instr. and Meth. **A280** (1989) 73.
- [39] C.W. Beausang *et al.* Nucl. Instr. and Meth. **A313** (1992) 37.
- [40] P.A. Butler *et al.* Nucl. Instr. and Meth. **A381** (1996) 433.
- [41] J. Kantele. Handbook of Nuclear Spectrometry, Academic Press Limited, London (1995) p 162,163.
- [42] N. Bohr. Physical Review **59** (1941) 270.
- [43] A. Ghiorso *et al.* Nucl. Instr. and Meth. **A269** (1988) 192.
- [44] J. Uusitalo. Thèse de Doctorat. Université de Jyväskylä. Rapport de Recherche N° 4/1996.
- [45] J.Wauters *et al.* Phys. Rev. C Vol. **55**, Number 3 (1997) 1192.
- [46] A.N. Andreyev *et al.* J. Phys. **G25** (1999) 835.
- [47] W. Reisdorf. Z. Phys. **A300** (1981) 227.
- [48] A.N. Andreyev *et al.* Nucl. Instr. Meth. Phys. Res **A330** (1993) 125.
- [49] R.S. Simon *et al.* Z. Phys. **A339** (1986) 197.
- [50] E.S. Paul *et al.* Phys. Rev. **C51** (1995) 78.
- [51] <http://radware.phy.ornl.gov/info.html>.
- [52] P.G. Hansen *et al.* Nucl. Phys **A148** (1970) 249.
- [53] A. Rytz. At. Data and Nucl. Data Tables **47** (1991) 205.
- [54] M. Leino, S. Yashita and A. Ghiorso. Phys. Rev. C Vol. **24** (1981) 2370.
- [55] I.M. Band, M.B. Trzhaskovskaya and M. Listengarten. At. Data and Nucl. Data Tables **21**(1978) 1.

- [56] H. Kankaanpää, communication privée.
- [57] W.H. Press, S.A. Teukolsky, W.T. Vetterling, B.P. Flannery. Numerical Recipes in C, The Art of Scientific Computing. Second Edition. Cambridge University Press (1992) p683.
- [58] A. Papoulis. Probability, Random Variables, and Stochastic Processes. Second Edition. McGraw-Hill Book Company (1984) p362.
- [59] P.R. Bevington. Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences, McGraw-Hill, Inc. (1969) p 100.
- [60] M. Leino. Thèse de Doctorat. Université de Helsinki. Rapport de recherche HU-P-D37 (1983).
- [61] G.D Dracoulis *et al.* Phys. Rev. **C60** (1999) 014303.
- [62] J. Wauters *et al.* Phys. Rev. **C50** Number 6 (1994) 2768.
- [63] K. Toth *et al.* Phys. Rev. Lett. **53** Number 17 (1984) 1623.
- [64] Y. Le Beyec *et al.* Phys. Rev. **C9** Number 3 (1974) 1091.
- [65] P. Van Duppen *et al.* Nucl. Phys. **A529** (1991) 268.
- [66] R.B. Firestone and V.S. Shirley. *Table of Isotopes*, 8th edition, John Wiley and Sons, Inc. (1996) .
- [67] M.A. Ijaz *et al.* Phys. Rev. **C14** Number 1 (1976) 264.
- [68] L. Lyons. Statistics for nuclear and particle physicists, Cambridge University Press, (1986) p 25.
- [69] U.J. Schrewe *et al.* Phys. Lett. **B91** Number 1 (1980) 46.
- [70] A.N. Andreyev *et al.* Eur. Phys. J **A14** (2002) 63.
- [71] P. Misaelides *et al.* Z. Phys. **A301** (1981) 199.
- [72] A.N. Andreyev *et al.* Phys. Rev. Lett. **B82** Number 9 (1999) 1819.
- [73] J. Wauters *et al.* Z.Phys. **A345** (1993) 21.
- [74] J.C. Batchelder *et al.* Eur. Phys. J. **A5** (1999) 49.

