

**REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR
ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE**

**UNIVERSITE MENTOURI CONSTANTINE
FACULTE DES SCIENCES EXACTES
DEPARTEMENT DE PHYSIQUE**

**N° d'ordre :
Série:**

**MEMOIRE
PRESENTE POUR OBTENIR LE DIPLOME DE MAGISTER
EN PHYSIQUE
SPECIALITE : RAYONNEMENT ET APPLICATIONS**

THEME

**Etude des propriétés nucléaires des noyaux
dans la région $A = 132$**

Par

Dalil BOUMALA

SOUTENU LE : 10 / 11 /2007

Devant le jury :

Président:	B. Bentag	M.C. Univ. Mentouri Constantine
Rapporteur:	F. Benrachi	Prof. Univ. Mentouri Constantine
Examineurs:	A. Belafrites	M.C. Univ. Jijel
	A. Boucenna	Prof. Univ. Sétif

Remerciements

Le travail qui fait l'objet de ce mémoire a été réalisé au laboratoire de Physique Mathématique et Subatomique du Département de Physique de l'Université Mentouri Constantine.

Je tiens tout d'abord à exprimer mes remerciements les plus chaleureux, ma profonde gratitude et ma reconnaissance infinie à Madame F. Benrachi, professeur à l'Université Mentouri Constantine, pour m'avoir fait confiance tout au long de ces deux années de magistère et d'avoir encadré mon travail de recherche. Encore un grand merci pour ces encouragements, son aide, ses idées qui m'ont permis d'aller au fond des réflexions.

Je tiens à remercier tout particulièrement et chaleureusement Madame B. Bentag, Maître de Conférences à l'Université Mentouri Constantine, pour m'avoir fait l'honneur de présider le jury de thèse.

Je suis infiniment reconnaissant à remercie M. A. Belafrites, Maître de Conférences à l'Université de Jijel, d'avoir accepté de participer au jury et d'examiner ce travail.

Monsieur A. Boucenna, Professeur à l'Université A. Farhat Sétif, m'a fait l'honneur de s'intéresser à mon travail et apporter ses compétences pour apprécier cette étude, qu'il trouve ici, l'expression de mes plus vifs remerciements.

Il m'est agréable de remercier Mademoiselle L. Aissaoui pour son aide très précieuse. J'adresse mes remerciements les plus fraternels à M. Souici, C. Lakhal, F. Torche, et F. Benrabbah, et à tous mes collègues du laboratoire de Physique Mathématique et Subatomique.

Table des matières

Introduction	1
1 Contexte physique	3
1.1 Introduction	3
1.2 Noyaux loin de la vallée de stabilité	4
1.2.1 Pourquoi parle-t-on de "vallée" de stabilité?	4
1.2.2 Intérêt de l'étude des noyaux instables	5
1.3 La structure nucléaire à basse énergie	5
1.4 Propriétés électromagnétiques du noyau	6
1.4.1 Introduction	6
1.4.2 Moments multipolaires	7
1.5 Décroissance des états nucléaires excités	8
1.5.1 Transitions radiatives nucléaires	8
1.5.2 Conversion interne	14
1.5.3 Décroissance β et βn	15
2 Modélisation du noyau	18
2.1 Introduction	18
2.2 Approches microscopiques du champ moyen et au-delà	19
2.2.1 Introduction	19
2.2.2 Approximations du champ moyen	20
2.2.3 Corrélations d'appariement dans les noyaux	25
2.2.4 Au-delà du champ moyen	28
2.3 Approches macroscopiques	33
2.3.1 Le modèle de la goutte liquide	33

2.3.2	Modèle vibrationnel	35
2.3.3	Modèle rotationnel	36
3	La région de masse $A = 132$	38
3.1	Intérêt de la région $A = 132$	38
3.1.1	Introduction	38
3.1.2	Intérêt en structure nucléaire	38
3.1.3	Intérêt en astrophysique	39
3.2	Techniques et procédures expérimentales	44
3.2.1	Les faisceaux radioactifs	44
3.2.2	L'excitation coulombienne	46
3.2.3	Méthodes par spectroscopie laser	50
3.3	Systématiques de données expérimentales des noyaux pair-pairs	51
3.3.1	Introduction	51
3.3.2	Systématique des mesures de masse	52
3.3.3	Systématiques des premiers états excités $2^+, 4^+$	54
3.3.4	Systématiques des probabilités réduites de transition $B(E2)$	60
3.3.5	Régularités des états isomères	65
4	Calculs spectroscopiques et discussion	67
4.1	Les ingrédients du calcul	67
4.1.1	Démarche à suivre	67
4.1.2	Code de calculs	68
4.2	Espace modèle et hamiltonien modifié	68
4.2.1	Interactions effectives	68
4.2.2	Effet de l'appariement nucléaire	70
4.2.3	Modifications proposées	71
4.3	Application aux noyaux pair-pairs avec quelques nucléons de valence	72
4.3.1	Noyaux pair-pairs de l'étain Sn($Z = 50$)	72
4.3.2	Noyaux pair-pairs de tellure Te($Z = 52$)	74
4.4	Probabilités de transitions électriques $B(E2)$	76
4.4.1	Noyaux pair-pairs de l'étain Sn($Z = 50$)	77

4.4.2	Noyaux pair-pairs de tellure $\text{Te}(Z = 52)$	77
4.5	Discussion et comparaison	77
4.5.1	Synthèse	77
4.5.2	Energies d'excitation	78
4.5.3	Probabilité réduite de transition électrique $B(E2)$	82
	Conclusion	85
	Références	86

Introduction

L'étude des noyaux loin de la stabilité est constitutive de l'histoire de la physique nucléaire dès son origine, et connaît un essor considérable. Parmi les nucléides éphémères se trouvent ceux situés aux frontières de notre connaissance qui sont qualifiés d'exotiques. Etudier ces noyaux, c'est se donner la chance d'accéder à des informations nouvelles sur la structure nucléaire et ainsi mesurer la solidité de notre conception de la matière nucléaire et sa validité lorsque cette dernière est poussée dans des états extrêmes. La notion de structure nucléaire permet de décrire le mode d'arrangement des nucléons dans les noyaux et vise à établir des lois et des principes afin de pouvoir construire des modèles à caractère prédictif [1]. Ces caractéristiques structurelles peuvent être mises en évidence par l'observation des modes de décroissance des noyaux plus instables encore dont ils sont les descendants.

Auparavant, notre compréhension était essentiellement basée sur les propriétés des noyaux stables, qui sont très minoritaires. Ces derniers ne sont que trois cents environ, alors que l'on connaît l'existence d'à peu près trois milles noyaux instables, et que les modèles prévoient de l'ordre de six milles. Ainsi, les développements constants dans le domaine des faisceaux radioactifs permettent de repousser sans cesse les limites de notre compréhension de la structure du noyau atomique. Ces avancées expérimentales permettent sans cesse de confronter les modèles théoriques établis à des domaines encore inexpliqués, et impliquent le développement de nouvelles approches théoriques.

Un des outils les plus utilisés en physique nucléaire est le modèle en couches introduit il y a 50 ans. Ce modèle a permis de comprendre de nombreuses observables comme les spectres d'excitation, les transitions électromagnétiques, les moments magnétiques ainsi que les transitions bêta. L'origine du modèle en couches repose sur l'observation expérimentale pour certains noyaux d'une énergie de liaison beaucoup plus importante. Le noyau est alors déduit comme un système quantique à N-corps confinés dans un potentiel moyen de l'oscillateur harmonique et un potentiel attractif de couplage spin-orbite. Autrement dit, l'effet moyen des interactions entre les nucléons est modélisé par un potentiel à un corps dans lequel se déplace chaque nucléon. Cette hypothèse a permis d'expliquer la grande stabilité des noyaux magiques pour lesquels les couches occupées sont complètement remplies. Lorsque le nombre de protons ou de neutrons augmente par rapport aux noyaux de couches fermées, il faut alors prendre en compte l'interaction résiduelle entre les nucléons non présente dans le champ moyen à un corps. Cette interaction introduit notamment des corrélations de paires de nucléons, impliquant que l'approximation de particules indépendantes n'est plus possible, et par conséquent l'approximation de champ moyen cesse d'être valable. Il fallait alors développer de nouvelles méthodes au-delà de champ moyen plus appropriées, qui tiennent compte de l'effet d'appariement, jusqu'ici négligé. Les théoriciens se sont intéressés aux méthodes de Hartree-Fock-Bogoliubov (HFB) et de Bardeen-Cooper-Schrieffer (BCS), introduisant la notion de quasi-particules indépendantes, à fin d'interpréter les états excités issus des corrélations.

lations associés aux mouvements de ces dernières.

Dans le cadre de ce mémoire, on s'est particulièrement intéressé aux noyaux pair-pairs riches en neutrons au voisinage de la masse $A = 132$. Cette région de masse est celle des noyaux autour des fermetures de couches ($Z = 50, N = 82$). Les connaissances théoriques dans cette région sont exploitées afin de mieux reproduire et interpréter les systématiques des données expérimentales. L'une des interactions développées pour cette région est l'interaction *CW5082*, que nous utilisons comme point de départ dans nos calculs en introduisant certaines modifications.

Le premier chapitre de ce manuscrit porte sur des considérations générales sur les noyaux loin de la stabilité, leurs structures nucléaires à basse énergie, ainsi qu'aux modes de décroissances radioactives.

Dans le deuxième chapitre, nous rappelons l'intérêt d'une approche microscopique en structure nucléaire, puis nous exposons les méthodes de champ moyen et ces extensions et enfin un bref exposé d'approches macroscopiques est cité.

Le troisième chapitre, est consacré à la motivation de l'étude sur la région de masse $A = 132$. Nous rappelons son intérêt, les techniques de spectroscopie expérimentale et la systématique des résultats expérimentaux obtenus récemment.

Le dernier chapitre présente les résultats que nous avons obtenu par différents modèles de calculs pour les noyaux pair-pairs de Sn ($Z = 50$) et Te ($Z = 52$), sur les énergies d'excitation et les probabilités réduites de transition $B(E2)$. Une comparaison est faite entre les calculs et la systématique expérimentale.

Enfin, ce mémoire se termine par une conclusion, et les perspectives ouvertes par cette étude.

Chapitre 1

Contexte physique

1.1 Introduction

Nous savons (depuis 1932) que les noyaux sont constitués de protons et de neutrons qui peuvent être assemblés, en principe, suivant un grand nombre de combinaisons. On en connaît actuellement un peu plus de 2000 : environ 300 existent dans la nature et 1900 ont été fabriqués artificiellement. On pense qu'ils représentent entre le tiers et la moitié des noyaux qui pourraient exister (figure 1.1).

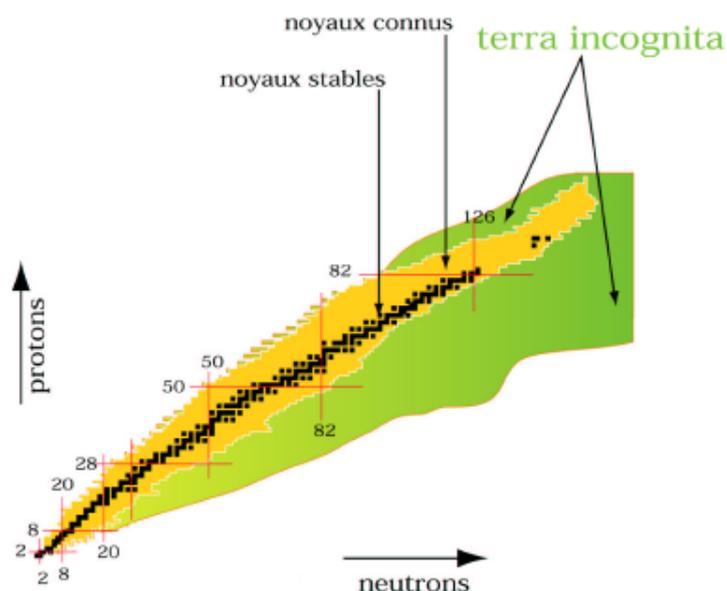


Figure (1.1) : Carte des noyaux repérés par leur nombre de proton Z et leur de neutrons N , en noir sont indiqués les noyaux stables qui peuvent être trouvés dans la nature.

La grande majorité des noyaux couramment observés dans la nature sont stables dans le sens qu'ils ont une durée de vie infinie. Ils forment la ce qu'on appelle "ligne de stabilité"

du plan (Z, N) . Cette ligne se confond avec la ligne $Z = N$ pour les noyaux les plus légers, puis s'en écarte progressivement au fur et à mesure que le nombre de nucléons augmente ($N = 1,5Z$ pour le ^{209}Bi par exemple). La proportion plus importante de neutrons compense l'effet disruptif des forces coulombiennes entre les protons.

Les noyaux situés de part et d'autre de cette ligne ont des durées de vie, allant de quelque 10^{15} ans à quelques millisecondes, d'autant plus courtes qu'ils en sont plus éloignés. Ceux que l'on dit "loin de la vallée de stabilité" ont des durées de vie inférieures à quelques minutes ; on qualifie d'exotiques ceux situés aux frontières de nos connaissances.

1.2 Noyaux loin de la vallée de stabilité

1.2.1 Pourquoi parle-t-on de "vallée" de stabilité ?

Cette notion et son corollaire (qui est la stabilité relative des noyaux) peuvent être perçus sur la représentation graphique de leur excès de masse : $m = M - A^*$ (figure 1.2). C'est la grandeur généralement utilisée et tabulée, pour des raisons historiques et de commodité d'écriture, lorsqu'on traite de la masse des noyaux. Cet excès de masse est relié à l'énergie de liaison B des nucléons dans le noyau ; en effet, $B = ZM_p + NM_n - M$, où M est la masse du noyau, M_p celle du proton, M_n celle du neutron. Ce qu'on peut encore écrire : $B \approx Zm_p + Nm_n - m$, où m_p et m_n sont les excès de masse du proton et du neutron.

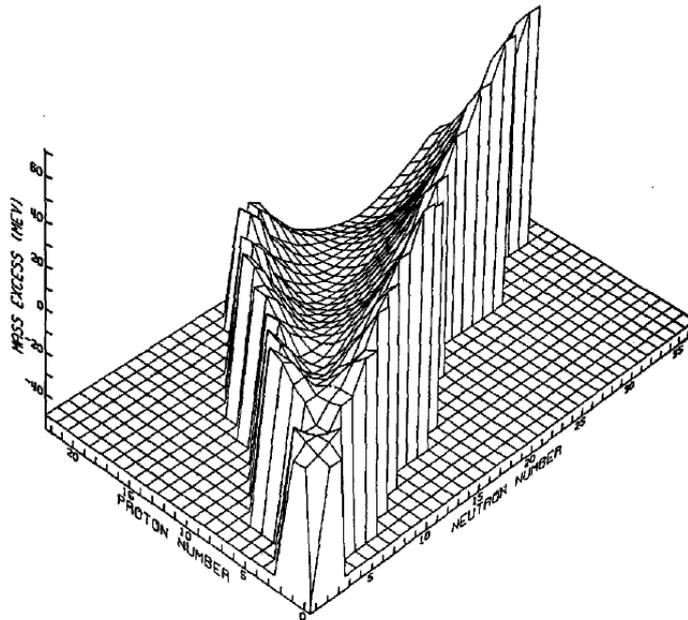


Figure (1.2) : Représentation de la vallée de stabilité, dont le fond est occupé par les noyaux stables, qui ont les masses les plus faibles

Les noyaux les plus stables ont les plus grandes énergies de liaison, donc les plus faibles excès de masse, et sont situés au fond de la vallée (figure 1.2). Les noyaux situés sur les flancs, moins stables, se désintègrent en des noyaux de plus faible masse. La somme des masses des produits de la désintégration est toujours inférieure à la masse du noyau initial. Autre propriété également visible sur la figure (1.2) : le long d'une ligne isobarique (noyaux de même A), la masse varie plus lentement du côté des noyaux riches en neutrons ; en d'autres termes, les flancs de la vallée sont dissymétriques.

Si le numéro atomique Z et le rapport N/Z déterminent les principales caractéristiques de cette vallée, il faut encore ajouter que les noyaux pour lesquels Z , ou N , ou les deux sont pairs, sont plus stables que leurs voisins. Ceci est particulièrement sensible pour les noyaux légers, où le noyau (Z, N) pair peut exister et son voisin de A inférieur ne pas exister [2].

1.2.2 Intérêt de l'étude des noyaux instables

D'abord parce qu'ils diffèrent sur de nombreux points de ceux situés dans la vallée : composition (N, Z) , durée de vie, masse, modes de décroissances ... Ils vont donc nous donner d'autres informations sur la structure nucléaire et répondre aux questions qui se posent très naturellement : Comment se comportent les couches magiques loin de la stabilité ? Quels sont les noyaux sphériques et ceux qui sont, au contraire, très déformés ? Si la force nucléaire est globalement comprise, il n'y a encore aucune théorie couvrant la physique nucléaire, c'est-à-dire capable d'indiquer le comportement d'un assemblage de protons et de neutrons dans un noyau particulier. Il est intéressant de faire des études systématiques loin de la stabilité pour tester les prédictions théoriques des modèles établis pour les noyaux bien connus de la vallée de stabilité.

Ensuite, explorer l'inconnu, c'est aussi avoir l'espoir de trouver des phénomènes nouveaux : nouvelles espèces, nouveaux modes de décroissance, ... Cette exploration est guidée parallèlement ou successivement par les prévisions théoriques et les possibilités expérimentales. Le domaine des noyaux loin de la stabilité est en plein essor ces dernières années, avec les progrès réalisés dans l'identification (donc aussi la production) de nouvelles espèces nucléaires [3]. Pour un certain nombre d'espèces, des propriétés essentielles ont été mesurées : durée de vie, masses, spins, moments électromagnétiques, modes de désintégration, ... Ce sont des études difficiles et longues. Les noyaux concernés ont une durée de vie très brève (il faut les étudier là où ils sont formés en ligne) et sont produits en très faibles quantités (jusqu'à moins d'un noyau par seconde).

1.3 La structure nucléaire à basse énergie

Dès les origines, la physique nucléaire a cherché à décrire le noyau dans son état fondamental et aussi dans ses états excités. Le noyau est un système particulièrement riche en

excitations les plus diverses : excitations de basse énergie et de grande amplitude, excitations individuelles de type particule-trou, excitations de petite amplitude et d'énergie élevée, résonances géantes, états rotationnels. Nous ne considérerons que la spectroscopie des états nucléaires excités, de basse énergie d'excitation, jusqu'à quelques MeV. Rappelons que le mot spectroscopie désigne, au sens large de la mécanique quantique, l'étude du spectre de l'hamiltonien du noyau, c'est-à-dire la recherche des énergies et des vecteurs propres.

Dans la région $A = 132$, les investigations expérimentales ont contribué à améliorer la connaissance de la structure d'un certain nombre d'isotopes, tels que Sn ($Z = 50$) et Te ($Z = 52$). A basse énergie [4], les schémas des niveaux de ce type de noyaux présentent des caractéristiques qui évoquent la coexistence et la corrélation des différents modes d'excitations : individuel, vibrationnel et rotationnel. De telles structures sont toujours difficiles à décrire théoriquement. Un panorama de divers modèles du comportement de la matière nucléaire a basse énergie ont été proposés, en insistant sur leur limite de validité : modèles en couches, approximation du champ moyen déterminé par des méthodes Hartree-Fock, théories au-delà du champ moyen (appariement et superfluidité nucléaire, méthodes HFB et BCS).

1.4 Propriétés électromagnétiques du noyau

1.4.1 Introduction

Les propriétés statiques et dynamiques des noyaux atomiques sont étudiées expérimentalement en utilisant diverses sondes : on observe la réponse à l'interaction sonde-noyau. Il n'y a, a priori, aucune raison de se limiter dans le choix du type d'interaction, interaction forte, interaction électromagnétique, interaction faible : elles donnent chacune, des informations complémentaires. L'interaction électromagnétique a le grand avantage d'être très bien connue. La mesure des réponses d'un noyau à un champ électromagnétique nous permet d'accéder à des informations fondamentales sur sa structure interne par l'intermédiaire de moments multipolaires ou d'éléments de matrice de transitions. Leur valeurs mesurées dépendent à la fois de propriétés individuelles, telles que les orbitales occupées par les particules de valence, et de comportements collectifs. Dans cette partie, vont être discutées diverses méthodes utilisées pour extraire et interpréter ces informations à partir des mesures de : i) de moments multipolaires de type électriques ou magnétiques, ii) d'éléments de matrice de transition de type électriques ou magnétiques, entre un état initial et final.

Dans cette partie sont discutés les propriétés électromagnétiques des noyaux dans le cadre de modèles à particules indépendantes dans un potentiel sphérique, puis de modèles macroscopiques décrivant la vibration d'un noyau autour d'une forme sphérique ou la rotation d'un noyau déformé.

1.4.2 Moments multipolaires

Une des méthodes pour étudier le noyau et les forces nucléaires exercées entre ses différents constituants (protons et neutrons) est d'observer l'interaction de celui-ci avec des champs électromagnétiques externes. Ce peut être, par exemple, le champ électromagnétique créé par les électrons du cortège ou d'autres sources extérieures au noyau atomique. Le noyau peut être considéré comme une distribution de charges et de courants. Il est bien connu qu'on peut associer à une distribution de charges et de courants des moments multipolaires électromagnétiques. Cette distribution est dictée par l'interaction nucléaire, qui est une interaction forte. Au contraire, l'origine des champs électromagnétiques est dans l'interaction électrofaible. L'action des champs électromagnétiques sur les noyaux peut donc être décrite comme une perturbation qui ne change pas les propriétés de l'ensemble nucléaire.

Moments multipolaires électriques

Si un noyau est décrit par une distribution de charge $\rho(\vec{r})$, son énergie électrostatique dans un champ électrique externe est donnée par :

$$U = \int \rho^{(e)}(r) \Phi(r) dr \quad (1.1)$$

Une variation faible du potentiel $\Phi(r)$ en fonction du volume du noyau permet de développer $\Phi(r)$ en une série de Taylor. En l'introduisant dans la formule (1.1), on obtient :

$$U = q\Phi(0) - \vec{d}\vec{E}(0) - \frac{1}{6} \sum_{i,j} Q_{i,j} \frac{\partial E_j}{\partial r_i} + \text{termes d'ordre supérieurs} \quad (1.2)$$

où :

$$\begin{aligned} q &= \int \rho^{(e)}(\vec{r}) d\vec{r} \\ \vec{d} &= \int \vec{r} \rho^{(e)}(\vec{r}) d\vec{r} \\ Q_{i,j} &= \int (3r_i r_j - \vec{r}^2 \delta_{ij}) \rho^{(e)}(\vec{r}) d\vec{r} \end{aligned} \quad (1.3)$$

Le monopôle électrique q , correspond à la charge totale du noyau qui est la somme de toutes les charges élémentaires présentes dans le noyau. Les multipôles électriques d'ordre supérieur ou égal à 3 d'un état du noyau caractérisé par le moment angulaire J peuvent être définis comme suit [5] :

$$\begin{aligned} Q^{(L)} &= \int \rho_{JJ}^{(e)} \vec{r}^L Y_{L0}(\hat{r}) d\vec{r} \\ Q^{(L)} &= \sum_{k=1}^A e(k) \langle JJ | r^L(k) Y_{L0}(\hat{r}(k)) | JJ \rangle \end{aligned} \quad (1.4)$$

Moments multipolaires magnétiques

L'interaction du noyau avec un champ magnétique externe peut être décrit d'une manière similaire en introduisant une densité de magnétisation $\vec{m}(\vec{r}) = \vec{m}_c(\vec{r}) + \vec{m}_s(\vec{r})$ et une densité de charge magnétique associée, $\rho^{(m)}(\vec{r})$. Cette densité provient de l'effet du mouvement orbital des particules chargées et des moments magnétiques associés au spin des nucléons. Les moments magnétiques multipolaires sont définis comme :

$$\begin{aligned} \mu^{(L)} &= \int \rho^{(m)}(\vec{r}) r^L Y_{L0}(\hat{r}) d\vec{r} \\ &= \langle JM = j | \int d\vec{r} [-\nabla (m_c^{op}(\vec{r}) + m_s^{op}(\vec{r}))] r^L Y_{L0}(\vec{r}) | JM = J \rangle \end{aligned} \quad (1.5)$$

Cette formule donne $\mu^{(0)} = 0$ pour le monopôle magnétique. Cette valeur nulle est en accord avec le fait que le monopôle magnétique n'existe pas car il n'y a pas de charge magnétique élémentaire. Après évaluation des opérateurs $\vec{m}_c(\vec{r})$ et $\vec{m}_s(\vec{r})$, les moments magnétiques de multipôles 2^L s'écriront sous la forme [5] :

$$\mu^{(L)} = \langle JJ | \sum \mu_N \{ \nabla(k) r^L(k) Y_{L0}(\hat{r}(k)) \} \left\{ \frac{2g^l(k)}{L+1} \vec{l}(k) + g^s(k) \vec{s}(k) \right\} | JJ \rangle \quad (1.6)$$

où μ_N est le magnéton nucléaire égal à $e\hbar/2M$, M étant la masse du proton, g^l et g^s sont respectivement les facteurs gyromagnétique orbital et de spin du proton (ou neutron). Le moment magnétique dipolaire est donné par la formule (1.6) pour $L = 1$:

$$\mu^{(1)} \equiv gJ\mu_N = \langle JJ | \sum \{ g^l(k) l_z(k) + g^s(k) s_z(k) \} | JJ \rangle \mu_N \quad (1.7)$$

Les formules (1.4) et (1.7) montrent que les moments électromagnétiques multipolaires, déduits dans le cadre d'un modèle nucléaire quelconque, dépendent d'une seule fonction d'onde. La mesure des moments électromagnétiques d'un état nucléaire permet ainsi de tester la composition de la fonction d'onde décrivant cet état.

1.5 Décroissance des états nucléaires excités

1.5.1 Transitions radiatives nucléaires

Les noyaux créés dans une réaction nucléaire se trouvent, en général, dans des états excités. La décroissance vers le niveau fondamental se fait par des émissions successives de rayonnements γ . Les transitions entre deux niveaux nucléaires (état initial et état final) doivent respecter certaines lois de conservations. A partir de ces lois, on peut déterminer l'énergie des rayonnements émis et le moment angulaire emporté lors de la transition électromagnétique. Si l'énergie de l'état initial est E_i et celle de l'état final E_f , alors en raison de la conservation de l'énergie on aura :

$$E_\gamma = E_f - E_i \quad (1.8)$$

La conservation du moment angulaire impose que le moment angulaire L emporté par un rayonnement γ satisfasse l'inégalité suivante :

$$| I_i - I_f | \leq L \leq | I_i + I_f | \quad (1.9)$$

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

$$\pi_i \pi_\gamma \pi_f = 1$$

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

$$P_\gamma(EL) = (-1)^L \quad \text{et} \quad P_\gamma(ML) = (-1)^{L+1} \quad (1.10)$$

Dans la formule (1.10), EL/ML signifie une transition électrique/magnétique de multipôle L . Ainsi, les transitions qui connectent des états ayant des parités différentes auront des multipôles électriques impairs et ceux qui connectent des états de parité identique auront des multipôles électriques pairs. Pour le cas où $I_i = I_f = 0$, la désexcitation du niveau initial ne peut pas avoir lieu par émission γ .

La désexcitation radiative du noyau qui émet un rayonnement γ peut ainsi être décrite en termes d'opérateurs multipolaires $O(\sigma L)$ où σ peut être *Electrique* ou *Magnétique*. Le taux de transitions par seconde λ_γ résultant de la désexcitation radiative d'un état initial I_i vers un état final I_f est déterminé par la règle d'or de Fermi. Elle est donnée par la formule suivante :

$$\begin{aligned} \lambda_\gamma(\sigma L; I_i \rightarrow I_f) &= \frac{8\pi(L+1)}{\hbar L((2L+1))^2} \left(\frac{E_\gamma}{\hbar c} \right)^{2L+1} \frac{\langle I_f \| O(\sigma L) \| I_i \rangle}{2I_i + 1} \\ &= \frac{8\pi(L+1)}{\hbar L((2L+1))^2} \left(\frac{E_\gamma}{\hbar c} \right)^{2L+1} B(\sigma L; I_i \rightarrow I_f) \end{aligned} \quad (1.11)$$

où $B(\sigma L; I_i \rightarrow I_f)$ est la probabilité réduite de transition entre l'état initial i , et l'état final f . Si l'état initial décroît sur plusieurs états finals ou s'il y a plusieurs type de décroissances qui peuvent dépeupler l'état initial, la probabilité totale de transition sera donnée par la somme des probabilités partielles.

Les probabilités de transitions réduites $B(\sigma L; I_2 \rightarrow I_1)$ et $B(\sigma L; I_1 \rightarrow I_2)$ représentant, respectivement, l'émission et l'absorption, peuvent être exprimées l'une en fonction de l'autre par la relation :

$$B(\sigma L; I_2 \rightarrow I_1) = \frac{2I_1 + 1}{2I_2 + 1} B(\sigma L; I_1 \rightarrow I_2) \quad (1.12)$$

Les probabilités réduites sont, généralement, exprimées en unités de Weisskopf. Ces unités sont des probabilités réduites déduites à partir des hypothèses suivantes :

- ✓ Le noyau est composé d'un coeur inerte plus une particule active
- ✓ Les transitions ont lieu entre des états $I_i = L \pm 1/2$ et $I_f = 1/2$

✓ Les termes radiaux dans les fonctions d'onde des états initial et final sont constants à l'intérieur du noyau et sont nuls à l'extérieur. Les valeurs de probabilités réduites de transitions exprimées en unités de Weisskopf permettent de déterminer si une transition est due à un comportement plutôt individuel ou plutôt collectif du noyau. Elles sont données par l'équation (1.13) :

$$\begin{aligned} B(EL)_w &= \frac{1.2^{2L}}{4\pi} \left(\frac{3}{L+3} \right)^2 A^{\frac{2L}{3}} && [e^2 f m^{2L}] \\ B(ML)_w &= \frac{10}{\pi} 1.2^{2L-2} \left(\frac{3}{L+3} \right)^2 A^{\frac{2L-2}{3}} && [\mu_N^2 f m^{2L} - 2] \end{aligned} \quad (1.13)$$

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

$$\tau(\sigma L; I_i \rightarrow I_f) = \frac{1}{\lambda(\sigma L; I_i \rightarrow I_f)} \quad (1.14)$$

et la demi-période est reliée au temps de vie par l'équation (1.15) :

$$T_{1/2} = (\ln 2) \tau \quad (1.15)$$

Le temps de vie d'un état nucléaire excité est typiquement de l'ordre de la fs mais certains états peuvent avoir des durées de vie beaucoup plus grandes, pouvant aller jusqu'à des années. Ces états excités portent le nom d'états isomères et leurs longs temps de vie sont souvent dûs à des différences importantes entre les spins et les parités des états initial et final [6].

Estimation sur base d'un modèle à 1 nucléon

Dans l'étude des transitions électromagnétiques, le modèle à un nucléon peut fournir des estimations, généralement grossières, des probabilités de transition. L'estimation des probabilités des transitions électromagnétiques dans le cadre d'un modèle à un nucléon fournit des unités de référence (unités Weisskopf) et une idée qualitative des propriétés nucléaires. Si les probabilités obtenues par ce modèle sont trop faibles, il faut penser à des effets collectifs et des degrés de liberté collectifs doivent être introduits. Si au contraire, les probabilités sont trop grandes comparées aux données expérimentales, il faut penser à de nouveaux nombres quantiques et de nouvelles règles de sélection qui empêchent la transition de se produire. Considérons un noyau A impair et supposons que l'on puisse attribuer au nucléon impair une partie importante des propriétés du noyau, étant supposé ne pas contribuer aux transitions. Les états du nucléon impair sont par exemple définis par le modèle en couches sphériques. Reprenons l'hamiltonien d'interaction sous la forme, les moments M_{LM}^σ , étant définis, et considérons pour le noyau une distribution de nucléons libres dans un champ moyen. Soient les expressions des densités :

$$\rho(\vec{r}) = \sum_{i=1}^A e_i \delta(\vec{r} - \vec{r}_i) \quad (1.16)$$

Afin de ne pas différencier les états proton et neutron, on utilisera le formalisme de l'isospin avec une composante $\tau_{3i} | p \rangle = + | p \rangle$ et $\tau_{3i} | n \rangle = - | n \rangle$

Ainsi, pour les transitions électriques, le terme dominant est donné par :

$$M_{LM}^e = \sum_{i=1}^A e_i r_i^L Y_{LM}^*(\vec{r}_i) \quad (1.17)$$

En supposant les nucléons liés dans un champ central d'oscillateur isotrope avec correction en \vec{l}^2 et $\vec{l} \cdot \vec{s}$, les états nucléaires individuels sont définis par les nombres quantiques $| nljm \rangle$. On aura alors à calculer des éléments de matrice du type [7] :

$$\langle n_j l_j j_f m_f | M_L^\sigma | n_i l_i j_i m_i \rangle$$

et des probabilités de transition réduites :

$$B(\sigma, L, j_i \rightarrow j_f) = \frac{1}{2j_i + 1} |\langle n_f \left(l_f \frac{1}{2} \right) j_f \| M_L^\sigma \| n_i \left(l_i \frac{1}{2} \right) j_i \rangle|^2 \quad (1.18)$$

Ainsi, explicitement, on aura pour une transition électrique E_L :

$$B(E_L, j_i \rightarrow j_f) = \frac{e^2}{2j_i + 1} |\langle n_f | r^L | n_i \rangle|^2 |\langle l_f \frac{1}{2} j_f \| Y_L \| l_i \frac{1}{2} j_i \rangle|^2 \quad (1.19)$$

Les relations définissant les éléments de matrice du tenseur Y_L permettent d'écrire (1.19) sous la forme :

$$B(E_L, j_i \rightarrow j_f) = \frac{e^2}{2j_i + 1} |\langle n_f | r^L | n_i \rangle|^2 (2j_i + 1) (2j_f + 1) \left\{ \begin{matrix} l_f & l_i & L \\ j_i & j_f & 1/2 \end{matrix} \right\}^2 (l_f \| Y_L \| l_i)^2 \quad (1.20)$$

On en déduit la probabilité d'émission E_L entre deux états à un seul nucléon sous la forme :

$$P_{E_L}^{s.p} = \frac{2(L+1)}{L[(2L+1)!!]^2} \left(\frac{e^2}{\hbar c} \right) \omega (kR)^{2L} \left\langle \left(\frac{r}{R} \right)^L \right\rangle^2 S_{E_L} \quad (1.21)$$

où le facteur S_{E_L} est défini à partir de l'expression (1.20).

Pour une transition magnétique M_L , les deux termes du moment magnétique étant du même ordre de grandeur doivent être considérés et on obtient :

$$B(M_L, j_i \rightarrow j_f) = \left(\frac{\hbar}{m_N c} \right)^2 |\langle n_f | r^{L-1} | n_i \rangle|^2 (2j_f + 1) \frac{(2L+1)^2}{L} (l_f \| Y_{L-1} \| l_i)^2 \sqrt{\frac{3}{2}} \left(L\mu_p - \frac{L}{L+1} \right) \left\{ \begin{matrix} l_f & 1/2 & j_f \\ l_i & 1/2 & j_i \\ L-1 & 1 & L \end{matrix} \right\}$$

$$+ \frac{(-)^{j_f+l_f+\frac{1}{2}}}{(L+1)} (j_i(j_i+1)(2j_i+1))^{1/2} \left\{ \begin{matrix} l_f & j_f & 1/2 \\ j_i & l_i & L-1 \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} j_f & L & 1/2 \\ 1 & j_i & L-1 \end{matrix} \right\} \quad (1.22)$$

Cette expression se simplifie pour les transitions à $L = |j_i - j_f|$ car dans ce cas le second terme de l'expression s'annule, la règle triangulaire $(j_i, j_f, L-1)$ n'étant pas satisfaite dans les coefficients $6j$. Dans ce cas on aura pour l'expression de la probabilité d'émission M_L entre deux états à un seul nucléon :

$$P_{M_L}^{s,p} = \frac{2(L+1)}{L[(2L+1)!!]^2} \left(\frac{e^2}{\hbar c} \right) \omega (kR)^{2L} \left(\frac{\hbar}{m_N c R} \right)^2 \left(\mu_p L - \frac{L}{L+1} \right)^2 \left\langle \left(\frac{r}{R} \right)^{L-1} \right\rangle^2 S_{M_L} \quad (1.23)$$

où le facteur S_{M_L} est défini, dans le cas particulier d'une transition à $L = |j_i - j_f|$ par :

$$S_{M_L} = 4\pi \frac{(2L+1)(2j_f+1)}{L} (l_f \parallel Y_{L-1} \parallel l_i)^2 \frac{3}{2} \left\{ \begin{matrix} l_f & 1/2 & j_f \\ l_i & 1/2 & j_i \\ L-1 & 1 & L \end{matrix} \right\}^2 \quad (1.24)$$

Dans l'hypothèse où les états d'un seul nucléon impair caractérisent les états d'un noyau A impair, on retrouve donc par les conditions de non-nullité des facteurs S_{EL} et S_{ML} les règles de sélection générales soient :

✓ Pour une transition E_L :

$$|j_i - j_f| \leq L \leq |j_i + j_f| \quad (1.25)$$

et $(-)^{(l_i+l_f+L)} = +1$ équivalente à $\pi_i \pi_f = (-)^L$

✓ Pour une transition M_L :

$$|j_i - j_f| \leq L \leq |j_i + j_f| \quad (1.26)$$

et $(-)^{l_i+l_f+L-1} = +1$ équivalente à $\pi_i \pi_f = (-)^{L+1}$.

Des règles de sélection supplémentaires apparaissent, imposées par le modèle nucléaire choisi, soient dans ce cas :

$$|l_i - l_f| \leq L \leq l_i + l_f \quad (1.27)$$

pour une transition E_L ,

$$|l_i - l_f| \leq L - 1 \leq l_i + l_f \quad (1.28)$$

pour une transition M_L .

Règles de sélection en isospin des transitions radiatives

Bien que l'idée de l'invariance de charge de l'hamiltonien nucléaire soit ancienne (Wigner 1937), ce n'est que plus récemment que des tests expérimentaux du rôle de l'isospin dans les interactions des noyaux avec le champ électromagnétique ont été réalisés. Considérons

les éléments de matrice des moments multipolaires entre des états nucléaires définis par les nombres quantiques de spin (I, M) et d'isospin (T, T_z)

$$\langle I_f M_f, T_f T_{zf} | M_{LM}^\sigma | I_i M_i, T_i T_{zi} \rangle$$

En explicitant les expressions e_i et μ_i de (1.16) dans les moments multipolaires électriques et magnétiques, ces derniers se séparent en un terme scalaire d'isospin et un terme vecteur d'isospin, soit :

$$M_{LM}^\sigma = M_{LM}^{\sigma(0,0)} + M_{LM}^{\sigma(1,0)} (\tau_3) \quad (1.29)$$

Cette séparation fait directement apparaître les règles de sélection en isospin. En effet, le théorème de Wigner-Eckart permet d'écrire l'élément de matrice :

$$\langle T_f T_{zf} | O^{kq} | T_i T_{zi} \rangle = (-)^{T_f - T_{zf}} \begin{pmatrix} T_f & k & T_i \\ -T_{zf} & q & T_{zi} \end{pmatrix} \langle T_f || O^{kq} || T_i \rangle \quad (1.30)$$

La règle de sélection est entièrement définie par le coefficient de Clebsch-Gordan :

$$\begin{aligned} q &= T_{zf} - T_{zi} \\ | T_f - T_i | &\leq k \leq T_f + T_i \end{aligned} \quad (1.31)$$

En appliquant le théorème de Wigner-Eckart au calcul des éléments de matrice des moments multipolaires on a donc :

$$\begin{aligned} &\langle I_f M_f, T_f T_{zf} | M_{lm}^{\sigma(0,0)} + M_{LM}^{\sigma(1,0)} | I_i M_i, T_i T_{zi} \rangle \\ &= (-)^{T_f - T_{zf}} \begin{pmatrix} T_f & 0 & T_i \\ -T_{zf} & 0 & T_{zi} \end{pmatrix} \langle I_f M_f; T_f || M_{LM}^{\sigma(0)} || I_i M_i; T_i \rangle \\ &+ (-)^{T_f - T_{zf}} \begin{pmatrix} T_f & 1 & T_i \\ -T_{zf} & 0 & T_{zi} \end{pmatrix} \langle I_f M_f; T_f || M_{LM}^{\sigma(1)} || I_i M_i; T_i \rangle \end{aligned} \quad (1.32)$$

On note immédiatement la condition $T_{zf} = T_{zi} \equiv T_3$ évidente pour une transition γ , dans un noyau donné, à T_3 défini ($T_3 = \frac{Z-N}{2}$).

Le terme scalaire d'isospin dans (1.32) est défini explicitement par :

$$\begin{aligned} &= (2T_i + 1)^{-1/2} \delta_{T_f, T_i} \langle I_f M_f; T_f || M_{LM}^{\sigma(0)} || I_i M_i; T_i \rangle \\ &= \delta_{T_f T_i} \langle I_f M_f | M_{LM}^\sigma | I_i M_i \rangle \end{aligned} \quad (1.33)$$

Ce terme est donc différent de zéro pour les transitions $\Delta T = 0$ du type $T \rightarrow T$; il est indépendant de T_z et de T .

Pour le terme vecteur d'isospin, on a :

✓ dans le cas $T_i = T_i \pm 1$

$$(-)^{T_f - T_3} \begin{pmatrix} T_f & 1 & T_i \\ -T_3 & 0 & T_3 \end{pmatrix} = (-)^{T_f - T_3} \left(\frac{T_3^2 - T_i^2}{T_3 (2T_3 + 1) (2T_3 - 1)} \right)^{1/2} \delta(\vec{T}_f \vec{I} \vec{T}_i) \quad (1.34)$$

où T_{\succ} désigne la plus grande des valeurs (T_i, T_f) .

✓ dans le cas $T_i = T_i$

$$(-)^{T_f - T_3} \begin{pmatrix} T_f & 1 & T_i \\ -T_3 & 0 & T_3 \end{pmatrix} = \frac{T_3}{(T_i(T_i + 1)(2T_i + 1))^{1/2}} \quad (1.35)$$

Ce terme contribue aux transitions de type $\Delta T = 0, \pm 1$ ($T = 0 \rightarrow T = 0$ interdite).

La règle de sélection d'isospin des transitions électromagnétiques se résume donc en :

$$\Delta T_3 = 0, \quad \Delta T_3 = 0, \pm 1 \quad (1.36)$$

Etude qualitative des transitions E_L, M_L

Les expressions simplifiées obtenues dans le cadre du modèle à un nucléon permettent de mettre en évidence les règles essentielles de variation des probabilités de transition électromagnétique. Ces probabilités présentent une dépendance importante en :

- ✓ l'ordre de multipolarité L
- ✓ l'énergie de transition
- ✓ le caractère électrique ou magnétique

Pour une multipolarité L donnée, la probabilité de transition radiative augmente avec l'énergie proportionnellement à E^{2L+1} .

Pour une énergie donnée, la probabilité de transition décroît en fonction de la multipolarité L proportionnellement à $(kR)^{2L}$ ($kR \ll 1$) où R définit le rayon du noyau.

Les transitions d'ordre L élevé sont moins favorisées; de toutes les multipolarités L permises par les règles de sélection, celle de L minimum sera la plus favorable.

A même valeur de L , la radiation électrique E_L est toujours plus favorable que la radiation magnétique M_L [7].

1.5.2 Conversion interne

L'émission d'électrons de conversion est en compétition avec le processus de désexcitation radiative du noyau, à l'exception des transitions E0 qui ne peuvent pas avoir lieu par émission γ . Le moment angulaire de la transition est alors transféré à un électron du cortège atomique. L'énergie cinétique transférée à l'électron dépend aussi de son énergie de liaison B_e :

$$E_{cin} = (E_i - E_f) - B_e \quad (1.37)$$

B_e dépend de l'orbitale atomique occupée par l'électron (couche K, L, M, N, \dots). Cette énergie doit être inférieure à l'énergie de transition pour que l'électron soit émis. Après l'émission de l'électron, un trou est créé dans l'orbitale atomique. Il s'ensuit un réarrangement du cortège électronique, processus caractérisé par l'émission de rayons X . Les rayons X sont une signature caractéristique à chaque élément, et donc permettent l'identification du nombre de

protons Z du noyau. Le coefficient de conversion interne α est défini (équation 1.38) comme le rapport entre la probabilité de décroissance par électrons de conversions et la probabilité de décroissance par désexcitation radiative :

$$\alpha = \frac{\lambda_{e^-}}{\lambda_\gamma} \quad (1.38)$$

Si la transition électromagnétique est caractérisée par un mélange de polarités électriques et magnétiques (le rapport de mélange δ est différent de zéro), le coefficient de conversion s'écrit :

$$\alpha(\delta) = \frac{\alpha(L) + \delta^2 \alpha(L+1)}{1 + \delta^2} \quad (1.39)$$

La probabilité totale de décroissance devient :

$$\lambda = \lambda_\gamma (1 + \alpha) \quad (1.40)$$

Il est donc nécessaire de corriger l'intensité mesurée d'une transition γ par le facteur de conversion interne 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 par la relation :

$$\alpha \propto \frac{Z^3}{N^3 E_\gamma^{5/2}} \quad (1.41)$$

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 de l'ion est élevée. De plus, elle est plus importante pour des transitions magnétiques que pour les transitions électriques.

1.5.3 Décroissance β et βn

De nos jours, les études de décroissances radioactives sont parties intégrantes des investigations menées sur le noyau atomique afin de mieux comprendre les phénomènes physiques régissant son comportement. Le processus de décroissance β permet d'accéder à la structure des noyaux loin de la vallée de stabilité, ainsi de suivre l'évolution de leurs chemins astrophysiques [8]. C'est d'ailleurs souvent une des premières méthodes pour accéder à la spectroscopie de noyaux très riches ou déficients en neutrons [9].

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



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



Où e^+ et ν sont respectivement le positron et le neutrino.

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

$$Q_\beta = M({}^A_Z X) - M({}^A_{Z+1} Y) \quad (1.45)$$

ou $M({}^A_Z X)$ et $M({}^A_{Z+1} Y)$ sont les masses atomiques respectives des éléments X et Y . Le processus β^- est énergétiquement permis si la quantité Q_β est positive. Il devient alors possible de peupler des états excités du noyau ${}^A_{Z+1} Y$ sur toute la fenêtre en énergie Q_β disponible. Cette fenêtre est généralement importante pour des noyaux très riches en neutrons avec des valeurs typique comprises entre (10 et 16 MeV). L'exemple d'un schéma de décroissance associé à la désintégration β^- d'un noyau très riche en neutrons est illustré sur la figure (1.3).

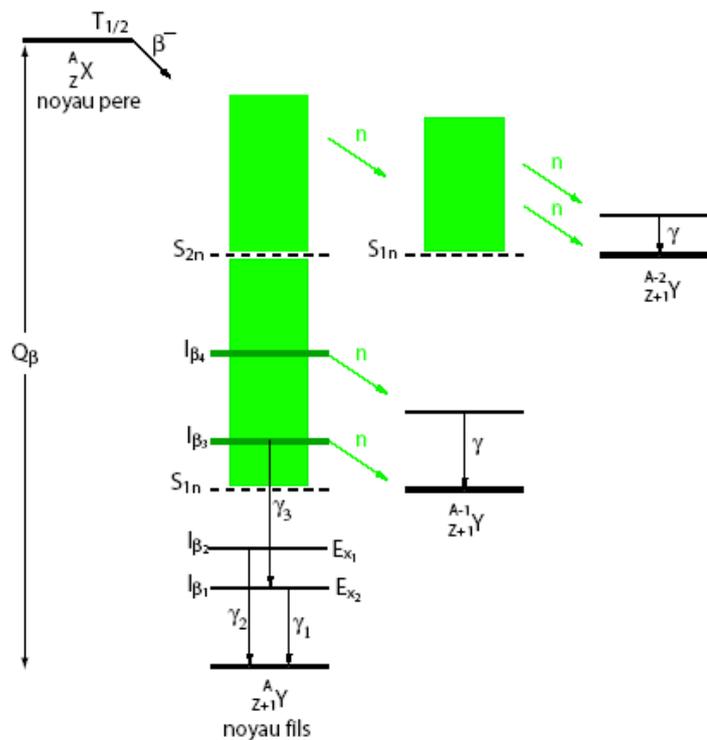


Figure (1.3) : Schéma de décroissance β^- d'un noyau

Outre l'énergie Q_β de réaction, de nombreuses quantités physiques sont accessibles lors d'un processus telles que la durée de vie $T_{1/2}$ du noyau père, l'énergie d'excitation des états dans le noyau fils ${}^A_{Z+1}Y$ et leur taux de peuplement respectif généralement exprimés par rapport à 100 décroissances β . Les quantités S_{1n} et S_{2n} représentent respectivement les énergies de séparations d'un et de deux neutrons définies par :

$$S_{1n} = M({}^{A-1}_{Z+1}Y) - M({}^A_{Z+1}Y) + M_n \quad (1.46)$$

$$S_{2n} = M({}^{A-2}_{Z+1}Y) - M({}^A_{Z+1}Y) + 2 \times M_n \quad (1.47)$$

ou M_n est la masse du neutron.

Les niveaux situés en-dessous de S_n sont dit liés et se désexcitent par l'émission de rayonnement γ . Les états situés au-dessus de S_n sont appelés états non liés. Pour les états peuplés par décroissances β et situés à une énergie d'excitation supérieures à S_{1n} (respectivement S_{2n}), l'émission dite retardée d'un (respectivement deux) neutron(s) devient un mode de désexcitation privilégié par rapport à l'émission de rayonnement γ . Il est alors possible selon l'émission d'un ou deux neutrons de peupler des états dans les noyaux ${}^{A-1}_{Z+1}Y$ et ${}^{A-2}_{Z+1}Y$ respectivement. On appelle P_{1n} (respectivement P_{2n}) la probabilité que le noyau A_ZX émette un (respectivement deux) neutron(s). Si l'émission d'un nombre m_n de neutrons est énergétiquement permise, on définit la probabilité totale P_n de détecter un neutron par la formule :

$$P_n = \sum k \times P_{kn} \quad (1.48)$$

La probabilité d'émission de neutrons peut dans certains cas être très importante et atteindre une valeur proche de 100% dans le cas d'une forte émission de 2 neutrons. Ces grandes probabilités s'expliquent par l'absence de charge électrique des neutrons qui ne ressentent par la barrière coulombienne et n'ont donc qu'à franchir la barrière centrifuge pour être émis hors du noyau.

Chapitre 2

Modélisation du noyau

2.1 Introduction

De nombreux systèmes (noyaux, atomes, molécules. . .) font intervenir plusieurs corps en interaction. Pour déterminer leurs propriétés, il est nécessaire de résoudre un problème à N -corps en corrélation. Le traitement quantique des corrélations dans les systèmes à plusieurs particules est un sujet ardu qui constitue un champ de recherche très actif. Malheureusement, le problème est compliqué voire insoluble et il faut avoir recours à des approximations. En physique nucléaire, la situation est rendue encore plus compliquée en raison de la connaissance imparfaite de l'interaction nucléon-nucléon. De plus, la complexité du système nucléaire entraîne que l'approximation utilisée dépend autant de notre capacité à résoudre le problème que du type de propriétés que l'on cherche à étudier. Néanmoins des modèles micro-macroscopiques ont été mis au point, afin de construire une théorie qui reproduit telles ou telles propriétés physique du noyau.

Dans un modèle microscopique le point de départ est l'équation :

$$\hat{H} \simeq - \sum_{i=1}^A \frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + \sum_{i < j}^A \nu_{i,j} \quad (2.1)$$

où le premier terme est l'énergie cinétique des nucléons T et $\nu_{i,j}$ est l'interaction nucléon-nucléon qui est composée d'une partie nucléaire et d'une partie coulombienne. Une des caractéristiques importantes des modèles microscopiques est qu'à priori l'interaction nucléon-nucléon n'est pas connue. L'influence qu'aura l'introduction du terme qui tient compte de l'interaction à plus de deux corps n'est pas non plus maîtrisée. Ce type d'interaction contient, entre autres, des paramètres ajustés pour reproduire certaines propriétés expérimentales. Elle est dérivée à partir des études de diffusions élastiques nucléon-nucléon et ajustée pour décrire le mouvement des nucléons dans un noyau de dimensions finies en présence des autres nucléons. La plupart des modèles utilisent plutôt des interactions effectives qui correspondent à l'ajustement des interactions entre deux nucléons pour tenir compte des effets de corrélations

à N particules dans les noyaux. Un rôle complémentaire et très important dans la description des propriétés des noyaux est joué par les modèles macroscopiques introduisant la notion de collectivité. Ces modèles sont basés sur des degrés de liberté qui ne tiennent pas compte du mouvement individuel des nucléons mais qui décrivent les propriétés globales du noyau comme le vecteur du centre de masse ou le moment quadripolaire. Théoriquement, on pourra donc passer d'une description microscopique du noyau à une description macroscopique et inversement.

Chacune de ces approches possède des avantages, ses domaines d'application et les limitations inhérentes à la philosophie qui l'a motivée. Dans la suite de ce chapitre, quelques possibilités de modélisation du champ moyen et des méthodes pour résoudre l'équation de Schrödinger seront décrites pour les noyaux sphériques et déformés.

2.2 Approches microscopiques du champ moyen et au-delà

2.2.1 Introduction

Il est important de remarquer qu'une approche microscopique introduit nécessairement tous les degrés de liberté nucléaires susceptibles de se manifester (dans la limite où on ignore les degrés de liberté des particules autres que les nucléons), qu'ils soient de nature individuelle (mouvement individuel des nucléons) ou collective (mouvements cohérents de l'ensemble des nucléons). Par exemple, partant d'un hamiltonien microscopique, il est possible de définir un champ moyen dont les états propres gouvernent le mouvement individuel des nucléons. Ce champ moyen est lui-même capable d'osciller sous l'effet de l'interaction résiduelle entre les nucléons selon un nombre infini de modes, générant ainsi les excitations collectives du système. En ce sens, une approche microscopique fournit automatiquement une description unifiée du mouvement individuel et collectif des nucléons.

Remarquons également qu'une approche microscopique a le mérite de formuler dès le début le problème de la physique des noyaux dans un cadre théorique précis. Son point de départ est l'hamiltonien qui gouverne la dynamique de A nucléons en interaction selon les lois de la mécanique quantique. Les méthodes à employer sont connues : ce sont celles de la théorie à N -corps, avec l'ensemble des approximations possibles qu'elles proposent. En particulier, les états nucléaires sont obtenus sous la forme de fonctions d'onde relatives à l'ensemble des A nucléons.

2.2.2 Approximations du champ moyen

Introduction

L'approximation de particules indépendantes constitue l'hypothèse fondamentale de base de toutes les théories utilisant l'approximation de champ moyen : dans le noyau, les nucléons évoluent indépendamment les uns des autres sous l'influence d'un potentiel moyen qu'ils créent collectivement. Cette approximation trouve une justification expérimentale solide dans le cadre du modèle en couches et dans l'observation des nombres magiques de la physique nucléaire. Un calcul simple permet de justifier cette approximation en évaluant le libre parcours moyen d'un nucléon dans le noyau : pour un nucléon ayant une énergie cinétique de 10 MeV, ce libre parcours moyen vaut environ 15 fm, c'est-à-dire plusieurs fois les dimensions du noyau. L'explication de ce résultat est simple : le Principe de Pauli limite fortement les états finals possibles lors d'une collision de deux nucléons dans le noyau : un nucléon ne voit donc quasiment pas les autres nucléons mais ne fait que ressentir un potentiel moyen qui le rappelle à l'intérieur du noyau.

Le modèle en couches sphérique

Dans les années 40, les énergies de séparation des nucléons mesurées suggéraient l'existence de certains nombres dits magiques de neutrons et de protons pour lesquelles les noyaux étaient plus liés. Cette observation a conduit au modèle en couches sphérique avec interaction spin-orbite proposé par Meyer et Jensen. Le point de départ est l'hamiltonien donné par la formule (2.1) où a été ajouté et soustrait le terme $U = U_i$ qui est le potentiel moyen créé par les A nucléons [6] :

$$\begin{aligned}\hat{H} &= \left\{ \sum_{i=1}^A (\hat{T}_i + \hat{U}_i) \right\} + \left\{ \sum_{i>j}^A \nu_{i,j} - \sum_{i=1}^A \hat{U}_i \right\} \\ &= \hat{H}^0 + \hat{H}^1 = \sum_{i=1}^A \hat{h}_i^0 + \sum_{i=1}^A \hat{h}_i^1\end{aligned}\quad (2.2)$$

L'Hamiltonien \hat{H}^0 reflète le mouvement indépendant des nucléons. Le choix du potentiel à un corps U doit être tel que \hat{H}^1 soit petit devant \hat{H}^0 afin qu'on puisse le considérer comme une perturbation. \hat{H}^1 porte le nom d'interaction résiduelle. En première approche, cette interaction est considérée comme nulle. Le choix du potentiel moyen central a été fait de manière à reproduire les nombres magiques expérimentaux : 2, 8, 20, 28, 50, 82 et 126.

La séquence des nombres magiques est bien reproduite par le potentiel de Woods-Saxon auquel est ajoutée l'interaction spin-orbite (formule 2.4) :

$$U(r) = \frac{U_0}{1 + e^{\frac{r-R_0}{a}}}\quad (2.3)$$

$$U_{so} = -C \cdot \frac{1}{r} \frac{U(r)}{r} \cdot \vec{l} \cdot \vec{s} \quad (2.4)$$

Les paramètres du potentiel $U(r)$ sont la profondeur du puits dont la valeur typique est $U_0 \sim -50 \text{ MeV}$, le rayon du noyau $R_0 = r_0 A^{1/3}$ avec $r_0 \sim 1.2 \text{ fm}$ et un paramètre de diffusivité $a \sim 0.7 \text{ fm}$. Le potentiel de Woods-Saxon est plus réaliste que celui de l'oscillateur harmonique car il ne tend pas à l'infini avec le rayon r . De plus, il reproduit mieux la forme du noyau par la forme aplatie du fond du puits.