- [75] A.N. Andreyev *et al.* Eur. Phys. J. **A10** (2001) 129.
- [76] K.H. Schmidt, C.C. Sahm, K. Pielenz and H.G. Clerc. Z. Phys. A. **316** (1984) 19.
- [77] R.G. Allatt *et al.* Phys. Lett. **B437** (1998) 29.
- [78] Y. Le Coz *et al.* Eur. Phys. J. direct **A3** (1999) 1.
- [79] J. Heese *et al.* Phys. Lett. **B302** (1993) 390.
- [80] N. Amzal *et al.* Acta Phys. Polonica **B32** (2001) 2519.
- [81] K. Heyde, P. Van Isacker, M. Waroquier, J.L. Wood and R.A. Meyer. Phys. Rep. **102** (1983) 291.
- [82] J.C. Batchelder *et al.* Phys. Rev. **C52** Number 4 (1995) 1807.
- [83] K. Heyde, J. Ryckebusch, M. Waroquier and J.L. Wood. Nucl. Phys. **A484** (1988) 275.
- [84] T. Lönnroth *et al.* Phys. Rev. **C33** (1986) 1641.
- [85] Yu.N. Novikov *et al.* Nucl. Phys. **A697** (2002) 92.
- [86] G. Audi and A.H. Wapstra. Nucl. Phys. **A595** (1995) 409.
- [87] T. Radon *et al.* Nucl. Phys. **A677** (2000) 75.
- [88] S. Schwarz *et al.* Nucl. Phys. **A693** (2001) 533.
- [89] A. Hosaka, K.I. Kubo and H. Toki. Nucl. Phys. **A444** (1985) 76.
- [90] M. Dufour and A.P. Zuker. Phys. Rev. **C54** (1996) 1641.
- [91] A. Poves and A. Zuker. Phys. Rep. **70** (1981) 235.
- [92] S. Franchoo *et al.* Phys. Rev. **C64** (2001) 054308.
- [93] H. Grawe *et al.* Nucl. Phys. **A704** (2002) 211c.
- [94] T. Otsuka, R. Fujimoto, Y. Utsuno, A. Brown, M. Honna and T. Mizusaki. Phys. Rev. Lett. **87** (2001) 082502-1.
- [95] M. Rejmund. PhD Thesis, GSI DISS. 99-03, (1999).

- [96] I.M Band and Yu.I. Kharitonov. Nucl. Data Tables **10**(1971) 107.
- [97] E. Caurier *et al.* à paraître.
- [98] A. Hürstel, M. Rejmund *et al.* Eur. Phys. J **A15** Number 3 (2002) 329.
- [99] C.N. Davids *et al.* Phys. Rev. Lett. **76** (1996) 592.
- [100] G.L. Poli *et al.* Phys. Rev. **C63** (2001) 044304.
- [101] J.W. Hertel, D.G. Fleming, J.P. Schiffer and H.E. Gove. Phys. Rev. Lett. **23** (1969) 488.
- [102] W. Andrejtscheff, K.D Schilling and P. Manfrass. At. Data and Nucl. Data Tables **16** (1975) 515.
- [103] M.J. Martin. Nucl. Data Sheets **63** (1991) 723.
- [104] P. Nieminen *et al.* Proceedings of the Conference on Frontiers of Nuclear Structure, Berkeley (2002) et à paraître.
- [105] P. Nieminen *et al.* Acta. Phys. Pol. **B32** (2001) 1019.
- [106] J.R. Beene *et al.* Phys. Rev. **C17** (1978) 1359.
- [107] A. Scott, M. Owais and F. Petrovich. Nucl. Phys. **A226** (1974) 109.
- [108] R. E. Peierls et J. Yoccoz. Proc. Phys. Soc. **A70** (1957) 381.
- [109] J. L. Egido et P. Ring. Nucl. Phys. **A383** (1982) 189 et **A388** (1982) 19.
- [110] D. Hill et J. A. Wheeler. Phys. Rev. **89** (1953) 1106.
- [111] P. Bonche, J. Dobaczewski, H. Flocard, P.-H. Heenen, S. J. Krieger, J. Meyer et M. S. Weiss. Nucl. Phys. **A519** (1990) 509.
- [112] A.N. Andreyev *et al.* Nature(London) **405** (2000) 430.
- [113] Th. Duguet. Thèse de Doctorat de l'Université Pierre-et-Marie-Curie Paris (2002).
- [114] M. Bender, P.-H. Heenen, P. Bonche. (communication privée).
- [115] B. Gall, P. Bonche, J. Dobaczewski, H. Flocard, P.-H. Heenen. Z. Phys. **A348** (1994) 183.

- [116] K. Helariutta *et al.* Eur. Phys. J **A6** (1999) 289.
- [117] M.-G. Desthuilliers *et al.* Nucl. Phys. **A313** (1979) 221.
- [118] C. Bourgeois *et al.* Nucl. Phys. **A386** (1982) 308.
- [119] A. Hürstel, Y. Le Coz *et al.* à paraître.