Le terme spin-orbite peut être réécrit en utilisant :

$$\vec{j} = \vec{l} + \vec{s}$$

ce qui donne :

$$U_{so} = -\frac{1}{2} C(r) \left(\vec{j}^2 - \vec{l}^2 - \vec{s}^2 \right) \quad (2.5)$$

Les opérateurs $\vec{j}^2, \vec{l}^2, \vec{s}^2$ commutent entre eux et, en conséquence, ils ont un ensemble commun de fonctions d'onde caractérisées par les nombres quantiques : l, s, j et j_z . Le terme spin-orbite impose une séparation des énergies des états l ayant $j = l \pm \frac{1}{2}$, les états de plus grand j étant les plus liés. La séparation augmente avec l ; ceci a pour conséquence l'inclusion dans chaque couche majeure d'une orbite de parité opposée à celle des autres composant cette couche (figure 2.1). Le nombre des nucléons occupant le même état quantique caractérisé par (nlj) est $2j + 1$. Les relations entre les différents nombres quantiques sont :

$$\begin{aligned} N &= 2(n-1) + l \\ j &= l \pm \frac{1}{2} \end{aligned} \quad (2.6)$$

où N est le nombre des quanta excités de l'oscillateur harmonique et n est le nombre quantique principal.

Les solutions Ψ de l'équation de Schrödinger :

$$\hat{H}^0 | \psi \rangle = E^0 | \psi \rangle \quad (2.7)$$

sont les produits des fonctions d'ondes individuelles φ_i de chaque nucléon ayant une énergie ε_i . L'énergie d'un état E^0 décrit par Ψ est donnée par la somme des énergies individuelles des nucléons. La solution la moins coûteuse en énergie, correspondant à l'état fondamental du noyau, consiste donc à remplir les orbitales les plus basses en énergie au fur et à mesure. Les états excités quant à eux sont obtenus à partir des autres combinaisons possibles d'occupation des orbitales. Considérer l'interaction résiduelle nulle est, toutefois, trop grossier pour décrire en détail la spectroscopie du noyau. Il est nécessaire de prendre en compte l'interaction nucléon-nucléon et de la traiter comme une perturbation du potentiel central. L'équation de Schrödinger s'écrira alors :

$$\hat{H} | \Phi \rangle = \left\{ \sum_{i=1}^A (\hat{T}_i + \hat{U}_i) + \left(\sum_{i=1}^A \nu_{i,j} - \sum_{i=1}^A \hat{U}_i \right) \right\} | \Phi \rangle = E | \Phi \rangle \quad (2.8)$$

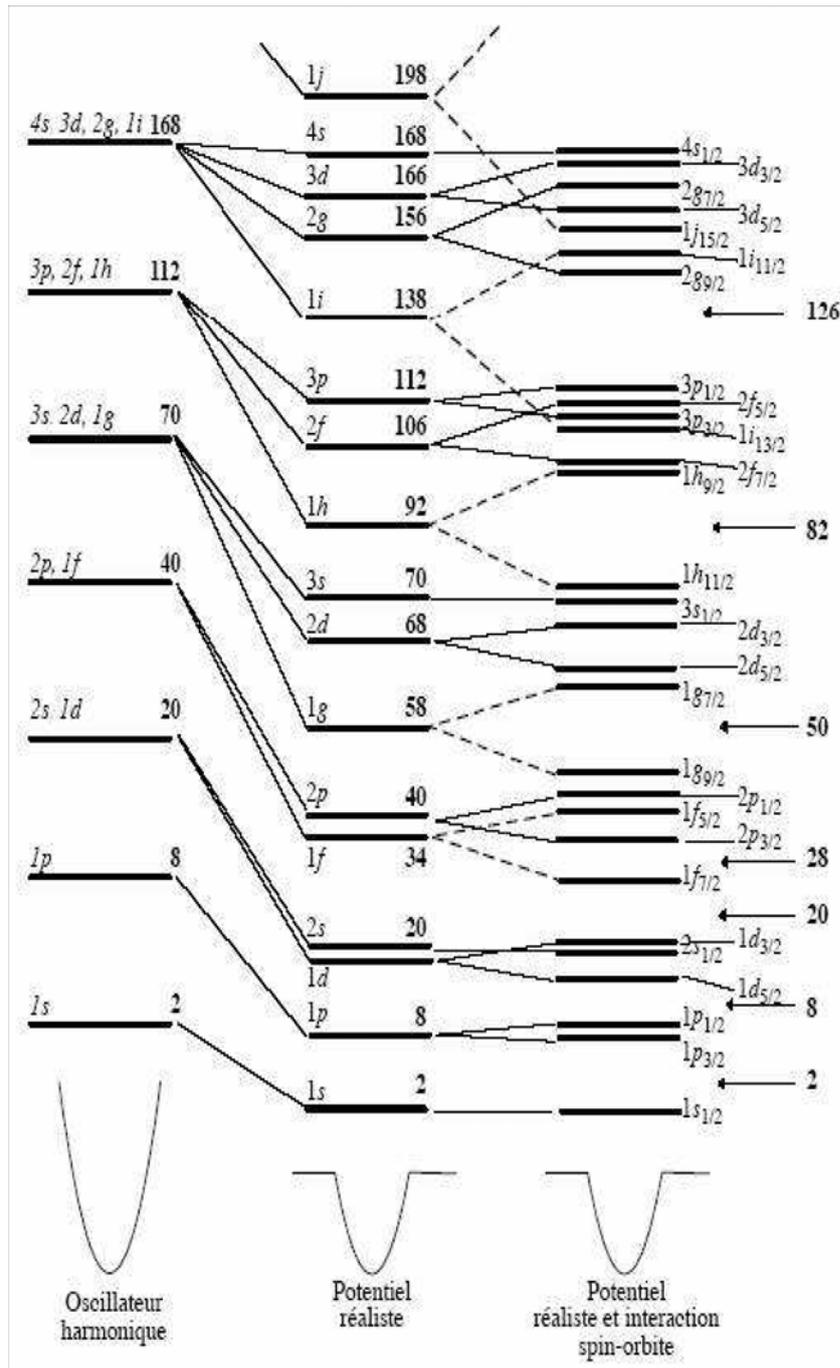


Figure (2.1) : Modèle en couche pour les potentiels : OH, WS et Spin-Orbite

Les solutions $|\psi\rangle$ de l'équation (2.7) forment une base complète de l'espace sur laquelle on peut décomposer les solutions $|\Phi\rangle$ de l'hamiltonien décrit par l'équation (2.8). Le résultat sera obtenu en diagonalisant l'interaction résiduelle \hat{H}^1 dans l'espace des fonctions d'ondes non perturbées données par \hat{H}^0 . Le terme résiduel H^1 a pour effet de mélanger les fonctions d'onde Ψ ; plus il est petit, plus les fonctions d'ondes Φ seront proches des états de la base. Souvent, les fonctions de la base sont celles obtenues à partir du potentiel de l'oscillateur harmonique ou du potentiel de Woods-Saxon qui présentent l'avantage d'être bien connus.

Modèle en couches déformées de Nilsson

Pour généraliser l'approche du champ moyen aux noyaux déformés ayant une symétrie axiale, S. G. Nilsson a introduit un potentiel moyen dit potentiel de l'oscillateur harmonique modifié. Sa particularité réside dans le fait que le potentiel de l'oscillateur harmonique isotrope est remplacé par un potentiel à symétrie axiale, auquel est ajouté un terme de couplage spin-orbite et un terme proportionnel au carré du moment cinétique tel que :

$$U_{nilsson} = \frac{1}{2\mu} [\omega_{\perp} (x^2 + y^2) + \omega_{\parallel} z^2] + Dl^2 - C\vec{l}\cdot\vec{s} \quad (2.9)$$

Les fréquences de rotation ω_{\perp} et ω_{\parallel} dépendent du paramètre de déformation ε qui est relié au paramètre β : pour $\lambda = 2$, la relation $\varepsilon \approx 0.95\beta$ en donne une valeur approximative. Ce potentiel comprend également un terme en l^2 pour reproduire les effets de bord ainsi qu'un terme de spin-orbite. $\mu = mA/(A - 1)$ est la masse réduite du nucléon, m étant la masse du nucléon libre.

Les états propres de l'hamiltonien de Nilsson défini par : $H = -\frac{\hbar}{2\mu} \nabla^2 + U_{nilsson}$ sont des fonctions d'onde dépendantes des nombres quantiques $\Omega^{\pi} [Nn_z\Lambda]$ qui sont représentés dans la figure (2.2) [3].

- N est la couche de l'oscillateur harmonique,
- n_z est le nombre quantique principal sur l'axe de symétrie,
- Λ est la projection du moment 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 l'état définie par l'expression $(-1)^N$.

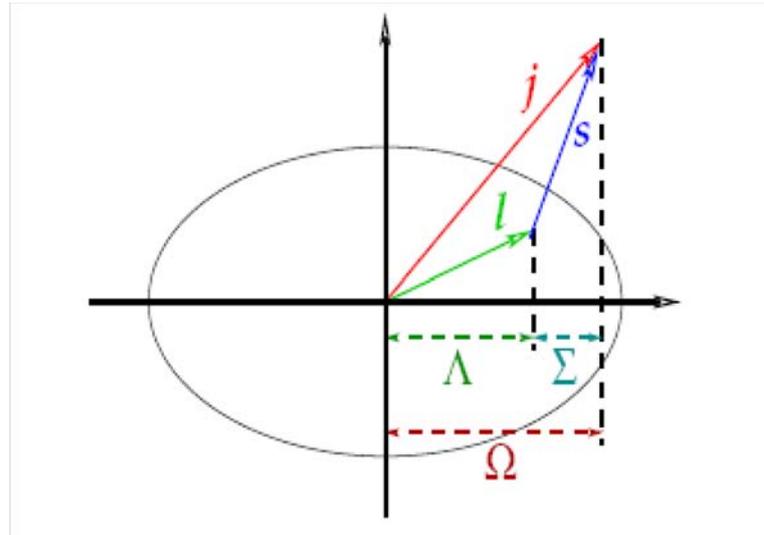


Figure (2.2) : Schéma du couplage du moment angulaire, $\vec{j} = \vec{l} + \vec{s}$, d'une particule. Les projections de \vec{j} , \vec{l} et \vec{s} sur l'axe de symétrie sont respectivement Ω , Λ et Σ .

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 $Z = 50$ de protons et $N = 82$ de neutrons.

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.

Méthode auto-consistante de type Hartree-Fock

Contrairement au modèle en couches où le champ moyen est un postulat de base, la méthode de Hartree-Fock consiste à dériver ce champ de manière auto-consistante. L'hamiltonien considéré est celui de la formule (2.1) et l'interaction nucléon-nucléon $V_{i,j}$ est phénoménologique. Les interactions effectives phénoménologiques les plus utilisées sont celles de Gogny de portée finie ou de Skryme de portée nulle.

La fonction d'onde de l'état fondamental d'un noyau ayant A nucléons est un déterminant de Slater construit à partir des A fonctions d'ondes individuelles ϕ_i des nucléons [6] :

$$\Psi_{HF}(x_1, x_2, \dots, x_A) = \det [\phi_{\alpha_1}(x_1) \dots \phi_{\alpha_A}(x_A)] \quad (2.10)$$

où $x_i = (\vec{r}_i, s_i, \tau_i)$ représente l'ensemble des variables d'espace, de spin et d'isospin du nucléon numéro i et les α_i sont les nombres quantiques des orbitales occupées par les nucléons.

Les orbitales ϕ_α , sont obtenues de manière variationnelle en minimisant l'énergie totale du noyau [10] :

$$E = \frac{\langle \Psi_{HF} | H | \Psi_{HF} \rangle}{\langle \Psi_{HF} | \Psi_{HF} \rangle} \quad (2.11)$$

On obtient ainsi les équations de Hartree-Fock (HF) :

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2M} \nabla^2 + U_{HF}[\phi_\alpha] \right) \phi_{\beta_i}(x) = \varepsilon_{\beta_i} \phi_{\beta_i}(x) \quad , \quad i = 1, \dots, A \quad (2.12)$$

Ces équations se présentent comme un système de A équations de Schrödinger couplées dans lesquelles le potentiel est le champ moyen U_{HF} . Celui-ci est une fonctionnelle des orbitales ϕ_α (et de l'interaction effective v_{ij}^{eff}) de sorte que les A équations constituent en fait un système non linéaire. La résolution des équations Hartree-Fock fournit les orbitales des nucléons ϕ_α , les énergies à une particule correspondantes ε_β , ainsi que le champ moyen U_{HF} . On peut également calculer l'énergie totale du système à l'aide de (2.11), ce qui fournit une approximation E_{HF} de l'énergie de l'état fondamental du noyau. Le point important que nous voulons souligner ici est que l'énergie E_{HF} et la fonction d'onde Ψ_{HF} ne sont pratiquement jamais des approximations raisonnables de l'énergie et de la fonction d'onde de

l'état fondamental des noyaux. Les seules exceptions sont les noyaux magiques, c'est-à-dire les noyaux pour lesquels le dernier niveau occupé par les nucléons (le niveau de Fermi) correspond à une couche complète à la fois pour les protons et les neutrons. Dans les autres cas, la théorie du champ moyen doit être généralisée en prenant comme point de départ une fonction d'onde de forme plus riche que l'équation (2.10).

2.2.3 Corrélations d'appariement dans les noyaux

Insuffisance de la méthode de Hartree-Fock

La méthode HF fournit une bonne approximation de l'état fondamental d'un noyau lorsque son spectre individuel présente un large gap en énergie pour le remplissage correspondant de neutrons et de protons. Les excitations élémentaires construites à partir de la fonction HF de l'état fondamental correspondent à la promotion d'une particule depuis un état occupé vers un état vide autour du niveau de Fermi. L'énergie d'excitation d'une telle configuration est d'autant plus importante que le gap dans le spectre individuel autour du niveau de Fermi est grand. C'est le cas des noyaux magiques. Dans un tel cas, l'interaction résiduelle négligée à l'approximation de champ moyen, ne couplera pas significativement l'état fondamental HF aux premières excitations et celui-ci sera une bonne approximation du vrai fondamental du noyau. Dans le cas contraire où le gap est petit, comme pour les noyaux à couches ouvertes, l'état fondamental HF quasi dégénéré avec un certain nombre d'excitations particule-trou qui lui seront fortement couplées par l'interaction résiduelles (figure 2.4).

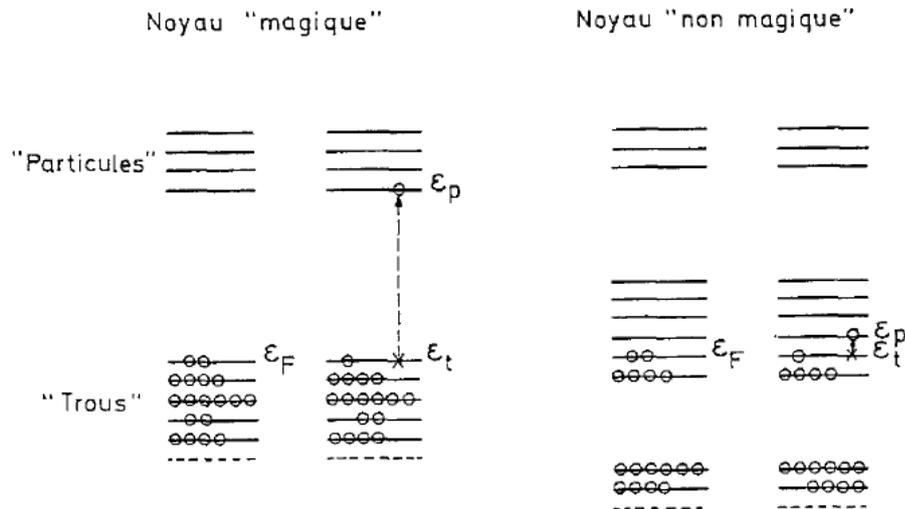


Figure (2.4) : Représentation schématique de l'occupation des niveaux à une particule dans l'état fondamental d'un noyau et dans l'état excité à une particule-trou à l'approximation Hartree-Fock. La partie gauche de la Figure correspond à un noyau magique. Celle de droite à un noyau non magique

L'approximation HF est alors bien moins adaptée, et il devient nécessaire d'aller plus loin de la prise en compte de tout ou partie de l'interaction résiduelle [11, 12]. Au-delà de ces arguments formels, un nombre d'observables expérimentales ne sont pas reproductibles pour les noyaux à couches ouvertes au moyen d'une théorie HF. De telles propriétés (oscillations pair-impair de l'énergie de liaison, présence et absence d'un gap dans le spectre d'excitations individuelles des noyaux pair et impairs respectivement, spin 0^+ de tous les noyaux pair-pair, moments d'inertie plus petits que le corps rigide HF et croissant avec la vitesse de rotation ...) laissent à penser que l'interaction résiduelle engendre principalement un appariement des nucléons dans des états de spins opposés.

Au regard de ces propriétés, on note que l'approche de champ moyen est assez modulaire, en ce sens qu'on peut aisément décrire certains effets (appariement nucléaire, mouvements collectifs de rotation ou de vibration) en "rajoutant" dans le formalisme les termes nécessaires. Face à cette nouvelle vision de la structure nucléaire, les modèles théoriques se sont adaptés. Dès 1955, Bohr et Mottelson [13] ont fourni de bons arguments pour expliquer qu'une partie de l'interaction résiduelle, négligée jusque là, permettait d'introduire des corrélations supplémentaires. L'interaction résiduelle introduit notamment des corrélations de paires, qui impliquent que l'approximation de particules indépendantes n'est plus valide. C'est à ce stade qu'apparaît pour la première fois la notion d'appariement nucléaire. Pour reconstruire une fonction d'onde représentant correctement les états fondamentaux de ces noyaux il est nécessaire de prendre en compte les corrélations d'appariement responsables en particulier de plusieurs faits expérimentaux tels que : i) existence de spectres expérimentaux caractéristiques pour un noyau pair-pair ou pair-impair ; ii) effet pair impair qui donne généralement une énergie de liaison d'un noyau pair-impair plus faible que la moyenne des deux noyaux pairs-pairs voisins ; iii) caractère vibrationnel collectif des premiers états 2^+ dans les noyaux pairs-pairs voisins des noyaux à couches fermées, ...

Appariement et superfluidité nucléaire

Historiquement, l'observation que les noyaux ayant un nombre pair de nucléons sont systématiquement plus liés que ceux en ayant un nombre impair conduisit à proposer l'hypothèse de l'appariement nucléaire. L'appariement (ou «pairing») est un phénomène présent dans de nombreux système de fermions : soumis à une interaction attractive [16].

En effet, l'appariement est basé sur la notion de paires de Cooper : deux nucléons se couplent de manière à avoir un moment angulaire total nul [14, 15]. La paire ainsi formée ne contribue pas à la rotation collective du noyau. On a formé un état superfluide, donc la superfluidité est une manifestation de l'appariement à l'échelle du système à N corps. Pour exciter un tel système, il faut alors fournir une excitation au moins égale à l'énergie nécessaire pour briser une paire. Au contraire, dans le cas des noyaux impairs, il existe un nucléon célibataire, ce qui requiert moins d'énergie à exciter. Il est important de noter que

seuls les noyaux doublement magiques ne subissent aucun appariement : dès qu'une couche est ouverte, l'interaction d'appariement s'enclenche et des paires de fermions se forment [16]. L'appariement concerne donc la quasi-totalité de la carte des noyaux. Comment modéliser cet effet aux conséquences subtiles au sein du noyau ? Des termes d'appariement sont à rajouter, sont ils bien déterminés ?

Evidences expérimentales

Densité de niveaux Si on suppose qu'une couche de j donné est occupée seulement par quelques nucléons, alors plusieurs états dégénérés énergiquement peuvent être construits correspondant aux plusieurs possibilités pour associer les moments angulaires. Le nombre d'états par intervalle d'énergie peut être estimé d'une manière simple. Il est trouvé qu'aux basses énergies la densité de niveaux théorique est plus grande par un facteur deux que les observations expérimentales. Un gain peut être compris au moyen de l'idée simple que l'appariement des nucléons baisse certaines configurations.

Energie du gap Les spectres de noyaux déformés montrent une caractéristique différente entre et isotopes magiques. Les noyaux même égaux ont seulement peu de niveaux collectifs jusqu'à 1.5 MeV d'énergie d'excitation ; ceux-ci les prêtent gentiment à interprétation comme rotatoire et bandes du vibration. La situation est ennemie très différente noyaux bizarre égaux qui montrent des niveaux à beaucoup de particule collective et seule dans la même périodicité d'énergie.

Oscillations des masses pair-impair L'oscillation des masses pair-impairs est un phénomène commun à plusieurs systèmes finis de fermions. Dans le noyau, elle est interprétée comme une preuve expérimentale de l'existence des corrélations d'appariement. En disant que l'énergie de liaison des noyaux est une fonction du nombre de neutrons ou de protons à l'exception des effets d'appariement, des expressions simples de différence de masse pair-impairs ont été dérivées dans le but d'approximer le gap d'appariement [12]. Des études détaillées de l'appariement ainsi que des ajustements de force en ont souvent fait l'usage. La plus simple d'entre elles est la formule à trois points s'apparentant à une dérivée seconde discrète [17] :

$$\Delta_n \approx \frac{1}{2} | B(Z, N+1) - 2B(Z, N) + B(Z, N-1) | \quad (2.13)$$

$$\Delta_p \approx \frac{1}{2} | B(Z+1, N) - 2B(Z, N) + B(Z-1, N) | \quad (2.14)$$

où N est le nombre de neutrons ou de protons.

Inclusion des corrélations d'appariement

L'interaction résiduelle attractive crée une énergie de liaison entre deux nucléons identiques de spins opposés [18]. Son effet est alors de générer des paires de nucléons corrélés au sein du noyau. Ce mécanisme d'appariement est très proche de celui qui apparaît entre les électrons d'un métal supraconducteur sous l'effet de l'interaction résiduelle électron-électron attractive générée par les oscillations du réseau cristallin. De la même façon que dans les métaux, cette tendance à l'appariement suggère d'adopter pour l'état fondamental des noyaux, au lieu d'une fonction d'onde de particules indépendantes, une fonction d'onde de paires indépendantes, les paires étant constituées de deux nucléons ayant une énergie de corrélation à déterminer. Une fonction d'onde de paires de ce type est nécessairement plus riche qu'une fonction d'onde Hartree-Fock car elle se ramène à une fonction d'onde de particules indépendantes lorsque l'énergie de corrélation entre les nucléons des paires s'annule.

La théorie du champ moyen fondée sur une fonction d'onde de paires indépendantes est une généralisation de la méthode de Hartree-Fock qui porte le nom de méthode de Hartree-Fock-Bogolyubov. Nous décrirons plus en détail les fondements et la formulation de la théorie de Hartree-Fock-Bogolyubov dans la partie suivante. Contentons nous de dire ici que cette théorie est calquée sur celle de Hartree-Fock : Hartree-Fock-Bogolyubov est déterminée en minimisant l'énergie totale du noyau et conduit à des équations auto-consistantes non linéaires. Les excitations individuelles de type particule-trou de la théorie Hartree-Fock sont remplacées par des excitations à "deux quasi-particules". Lorsque leur énergie est grande (5 MeV ou plus) celles-ci sont pratiquement identiques à des excitations particule-trou de la théorie Hartree-Fock. Autrement dit, ces excitations consistent à transférer un nucléon d'une orbite basse à une orbite d'énergie plus élevée. Les excitations à deux quasi-particules de basse énergie (au voisinage de 2 MeV) représentent au contraire un phénomène complètement différent : elles consistent à briser la corrélation qui existe entre deux nucléons appariés [19].

2.2.4 Au-delà du champ moyen

Introduction

Dans la section précédente, nous avons présenté la méthode de Hartree-Fock (HF). Nous rappelons que dans cette méthode nous ne tenons compte que des corrélations de longue portée à savoir les corrélations particule-trou. En effet, la théorie de HF, ne tient pas compte du fait qu'à l'intérieur du noyau il existe une forte corrélation d'appariement entre deux nucléons identiques de spins opposés. Or, il est bien connu que pour la superfluidité dans les noyaux, apparaisse un autre type de corrélations particule-particule, qui joue un rôle très important.

Théorie de Hartree-Fock-Bogoliubov (HFB)

Comme on l'a vu dans la section précédente, la méthode de Hartree-Fock est rarement suffisante, et il est nécessaire la plupart du temps de généraliser l'approche de champ moyen qu'elle représente afin d'incorporer les corrélations d'appariement. Le but de la méthode HFB est de déterminer, à partir des interactions résiduelles entre les nucléons, la structure interne du noyau [20], c'est-à-dire, d'une part le champ moyen qu'ils voient, d'autre part le champ d'appariement auxquels ils sont soumis. Pour ce faire, on doit employer une forme plus élaborée qu'un simple déterminant de Slater comme fonction d'onde pour l'état fondamental. Nous nous proposons dans ce qui suit de montrer la nécessité d'aboutir à une théorie la plus simple possible, conduisant naturellement au type de fonction d'onde de paires indépendantes qui est employé dans la théorie de Hartree-Fock-Bogolyubov.

Supposons pour commencer un noyau avec un seul type de particules, des neutrons par exemple au nombre de $N = 2n$, décrit à l'approximation de Hartree-Fock. La fonction d'onde de l'état fondamental HF d'un noyau pair-pair peut s'écrire en seconde quantification [10] :

$$|\Psi_{HF}\rangle = a_{\alpha_1}^+ a_{\bar{\alpha}_1}^+ a_{\alpha_2}^+ a_{\bar{\alpha}_2}^+ \dots a_{\alpha_n}^+ a_{\bar{\alpha}_n}^+ |0\rangle \quad (2.15)$$

où $|0\rangle$ est le vide de particules ($a_\alpha = 0$). Les a_α^+ , $a_{\bar{\alpha}}^+$ sont les opérateurs qui créent un nucléon dans les états ϕ_{α_i} et $\phi_{\bar{\alpha}_i}$. La forme (2.11) d'un état de particules indépendantes suggère qu'un état de paires indépendantes doit s'écrire :

$$|\Psi\rangle = P_1^+ P_1^+ \dots P_j^+ \dots |0\rangle \quad (2.16)$$

où les P^+ sont des opérateurs de création d'une paire de nucléons ayant la forme :

$$P_\alpha^+ = v_\alpha + \nu_\alpha a_\alpha^+ a_{\bar{\alpha}}^+ \quad (2.17)$$

En effet $a_\alpha^+ a_{\bar{\alpha}}^+$, est bien une paire de nucléons, mais les deux nucléons sont indépendants. Evidemment, si l'on veut que les nucléons de ces paires soient corrélés, les P^+ ne doivent pas être le simple produit de deux opérateurs de création de nucléons. Une forme d'opérateur de paires de nucléons corrélés est la suivante :

$$P^+ = \sum_{\alpha>0} p_\alpha a_\alpha^+ a_{\bar{\alpha}}^+ \quad (2.18)$$

Les p_α sont les probabilités d'occupation de niveaux normalisées à 1. Avec ces paires, il est possible de construire l'état :

$$|\Psi_N\rangle = (P^+)^n |0\rangle$$

qui est bien un état de paires corrélées indépendantes. Cet état contient $N = 2n$ nucléons.

L'intérêt de la fonction d'onde (2.12) provient de la forme particulière des états de paires (2.13). Si l'on calcule $P_\alpha^+ |0\rangle$, on trouve :

$$P_\alpha^+ |0\rangle = \frac{1}{v_\alpha} (v_\alpha a_\alpha - \nu_\alpha a_{\bar{\alpha}}^+) (v_\alpha a_{\bar{\alpha}} + \nu_\alpha a_\alpha^+) |0\rangle \quad (2.19)$$

En définissant les opérateurs :

$$\begin{aligned}\eta_\alpha &= v_\alpha a_\alpha - \nu_\alpha a_{\bar{\alpha}}^+ \\ \eta_{\bar{\alpha}} &= v_\alpha a_{\bar{\alpha}} + \nu_\alpha a_\alpha^+\end{aligned}\quad (2.20)$$

on voit que :

$$P_\alpha^+ |0\rangle = \frac{1}{v_\alpha} \eta_\alpha \eta_{\bar{\alpha}} |0\rangle \quad (2.21)$$

et par conséquent l'état (2.12) s'écrit :

$$|\Psi\rangle = \eta_1 \eta_{\bar{1}} \eta_2 \eta_{\bar{2}} \dots \eta_j \eta_{\bar{j}} \dots |0\rangle \quad (2.22)$$

On montre que les η se comportent comme des opérateurs de destruction de fermions. De plus, on peut définir les opérateurs de création correspondants en prenant le conjugué des relations (2.16), ce qui donne :

$$\begin{aligned}\eta_\alpha^+ &= v_\alpha a_\alpha^+ - \nu_\alpha a_{\bar{\alpha}} \\ \eta_{\bar{\alpha}}^+ &= v_\alpha a_{\bar{\alpha}}^+ + \nu_\alpha a_\alpha\end{aligned}\quad (2.23)$$

Les η_α , sont des opérateurs de Fermions comme les a_α . Des opérateurs de ce type qui combinent des opérateurs de création et d'annihilation de particules sont appelés des opérateurs de quasi-particule, à savoir : une quasi-particule est une excitation élémentaire définie par rapport à l'état fondamental apparié des noyaux pairs-pairs appelés «vide de quasi-particule» choisi comme état de référence [16, 21]. Avec ces quantités, l'état (2.18) s'interprète facilement : c'est l'état dans lequel toutes les quasi-particules ont été détruites. C'est donc le vide des états de quasi-particule. Ainsi, la forme de l'état fondamental qui apparaît a une structure très simple une fois que sont introduites les quasi-particules. Cette propriété remarquable qu'il est un vide (non de nucléons, mais de quasi-particules) simplifie considérablement l'extension de la théorie du champ moyen au traitement des corrélations d'appariement.

La transformation de Bogolyubov est une transformation unitaire générale qui relie les opérateurs de création et d'annihilation de particules indépendantes $\{a, a^+\}$ aux opérateurs de quasi-particules $\{\eta, \eta^+\}$ en utilisant la transformation :

$$\begin{pmatrix} \eta_\alpha \\ \eta_\alpha^+ \end{pmatrix} = B \begin{pmatrix} a_\alpha \\ a_\alpha^+ \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U & V \\ V^* & U^* \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_\alpha \\ a_\alpha^+ \end{pmatrix} \quad (2.24)$$

L'état fondamental HFB est maintenant un vide de quasi-particules c'est un déterminant de Slater construit avec les objets $\{U, V\}$:

$$\Psi_{HFB} = \det \left[\begin{pmatrix} U_1 \\ V_1 \end{pmatrix} \dots \begin{pmatrix} U_\alpha \\ V_\alpha \end{pmatrix} \dots \right] \quad (2.25)$$

Les quantités $\{U, V\}$, sont obtenues en minimisant l'énergie totale :

$$E_{HFB} = \frac{\langle \Psi_{HFB} | H | \Psi_{HFB} \rangle}{\langle \Psi_{HFB} | \Psi_{HFB} \rangle} \quad (2.26)$$

ce qui conduit aux équations de HFB :

$$BH = EB \quad , \quad H = \begin{pmatrix} h & \Delta \\ -\Delta^* & -h^* \end{pmatrix} \quad (2.27)$$

L'interprétation que nous venons de donner des énergies de quasi-particules situées loin de la surface de Fermi suggère que les états les plus occupés sont aussi les plus liés, et que les états vides sont les moins liés. Cette propriété est sous-jacente dans l'étiquette ϵ_α , de l'échelle horizontale de la figure (2.5).

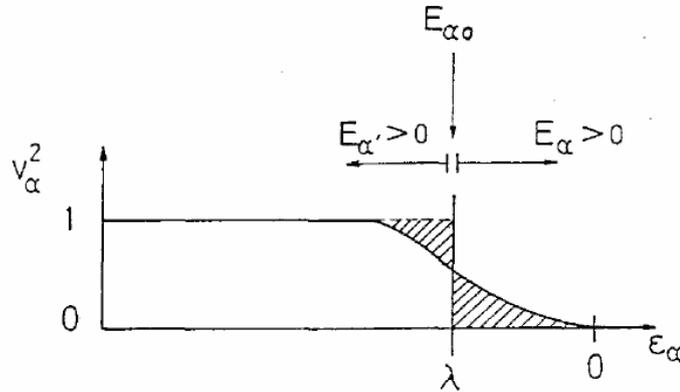


Figure (2.5) : Représentation de l'occupation des états à une particule dans la méthode de HFB.

En fait, la théorie de Hartree-Fock-Bogolyubov ne donne directement aucune quantité que l'on puisse interpréter comme des énergies à une particule. Les seules quantités qu'elle fournit sont les énergies de quasi-particules. Le lien entre énergies de particules et énergies de quasi-particules n'apparaît que dans l'approximation dite BCS de la théorie de Hartree-Fock-Bogolyubov, approximation que nous présenterons dans le paragraphe suivant.

Théorie BCS et gap des noyaux pairs-pairs La théorie de Bardeen-Cooper-Schrieffer (BCS) est un cas particulier de la théorie HFB. Dans cette théorie, la base adaptée au système nucléaire est la base constituée par les états propres de $H_0 + H_p$ où H_p représente l'interaction résiduelle d'appariement [22, 23, 24, 25, 26]. Si l'on suppose que seules les corrélations à deux corps doivent être prises en compte, l'hamiltonien du système s'écrit, en seconde quantification :

$$\hat{H} = \sum_{\alpha\beta} h_{\alpha\beta} c_\alpha^+ c_\beta + \frac{1}{2} \sum_{\alpha\beta\gamma\delta} V_{\alpha\beta\delta\gamma} c_\alpha^+ c_\beta^+ c_\gamma c_\delta \quad (2.28)$$

où c_α^+ est l'opérateur de création d'une particule dans l'état α , et c_α est l'opérateur de destruction d'une particule dans l'état α , et où :

$$V_{\alpha\beta\delta\gamma} = \langle \alpha\beta | \hat{v}(1, 2) | \gamma\delta \rangle \quad (2.29)$$

est l'élément de matrice de l'interaction à deux corps. Le premier terme dans l'éq est l'hamiltonien de champ moyen : ce peut être un champ moyen de Hartree-Fock, le deuxième terme représente l'interaction résiduelle de l'appariement. Le noyau étant composé d'un certain nombre de paires indépendantes, disons N , la fonction d'onde totale est la superposition de toutes les fonctions d'onde de ces paires. Dans le formalisme de la seconde un état $|BCS\rangle$ est défini à partir du vide $|0\rangle$ par [26] :

$$|BCS\rangle = \prod_{i>0} (v_\alpha + \nu_\alpha a_\alpha^+ a_\alpha^+) |0\rangle \quad (2.30)$$

où a_α^+ est l'opérateur de création d'un nucléon dans l'orbitale i . La notation $i > 0$ indique que le produit court seulement sur un nombre pour chaque paire BCS. L'état $|BCS\rangle$ est le vide des quasi-particules α_α et α_α^+ définies par :

$$\begin{aligned} b_i &= v_\alpha a_\alpha - \nu_\alpha a_\alpha^+ \\ b_{\bar{i}} &= v_\alpha a_{\bar{\alpha}} + \nu_\alpha a_\alpha^+ \end{aligned} \quad (2.31)$$

Les probabilités sont normalisées à l'unité :

$$|v_\alpha|^2 + |\nu_\alpha|^2 = 1$$

La fonction (2.26) contient comme inconnues les coefficients v_α et ν_α , donc l'essentiel consiste à trouver la valeur de ces coefficients. Pour les déterminer, on va utiliser un principe variationnel. Si le noyau est dans son état fondamental, alors son énergie doit être minimale, elle donnée par :

$$E[\phi] = \frac{\langle \phi | \hat{H} | \phi \rangle}{\langle \phi | \phi \rangle} \quad (2.32)$$

Dans ce cas l'énergie est une fonctionnelle de la fonction d'onde ϕ . Comme l'énergie est minimale, il suffit donc de minimiser $E[\phi]$ par rapport à ϕ , c'est-à-dire par rapport à v_α et ν_α . En minimisant $E[\phi]$, on arrive à l'équation suivante, appelée équation BCS :

$$E_\alpha = \sqrt{(e_\alpha - \lambda)^2 + \Delta_\alpha^2} \quad (2.33)$$

Les nombres d'occupation vérifient les relations :

$$\begin{aligned} v_\alpha^2 &= \frac{1}{2} \left(1 + \frac{e_\alpha - \lambda}{E_\alpha} \right) \\ \nu_\alpha^2 &= \frac{1}{2} \left(1 - \frac{e_\alpha - \lambda}{E_\alpha} \right) \end{aligned} \quad (2.34)$$

En résumé la théorie de BCS [27], introduit la notion de gap des noyaux pair-pair afin de rendre compte des effets de l'interaction d'appariement. Par définition, le gap des noyaux pair-pair est l'écart en énergie entre l'état fondamental et la zone où le spectre commence à manifester une grande densité de niveaux [16]. En particulier, il est clair que les états excités des noyaux pairs-pairs associés au bris d'une seule paire sont des états à deux quasi-particules (équivalents des états particule-trou dans le cas d'un noyau doublement magique) de sorte qu'en négligeant toute interaction entre ces deux quasi-particules, ces états excités ne peuvent apparaître qu'à une énergie minimale 2Δ : tout se passe comme si, en appariant deux nucléons identiques, on récupérait une énergie 2Δ .

2.3 Approches macroscopiques

2.3.1 Le modèle de la goutte liquide

La description des noyaux à l'aide du modèle en couche n'est pas suffisante. Il est nécessaire de compléter cette description en incluant les propriétés macroscopiques du noyau. Lorsqu'on s'intéresse à l'étude des propriétés macroscopiques du noyau de l'atome, la première grandeur qu'il est intéressant à considérer est la masse des noyaux. Dans les années 1930 [28], un modèle phénoménologique fut proposé pour comprendre la dépendance de l'énergie de liaison en fonction de Z et de A et permettre de dégager une formule de masse phénoménologique dite formule de Bethe et Weizsäcker du type :

$$M(Z, A)c^2 = Z(m_p + m_e)c^2 + Nm_n c^2 - B(A, Z) \quad (2.35)$$

Le fait que la densité nucléaire soit constante pour tous les noyaux porte naturellement à comparer la matière nucléaire à un liquide incompressible. La cohésion d'un liquide est due à des forces attractives entre molécules voisines, les molécules éloignées ne jouant aucun rôle.

✓ La cohésion d'un liquide est due à des forces attractives entre molécules voisines les molécules éloignées ne jouant aucun rôle. De la même façon, le potentiel nucléon–nucléon a une portée très courte et seuls les nucléons en contact ressentent l'attraction, d'où un terme proportionnel au volume du noyau, c'est à dire à A que l'on notera $a_v A$. Ceci rend compte du fait qu'à l'ordre zéro on a $B/A \approx Cste \approx 8 \text{ MeV} \Rightarrow B \propto A$.

✓ Pour les molécules au voisinage de la surface d'un liquide, le nombre de proches voisins est plus faible, on a donc un terme négatif proportionnel à la surface de la goutte. On ajoute donc un terme négatif proportionnel à la surface du noyau, c'est à dire à $A^{2/3}$: $-a_s A^{2/3}$.

✓ Cependant, comme les noyaux sont chargés il faut maintenant prendre en compte la répulsion coulombienne à longue portée donc proportionnelle à $Z(Z-1) \approx Z^2$, chacun des Z protons interagissant avec les $Z-1$ autres. Un calcul exact de l'énergie potentielle pour une sphère uniformément chargée de rayon R donne :

$$E_{coul} = -\frac{3}{5} \frac{(Ze)^2}{4\pi\epsilon_0 R} ; R = r_0 A^{1/3} \quad (2.36)$$

D'où un terme coulombien du type $-a_c Z^2 A^{-1/3}$.

✓ Pour minimiser la répulsion coulombienne on pourrait penser qu'il suffit de remplir le noyau de neutrons, cependant, si on regarde comment est composé un noyau, on s'aperçoit que les noyaux légers ont $N \approx Z$. Ceci est dû au principe de Pauli : le noyau est un système quantique de fermions avec des niveaux d'énergie ne pouvant contenir qu'un certain nombre de nucléons identiques : pour abaisser l'énergie du système, il est donc préférable de répartir les nucléons entre protons et neutrons de manière équitable. Cela reste vrai tant que Z n'est pas trop élevé : pour les noyaux lourds il faut "diluer" les neutrons avec plus de proton pour minimiser la répulsion coulombienne. D'où un terme de symétrie de la forme : $-a_a (A - 2Z)^2 / A$ qui est nul pour $N = Z$ et qui décroît avec A .

✓ On constate que les nucléons ont tendance à s'apparier : il n'existe que 4 noyaux stables avec A et Z impairs alors qu'il en existe 167 avec A et Z pairs. on introduit donc un terme de "pairing" δ :

$$\begin{aligned} \delta &= a_p A^{-3/4} \text{ pour } Z \text{ et } N \text{ pairs} \\ \delta &= 0 \text{ pour } A \text{ impair} \\ \delta &= -a_p A^{-3/4} \text{ pour } Z \text{ et } N \text{ impairs} \end{aligned} \quad (2.37)$$

Finalement en sommant tous ces termes on obtient une formule de masse du type :

$$M(Z, A) c^2 = [Z(m_p + m_e) + (A - Z)m_n] c^2 - \left[a_v A - a_s A^{2/3} - a_c \frac{Z^2}{A^{1/3}} - a_a \frac{(A - 2Z)^2}{A} + \delta \right] \quad (2.38)$$

On indique sur la figure (2.6) la contribution des différents termes intervenant dans B_{moy} .

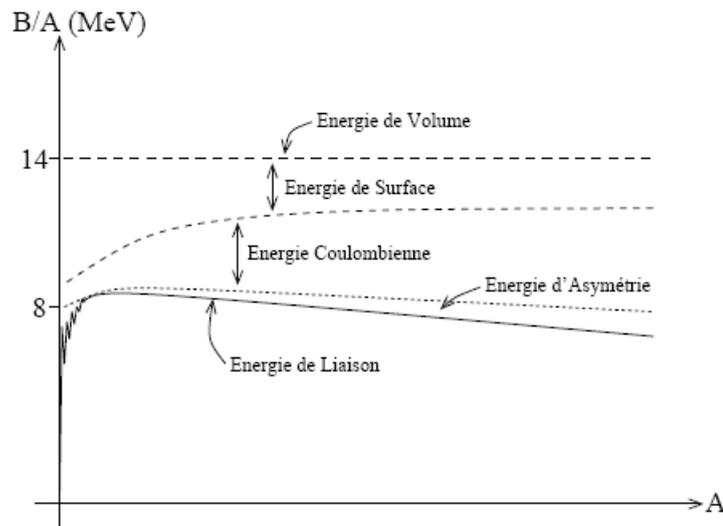


Figure (2.6) : Contributions des différents termes de la formule de masse

2.3.2 Modèle vibrationnel

Ce que nous avons dit à propos de la rotation des objets peut être généralisé : il n'est pas possible d'observer de bandes de rotation des objets à symétrie sphérique. En particulier il n'existe pas d'états rotationnels basés sur l'état fondamental des noyaux magiques qui, tout au moins à basse énergie, sont sphériques. La figure (2.7) en atteste. On y voit que la loi en $J(J + 1)$ n'est pas respectée. Ce que l'on observe au-dessus du premier état excité 2^+ des noyaux magiques considérés, c'est un triplet ($0^+, 2^+, 4^+$) presque dégénéré se trouve à une énergie à peu près double du celle du premier 2^+ . On note également sur cette figure, et de façon plus systématique que ce premier 2^+ se trouve à une énergie de 10 à 100 fois supérieure à celle du premier membre des bandes rotationnelles.

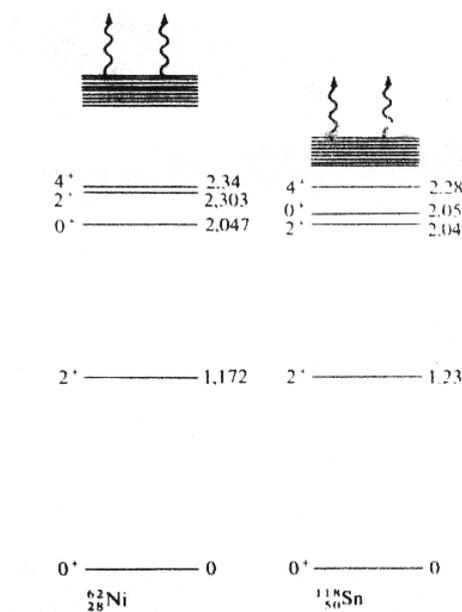


Figure (2.7) : Caractéristiques de séquences des états des noyaux pair-pairs sphériques

Toutes ces caractéristiques spectroscopiques s'interprètent dans le cadre d'un modèle vibrationnel [16]. Elles sont typiques des vibrations dites quadrupolaires, lors desquelles la goutte nucléaire oscille autour de sa forme d'équilibre en passant alternativement d'une forme ellipsoïdale allongée à une forme ellipsoïdale aplatie. Il existe bien d'autres modes de vibration parmi lesquels qui portent le nom de vibration octupolaire et dipolaire, respectivement. Les états stationnaires des noyaux vibrant ainsi sont leurs harmoniques. Au premier harmonique on associe un quantum d'énergie $\hbar\Omega_0$, dit phonon par analogie au quantum de vibration collective des solides. Pour les vibrations dipolaires, quadrupolaires et octupolaires ce quantum a pour caractéristiques J^π respectivement $1^-, 2^+, 3^-$. Le deuxième harmonique est dit à deux phonons. Dans le cas idéal, il est attendu à une énergie $2\hbar\Omega_0$ sous la forme d'un multiplet dégénéré. Par exemple pour une vibration quadrupolaire, à laquelle est associé un phonon 2^+ , on escompte comme deuxième harmonique un triplet dégénéré ($0^+, 2^+, 4^+$) obtenu en couplant deux phonons 2^+ identiques. C'est effectivement ce que l'on observe en

première approximation sur la figure (2.7). La levée de dégénérescence s'interprète alors en termes d'interaction des deux phonons ou, c'est une autre façon de dire la même chose, en termes de légère anharmonicité du mouvement de vibration. Les vibrations dipolaires sont observées à des énergies beaucoup plus élevées que les précédentes. Les mieux connues sont associées à des oscillations d'ensemble des neutrons par rapport aux protons. Quant aux vibrations octupolaires, elles se trouvent être le mode le plus bas des noyaux doublement magique. Par exemple, le premier état excité de ^{208}Pb est un 3^- situé à environ 2,6 MeV de l'état fondamental.

2.3.3 Modèle rotationnel

En mécanique quantique, un corps qui a un axe de symétrie tel qu'un ellipsoïde de révolution, peut être soumis à des rotations par rapport à un axe perpendiculaire à l'axe de symétrie. On peut entièrement caractériser le spectre des niveaux d'énergie d'un tel rotateur. Il est étonnant de constater que ce spectre a été trouvé dans beaucoup de noyaux pairs-pairs. Ceci nous amène à penser qu'il existe des déformations permanentes comme nous l'avons suggéré ci-dessus [29]. On peut déduire le spectre d'énergie à partir d'un argument semi-classique. L'énergie cinétique classique d'un corps en rotation est égale à :

$$E = \frac{1}{2} \mathfrak{I} \omega^2 \quad (2.39)$$

Où \mathfrak{I} est le moment d'inertie du corps par rapport à l'axe de rotation et ω est la fréquence angulaire de rotation. En introduisant le moment angulaire $L = \mathfrak{I} \omega$

$$E = \frac{L^2}{2\mathfrak{I}} \quad (2.40)$$

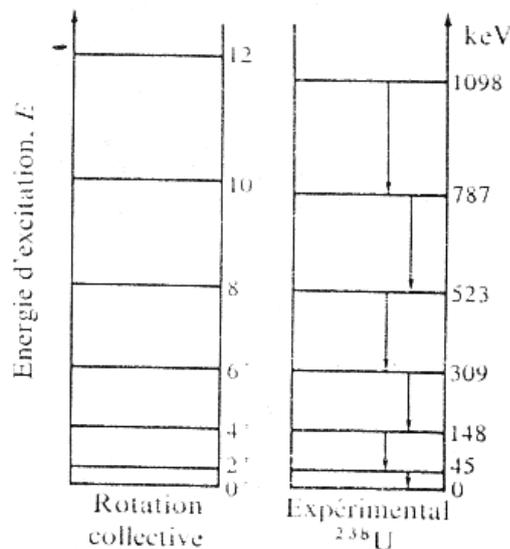


Figure (2.8) : Spectre d'énergie d'un noyau déformé. (a) Spectre théorique d'un rotateur quantique. (b) Le spectre de ^{238}U .

En passant d'une représentation classique à une représentation quantique. On doit remplacer L^2 par $I(I+1)\hbar^2$ où pour des noyaux pair-pairs I est un entier pair avec zéro comme plus faible valeur

$$E = \frac{I(I+1)}{2\mathfrak{I}}\hbar^2 \quad (2.41)$$

Dans la figure (2.8), on compare cette expression simple à un spectre expérimental typique. Parce que la fréquence de rotation classique croît avec I , le noyau se déformera légèrement sous l'action d'une grande force centrifuge, et son moment d'inertie augmentera. D'après l'expression (2.41), l'énergie d'excitation croît ainsi que le montre la figure (2.8).

Chapitre 3

La région de masse $A = 132$

3.1 Intérêt de la région $A = 132$

3.1.1 Introduction

Les noyaux au voisinage de ^{132}Sn , ayant des rapports $N/Z \sim 1$ à 2 , sont particulièrement intéressants parce qu'ils sont à la fois proches d'un noyau doublement magique et situés très loin de la ligne de stabilité. Cette situation permet de tester les modèles théoriques existants et de déceler une possible diminution des effets de couches pour certains noyaux de cette région. Le second point est de grande importance non seulement en physique nucléaire mais aussi en astrophysique, car les propriétés de ces noyaux permettent de modéliser les processus de la nucléosynthèse [30]. Néanmoins, la production de ces noyaux est extrêmement difficile, et d'importants progrès ont été alors réalisés ces dernières années. Cependant, la structure des noyaux au-dessus de la couche $Z = 50$ est beaucoup mieux connue que celle des noyaux situés en dessous de la couche [31].

3.1.2 Intérêt en structure nucléaire

L'étude de la matière nucléaire soumise à des conditions extrêmes est un des principaux enjeux de la physique nucléaire moderne. Ainsi, on s'intéresse à la forme, à la structure et aux modes de désintégration de noyaux très déficients ou très riches en neutrons. Les noyaux autour de $^{132}_{50}\text{Sn}$ jouent un rôle essentiel dans la description de la structure nucléaire. Ils fournissent l'occasion d'étudier le changement de propriétés nucléaires en variant le nombre de neutrons sur une grande échelle [32]. Il y a eu un progrès considérable dans la connaissance expérimentale de noyaux riches en neutrons avec peu de particules ou trous entre les deux cœurs doublement magiques $^{100}_{50}\text{Sn}$, $^{132}_{50}\text{Sn}$ [33, 34]. Les noyaux au-delà de ^{132}Sn entre $N = 82 - 126$ et au-dessus de $Z = 50$ ($_{51}\text{Sb}$, $_{52}\text{Te}$, $_{53}\text{I}$, $_{54}\text{Xe}$...), sont importants pour tester les prédictions théoriques du modèle en couches et la vérification des données spectroscopiques disponibles (énergies d'excitation, probabilité réduites de transition...).

Notre travail porte sur la structure et les propriétés nucléaires des noyaux au voisinage de $A = 132$, autour des fermetures $Z = 50$ et $N = 82$ (isotopes de ${}_{50}\text{Sn}$ et de ${}_{52}\text{Te}$). Ces noyaux constituent une région de masse clé puisqu'ils fournissent des informations directes sur les effets de couches magiques, l'appariement nucléaire, les charges effectives, la régularité des états isomères à haut spin, les énergies de particule individuelle (sp) ou de trou (sh) nécessaires aux calculs du champ moyen et la paramétrisation des interactions effectives N-N à partir d'un ensemble d'approches théoriques de structure nucléaire. Une question particulièrement importante concerne l'effet sur les propriétés et le comportement des états excités dans cette région lorsque le nombre de particules de valence (neutrons et/ou protons) augmente et leurs répartitions dans l'espace de valence. Cet effet se traduit par la présence d'états collectifs de rotation et de vibration dans le spectre énergétique. Les isotopes autour de Sn offrent une occasion unique pour examiner le fondement de plusieurs modèles nucléaires phénoménologiques, dont le but de décrire les états collectifs à bas niveaux d'excitations.

3.1.3 Intérêt en astrophysique

Introduction

Même la matière a un passé, les éléments qui la constituent sont, en effet apparus à différentes étapes de l'histoire de l'univers. Depuis sa naissance et pour longtemps l'univers est une énorme machine à transmuter la matière. Tous les noyaux qui nous entourent, ont été forgés dans divers sites astrophysiques par différents processus d'assemblage de protons et de neutrons, et ont probablement déjà eu plusieurs vies fantastiques dans différents chaudrons cosmiques [35]. Comprendre l'origine de ces éléments nécessite la connaissance des détails de ces processus. La modélisation des processus astrophysiques de synthèse d'éléments, et leur abondance dans la nature repose principalement sur les données de structure nucléaire et les prédictions de modèles théoriques [36]. L'étude de la structure des noyaux exotiques impliqués dans le déroulement de ces processus astrophysiques est alors nécessaire.

L'abondance isotopique

L'origine des quelques 300 éléments stables qui constituent le monde qui nous entoure fait, et continue à faire, l'objet d'une quête philosophique et scientifique. La courbe d'abondance des éléments présents dans le système solaire est le point de départ de cette quête (figure 3.1). Cette courbe permet de suivre l'évolution des abondances isotopiques des éléments dans l'univers. Elle montre une décroissance exponentielle de l'abondance en fonction du nombre de masse A . On peut y voir que l'hydrogène (H) et l'hélium (He) sont de loin les éléments les plus présents. L'abondance des éléments chute ensuite très rapidement : 10 millions de fois moins de calcium (Ca) que d'hydrogène. Puis on observe une remontée autour de la masse 50, où la courbe présente un pic important : le pic du fer (Fe). Ensuite, une décroissance plus

lente peut être signalée, mais avec de petites remontées et plusieurs doubles pics apparaissent aux masses 80, 90 ; 130, 138 et 194, 208 [37]. On voit aussi que le lithium ($Z=3$), le béryllium ($Z=4$) et le bore ($Z=5$) sont très rares.

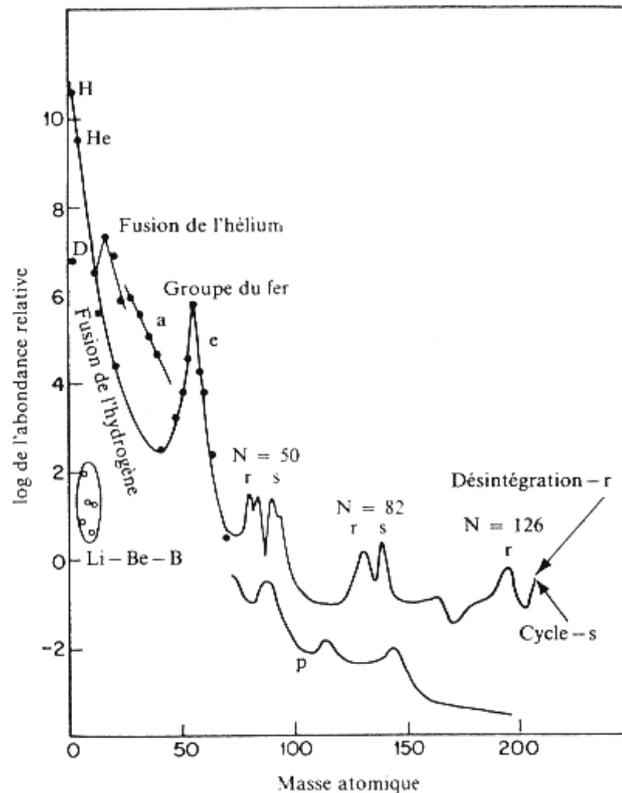


Figure (3.1) : Courbe d'abondance des éléments présents dans le système solaire

Il nous faut arriver à comprendre cette courbe étrange... Et pour cela, il a fallu intervenir plusieurs types de processus astrophysiques (s,r,rp), impliquant des mécanismes très différents qui se produisent dans des sites très variés (principalement les étoiles). Il faudra aussi en tenir compte des modèles théoriques élaborés pour reproduire cette courbe. De nos jours, les simulations tiennent compte de l'ensemble des réactions possibles pour chaque noyau impliqué, à savoir quelles réactions nucléaires ont lieu, leur vitesse, quels sont les noyaux origines des noyaux stables, et en quelle proportion le sont-ils ?

La nucléosynthèse

La nucléosynthèse est un ensemble de processus physiques conduisant à la synthèse de noyaux atomiques, par fission ou fusion nucléaire. Le problème de la nucléosynthèse consiste à déterminer, à partir des réactions nucléaires, la distribution de l'abondance isotopique des

éléments dans l'univers reproduite dans la figure (3.1). Il s'agit d'un enjeu gouverné par les facteurs : température, densité, temps et stabilité des noyaux.

La théorie de la nucléosynthèse prédit que les processus de capture de neutrons sont responsables de la formation de plus que la moitié des éléments plus lourd que le Fe [22, 23, 24, 54, 55]. Dans le cœur de grosses étoiles ou dans des explosions de supernovae, de hauts flux de neutrons sont produits. Cela provoque des réactions de capture radiative du type [28] :



Si $(Z, A + 1)$ est stable, il peut à son tour absorber un neutron pour donner $(Z, A + 2)$, s'il est instable par radioactivité β , il se transforme en $(Z + 1, A + 1)$. Suivant l'intensité du flux de neutrons, on distingue deux types de processus :

✓ *Le processus $\ll r \gg$ (rapid) :* dans lequel, les noyaux sont soumis à des flux de neutrons très élevés (densités $\approx 10^{20}$ neutrons.cm⁻³) qui ne se produisent que dans les phases explosives des étoiles. De façon transitoire, la capture de neutrons produit des noyaux riches en neutrons très instables, dont la vitesse de formation est beaucoup plus élevée que la désintégration β qui s'ensuit. Ceci signifie que ce processus peut se produire tout le long de la zone de stabilité des noyaux et même franchir des zones d'instabilité. Le processus r se termine soit lorsque les noyaux atteignent une couche complète en neutrons ($N = 50, 82, 126$) ; soit parce que le noyau est devenu tellement instable qu'il subit une fission spontanée en produisant des éléments lourds riches en neutrons. Dans le cas où les hautes densités neutroniques existent sur de longues périodes, la fission influencera aussi les abondances de noyaux dans la région $A = 90$ et 130 .

✓ *Le processus $\ll s \gg$ (slow) :* dans ce cas, les noyaux sont soumis à des flux de neutrons relativement faibles (densités $\approx 10^8$ neutrons.cm⁻³). Contrairement au processus r, dont on suppose qu'il se produit sur des échelles de temps de l'ordre de la seconde, le processus s se produit sur des périodes de quelques milliers d'années. A chaque étape du processus, la compétition entre capture de neutron et désintégration β^+ , gouvernée par la comparaison entre temps nécessaire à la capture d'un neutron et la période de désintégration β^+ , laisse aux noyaux formés l'opportunité de retourner vers la stabilité.

Approximation des points d'attente

Les noyaux au voisinage de $A \simeq 132$ ont été reconnus pour leur importance dans le processus r de nucléosynthèse [25]. Au cours du processus r, où la densité de neutrons libres est élevée, le temps moyen t_n nécessaire pour qu'un noyau capture un neutron, est très inférieur à son temps de désintégration T_β ($t_n \ll T_\beta$). Ainsi, dans une chaîne isotopique donnée, la répartition des noyaux est guidée par la compétition entre la réaction de capture de neutrons (n, γ) et sa réaction inverse : la photodésintégration (γ, n). C'est au niveau des noyaux exotiques très riches en neutrons, que la compétition entre ces deux réactions devient

équilibrée $(n, \gamma) \Leftrightarrow (\gamma, n)$ [56] jusqu'à ce qu'ils atteignent la fermeture de couche à $N = 82$, où les énergies de séparation du neutron diminuent, empêchant des captures supplémentaires de neutrons. Les noyaux à ce niveau peuvent être vus comme des "points d'attente" dans le processus. En ce point d'attente, les noyaux produits remontent plus loin par décroissance β . Cela a lieu 15 à 20 neutrons loin de la vallée de stabilité où l'énergie de séparation est de l'ordre de $(S_n \approx 2MeV)$ [36]. La décroissance β alors conduit le chemin du processus r le long d'un nombre de masse constant A , vers la vallée de stabilité où les captures de neutrons seront dominantes encore [36].

Données expérimentales sur les noyaux du processus r

L'étude expérimentale des noyaux riches en neutrons s'étalant sur le chemin du processus r, sert à deux buts, i) prévision de données directes pour usage dans les calculs de la nucléosynthèse, en particulier à couches magiques de neutrons, et ii) test des théories dont lesquelles les propriétés nucléaires des isotopes instables sont déduites [38]. Une étude détaillée implique l'utilisation de données aussi bien théoriques qu'expérimentales. Les données nucléaires requises sont multiples : les masses nucléaires (énergie de séparation d'un neutron), les sections efficaces de capture de neutron, les périodes de désintégration β ($T_{1/2}$), et les probabilités d'émission de neutron retardée (P_n) [33, 36, 37, 39]. Cependant, avec l'identification des deux premiers "point d'attente", les isotopes ^{132}Cd ($N = 82$) à ISOLDE/CERN et ^{80}Zn ($N = 50$) à ORISIS et TRISTAN, on pourrait montrer en premier l'évidence de l'existence d'équilibre entre les réactions (n, γ) et (γ, n) .

A ISOLDE/CERN 35 noyaux sur le chemin du processus r (autour de $N = 82$) ont été identifiés via la détermination des durées de vie nucléaires T_β . Pour l'instant, seulement 9 points d'attente sur le chemin du processus r ont été expérimentalement déterminés, 2 à $A \simeq 80$ et 7 dans la région $A \simeq 130$ [38]. Le tableau (3.1) résume les résultats obtenus.

Isotope	^{130}Cd	^{131}Cd	^{132}Cd	^{133}Cd	^{133}In	^{134}In	^{135}In	^{135}Sn	^{136}Sn	^{137}Sn	^{138}Sn
$T_{1/2} (ms)$	162	68	95	57	165	141	92	525	250	185	150

Tableau (3.1) : Demi-vies mesurées pour quelques isotopes autour de $A=132$

A ISOLDE, les états excités de ^{133}Sn ont été peuplés par décroissances βn de ^{134}In [36]. Cependant ceux dans ^{134}Sn ont été obtenus par fission rapide, l'expérience a été réalisée à OSIRIS, où les produits de fission ont été séparés grâce au séparateur de masse des produits de fission [36]. La chaîne de décroissance bêta des isobares $A = 134$ a impliqué les décroissances suivantes : ^{134}Sn ($T_{1/2} = 1.2s$) \rightarrow ^{134}Sb ($T_{1/2} = 0.75s$) \rightarrow ^{134}Te ($T_{1/2} = 41.8m$) \rightarrow ^{134}I . Les isotopes ^{135}Sn produits pour la première fois à OSIRIS, à l'intérieur d'une source d'ion spéciale contenant les isotopes ^{238}U comme cible de fission, bombardée par des neutrons rapides [19] a engendré la chaîne de décroissance de type βn , des isobares

$A = 135$ riches en neutrons : $^{135}\text{Sn} \rightarrow ^{135}\text{Sb} (T_{1/2} = 1.7\text{s}) \rightarrow ^{135}\text{Te} (T_{1/2} = 1.7\text{s}) \rightarrow ^{135}\text{I} (T_{1/2} = 18.6\text{h})$ [36].

Les isotopes de $^{135-138}\text{Sn}$ ont été sélectivement produits par ionisation résonante, en utilisant une source laser (RILIS) [52] permettant aussi d'augmenter de manière significative la production de nuclides spécifiques. Plusieurs mesures de T_β et P_n ont été réalisées, le tableau (3.2) montre les résultats obtenus.

Isotope	^{135}Sn	^{136}Sn	^{137}Sn
P_n	21	30	100

Tableau (3.2) : Probabilités expérimentales d'émission retardée de neutrons, pour quelques isotopes de Sn

Chemins suivis par les processus r et s

Dans le cas où le processus r a lieu, la structure nucléaire peut influencer son chemin, comme le montre la figure (3.2). On peut voir qu'au niveau des nombres magiques, le surcroît de liaison des noyaux stoppe le flux des captures de neutrons (lignes verticales sur le chemin du processus r au niveau des nombres magiques $N = 50, 82$ et 126), créant ainsi une surabondance des noyaux correspondants, qui se traduit par l'apparition des pics notés "r" sur la figure (3.1).

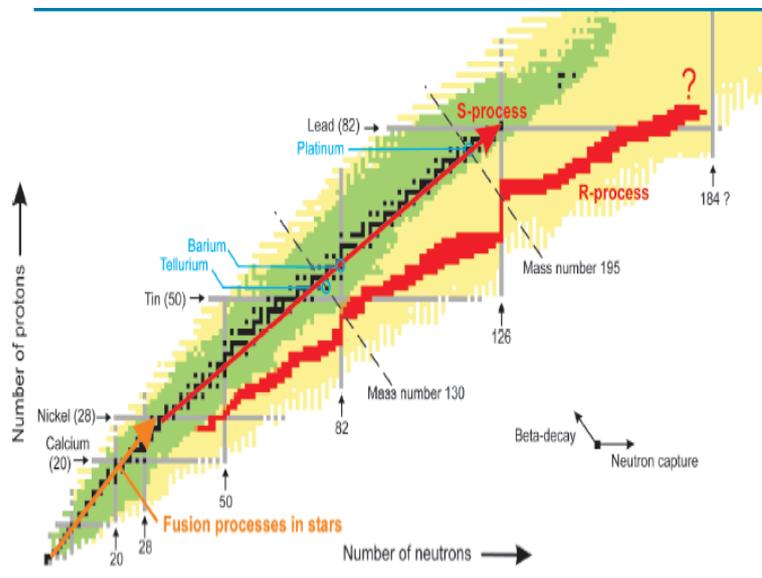


Figure (3.2) : Chemin suivi par les processus r et s dans le plan (Z, N)

Le processus s est similaire, dans son principe au processus r. Toutefois, les densités de neutrons y sont bien plus faibles. De ce fait, le temps moyen entre deux captures de neutrons y est plus long ($\simeq 100\text{jours}$). En conséquence, dès qu'un noyau de temps de vie de décroissance β^- inférieur à 100 jours est peuplé, cette réaction a lieu, et la chaîne isotopique

supérieure est alimentée. Ainsi, le chemin suivi par le processus s s'éloigne peu de la vallée de stabilité et les pics d'abondance correspondants à la traversée des nombres magiques sont légèrement décalés sur la courbe d'abondance (figure 3.1). Un exemple du chemin suivi par ce processus est visible sur la figure (3.2). Ces considérations permettent de se rendre compte que les échelles de temps correspondant aux processus r et s sont très différentes.

3.2 Techniques et procédures expérimentales

3.2.1 Les faisceaux radioactifs

Les physiciens nucléaires ont été amenés à investiguer les régions situées de part et d'autre de la vallée de stabilité. A cause de leur courte durée de vie, les noyaux situés dans ces régions ne se trouvent pas dans la nature. Ils doivent être produits au préalable. Différents mécanismes de réaction ont été exploités pour la production de ces noyaux : le transfert d'un ou plusieurs nucléons, la fusion-évaporation, la spallation, la fragmentation du projectile ou de la cible ou encore la fission. Le choix de l'une ou de l'autre de ces méthodes dépend du noyau et du phénomène à étudier, de sa région de masse et de sa section efficace de production.

Etant donné les courtes durées de vie de ces noyaux, une méthode rapide, sélective et efficace doit être utilisée pour séparer le noyau à étudier du bruit de fond constitué par les noyaux voisins. Les principaux dispositifs de séparation existant dans le monde, LISE à Ganil (France), ISOLDE au CERN, RIPS à Riken (Japon) ou encore A1200 à MSU (Etats-Unis), peuvent être classés en deux grands groupes : le groupe utilisant la technique ISOL (Isotope Séparation On-line) et celui utilisant la technique de séparation des fragments (SF). C'est grâce à l'un de ces dispositifs qu'a pu être réalisé, dès 1985, le premier faisceau secondaire d'ions radioactifs obtenu par la fragmentation du projectile.

L'avènement de faisceaux de noyaux exotiques a enrichi par milliers la charte des noyaux, du côté riche en protons et surtout du côté riche en neutrons. Des phénomènes comme les halos et peaux de neutrons, la structure nucléaire près des drip-lines, la modification des couches et des nombres magiques, les distributions de charge avec de nouveaux modes collectifs, la décroissance par deux protons, etc... ont été et sont encore étudiés.

Séparation isotopique en ligne (ISOL)

La méthode ISOL (figure 3.3) consiste à utiliser des cibles épaisses (typiquement $100\text{g}/\text{cm}^2$). Avec une cible épaisse, le nombre de noyaux cibles qui participent aux réactions de production est très important et les produits de réaction sont donc plus nombreux. Ils sont arrêtés dans la cible. Celle-ci est chauffée afin de favoriser les processus de diffusion et d'effusion qui permettent aux noyaux de sortir de la cible et d'arriver jusqu'à la source d'ions. Chaque noyau produit va sortir de la cible en effectuant des sauts successifs et aléatoires dans les

défauts du cristal, sous l'effet de l'agitation thermique, c'est le processus de diffusion. Une fois arrivée à la surface de la cible, il atteint la source d'ions grâce au processus d'effusion : on appelle ainsi le processus de transport d'un atome qui va en ligne droite jusqu'à une paroi de l'ensemble où il reste collé un certain temps avant d'aller sur une autre paroi, jusqu'à atteindre la source d'ions [40].

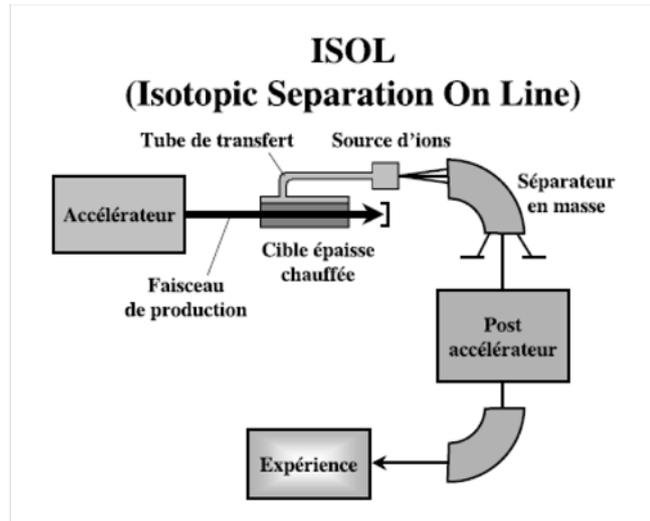


Figure (3.3) : Schéma de principe de la méthode ISOL

Les noyaux qui parviennent jusqu'à la source d'ions sont ensuite ionisés, extraits avec quelques KeV puis séparés en masse. On peut alors les utiliser ainsi à basse énergie comme c'est le cas à ISOLDE ou PARRNe, soit les réaccélérateurs comme c'est le cas à REX-ISOLDE ou SPIRAL. Cette méthode permet d'obtenir des faisceaux avec de très bonnes qualités optiques.

Méthodes de séparation des fragments (SF)

Les produits de certaines réactions telle la fusion-évaporation à basse énergie et la fragmentation du projectile aux énergies intermédiaires et relativistes sont focalisés dans un petit cône de révolution autour de l'axe du faisceau. Cette propriété est exploitée par la méthode de séparation SF qui est basée sur l'utilisation d'un système magnétique combiné à un matériau placé dans le faisceau et dans lequel les particules du faisceau perdent une partie de leur énergie [41]. Le système magnétique est un spectromètre achromatique, c'est-à-dire que les coordonnées de la particule au plan focal image du spectromètre, ne dépendent pas des dispersions en moment et en angle au plan focal objet. Le spectromètre agit comme un intégrateur des distributions angulaires et d'impulsions à l'intérieur de ses acceptances. Le

schéma de principe est représenté par la figure (3.4).

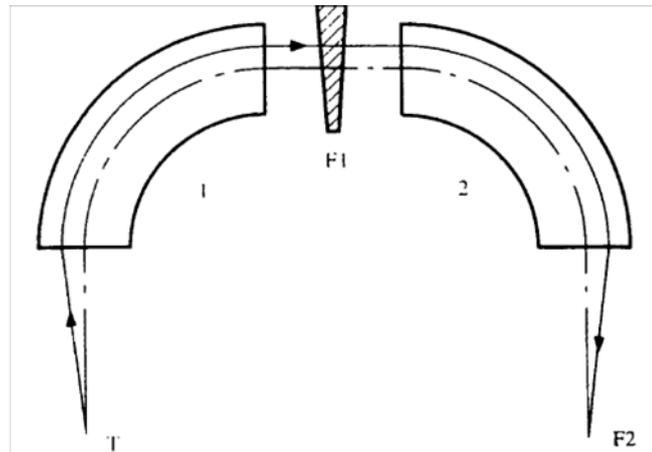


Figure (3.4) : Schéma de principe de la méthode de séparation SF. Les deux secteurs magnétiques sont placés de part et d'autre du dégradeur achromatique

La dispersion, générée par le premier dipôle, est corrigée par le deuxième dipôle qui focalise les noyaux au point objet. Un tel spectromètre est particulièrement adapté à la réalisation des faisceaux secondaires. Pour améliorer la sélectivité, on place dans le plan focal intermédiaire un dégradeur dont la forme doit être adaptée pour préserver l'achromatisme général du spectromètre. Les particules qui le traversent perdent de l'énergie en fonction de leur numéro atomique Z . Son association au second dipôle permet de purifier le faisceau secondaire que l'on utilise pour induire des réactions nucléaires.

3.2.2 L'excitation coulombienne

Présentation Générale

L'étude des noyaux exotiques par excitation coulombienne de faisceaux radioactifs est susceptible de nous fournir un grand nombre d'informations concernant la structure nucléaire. Cette technique est bien établie pour l'étude des propriétés des états collectifs du noyau. Une réaction de diffusion inélastique par le champ coulombien entre un noyau projectile et un noyau cible peut permettre d'accéder aux moments quadripolaires intrinsèques des états excités. Sous l'effet du champ coulombien, un des noyaux (ou les deux) peut être excité vers un état d'énergie supérieure. Dans ce cas, il va se désexciter en émettant un photon d'énergie égale à la différence d'énergie entre les deux niveaux. Pour les noyaux paires-paires, l'énergie du photon détecté est égale à la différence d'énergie entre le niveau fondamentale 0^+ et le premier état excité 2^+ . Lors de l'expérience proprement dite, on détecte en coïncidence le photon de désexcitation avec les fragments identifiés. Afin d'extraire le maximum d'informations, la collision doit se produire à une énergie proche de la barrière Coulombienne tout en s'assurant que l'interaction nucléaire n'intervienne pas dans l'excitation.

Pour réaliser l'excitation coulombienne d'un noyau instable, on bombarde une cible de Z élevé avec le faisceau d'intérêt. L'interaction entre projectile et cible crée un champ de photons virtuels qui peuvent être absorbés par les partenaires pour mener à l'excitation d'un des noyaux. Cet état excité, s'il est en dessous du seuil d'émission de particules, décroît alors par un photon réel, qui est détecté. L'énergie du photon de décroissance donnera l'énergie de l'état excité, alors que le nombre de photons détectés, comparé au nombre de noyaux incidents, pourra être relié au $B(EL)$. Deux méthodes sont offertes par cette technique pour des noyaux radioactifs, la première est l'excitation Coulombienne à une énergie inférieure à la barrière pour des intensités de faisceaux entre 10^4 et 10^5 pps. La seconde est l'excitation Coulombienne à énergie intermédiaire, c'est-à-dire 40-50 MeV/u, pour des faisceaux radioactifs très exotiques ayant une intensité de quelques dizaines de particules par seconde.

Excitation Coulombienne sous la barrière

Dans une expérience typique à basse énergie, un noyau projectile bombarde un noyau cible avec une énergie inférieure à la barrière, de sorte que la distance entre les deux noyaux soit supérieure à la portée de l'interaction nucléaire afin d'exclure au maximum sa contribution à l'excitation. Le noyau d'intérêt peut être le noyau cible, le noyau projectile ou les deux à la fois. Comme les cibles de noyaux radioactifs ont un temps de vie compris entre quelques minutes et quelques secondes celles-ci ne sont pas envisageables, le noyau radioactif est nécessairement le projectile. Lors du passage du noyau projectile à proximité du noyau cible, il subit une impulsion électromagnétique. L'excitation Coulombienne peut alors être considérée comme l'absorption du photon virtuel du champ électromagnétique du noyau cible par le noyau projectile. Le comportement du noyau projectile après passage à proximité du noyau cible est essentiellement caractérisé par le paramètre η , appelé paramètre de Sommerfeld est défini par :

$$\eta = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\hbar v} \quad (3.2)$$

Z_1 définit la charge de la cible alors que Z_2 est la charge du noyau projectile, et v désigne sa vitesse. Ce paramètre est relié à la longueur d'onde de de Broglie du projectile $\frac{\hbar}{mv}$ qui doit être sensiblement plus petite que la distance d'approche minimale a définie par :

$$a = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{E} \quad (3.3)$$

Deux cas se présentent alors : si $\eta \gg 1$, c'est-à-dire si la vitesse du projectile est très élevée, le champ électromagnétique ne produit qu'une faible modification de la fonction d'onde du noyau incident. Dans le cas contraire, $\eta \ll 1$ la trajectoire du noyau incident peut être traitée de façon classique après passage dans la cible. En s'assurant que la perte d'énergie dans la cible due à la diffusion élastique et inélastique est négligeable devant l'énergie du faisceau.

L'hamiltonien de la collision est la somme du hamiltonien interne du noyau cible $H_0(1)$ et du noyau projectile $H_0(2)$ auquel s'ajoute un terme d'interaction $W(1, 2)$. Comme les conditions posées pour que seule l'interaction électromagnétique soit prise en compte, $W(1, 2)$ peut être écrit sous la forme :

$$W(1, 2) = \int \int \frac{\rho(r_1^{\rightarrow}) \rho(r_2^{\rightarrow}) - \vec{j}^{\rightarrow}(r_1^{\rightarrow}) \cdot \vec{j}^{\rightarrow}(r_2^{\rightarrow}) / c^2}{|r_1^{\rightarrow} - r_2^{\rightarrow}|} d\tau_1 d\tau_2 \quad (3.4)$$

où ρ et \vec{j} désignent les distributions de densité de charge et de courant. Ces distributions peuvent être écrites en termes de moments multipolaires électriques et magnétiques à l'ordre λ du noyau :

$$M(E\lambda, \mu) = \int \rho(r^{\rightarrow}) r^\lambda Y_{\lambda\mu}(r^{\rightarrow}) d\tau \quad (3.5)$$

$$M(M\lambda, \mu) = \frac{-i}{c(\lambda + 1)} \int \vec{j}^{\rightarrow}(r^{\rightarrow}) r^\lambda L^{\rightarrow} Y_{\lambda\mu}(r^{\rightarrow}) dr \quad (3.6)$$

$Y_{\lambda\mu}$ et L^{\rightarrow} désignent respectivement les harmoniques sphériques aux ordres λ , μ et le moment angulaire orbital. Le terme de l'interaction $W(1, 2)$ peut alors se développer en termes multipolaires électriques et magnétiques tel que :

$$W(1, 2) = W_E(1, 2) + W_M(1, 2) + W_{EM}(1, 2) \quad (3.7)$$

Chaque terme de l'égalité est proportionnel aux moments multipolaires du noyau incident et du noyau cible, et leur contribution peut être évaluée.

Excitation Coulombienne à énergie intermédiaire

L'excitation Coulombienne à énergie intermédiaire est une alternative efficace à la méthode précédente pour des noyaux très exotiques, nécessitant des intensités au minimum de l'ordre de 10^4 à 10^5 pps pour des noyaux ayant une collectivité élevée. De plus, l'énergie du faisceau utilisé doit être sous la barrière Coulombienne pour les différentes raisons énoncées précédemment. Ce qui implique une réaccélération du noyau radioactif après sa production. Les noyaux radioactifs sont produits par fragmentation et sélectionnés en vol à travers un spectromètre. L'énergie du noyau arrivant sur la cible d'excitation est alors de quelques dizaines de MeV/u. En prenant avantage de cette énergie plus élevée, une cible plus épaisse peut être utilisée pour augmenter la probabilité d'interaction. Cependant, dans ce cas les réactions nucléaires ne peuvent pas être exclues car l'énergie incidente est supérieure à la barrière Coulombienne. On doit donc choisir des conditions expérimentales qui tentent de les minimiser en sélectionnant les petits angles de diffusion correspondants aux grands paramètres d'impact. On peut aussi contrôler la proportion d'excitation nucléaire en réalisant des mesures complémentaires avec une cible de Z faibles, généralement du Carbone.

En raison de l'énergie du noyau incident, essentiellement le premier état excité peut être peuplé. En effet, la section efficace d'excitation décroît avec l'énergie de la particule incidente

et la possibilité d'une excitation en deux étapes peut être quasiment exclue. On peut très bien le comprendre de façon imagée : en raison de la vitesse élevée, le temps d'interaction entre la cible et la projectile est si court que l'échange de plusieurs photons virtuels est impossible. La probabilité d'excitation à énergie intermédiaire est d'un ordre de grandeur plus faible qu'à basse énergie.

Expérience typique

L'étude de la structure nucléaire des isotopes de Sn entre les deux fermetures $N = 50-82$, montre des effets de polarisation du cœur $Z = 50$, dont il faut tenir compte. Cette polarisation implique des excitations des particules du cœur vers l'espace de valence, en redistribuant la charge du noyau, ce qui donne naissance à des effets d'excitations quadrupolaires. Dans ce cas, la probabilité de transition réduite $B(E2; 2^+ \rightarrow 0^+)$ correspondante est le paramètre le plus sensible aux détails de structure nucléaire et aux effets quadrupolaires collectifs. Elle représente un challenge pertinent pour étudier les corrélations $E2$ reliées à la polarisation du cœur.

Il y a une décennie pendant laquelle, la mesure des $B(E2; 2^+ \rightarrow 0^+)$ pour les isotopes instables de Sn aurait été presque impossible, quand le mécanisme de réaction fusion-évaporation était la seule possibilité de produire des isotopes radioactifs de Sn. Le problème avec cette méthode est que les états Yrast à haut spin sont peuplés en premier. Pour les isotopes de Sn la problématique est due à l'existence d'états isomériques à haut spin, permettant de s'affranchir aux mesures de durées de vie des états 2^+ par les méthodes électroniques de mesure de temps, car ces durées de vie sont très courtes de l'ordre de ($\sim 1ps$). Ce qui rend la mesure des valeurs des $B(E2; 2^+ \rightarrow 0^+)$ difficile. La méthode par l'excitation Coulombienne est le seul moyen d'obtenir ce genre d'information de structure nucléaire. Celle-ci permet de mesurer simultanément les deux quantités fondamentales : l'énergie du premier état excité 2^+ et sa probabilité d'excitation $B(E2)$. Dans l'un et l'autre cas ils sont à la fin étudiés avec l'excitation coulombienne à énergie intermédiaire ou dans le cas des réactions d'excitation coulombienne sous la barrière. Jusqu'à récemment seulement quelques valeurs de $B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+)$ des isotopes stables $^{112,124}\text{Sn}$, ont été mesurées par excitation Coulombienne sous la barrière [62].

Une expérience typique des faisceaux secondaires produisant des noyaux de $^{108,112}\text{Sn}$ par excitation Coulombienne à énergie intermédiaire (RISING/FRS), par fragmentation du projectile d'un faisceau primaire de ^{124}Xe à $700\text{MeV}/\text{nucléon}$ d'énergie délivré par l'accélérateur SIS à GSI, diffusé sur une cible de production Be d'épaisseur $390\text{mg}/\text{cm}^2$. Les fragments d'intérêt sont séparés et identifiés par le spectromètre achromatique (FRS). Le faisceau secondaire ainsi constitué est envoyé sur une cible de ^{197}Au avec une épaisseur de $386\text{mg}/\text{cm}^2$ dans laquelle il va être excité ; il se désexcite instantanément en émettant un photon que l'on détecte en vol [63]. La durée de vie avec laquelle le noyau se désexcite est inversement

proportionnelle à son $B(E2)$ à travers la relation :

$$\tau \approx 40.81 \times 10^{13} E^{-5} B(E2)^{-1} \quad (3.8)$$

où E est l'énergie du niveau excité en keV, $B(E2)$ est en e^2b^2 , et τ , la durée de vie du niveau en ps. L'énergie du photon détecté est égale à la différence d'énergie entre le niveau fondamental 0^+ et le premier état excité 2^+ .

3.2.3 Méthodes par spectroscopie laser

La spectroscopie laser est un outil spécifique pour déterminer des constantes fondamentales en physique nucléaire. Cette méthode originale permet de mesurer les moments nucléaires des noyaux ainsi que leur variation du rayon de charge indépendamment des modèles nucléaires. Elle est donc indispensable à la spectroscopie nucléaire puisqu'elle aborde le noyau de l'extérieur. Deux techniques principalement utilisées en spectroscopie laser : la spectroscopie colinéaire et la spectroscopie par ionisation résonante. C'est la deuxième technique que nous exposerons ici, dite méthode R.I.S.

Spectroscopie par ionisation résonante

La spectroscopie par ionisation résonante (RIS) est une technique d'une très grande sélectivité et d'une grande sensibilité qui permet d'exciter un atome en mesurant sa structure hyperfine puis de l'ioniser pour le détecter. A cause de la forte puissance que requiert l'étape d'ionisation, on utilise des lasers pulsés à impulsions très courtes ($10ns$). Par cette méthode, l'atome d'une famille d'isotopes est excité par une ou plusieurs transitions résonantes vers un état proche du continuum d'ionisation à partir duquel il pourra être ionisé par absorption d'un seul photon provenant d'un laser de haute puissance. La multiplication des étapes d'excitation améliore la sélectivité.

L'efficacité d'ionisation dépend surtout de la puissance du laser produisant l'étape d'ionisation (les étapes d'excitation étant rapidement saturées). Pour une section efficace d'ionisation variant de 10^{-7} à 10^{-19} cm^2 , la densité de puissance nécessaire est de 10^6 à 10^8 W/cm^2 . Une telle puissance peut être atteinte uniquement avec un laser pulsé d'énergie variant entre 10 mJ et 1 J .

Expérience typique : L'exemple de l'expérience COMPLIS

Avec cette expérience, les atomes sont produits sous forme de jet par un laser de désorption. Le principe est le suivant : les ions radioactifs sont produits et accélérés sous 60 KeV par le séparateur ISOLDE en ligne avec le BOOSTER du synchrotron à protons du CERN. Ils sont séparés en masse et les isobares rentrent dans la ligne de faisceau de COMPLIS. Ils sont ensuite déviés par un aimant et ralentis par une lentille électrostatique portée à un potentiel

de 59keV afin de les déposer sous 1keV dans les premières couches atomiques d'un support de graphite. On attend alors la décroissance radioactive de l'élément implanté en l'élément fils ou petit-fils que l'on veut étudier et lorsque le nombre d'atomes est estimé suffisant, ceux-ci sont désorbés par un laser pulsé Nd :YAG (laser solide de Grenat d'Aluminate d'Yttrium dopé au Néodyme) de chauffage sous forme de nuage atomique. Une dizaine de microseconde plus tard les atomes sont ionisés par le processus RIS en 2 ou 3 étapes atomiques à l'aide de 2 ou 3 lasers à colorant pulsés. Les ions ainsi formés peuvent être accélérés par la lentille électrostatique sous 59keV . Ils traversent l'aimant en sens inverse et sont détectés par des galettes de micro-canaux avec identification en masse par temps de vol (figure 3.5).

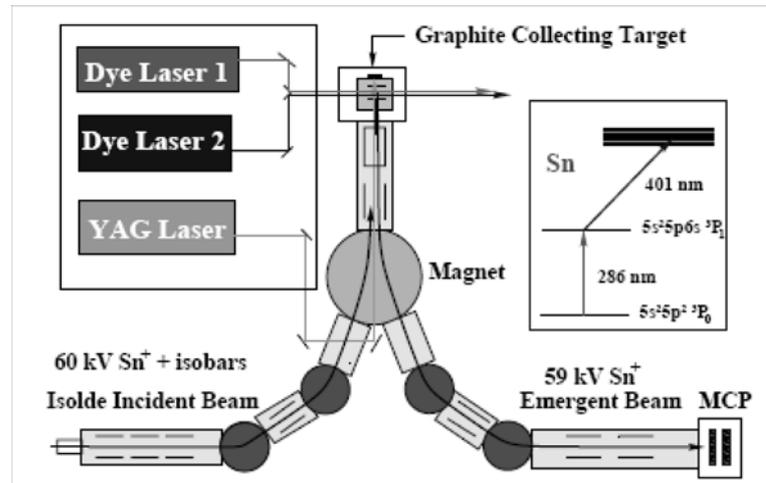


Figure (3.5) : Schéma de l'expérience COMPLIS, utilisée pour la production des faisceaux de Sn

Grâce à un laser pulsé de haute résolution, on effectue un balayage en fréquence sur la première étape d'excitation. On balaye ainsi pas à pas toute la structure hyperfine de l'atome, et à chaque fois que la fréquence du laser correspond à une transition hyperfine, l'atome est excité et peut être ionisé par les autres faisceaux laser qui ont chacun une longueur d'onde fixe. Le nombre d'ions détectés par les galettes de micro-canaux est directement proportionnel à l'intensité de la transition hyperfine.

3.3 Systématiques de données expérimentales des noyaux pair-pairs

3.3.1 Introduction

Les propriétés des noyaux peuvent être appréhendées à partir d'observables expérimentales mesurées sur différentes chaînes isotopiques. C'est en particulier le cas des masses, des énergies des premiers niveaux excités (2^+ , 4^+) des noyaux pairs-pairs, des probabilités

de transitions réduites $B(E2)$, de la présence des états isomères ou des caractéristiques de leur désintégration β [26]. Les isotopes de Sn fournissent la plus longue chaîne de noyaux semi-magiques accessible aux études de la structure nucléaire. Ils offrent l'occasion d'étudier le changement de propriétés nucléaires quand le nombre de neutrons varie entre les deux fermetures $N = 50, 82$ [32]. Du point de vue expérimental, il y a beaucoup d'informations, pratiquement pour tous les isotopes autour de $A = 132$.

Une façon plus directe pour illustrer le comportement des noyaux loin de la stabilité et l'évolution de leurs structures, est d'examiner les systématiques de propriétés nucléaires.

3.3.2 Systématique des mesures de masse

La masse atomique, notion commune à chacun, permet d'avoir accès à une quantité très importante : l'énergie de liaison du noyau. Les mesures expérimentales des masses des noyaux stables ont apporté une des premières preuves sur l'existence des nombres magiques. Une quantité très sensible à la fermeture de couches dans les noyaux est dérivée de ces masses et plus particulièrement des énergies de liaisons de 2 neutrons. La différence des énergies de séparation de deux neutrons, δ_{2n} , est définie comme suit :

$$\delta_{2n}(Z, N) = S_{2n}(Z, N + 2) - S_{2n}(Z, N) \quad (3.9)$$

où

$$\begin{aligned} S_{2n} &= B(Z, N) - B(Z, N - 2) \\ &= [M(Z, N - 2) - M(Z, N) + 2m_n] \end{aligned} \quad (3.10)$$

et

$$B(Z, N) = [ZM(^1H) + Nm_n - M(Z, N)] \quad (3.11)$$

$B(Z, N)$ est l'énergie de liaison du noyau (Z, N) , m_n est la masse du neutron, $M(Z, N)$ est la masse atomique du noyau (Z, N) et $M(^1H)$ est la masse de l'hydrogène.

Isotopes de Sn

Les valeurs expérimentales des énergies de séparation S_{2n} sont tirées des travaux de l'article [42]. Elles ont été mesurées pour tous les isotopes de la chaîne isotopique $^{116-134}\text{Sn}$. Leurs valeurs sont représentées sur le tableau (3.3).

Isotope	^{118}Sn	^{120}Sn	^{122}Sn	^{124}Sn	^{126}Sn	^{128}Sn	^{130}Sn	^{132}Sn	^{134}Sn	^{136}Sn
S_{2n} (MeV)	16.270	15.591	14.983	14.433	13.926	13.457	12.947	12.558	6.380	5.850

Tableau (3.3) : Energies de séparation de deux neutrons mesurées pour les isotopes pair-pairs de Sn

La figure (3.6) représente l'évolution de ces énergies S_{2n} en fonction du nombre de neutrons. Globalement la courbe S_{2n} décroît régulièrement quand N croît. Mais il apparaît une discontinuité indiquant les effets de la structure nucléaire. La fermeture de couche est visible pour tous les noyaux passant d'un certain nombre magique de neutrons au nombre immédiatement supérieur. On observe une chute très nette des valeurs des énergies de séparation des deux neutrons au-delà du nombre magique $N = 82$. Donc, la systématique des énergies de séparation S_{2n} est un moyen d'identification d'une fermeture de couche.

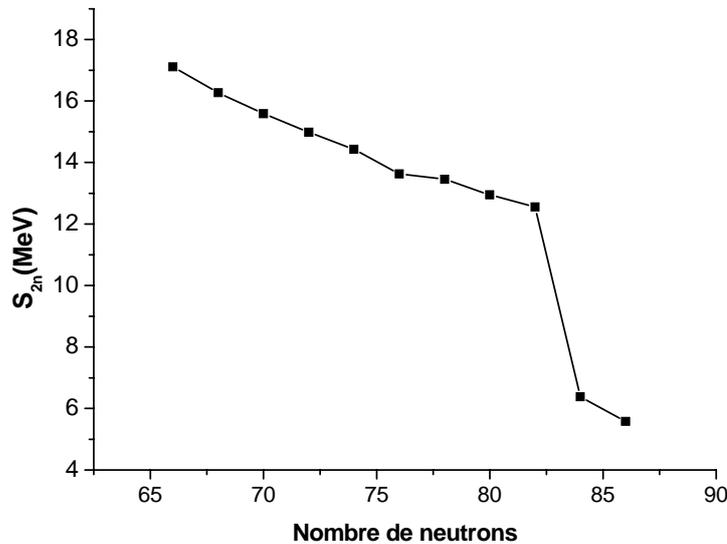


Figure (3.6) : Systématique des énergies de séparation S_{2n} pour les isotopes pair-pairs de Sn

Isotopes de Te

Les valeurs expérimentales des énergies de séparation S_{2n} sont tirées des travaux [42]. Elles ont été mesurées pour tous les isotopes de la chaîne isotopique $^{116-134}\text{Sn}$. Leurs valeurs sont représentées sur le Tableau (3.4).

Isotope	^{126}Te	^{128}Te	^{130}Te	^{132}Te	^{134}Te	^{136}Te	^{138}Te
S_{2n} (MeV)	15.682	15.070	14.502	13.973	13.520	8.01	7.650

Tableau (3.4) : Energies de séparation de deux neutrons mesurées pour les isotopes pair-pairs de Te

La figure (3.7) représente l'évolution des énergies de séparation S_{2n} en fonction du nombre de neutrons.

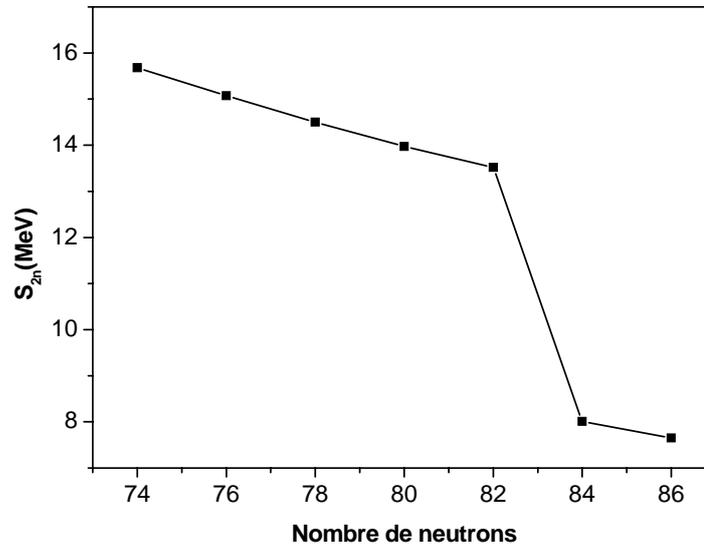


Figure (3.7) : Systématique des énergies de séparation S_{2n} pour les isotopes pair-pairs de Te

Cette évolution est régulière, mais il se produit une brusque rupture de pente pour le nombre de neutrons $N = 82$. Ce nombre particulier : magique, se manifeste également par des discontinuités similaires dans d'autres propriétés des noyaux dépendant des énergies de liaison.

3.3.3 Systématiques des premiers états excités 2^+ , 4^+

La structure fondamentale du noyau peut être comprise grâce à l'identification et la caractérisation des états nucléaires en fonction de l'énergie d'excitation. On appelle fondamental, le niveau de plus basse énergie d'un noyau, ses états excités se divisent principalement entre niveaux individuels (à une particule ou un trou) et niveaux collectifs (où l'ensemble des nucléons est concerné) [43]. La sur-stabilité des noyaux possédant un nombre magique de neutrons ou de protons a des conséquences directes sur l'énergie de leur premier état excité [40]. Ceci signifie qu'il faut fournir une très grande énergie pour exciter un noyau situé sur une couche fermée. Pour un noyau non sphérique (loin des fermetures de couches), il est possible de former un état 2^+ collectif (en faisant tourner le noyau par exemple). De tels états sont à des énergies très faibles et sont très facile à peupler [40].

L'énergie du premier état excité $E(2^+)$ est d'une très grande importance, parce qu'elle donne des informations sur le moment d'inertie du noyau qui est lié directement à sa forme structurale. Dans le cas d'un noyau pair-pair animé d'un mouvement de rotation, la séquence en énergie de ces états est donnée par :

$$E(I) = \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{I}^{(0)}} I(I+1) \quad (3.12)$$

où $\mathfrak{I}^{(0)}$ est le moment d'inertie du noyau et I le moment angulaire. Ainsi la variation systématique de $E(2^+)$ peut servir comme une indication du passage du modèle de la particule individuelle au modèle collectif et vis-versa. Le rapport quantitatif inverse entre $E(2^+)$ et le degré de collectivité dans un noyau peut être donné en fonction du paramètre de déformation β , par la formule empirique de Grodzins [44] :

$$E(2^+) = \frac{1125}{A^{7/3}\beta^2} \text{MeV} \quad (3.13)$$

où l'ampleur du changement de la forme compte sur le degré de collectivité dans le noyau.

Parallèlement à l'état $I = 2^+$, l'observation de l'état $I = 4^+$ permet d'obtenir des informations supplémentaires concernant la déformation des noyaux. Un paramètre empirique qui est le rapport des énergies d'excitation $E(4^+)$ et $E(2^+)$:

$$R_{4/2} = \frac{E(4^+)}{E(2^+)} \quad (3.14)$$

peut être utilisé pour distinguer la collectivité dans les noyaux. Sa diminution montre l'abaissement des effets collectifs. En effet, dans le cas d'un modèle rotationnel simple, on s'attend à $E(4^+) \simeq \left(\frac{10}{3}\right) E(2^+)$, alors que pour le cas vibrationnel $E(4^+) \simeq 2E(2^+)$.

De façon systématique l'état fondamental des noyaux pairs-pairs a un spin nul et une parité positive, $J^\pi = 0^+$. Le premier état excité de plus basse énergie de la plupart de ces noyaux est un état collectif $J^\pi = 2^+$ qui peut être soit vibrationnel, soit rotationnel suivant la forme d'équilibre du noyau considéré. La fonction d'onde du premier état 2^+ d'un noyau pair-pair présente des excitations particule-trou (p-t) qui lui permettent de produire un moment angulaire total $J = 2$. L'énergie d'excitation $E(2^+)$ du premier état 2^+ reflète la taille de l'espacement en énergie qui le sépare du fondamental. Plus cet écart est grand, plus il coutera de l'énergie au noyau pour parvenir à promouvoir des paires de nucléons sur les couches supérieures afin de produire un moment angulaire total $J = 2^+$.

Isotopes de Sn

La variation systématique des énergies d'excitation $E(2^+)$ et $E(4^+)$ en fonction du nombre de neutrons pour les isotopes pair-pairs de Sn est représentée sur la figure (3.8).

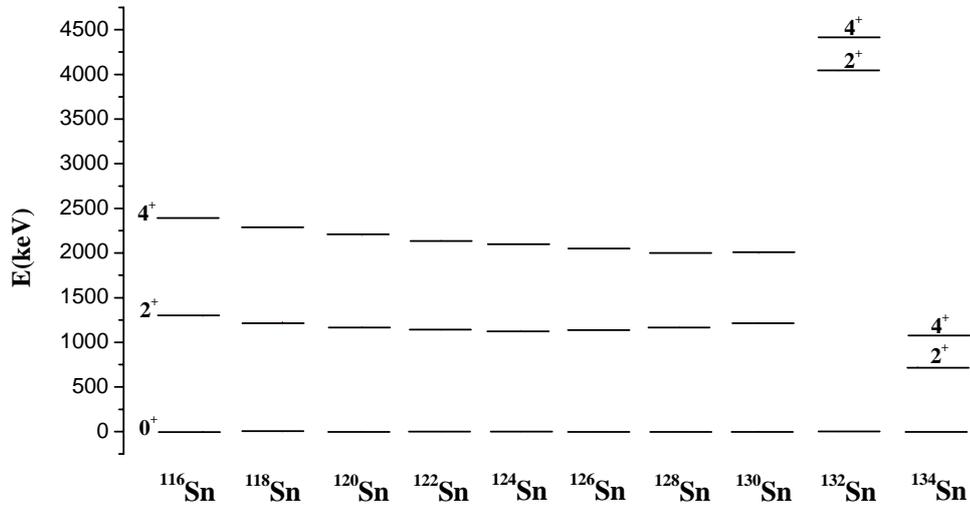


Figure (3.8) : Systématique des premiers niveaux excités 2^+ , 4^+ dans les isotopes pair-pairs de Sn

En suivant l'évolution des $E(2^+)$, on y observe que les espacements $0^+ - 2^+$ restent quasiment constants pour tous les isotopes [31, 45, 46, 47, 48], et elles ne varient que par moins de 10% d'une valeur moyenne 1.2 MeV [49]. L'énergie $E(2^+)$ présente un maxima pour le $N = 82$ à 4.04 MeV révèle la présence d'un nombre magique, et l'identification d'une fermeture de couche. On remarque que l'énergie $E(4^+)$ diminue lorsque le nombre de neutrons augmente, et que l'espacement entre les deux niveaux $4^+ - 2^+$ est pratiquement constant.

La figure (3.9) montre la variation du paramètre de déformation en fonction du nombre de neutrons correspondants aux $E(2^+)$. En suivant cette variation, on constate que les états 2^+ sont collectifs (légère déformation), cela ouvre la possibilité d'excitations de type vibrationnel. A l'exception pour $N = 82$ (magique) où on remarque une diminution brutale de $\beta \simeq 0.05$, ce qui confirme sa sphéricité. Donc la déviation de la sphéricité dans les noyaux peut être mesurée en fonction du paramètre de déformation β .

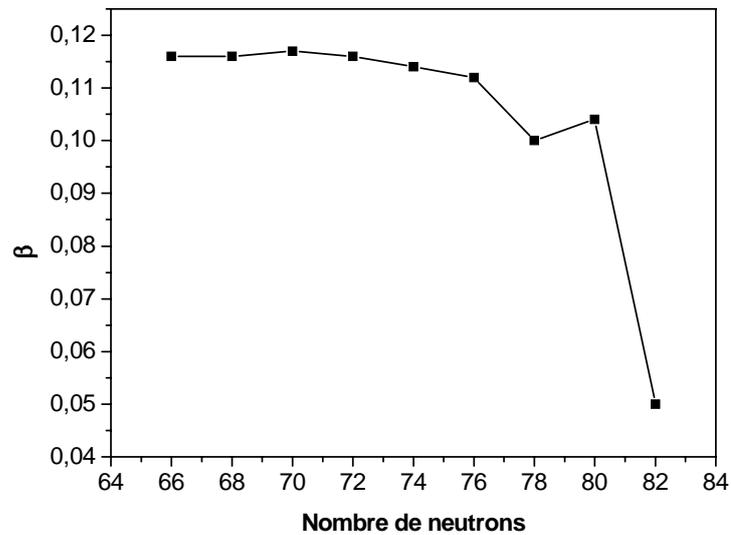


Figure (3.9) : Variation du paramètre de déformation pour les isotopes de Sn

Le calcul des rapports $\frac{E(4^+)}{E(2^+)}$ est donné sur le tableau (3.5) :

Isotope	^{116}Sn	^{118}Sn	^{120}Sn	^{122}Sn	^{124}Sn	^{126}Sn	^{128}Sn	^{130}Sn	^{132}Sn	^{134}Sn
$\frac{E(4^+)}{E(2^+)}$	1.848	1.855	1.839	1.878	1.857	1.861	1.712	1.633	1.092	1.480

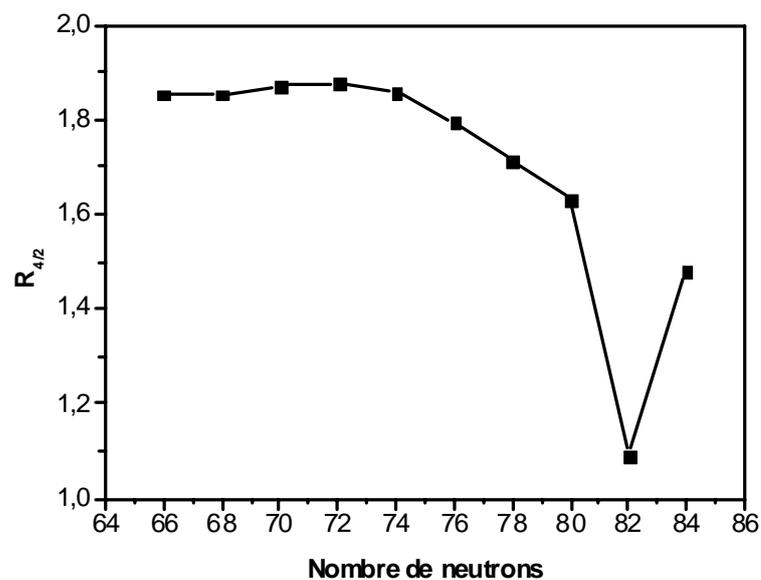
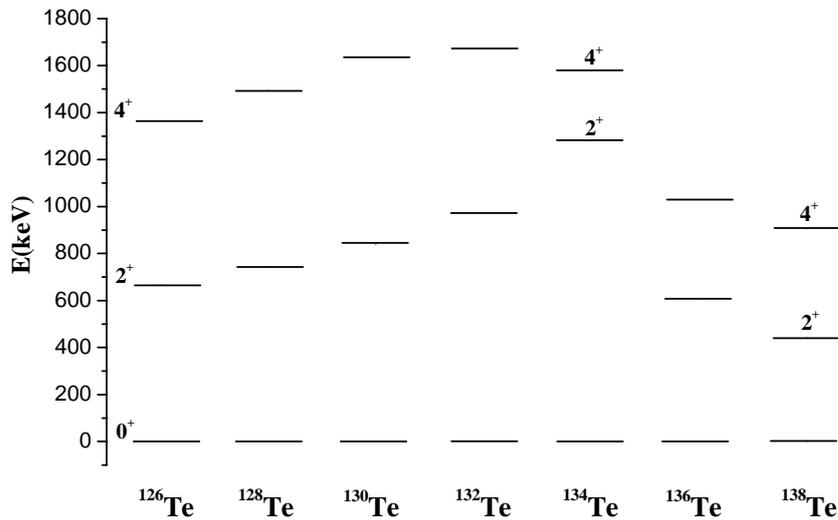
Tableau (3.5) : Valeurs du rapport $E(4^+)/E(2^+)$ pour la chaîne isotopique de Sn

Figure (3.10) : Variation du rapport $R_{4/2}$ pour les isotopes pair-pairs de Sn

D'après les résultats montrés sur le tableau (3.5), on constate que $E(4^+) \simeq 2E(2^+)$, ce qui montre que ces états sont de types vibrationnels. En observant la figure (3.10), on voit clairement que les valeurs du rapport $R_{4/2}$ sont presque constantes sur la gamme des isotopes $^{116-126}\text{Sn}$, puis elles diminuent dans la gamme des isotopes $^{128-134}\text{Sn}$ ce qui montre la collectivité de leurs états excités. Particulièrement pour le ^{132}Sn , on remarque une diminution du rapport $R_{4/2}$ reflétant l'abaissement des effets collectifs, ce qui confirme sa sphéricité.

Isotopes de Te

La variation des énergies d'excitation $E(2^+)$ et $E(4^+)$ en fonction du nombre de neutrons est représentée sur la figure (3.11).

Figure (3.11) : Systématique des premiers niveaux excités 2^+ , 4^+ dans les isotopes pair-pairs de Te

En suivant l'évolution des $E(2^+)$ et $E(4^+)$, on y observe que ces dernières présentent deux comportements différents autour de $N = 82$. En-dessous de $N = 82$, où les valeurs des $E(2^+)$ augmentent progressivement en fonction de N jusqu'à un maximum à 1.67 MeV pour le $^{134}\text{Te}_{82}$ magique en neutrons. Au-dessus de $N = 82$, on constate une diminution brutale des $E(2^+)$ pour le $^{136}\text{Te}_{84}$ et $^{138}\text{Te}_{84}$ aux énergies 0.606, 0.443 MeV respectivement. Les mêmes observations peuvent être constatées pour le comportement des $E(4^+)$, sauf que leur diminution en-dessous de $N = 82$, commence à partir du $^{134}\text{Te}_{82}$ à 1.576 MeV. L'espacement entre les deux niveaux $4^+ - 2^+$ est plus large en-dessous de $N = 82$ (~ 0.75 MeV), qu'au-dessus (~ 0.44 MeV).

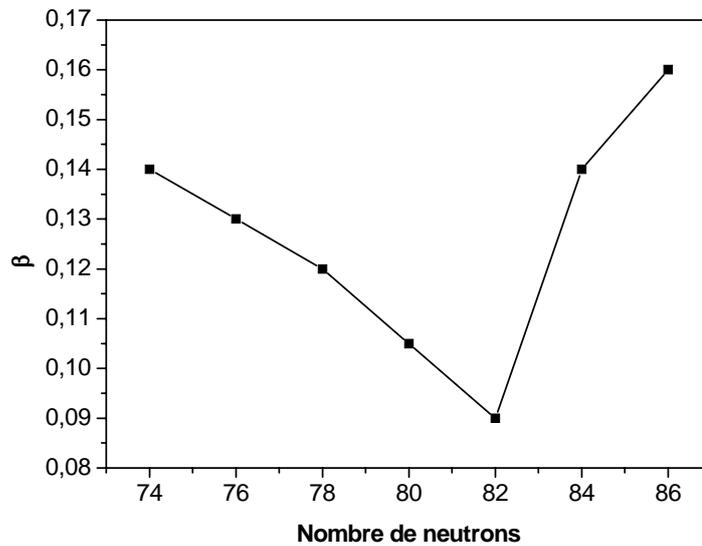


Figure (3.12) : Variation du paramètre de déformation pour les isotopes de Te

En suivant la variation du paramètre de déformation β (figure 3.12), calculé à partir de $E(2^+)$ sur la chaîne isotopique de Te, on constate que les états 2^+ sont légèrement déformés. à l'exception l'isotope $^{134}_{52}\text{Te}_{82}$, pour lequel le paramètre β est très faible (~ 0.09) à cause de la fermeture de couche $N = 82$.

Le calcul des rapports $R_{4/2} = \frac{E(4^+)}{E(2^+)}$ (tableau 3.6) et la figure (3.13) confirme la rigueur de ces constatations.

Isotope	^{126}Te	^{128}Te	^{130}Te	^{132}Te	^{134}Te	^{136}Te	^{138}Te
$\frac{E(4^+)}{E(2^+)}$	2.043	2.014	1.945	1.715	1.232	1.697	2.040

Tableau (3.6) : Valeurs du rapport $E(4^+)/E(2^+)$ pour la chaîne isotopique de Te

On observe une diminution continue du rapport $R_{4/2}$ (pour tous les isotopes) jusqu'à une valeur minimale 1.2 pour $^{134}_{52}\text{Te}_{82}$. Ainsi sa valeur moyenne calculée est de l'ordre de 1.82, donc $E(4^+) \simeq 2E(2^+)$. Dans ce cas, on peut dire que les états sont de types collectifs.

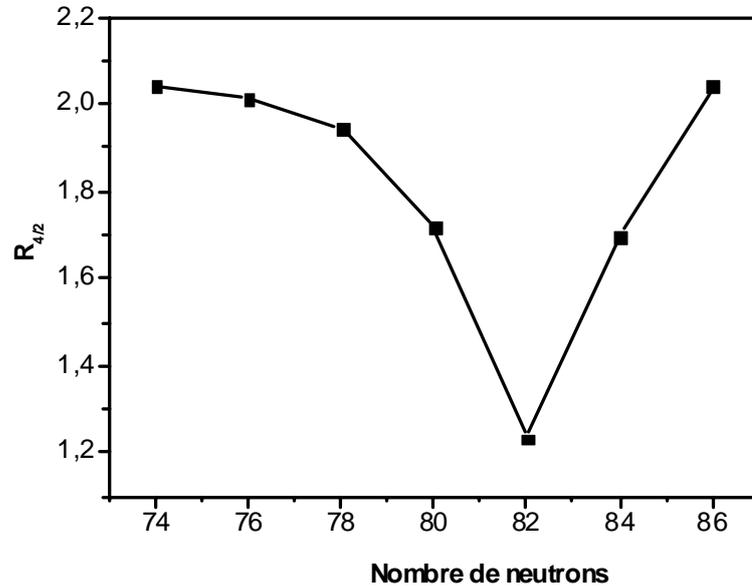


Figure (3.13) : Variation du rapport $R_{4/2}$ pour les isotopes pair-pairs de Te

3.3.4 Systématiques des probabilités réduites de transition $B(E2)$

Les probabilités réduites de transition sont une indication de la persistance d'une couche fermée et de la rigidité de cette couche contre des excitations quadrupolaires [6]. Une mesure de la collectivité du noyau est une autre méthode pour tester la magie des noyaux, complémentaire à la mesure des énergies $E(2^+)$ [40]. La faible collectivité d'un noyau sera caractérisée par une faible probabilité de transition quadrupolaire $B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+)$.

Certaines propriétés de base des états collectifs peuvent bien être décrits empiriquement par des modèles phénoménologiques simples. Par exemple, la relation systématique entre l'énergie du premier état excité $E(2^+)$ et la probabilité de transition $B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+)$ a été bien étudiée. Une des formules utiles pour cette relation est la règle de Grodzins [50] :

$$B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+) = 14.9 \frac{1}{[E(2^+)/\text{KeV}] \frac{Z^2}{A}} [e^2 b^2] \quad (3.15)$$

Cette relation affirme que la probabilité $B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+)$ est inversement proportionnelle à $E(2^+)$ [51]. Donc cette probabilité sera très faible pour des noyaux magiques difficiles à exciter, et atteindra des valeurs élevées pour des noyaux déformés très collectifs [40]. La détermination de la forme implique la mesure du moment quadripolaire : son amplitude fournit la valeur absolue du paramètre de déformation tandis que son signe est indispensable pour discriminer les formes allongées des formes aplaties.

On peut estimer la déformation nucléaire à partir du $B(E2)$, en évaluant le paramètre de déformation quadripolaire suivant la formule [38] :

$$\beta_2 = \frac{4\pi}{3ZR_0^2} \sqrt{B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+) / e^2} \quad (3.16)$$

Par conséquent, le $B(E2)$ n'est proportionnel qu'au carré du paramètre de déformation, ce qui signifie qu'une mesure du $B(E2)$ ne donne aucune information sur le signe de la déformation [52].

Isotopes de Sn

Les données expérimentales des probabilité de transition $B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+)$ sont tirées des travaux [53]. Les valeurs mesurées pour les isotopes de la chaîne $^{116-134}\text{Sn}$ sont dressées et représentées sur le tableau (3.7).

Isotope	^{116}Sn	^{118}Sn	^{120}Sn	^{122}Sn	^{124}Sn	^{126}Sn	^{128}Sn	^{130}Sn	^{132}Sn	^{134}Sn
$B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+) [e^2b^2]$	0.209	0.209	0.202	0.192	0.166	0.100	0.073	0.023	0.140	0.029

Tableau (3.7) : Valeurs des probabilité de transition $B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+)$ mesurées pour les isotopes pair-pairs de Sn

Sur la figure (3.14). On remarque une large diminution des valeurs de $B(E2)$ sur toute la chaîne $^{116-134}\text{Sn}$. Particulièrement en passant de ^{130}Sn à ^{134}Sn une augmentation brusque de $B(E2)$ en ^{132}Sn peut être signalée, qui est grande pour un noyau doublement magique.

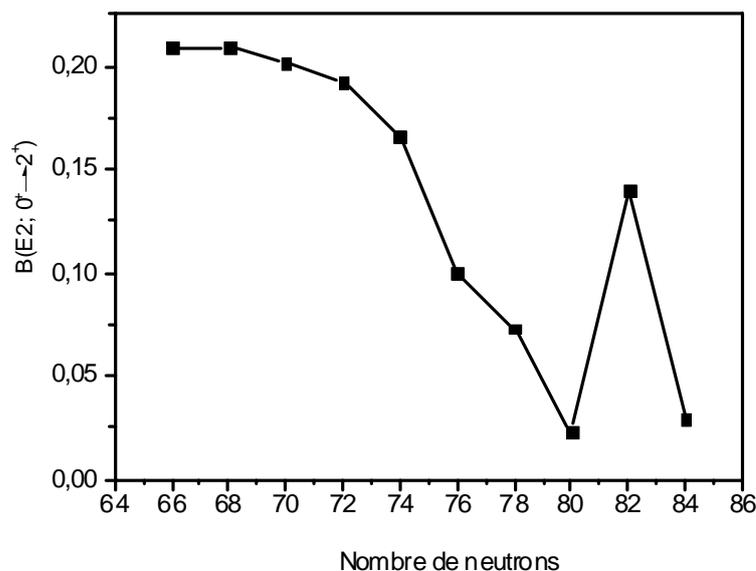


Figure (3.14) : Systématique des probabilités réduites de transitions $B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+)$ pour les isotopes pair-pairs de Sn

L'énergie du premier état excité $E(2^+)$ du ^{132}Sn est très élevée (4 MeV), d'après la règle de Grodzins, on s'attend à un $B(E2)$ très faible à cette valeur. Donc la variation systématique (figure 3.15) des $E(2^+)$ et $B(E2)$, présente un comportement anormal autour du premier état excité 2^+ pour le ^{132}Sn [50, 53, 54, 55]. Ces deux quantités varient linéairement l'une avec l'autre, ce qui contredit la règle de Grodzins.

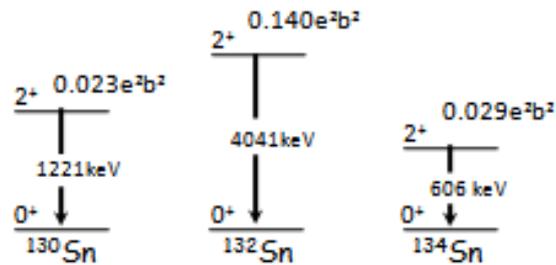


Figure (3.15) : Energies de transitions $2_1^+ \rightarrow 0^+$ et valeurs de $B(E2)$ correspondantes des isotopes de Sn

Ce comportement anormal reflète le remplissage de l'orbitale de neutrons $\nu(h_{11/2})$. Le premier état excité 2^+ est caractérisé majoritairement par des excitations neutroniques.

Isotopes de Te

Le tableau (3.8), représente les résultats expérimentaux des $B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+)$ mesurées pour les isotopes pair-pairs de Te.

Isotope	^{126}Te	^{128}Te	^{130}Te	^{132}Te	^{134}Te	^{136}Te
$B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+) [e^2b^2]$	0.475	0.383	0.295	0.172	0.096	0.103

Tableau (3.8) : Valeurs des probabilité de transition $B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+)$ mesurées pour les isotopes pair-pairs de Te

Ces résultats peuvent être divisés en deux groupes (figure 3.16) [50] : ceux pour $N < 82$ [augmentation des $E(2^+)$ et diminution des $B(E2)$] et ceux pour $N > 82$ [diminution des $E(2^+)$ et augmentation des $B(E2)$]. Cela suggère l'accroissement des effets collectifs dans la région au-dessus de $N = 82$ [43]. Ce comportement révèle une asymétrie claire de $B(E2)$

autour de l'état 2^+ [35].

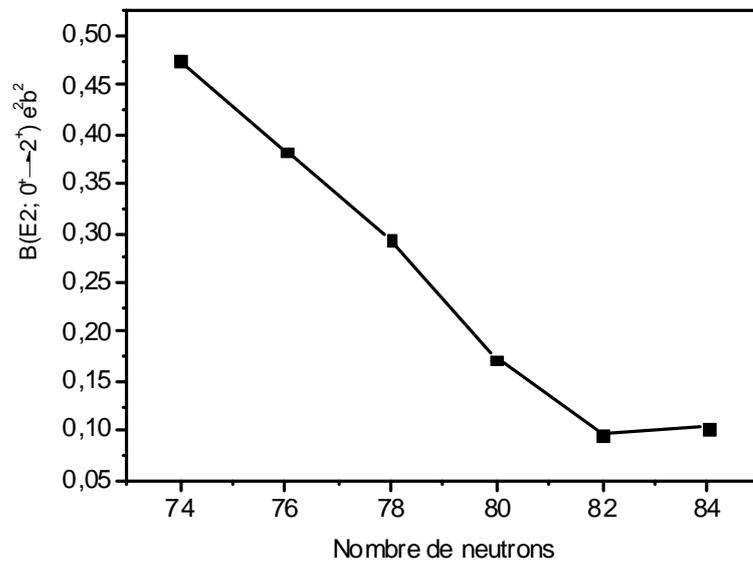


Figure (3.16) : Systématique des probabilités réduites de transitions $B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+)$ pour les isotopes pair-pairs de Te

Systématiquement (figure 3.17), on constate que les probabilités $B(E2)$ et les énergies $E(2^+)$ se comportent différemment dans les isotopes de Te avec $N = 80, 82$ et 84 . Normalement, ces deux quantités varient inversement l'une à l'autre, alors que ce n'est pas le cas pour $^{132,136}\text{Te}$, où $B(E2)$ décroît, lorsque $E(2^+)$ diminue [51].

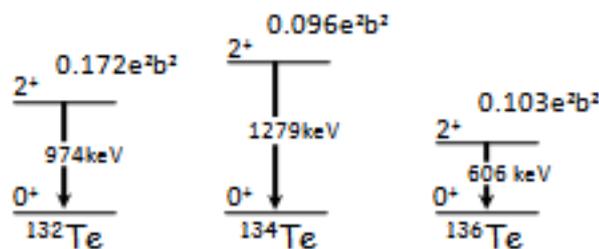


Figure (3.17) : Energies de transitions $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ et valeurs de $B(E2)$ correspondantes des isotopes de Te

Pour le noyau ^{136}Te , l'énergie $E(2^+)$ est à 606keV inférieure à celle du ^{132}Te à 974keV , mais néanmoins $B(E2, ^{136}\text{Te}) = 0.103e^2b^2$ est plus petite qu'en $B(E2, ^{132}\text{Te}) = 0.172e^2b^2$

[53]. Ce comportement ne paraît pas normal [54, 55], et la situation viole les prédictions de la règle de Grodzins discutée au-dessus. En effet cela est du à quoi ?

Dans un effort de comprendre cette anomalie, Terasaki et al. [35] ont noté que la densité de niveaux neutron est beaucoup plus grande en-dessous du gap $N = 82$ qu'au-dessus. Cela est dû à la quasi-dégénérescence des orbitales $1h_{11/2}, 2d_{3/2}$ et $3s_{1/2}$ (figure 3.18) en comparaison avec les couches $2f_{7/2}$ et $3p_{3/2}$ dont l'écart en énergie est assez grand. Ce qui provoque la réduction du gap d'appariement au-dessus de $N = 82$, et par conséquent une énergie $E(2^+)$ plus inférieure.

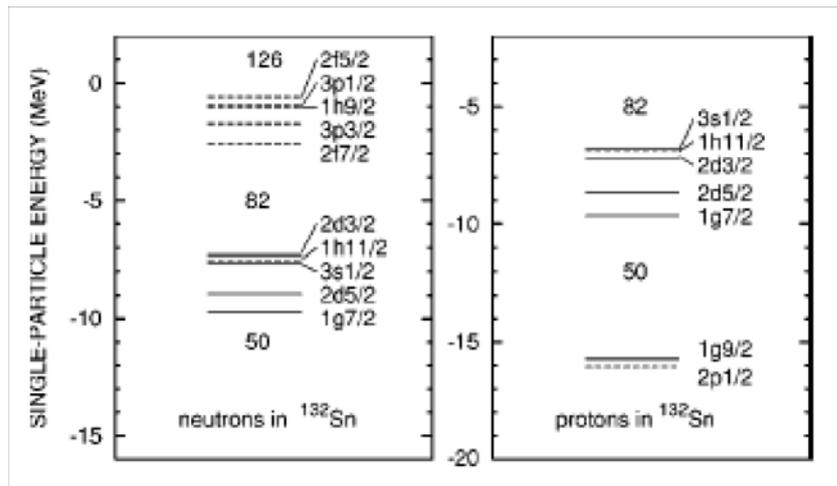


Figure (3.18) : Energie de particule individuelle

La figure (3.19) montre les valeurs des gaps d'appariement expérimentaux pour différents isotopes de Te. On constate que le gap d'appariement décroît lorsque le nombre de neutrons augmente et il est plus accentré à $N = 82$. C'est la raison pour laquelle apparaît cette anomalie.

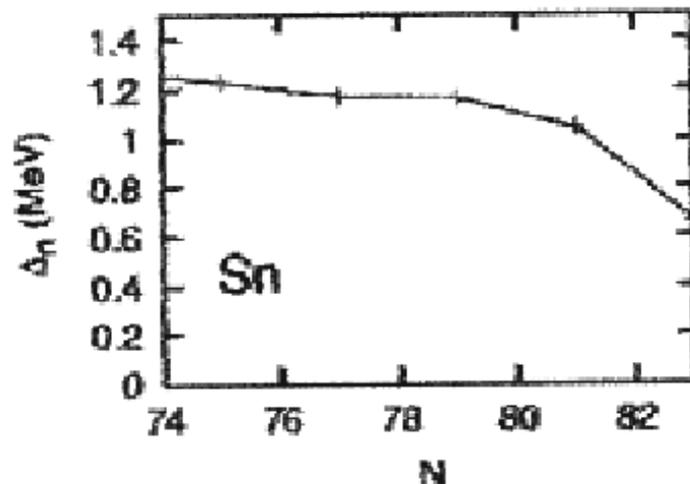


Figure (3.19) : Systématique des énergies du gap d'appariement neutron pour des isotopes de Sn

Pour cela, il faut introduire un facteur de renormalization reflétant cette réduction du gap d'appariement autour des états excités 2^+ autour de $N = 82$. Ce facteur est de l'ordre de 0.6 (0.9) pour neutrons (protons). Pour les noyaux magiques avec $N = 82$ et/ou $Z = 50$, nous avons pris $\Delta = 0.4$ MeV [50].

3.3.5 Régularités des états isomères

Les isomères nucléaires sont des états excités du noyau atomique possédant une durée de vie longue comparée à l'échelle de temps nucléaire. On appelle couramment isomère des états dont la durée de vie est mesurable, typiquement supérieure à la nanoseconde. Un isomère est caractérisé par sa période de décroissance (temps au bout duquel la moitié de la population de ces isomères a disparu), son énergie d'excitation et les nombres quantiques, spin et parité, relatifs à cet état spécifique. L'existence des états isomères dans une chaîne isotopique donne accès à des études plus détaillées de leurs configurations. Une quantité très sensible aux mélanges des différentes configurations dans la fonction d'onde décrivant ces états est le moment magnétique μ . La gamme en temps de leur durée de vie permet la mesure de leurs moments statiques, magnétique dipolaire et électrique quadrupolaire.

Isotopes de Sn

La régularité avec laquelle les états isomères existent dans les isotopes pair-pair de Sn, peut être utilisée comme indicateur de la force de la fermeture de couche à $N = 82$. En effet, des excitations à travers cette fermeture auraient détruit l'isométrie. Ces isomères ont généralement des spins élevés et se désexcitent sur des niveaux proches. L'origine de ces états dans ces noyaux réside dans l'orbitale $\nu (h_{11/2})^n$ [56]. La systématique des isotopes pair-pairs de Sn est représentée sur la figure (3.20).

Les états isomères 10^+ (μs) décroissent vers des états isomères homologues 8^+ , à leurs tours ces derniers décroissent vers des états isomères 7^- (μs) de configurations $\nu (h_{11/2}d_{3/2})$. Les états 7^- similaires pour ^{122}Sn , ^{124}Sn et ^{126}Sn dont les demi-vies $7.2\mu s$, $3.1\mu s$ et $6.6\mu s$ respectivement [56], sont déterminés à partir des décroissances β des états à haut-spin de In [56, 57]. Les états isomères 7^- se décroissent vers les états 5^- par des transitions $E(2)$ dans la gamme de masses $A = 118 - 126$, contrairement pour ^{128}Sn et ^{130}Sn où le niveau 5^- se trouve au-dessus du niveau 7^- parce que leurs demi-vies sont beaucoup plus longues. L'état 5^- est un état isomère (μs) seulement pour $^{116-124}\text{Sn}$.

L'état isomère 8^+ ($2\mu s$) dans le noyau de ^{132}Sn doublement magique à haute énergie d'excitation 4.848 MeV, est interprété comme étant l'excitation du cœur-neutron dominée par la configuration $\nu (f_{7/2}h_{11/2}^{-1})_{8^+}$ [57]. Le noyau ^{134}Sn est ajouté à la systématique mais aucun isomère n'a été identifié dans ce noyau.

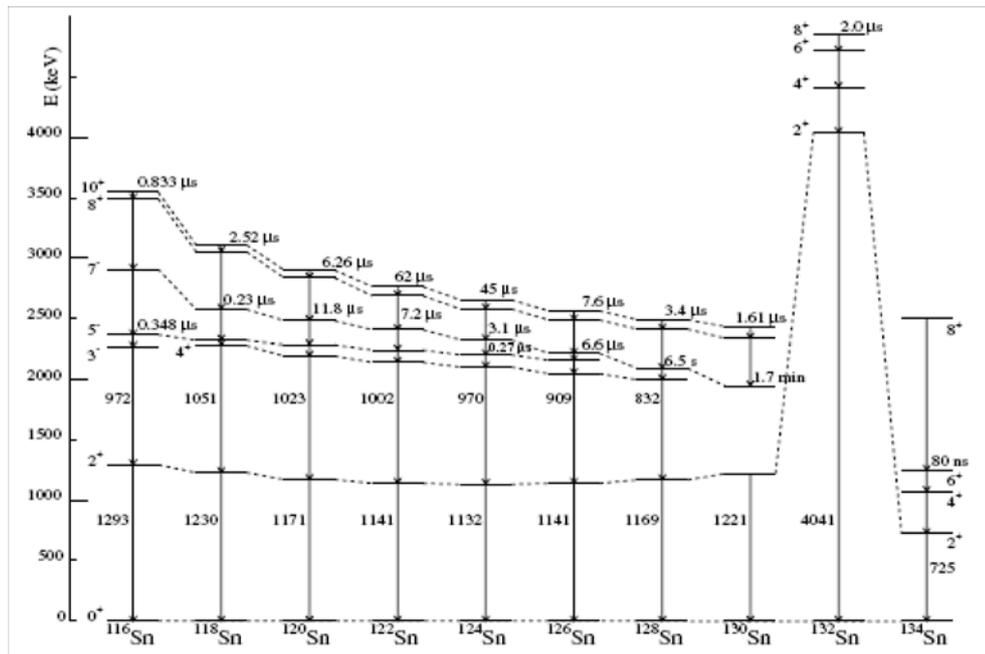


Figure (3.20) : Systématique des états isomères pour les isotopes pair-pairs de Sn

Chapitre 4

Calculs spectroscopiques et discussion

4.1 Les ingrédients du calcul

4.1.1 Démarche à suivre

Plusieurs tentatives ont été faites pour l'étude des noyaux riches en neutrons dans la région de ^{132}Sn , dont le but est de décrire intensivement les propriétés des états nucléaires excités et la compréhension de l'interaction N-N. Ainsi les calculs du modèle en couches décrivent de façon fiable la spectroscopie à basse énergie des noyaux. Cependant, ils ont l'inconvénient que l'espace à diagonaliser augmente très vite avec le nombre de particules et de couches considérées. Pour limiter les dimensions des matrices à diagonaliser, une troncation de l'espace de calcul s'impose. Pour un noyau donné, il est donc judicieux du point de vue du calcul de diviser l'espace des orbitales nucléaires en trois groupes :

- ✓ Un cœur inerte qui est fermé et dont toutes les orbitales sont remplies.
- ✓ Un espace de valence utilisé pour créer les configurations responsables de la spectroscopie à basse énergie des noyaux.
- ✓ Un espace externe qui est toujours vide et vers lequel des excitations de simples particules ne sont pas possibles.

Supposons un noyau ayant une couche fermée et quelques nucléons de plus hors de cette couche. Le potentiel central est alors défini par le coeur inerte (souvent un noyau doublement magique) où les nucléons placés hors de ce coeur occupent l'espace de valence. Ils sont liés par le potentiel du coeur et sont aussi soumis à l'interaction résiduelle nucléon–nucléon avec les autres nucléons de valence. Différentes configurations des nucléons de valence donnent lieu à différents états du noyau. La solution exacte de l'équation de Schrödinger dans l'espace de Hilbert infini est alors approximée dans les calculs de type modèle en couches par une solution effective en utilisant une interaction effective à deux corps bien adaptée au comportement des nucléons de valence.

Les interactions effectives sont alors définies sur ce nombre limité de nucléons de valence.

Elles sont ajustées de façon à reproduire certaines propriétés mesurées de ces noyaux comme les masses, les rayons nucléaires, les énergies d'excitation et les probabilités de transition.

4.1.2 Code de calculs

Le modèle en couches permet de comprendre la structure nucléaire à basse énergie, comme cela est bien connu. Il est bien adapté pour décrire les noyaux magiques, leurs proches voisins ainsi que les noyaux pour lesquels les effets des états à particules individuelles sont dominants. Les développements de nouveaux codes de calculs du modèle en couches OXBASH, ANTOINE et NATHAN [58] permettent de calculer les configurations des noyaux ayant un grand nombre de particules et/ou trous dans l'espace de valence. Ces codes permettent le traitement des matrices pouvant atteindre des dimensions de l'ordre de 10^9 . Une autre approche pour diagonaliser la matrice de l'hamiltonien et calculer les valeurs et les vecteurs propres est l'emploi des méthodes Monte Carlo. Ce type de calculs (appelées Monte Carlo Shell Model, MCSM) a deux avantages : i) ils peuvent inclure un grand nombre d'états à une particule. Cela a pour conséquence la possibilité de décrire à la fois plusieurs types d'excitations dans le noyau considéré avec le même hamiltonien et dans le même espace ; ii) le deuxième avantage est la possibilité de faire des calculs de modèle en couches pour un grand nombre de particules de valence.

4.2 Espace modèle et hamiltonien modifié

4.2.1 Interactions effectives

Pour la région de masse $A = 132$ deux interactions sont utilisées dans les calculs du code Oxbash dans le cadre du modèle en couches : $KH5082$ et $CW5082$, ces deux dernières reproduisent exactement les énergies de liaisons, spectres d'excitation nucléaire et les propriétés électromagnétiques des états excités. Pour les isotones $N = 82 - 83$ en particulier l'interaction $CW5082$ est plus satisfaisante que l'interaction $KH5082$. Pour la région des isotones $N \geq 84$, surmonte beaucoup de limitations de l'interaction $CW5082$ d'où l'accord des résultats calculés avec ceux de l'expérience est désormais faible. Sur la lumière des données expérimentales récentes, l'introduction de quelques modifications sur l'interaction $CW5082$ est avérée nécessaire, cela consiste à construire une interaction phénoménologique en ajustant les éléments de matrice à deux corps. Cette méthode, en minimisant les écarts entre spectres calculés et spectres expérimentaux, permet d'obtenir une bonne description spectroscopique des noyaux.

La construction d'interactions dans le cadre du modèle en couches applicables aux noyaux à quelques nucléons de valence dans la région doublement magique ^{132}Sn a été possible grâce à la découverte des transitions β^- dans les décroissances des noyaux ^{133}Sn , ^{134}Sn ,

^{134}Sb . Ces dernières avaient offert l'opportunité de l'extension des théories établies dans la région du ^{208}Pb aux régions doublement magiques plus basses. Deux interactions ont alors été construites dans la région du ^{132}Sn . Ces différentes interactions sont extraites par modification de l'interaction trou-trou de Kuo-Herling. Ces modifications portent soit sur les énergies à une seule particule, soit sur les éléments de matrice à deux corps (TBME), soit sur les deux.

Deux types d'interactions ont alors été construits par Chou et Warburton : *KH5082* et *CW5082*. L'espace modèle utilisé pour les deux interactions est nommé *Z50N82*. Il comprend :

- 4 orbitales de la couche majeure $N = 4$ de l'oscillateur harmonique et une orbitale de $N = 5$ de parité opposée, soit $\pi(1g_{9/2}, 2d_{5/2}, 2d_{3/2}, 3s_{1/2}$ et $1h_{11/2})$.

- 5 orbitales de la couche majeure $N = 5$ de l'oscillateur harmonique et une orbitale de $N = 6$ de parité opposée, soit $\nu(1h_{9/2}, 2f_{7/2}, 2f_{5/2}, 3p_{3/2}, 3p_{1/2}$ et $1i_{13/2})$.

KH5082

Cette interaction utilise les éléments de matrice à deux corps (TBME) de l'interaction Kuo-Herling (*KH*) "bare + one particle-one hole ($1p1h$)" ou "bare G matrix + core polarization". Tous ces éléments ont été multipliés par le facteur de masse $(132/208)^{-1/3}$. Ce facteur est une estimation de la dépendance en masse de l'énergie dans la base de l'oscillateur harmonique [59].

$$\langle j_1 j_2 | V | j_3 j_4 \rangle = (132/208)^{-1/3} \left\{ k_{bare} \langle j_1 j_2 | V | j_3 j_4 \rangle_{bare} + k_{ph} \langle j_1 j_2 | V | j_3 j_4 \rangle_{ph} \right\}$$

De plus, les six éléments diagonaux neutron-neutron de $J^\pi = 0^+$ sont plus attractifs et produisent un déficit dans les énergies de liaison des états de l'interaction Kuo-Herling. Ils ont alors été réduits par le facteur 0.6. Les énergies d'une particule (spe) proton ou neutron sont prises de l'expérience.

Pour les orbitales protons, les états yrast sont supposés les états donnant les énergies *KH*. Les orbitales neutrons sont obtenues par comparaison entre les valeurs des énergies théoriques et expérimentales [59]. Ainsi l'interaction *KH5082* est construite à partir de principes fondamentaux.

CW5082

L'interaction *CW5082* est construite à partir de l'interaction *KH5082* par le remplacement des éléments de matrice à deux corps (TBME) de protons de la couche $N = 4$ à l'aide de l'interaction effective de Kruse et Wildenthal [59] dérivant d'un fit de moindre carré des énergies de liaison en prenant l'interaction delta de surface (*SDI*) comme point de départ. Les énergies de liaison des orbitales neutrons ont été réduites de 100 keV et les TBME

proton-neutron sont modifiés pour reproduire les niveaux connus de $J = 0$ et 1 du noyau ^{134}Sb (tableau 4.1).

Configuration	Etats	KH	CW
$1g_{7/2}2f_{7/2}$	0^-	-714	-678
$1g_{7/2}2f_{7/2}$	1^-	-721	-336
$2d_{5/2}2f_{7/2}$	1^-	-609	-326
$1g_{7/2}1h_{9/2}$	1^-	-561	-279
$1h_{11/2}1h_{9/2}$	1^+	-1381	-1187

Tableau (4.1) : Valeurs des TBME $\pi - \nu$ de KH et CW .

4.2.2 Effet de l'appariement nucléaire

Dans le deuxième chapitre, nous avons justifié l'approximation du champ moyen pour le système nucléaire. Il y a cependant beaucoup d'états excités non reproductibles dans le cadre des excitations de modèle en couches. Donc, il est nécessaire d'introduire des méthodes plus élaborées, qui nous permettent d'aller au-delà de cette approximation afin d'inclure et de tenir compte des corrélations entre les nucléons dans le traitement d'un système. Ces corrélations, sont responsables de l'amélioration considérable dans certains taux de transitions électromagnétiques, dans la détermination des énergies d'excitation, dans le calcul de l'énergie fondamentale, et aussi pour le traitement de mouvements collectifs de basse énergie. Ce qui permet la description des états excités vibrationnels concernant la forme du noyau. Ainsi, il est à noter que les corrélations d'appariement dans le système nucléaire sont graduellement enclenchées à travers l'augmentation progressive du nombre de nucléons de valence. Cette constatation se fait en faveur du régime corrélé dans la région de masse $A = 132$, typiquement pour des noyaux à couches ouvertes (Noyaux d'étain et de tellure par exemple).

Notre premier but est de donner une explication cohérente de la présence de l'effet d'appariement dans le système nucléaire. Cela sera fait dans cette section à travers l'utilisation d'un modèle schématique. Notre second but est de proposer une quantité directement liée au gap d'appariement. Cela sera fait dans la partie suivante grâce à des calculs quantitatifs, en incluant les corrélations d'appariement. Ensuite, il est important de comprendre dans quelle mesure le gap d'appariement est relié aux éléments de matrice du champ d'appariement. Dans ce qui suit, nous allons présenter une méthode pour l'étude des corrélations particule-particule, surtout de types (n-n) et (p-p).

4.2.3 Modifications proposées

On suppose que le cœur inerte est ^{132}Sn , dans ce cas l'espace de valence est constitué de cinq orbitales protoniques $\pi[1g_{7/2}, 2d_{5/2}, 2d_{3/2}, 3s_{1/2}, 1h_{11/2}]$: à $50 \leq Z \leq 82$ et six orbitales neutroniques $\nu[1h_{9/2}, 2f_{7/2}, 2f_{5/2}, 3p_{3/2}, 3p_{1/2}, 1i_{13/2}]$: à $82 \leq N \leq 126$, avec les énergies individuelles (*spe*) en MeV pour les π $[(-9.6629), -8.7005, -7.2233, -6.9657 \text{ et } -6.8714]$ et pour les ν $[-0.8944, -2.4553, -0.4507, -1.6016, -0.7996 \text{ et } +0.2397]$ respectivement. Les énergies individuelles de neutrons sont tirées à partir des énergies de liaison expérimentales du noyau ^{133}Sn sauf l'état $1i_{13/2}$ qui est pris à partir de la référence [60]. De même les *spe* de protons sont celles des niveaux du noyau ^{133}Sb avec l'énergie de l'état $3s_{1/2}$ obtenue par une systématique locale [59].

La modification de l'interaction *CW5082* se fait comme suit :

- On remplace toutes les énergies des particules individuelles (*spe*) des états neutroniques et protoniques dans l'interaction *CW5082* par celles déterminées expérimentalement à l'exception des deux états $\pi 3s_{1/2}$ et $\nu 1i_{13/2}$.

- Nous changeons les éléments de matrice à deux corps (*tbme*) neutron-neutron en gardant les (*tbme*) neutron-proton et proton-proton les mêmes comme ceux dans *CW5082*. On multiplie les six (*tbme*) neutron-neutron diagonaux à $J = 0^+$ par le facteur 0.48. Ce facteur est obtenu pour reproduire l'énergie de liaison expérimentale de ^{134}Sn (-6.365 MeV) de l'état fondamental.

- Nous Calculons l'énergie du gap d'appariement neutron à partir de la formule de différence de masses expérimentales :

$$\Delta_n \approx \frac{1}{2} | B(Z, N+1) - 2B(Z, N) + B(Z, N-1) |$$

Ensuite, on calcule la quantité : $2\Delta_n - E_{(CW5082)}(2^+)$, où $2\Delta_n$ correspond à l'énergie nécessaire à la brisure d'une paire de neutrons, permettant le saut d'un neutron vers l'orbitale supérieure. Puis, on soustrait cette dernière de l'élément de matrice $\langle V_{12} \rangle_{CW5082}$ de l'interaction originale *CW5082*.

Enfin, on multiplie $[\langle V_{12} \rangle_{CW5082} - (2\Delta_n - E_{(CW5082)}(2^+))]$ par un facteur de renormalisation qui vaut 0.6 proposé par Terasaki [50] pour renormaliser la réduction du gap d'appariement neutrons au-dessus de $N = 82$.

- Afin d'introduire cette valeur dans les calculs, on modifie les quatre (*tbme*) neutron-neutron, dont trois $\langle \nu 2f_{7/2} | V | \nu 2f_{7/2} \rangle^{2^+, 4^+, 6^+}$ correspondants aux états excités de ^{134}Sn issus principalement du multiplet $(\nu 2f_{7/2})^2$ aux énergies 725.6, 1073.4 et 1247.4 keV, et l'élément $\langle \nu 1h_{9/2} 2f_{7/2} | V | \nu 1h_{9/2} 2f_{7/2} \rangle^{8^+}$ pour reproduire l'énergie de l'état excité 8^+ à 2508.9 keV.

La modification a porté sur 12 éléments de matrice de l'interaction *CW5082*.

- Par la suite, nous modifions les éléments de matrice proton-proton pour le noyau ^{134}Te de configurations $J^\pi = 0^+, 2^+, 4^+, \text{ et } 6^+$ issus du multiplet $(\pi 1g_{7/2})^2$. En utilisant la même

procédure, on calcule Δ_p à partir de la formule :

$$\Delta_p \approx \frac{1}{2} | B(Z+1, N) - 2B(Z, N) + B(Z-1, N) |$$

Puis nous déterminons la quantité $2\Delta_p - E_{(CW5082)}(2^+)$, afin de déterminer :

$$[\langle V_{12} \rangle_{CW5082} - (2\Delta_p - E_{(CW5082)}(2^+))]$$

où $2\Delta_p$ correspond à l'énergie nécessaire à la brisure d'une paire de protons, permettant le saut d'un proton vers l'orbitale supérieure. Différemment au cas précédent (neutrons), on multiplie par un facteur de renormalisation de protons qui vaut 0.9 [50].

Au total, nous avons modifié 16 éléments de matrice de l'interaction originale *CW5082*. Enfin, on obtient une nouvelle interaction que l'on nomme (*DMH*).

4.3 Application aux noyaux pair-pairs avec quelques nucléons de valence

4.3.1 Noyaux pair-pairs de l'étain $\text{Sn}(Z = 50)$

✓ Le noyau ^{134}Sn a deux neutrons de valence au-delà du cœur doublement magique ($Z = 50, N = 82$), qui se placent sur la couche $\nu 2f_{7/2}$ du modèle en couches. Le spectre d'excitation de ce noyau est constitué d'un état fondamental 0^+ et de trois états excités $2^+, 4^+, 6^+$ issus de la configuration $(\nu 2f_{7/2})^2$ et d'un état excité 8^+ de configuration $(\nu 1h_{7/2}\nu 2f_{7/2})$. Les résultats obtenus sont reportés dans le tableau (4.2) et représenté sur la figure (4.1).

<u>8^+</u> <u>3154</u>		<u>8^+</u> <u>2741</u>
	<u>8^+</u> <u>2509</u>	
<u>6^+</u> <u>1924</u>		
<u>4^+</u> <u>1732</u>		
<u>2^+</u> <u>1245</u>	<u>6^+</u> <u>1247</u>	<u>6^+</u> <u>1185</u>
	<u>4^+</u> <u>1073</u>	<u>4^+</u> <u>1071</u>
	<u>2^+</u> <u>725</u>	<u>2^+</u> <u>741</u>
<u>0^+</u> <u>0</u>	<u>0^+</u> <u>0</u>	<u>0^+</u> <u>0</u>
CW5082	Exp	DMH

Figure (4.1) : Spectres énergétiques expérimentaux et calculés du noyau ^{134}Sn

<i>Etats</i>	0^+	2^+	4^+	6^+	8^+
E_{exp}	0	725.6	1073.4	1247.4	2508.9
E_{CW5082}	0	1245	1732	1924	3154
E_{DMH}	0	741	1071	1185	2741

Tableau (4.2) : Illustration des énergies d'excitation expérimentales et calculées par CW5082 et DMH du noyau ^{134}Sn

Ce tableau, regroupe les valeurs des énergies d'excitation expérimentales et calculées par les deux interactions CW5082 et DMH au moyen du code Oxbash pour le noyau ^{134}Sn .

✓ Le noyau ^{136}Sn a quatre neutrons de valence en dehors du cœur doublement magique ($Z = 50$ et $N = 82$). Ces neutrons occupent l'orbitale ($\nu 1h_{9/2}$). Pour ce noyau, il n'y a pas de données expérimentales permettant la confrontation des calculs théoriques avec ceux de l'expérience. A l'aide du code Oxbash, on a calculé les énergies du spectre d'excitation en utilisant les deux interactions CW5082 et DMH.

Le tableau (4.3), comporte les valeurs des énergies d'excitation calculées à partir des interactions CW5082 et DMH.

<i>Etats</i>	E_{CW5082}	E_{DMH}
0^+	0	0
2^+	1214	555
4^+	1806	834
6^+	2058	981
8^+	3201	1512

Tableau (4.3) : Illustration des énergies d'excitation du noyau ^{136}Sn , calculées avec les interactions CW5082 et DMH

La figure (4.2) représente la comparaison entre le spectre de ^{136}Sn calculés avec l'interaction $CW5082$ et celui calculé avec DMH .

<u>8⁺</u> <u>3201</u>	
<u>6⁺</u> <u>2058</u>	
<u>4⁺</u> <u>1806</u>	
<u>2⁺</u> <u>1214</u>	<u>8⁺</u> <u>1512</u>
 	<u>6⁺</u> <u>981</u>
 	<u>4⁺</u> <u>834</u>
 	<u>2⁺</u> <u>555</u>
<u>0⁺</u> <u>0</u>	<u>0⁺</u> <u>0</u>
CW5082	DMH

Figure (4.2) : Illustration des energies d'excitation calculees avec les deux interactions $CW5082$ et DMH

4.3.2 Noyaux pair-pairs de tellure $\text{Te}(Z = 52)$

✓ Le noyau ^{134}Te avec deux protons de valence situés sur la couche $\pi 1g_{7/2}$, possède un spectre d'excitation constitué des états suivants [39] :

$$\begin{aligned}
 (\pi 1g_{7/2})^2 &: 0^+, 2^+, 4^+, 6^+ \\
 (\pi 1g_{7/2}\pi 2d_{5/2}) &: 6^+)_2, 2^+)_2, 4^+)_2, 3^+, 5^+ \\
 (\pi 1g_{7/2}\pi 1h_{11/2}) &: 9^-, 7^-, 8^- \\
 (\pi 1g_{7/2})^2 (\nu 2f_{7/2}1h_{11/2}^{-1}) &: 8^+, 9^+, 10^+ \\
 (\pi 1g_{7/2})^2 (\nu 2f_{7/2}1d_{3/2}^{-1}) &: 10^-, 11^-
 \end{aligned}$$

Dans le tableau (4.4) ci-dessous, on reporte les valeurs des énergies d'excitation du noyau ^{134}Te calculés avec les interactions $CW5082$ et DMH .

<i>Etats</i>	E_{exp}	E_{CW5082}	E_{DMH}
0^+	0	0	0
2^+	1279	1330	1232
4^+	1576	1504	1419
6^+	1692	1703	1587

Tableau (4.4) : Illustration des énergies d'excitation expérimentales et calculées par $CW5082$ et DMH du noyau ^{134}Te

Les spectres expérimentaux et calculés sont comparés sur la figure (4.3) ci-dessous.

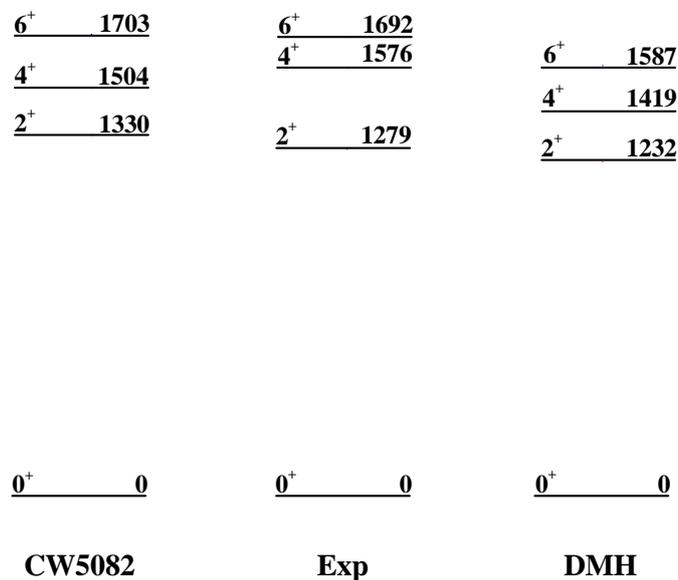


Figure (4.3) : Spectres énergétiques expérimentaux et calculés par $CW5082$ et DMH du noyau ^{134}Te

✓ Le noyau ^{136}Te a quatre nucléons de valence, dont deux protons occupant l'orbitale ($\pi 1g_{7/2}$) et deux neutrons sur l'orbitale ($\nu 1h_{9/2}$). Son spectre d'excitation est constitué des états suivants : 0^+ , 2^+ , 4^+ , 6^+ , 8^+ ...

Le tableau (4.5) résume les résultats obtenus expérimentalement et théoriquement par $CW5082$ et DMH .

<i>Etats</i>	E_{exp}	E_{CW5082}	E_{DMH}
0^+	0	0	0
2^+	607	888	670
4^+	1037	1327	1096
6^+	1383	1664	1367
8^+	2132	2556	2281

Tableau (4.5) : Illustration des énergies d'excitation expérimentales et calculées par $CW5082$ et DMH du noyau ^{136}Te

Les spectres expérimentaux et calculés sont comparés sur la figure (4.4) ci-dessous.

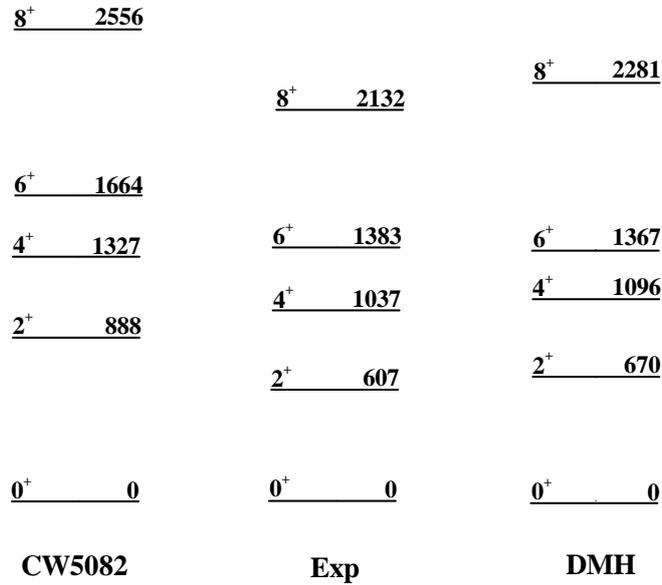


Figure (4.4) : Spectres énergétiques expérimentaux et calculés avec $CW5082$ et DMH du noyau ^{136}Te

4.4 Probabilités de transitions électriques $B(E2)$

Pour tester les fonctions d'ondes correspondantes à DMH et pour dériver les charges effectives pour cette région de masse, nous avons calculé les valeurs des $B(E2)$ pour les noyaux $^{134,136}\text{Sn}$ et $^{134,136}\text{Te}$. Les intégrales radiales $\langle j_1 | r^\lambda | j_2 \rangle$ impliquées dans le calcul des éléments de matrice de $E2$ sont déterminées à partir de la fonction d'onde radiale de l'oscillateur harmonique avec une énergie $\hbar\omega = 45A^{-1/3} - 25A^{-2/3}$. Pour l'estimation des $B(E2)$, on utilise les mêmes interactions développées dans la partie précédente.

4.4.1 Noyaux pair-pairs de l'étain Sn($Z = 50$)

Dans le tableau (4.6), les valeurs des $B(E2)$ calculées avec les deux interactions $CW5082$ et DMH , sont comparées avec celles obtenues expérimentalement par les mesures des demi-vies d'états dans les noyaux $^{134-136}\text{Sn}$ [60].

Isotope	$I_i^\pi \rightarrow I_f^\pi$	e_p^{eff}, e_n^{eff}	$B(E2)_{\text{exp}} (e^2 fm^4)$	$B(E2)_{cw5082}$	$B(E2)_{DMH}$
$^{134}_{50}\text{Sn}_{84}$	$0^+ \rightarrow 2^+$	1.47, 0.72	290	413.9	368
$^{134}_{50}\text{Sn}_{84}$	$6^+ \rightarrow 4^+$	1.47, 0.72	36	97	36.46
$^{136}_{50}\text{Sn}_{86}$	$0^+ \rightarrow 2^+$	1.47, 0.72	—	857.9	550
$^{136}_{50}\text{Sn}_{86}$	$6^+ \rightarrow 4^+$	1.47, 0.72	—	1.352	26.79

Tableau (4.6) : Illustration des valeurs de probabilités de transition $B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+)$ et $B(E2; 6^+ \rightarrow 4^+)$ expérimentales et calculées par $CW5082$ et DMH pour les isotopes pair-pairs de $^{134-136}\text{Sn}$

4.4.2 Noyaux pair-pairs de tellure Te($Z = 52$)

Le tableau (4.7), reporte les valeurs expérimentales et calculées des $B(E2)$ pour les noyaux cités au-dessus.

Isotope	$I_i^\pi \rightarrow I_f^\pi$	e_p^{eff}, e_n^{eff}	$B(E2)_{\text{exp}} (e^2 fm^4)$	$B(E2)_{cw5082}$	$B(E2)_{DMH}$
$^{134}_{52}\text{Te}_{82}$	$0^+ \rightarrow 2^+$	1.47, 0.72	960	858.4	801.5
$^{134}_{52}\text{Te}_{82}$	$6^+ \rightarrow 4^+$	1.47, 0.72	83.5	97.1	87.33
$^{136}_{52}\text{Te}_{84}$	$0^+ \rightarrow 2^+$	1.47, 0.72	1030	2989	1648
$^{136}_{52}\text{Te}_{84}$	$6^+ \rightarrow 4^+$	1.47, 0.72	—	482.7	268.2

Tableau (4.7) : Illustration des valeurs de probabilités de transition $B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+)$ et $B(E2; 6^+ \rightarrow 4^+)$ expérimentales et calculées par $CW5082$ et DMH pour les isotopes pair-pairs de $^{134-136}\text{Te}$

4.5 Discussion et comparaison

4.5.1 Synthèse

Dans le cadre de ce travail, nous avons pu exploiter deux types de noyaux de la région de masse $A = 132$ [$\text{Sn}(Z = 50)$ et $\text{Te}(Z = 52)$]. Les calculs sont réalisés en utilisant des interactions effectives $CW5082$ [13] et DMH au moyen du code Oxbash. L'interaction DMH est une version modifiée de l'interaction originale $CW5082$, les diverses corrections que nous avons introduit prennent en compte la réduction de l'énergie du gap d'appariement dans les isotones $N \geq 82$. La fonction d'onde de cet état est décrite sur la base du modèle en couches avec un mélange de configurations des états p-t du cœur. Nous avons effectué des calculs

pour rendre compte des spectres expérimentaux relatifs à ces noyaux. Nous diviserons la discussion des résultats obtenus en deux parties : Dans la première partie, nous exposerons tout d'abord les résultats de calcul des énergies d'excitation effectués avec une interaction du code Oxbash *CW5082* de l'espace modèle *Z50N82* et une interaction phénoménologique modifiée *DMH* proposée pour rendre compte de l'effet d'appariement nucléaire dans les propriétés spectroscopiques. Dans la deuxième partie, notre discussion portera sur les probabilités de transition réduites électriques $B(E2)$. Nous nous limiterons à l'étude théorique des transitions $6^+ \rightarrow 4^+$ et $0^+ \rightarrow 2^+$, afin de les confronter aux résultats expérimentaux existant. De plus, de récents travaux effectués, en utilisant le formalisme de modification, nous permettent une analyse (comparaison) critique de notre choix de l'interaction résiduelle. Afin de comprendre l'origine des irrégularités observées dans les systématiques des données expérimentales.

4.5.2 Energies d'excitation

Dans la première partie de notre étude, nous avons calculé les énergies d'excitation des isotopes pair-pair de Sn et Te avec quelques nucléons de valence. Les calculs du modèle en couches effectués avec le code Oxbash en utilisant les interactions effectives *CW5082* et *DMH*, nous ont permis de constater :

✓ Noyau de l'étain ^{134}Sn

La figure (4.1) présente la comparaison entre le spectre expérimental de ^{134}Sn et les spectres calculés avec les deux interactions *CW5082* et *DMH* dans l'espace modèle *Z50N82*, nous n'avons représenté que les niveaux de parité positive possédant un spin $J \leq 8$. On y observe clairement que les résultats obtenus par l'interaction *DMH* sont très proches de ceux de l'expérience, bien que l'accord soit meilleur pour les deux états 2^+ , 4^+ en comparaison avec les résultats obtenus par l'interaction *CW5082* qui donne des surestimations par rapport aux valeurs expérimentales, en moyenne de l'ordre de quelques centaines de *keV*. On constate, que l'interaction *DMH* rend assez bien compte des états de bas spin. En comparaison avec notre systématique expérimentale tracée au-dessus, on trouve que l'espacement $0^+ - 2^+$ est quasiment constant autour de 1.2 MeV. En comparant nos résultats (figure 4.5) obtenus par *DMH* avec d'autres travaux, comme ceux de S. Saha [61], utilisant l'interaction *S \cancel{M} N* : par une modification de l'interaction *CW5082*, on constate que les résultats sont très proches

d'où un bon accord pour les états à bas spin.

<u>8⁺</u> <u>2741</u>	<u>8⁺</u> <u>2509</u>
<u>6⁺</u> <u>1185</u>	<u>6⁺</u> <u>1247</u>
<u>4⁺</u> <u>1071</u>	<u>4⁺</u> <u>1073</u>
<u>2⁺</u> <u>741</u>	<u>2⁺</u> <u>725</u>
<u>0⁺</u> <u>0</u>	<u>0⁺</u> <u>0</u>
DMH	SMN

Figure (4.5) : Comparaison des énergies d'excitation des niveaux de bas spin, calculées avec DMH et SMN pour ^{134}Sn

✓ Noyau de l'étain ^{136}Sn

Pour le noyau ^{136}Sn ($N > 82$), aucune donnée expérimentale n'est disponible. En comparant les résultats obtenus par les interactions *CW5082* et *DMH* (figure 4.2), on observe clairement qu'avec l'interaction *CW5082*, les niveaux de bas spin et en particulier le premier niveau 2^+ est prévu trop haut en énergie par rapport à celui obtenu avec l'interaction *DMH* et par conséquent le gap $2^+ - 0^+$ est trop élevé, ce qui est en contradiction avec l'expérience. Mais avec notre interaction, on a retrouvé d'une façon rigoureuse cette réduction du gap d'où l'énergie du premier niveau 2^+ est faible.

En comparant nos résultats obtenus par *DMH* avec les résultats de S. Saha par l'interaction *SMN* (figure 4.6), on trouve un accord raisonnable dont les écarts sont mineurs. Comment expliquons-nous cette déduction ? Il est à noter que S. Saha a modifié les énergies d'excitation et par conséquent les énergies de liaison des états nucléaires, dans notre modification on a ajouté l'énergie du gap d'appariement. On sait bien que l'appariement nucléaire contribua à l'augmentation de l'énergie de liaison du noyau, et en fait, on est dans le même cadre de travail. D'après les résultats et les constatations tirées, nous avons confirmé les

limitations de l'interaction $CW5082$ pour les noyaux avec $N > 82$.

<u>8⁺</u> <u>1512</u>	<u>8⁺</u> <u>1682</u>
<u>6⁺</u> <u>981</u>	<u>6⁺</u> <u>1086</u>
<u>4⁺</u> <u>834</u>	<u>4⁺</u> <u>886</u>
<u>2⁺</u> <u>555</u>	<u>2⁺</u> <u>587</u>
<u>0⁺</u> <u>0</u>	<u>0⁺</u> <u>0</u>
DMH	SMN

Figure (4.6) : Comparaison des énergies d'excitation des niveaux de bas spin, calculées avec DMH et SMN pour ^{136}Sn

✓ Noyau de Tellure ^{134}Te

La figure (4.3) présente la comparaison entre le spectre expérimental de ^{134}Sn (2 protons de valence) et les spectres d'excitations calculés avec les deux interactions $CW5082$ et DMH . A partir de la figure (4.3), on constate que l'interaction DMH reproduit raisonnablement l'énergie du premier état excité 2^+ en comparaison avec les résultats obtenus par $CW5082$. Mais à partir de l'état excité 4^+ , l'interaction $CW5082$ reproduit plus fidèlement les énergies d'excitation en comparaison avec celles obtenues par DMH . Notre résultat théorique pour le deuxième état excité est plus bas approximativement 150 keV que la valeur expérimentale. Donc, les valeurs d'énergie théoriques sont surestimées comparé aux expérimentales pour les isotones $N = 84, 85$. Dans la figure (4.7). En comparant nos résultats obtenus par DMH avec ceux obtenus par $SMPN$, on constate que les résultats sont proches surtout pour le

premier état d'excitation 2^+ .

<u>6^+</u> <u>1587</u>	<u>6^+</u> <u>1692</u>
<u>4^+</u> <u>1419</u>	<u>4^+</u> <u>1576</u>
<u>2^+</u> <u>1232</u>	<u>2^+</u> <u>1279</u>
<u>0^+</u> <u>0</u>	<u>0^+</u> <u>0</u>
DMH	SMPN

Figure (4.7) : Comparaison des énergies d'excitation des niveaux de bas spin, calculées avec *DMH* et *SMPN* pour ^{134}Te

✓ Noyau de Tellure ^{136}Te

En ce qui concerne l'isotope ^{136}Te (figure 4.4), l'accord entre les résultats expérimentaux et calculés est meilleur, surtout ceux obtenus avec *DMH*. Pour les calculs obtenus avec *CW5082*, on remarque clairement que ces derniers surestiment les résultats expérimentaux. La figure (4.8) montre clairement que les résultats obtenus par les deux interactions sont en très bon accord.

<u>8^+</u> <u>2281</u>	<u>8^+</u> <u>2172</u>
<u>6^+</u> <u>1367</u>	<u>6^+</u> <u>1396</u>
<u>4^+</u> <u>1096</u>	<u>4^+</u> <u>1085</u>
<u>2^+</u> <u>670</u>	<u>2^+</u> <u>648</u>
<u>0^+</u> <u>0</u>	<u>0^+</u> <u>0</u>
DMH	SMPN

Figure (4.8) : Comparaison des énergies d'excitation des niveaux de bas spin, calculées avec *DMH* et *SMPN* pour ^{136}Te

4.5.3 Probabilité réduite de transition électrique $B(E2)$

Dans la deuxième partie de notre étude, nous avons calculé les probabilités réduites de transition électrique $B(E2)$ pour certains niveaux dans la limite de disponibilité des résultats expérimentaux. Nous nous limiterons à l'étude des transitions $0^+ \rightarrow 2^+$ et $6^+ \rightarrow 4^+$ pour les noyaux ^{134}Sn et $^{134-136}\text{Te}$. Pour ce qui concerne les charges effectives, on a utilisé : une charge effective de proton de $1.47e$ et $0.72e$ pour les neutrons (la valeur de la charge effective a été fixée pour reproduire la valeur expérimentale de la transition $6^+ \rightarrow 4^+$ (36 ± 7) dans ^{134}Sn). Avec ce choix des charges effectives, nous avons retrouvé des valeurs proches de celles de l'expérience.

- Pour ^{134}Sn , on a calculé $0^+ \rightarrow 2^+$ et $6^+ \rightarrow 4^+$, et nous avons obtenus les valeurs 368 et $36.46 e^2 fm^4$ respectivement avec la charge effective neutron $0.72e$. Ces valeurs reproduisent parfaitement la systématique expérimentale de $B(E2)$, ce qui confirme la validité de l'interaction *DMH*. De même, si nous voulons faire une comparaison avec ce que donne l'interaction *SMN* de S. Saha 366 et $37e^2 fm^4$ [61] respectivement, on remarque que l'accord est excellent.

- Pour reproduire la valeur de $B(E2)$ de la transition $6^+ \rightarrow 4^+$ de ^{134}Te , il est trouvé que la charge effective proton doit être $1.47e$. Avec cette valeur de la charge effective, nous avons calculé les valeurs de $B(E2)$ des transitions $0^+ \rightarrow 2^+$ et $6^+ \rightarrow 4^+$, et on a obtenu 801.5 et $87.33 e^2 fm^4$ pour chaque une des transitions respectivement. Les valeurs expérimentales des deux transitions sont 960 et $83.5 e^2 fm^4$. A travers ces données et en comparaison avec nos calculs, on peut dire que l'accord est très bon, plus particulièrement pour la transition $6^+ \rightarrow 4^+$ d'où la vérification de la charge effective protonique choisie. De même, S. Saha a calculé les $B(E2)$ de ces deux transitions avec la même charge effective proton, elle a obtenue les résultats suivants 869 et 100.2 respectivement. En comparaison avec les données expérimentales, on peut dire que l'interaction *SMN* reproduit la valeur $B(E2)$ de la transition $6^+ \rightarrow 4^+$ mieux que l'interaction *DMH* et vis-versa pour la transition $0^+ \rightarrow 2^+$.

- Pour le ^{136}Te , si on prend la charge effective proton $e_{eff}(p) = 1.47e$ à partir du ^{134}Te , et la charge effective neutron $e_{eff}(n) = 0.72e$ à partir du ^{134}Sn , on trouve pour la transition $0^+ \rightarrow 2^+$ la valeur $1648e^2 fm^4$. Expérimentalement, pour la même transition sa correspond la valeur $1030e^2 fm^4$, on constate que l'accord est faible, donc pour le ^{136}Te avec 4 protons de valence l'interaction *DMH* limitée, il faut penser à changer ou modifier les charges effectives. En comparaison, la valeur obtenue par S. Saha $2165e^2 fm^4$ surestime l'expérience.

Conclusion

Dans ce mémoire, le travail proposé porte sur l'étude théorique de quelques propriétés physiques de noyaux pair-pairs au voisinage de la masse $A = 132$. L'objectif est de tracer une systématique globale déterminant les particularités de cette région de masse. Nous avons essayé de comprendre ce qui régissait certaines anomalies dans les propriétés spectrales des noyaux supposés constitués d'un cœur inerte doublement magique, noyau ^{132}Sn ($Z = 50, N = 82$) avec quelques nucléons de valence. Nous avons rappelé le lien existant entre le choix de l'interaction effective et la rigueur des résultats qu'elle peut apporter en comparaison avec l'expérience. Afin d'améliorer la robustesse des interactions effectives, de nombreuses modifications ont été proposées dans la littérature, comme celles de S. Saha pour l'interaction CW5082, A. Korgul pour l'interaction KH5082 et J. Shergur pour l'interaction KHHE. Ces modifications sont faites pour reproduire les résultats expérimentaux, elles prennent pour base :

- L'espace modèle de la région de l'étain.
- Les énergies expérimentales de la particule individuelle (spe).
- Les éléments de matrice à deux corps (tbme).

Dans cette directive, nous avons proposé quelques modifications pour construire une interaction effective ajustable à partir de l'interaction CW5082, qu'on a nommée DMH. Avec cette nouvelle interaction modifiée nous avons calculés les énergies d'excitation et les probabilités réduites de transition électrique $B(E2)$ pour quelques isotopes pair-pairs de Sn et Te. Les calculs ont été faits au moyen du code Oxbash dans le cadre du modèle en couches. A partir des résultats obtenus, on a constaté que :

- Le spectre énergétique du noyau ^{134}Sn est bien reproduit par l'interaction DMH, particulièrement pour les énergies des deux premiers états excités $2^+, 4^+$.
- Pour les isotopes $^{134-136}\text{Te}$, les spectres énergétiques obtenus sont bien reproduits en comparaison avec les spectres expérimentaux.
- Pour les valeurs des $B(E2)$ calculées pour ^{134}Sn correspondant aux transitions $0^+ \rightarrow 2^+$ et $6^+ \rightarrow 4^+$, nous avons obtenu de bons résultats avec des charges effectives $0.72e$ et $1.41e$ pour neutron, proton respectivement.
- Pour les transitions $0^+ \rightarrow 2^+$ et $6^+ \rightarrow 4^+$ de ^{134}Te , les valeurs calculées sont en accord avec l'expérience.
- La transition $0^+ \rightarrow 2^+$ de ^{136}Te calculée surestime le résultat expérimental.

En conclusion, nous pensons avoir apporté avec ce travail un ingrédient important pour les calculs de structure nucléaire dans l'interaction résiduelle. Celle-ci a un rôle essentiel en spectroscopie des noyaux pair-pairs par la prise en considération de l'effet d'appariement.

Références

- [1] I. Fadi, Mémoire d'habilitation, Université de Paris XI (2005).
- [2] M. Epherre, Cours de l'école Joliot-Curie de Physique Nucléaire, IN2P3-CNRS, p163 (1983).
- [3] A. Hürstel, Thèse de Doctorat, Université Louis Pasteur de Strasbourg (2002).
- [4] M. Meyer, Cours de l'école Joliot-Curie de Physique Nucléaire, IN2P3-CNRS, p246 (1983).
- [5] P. J. Brussard and P. W. M. Glaudemans, Shell-Model Applications in Nuclear Spectroscopy, Ed. NHPC, 1977.
- [7] C. L. Willain, Cours de l'école Joliot-Curie de Physique Nucléaire, IN2P3-CNRS, p35 (1999).
- [8] J. Y. Zhang et al., Phys. Rev. C58, 5 (1998).
- [9] O. Sorlin, Mémoire d'habilitation, Université de Caen (2005).
- [6] I. Matea, Thèse de Doctorat, Université de Caen (2003).
- [10] J. Meyer, Cours de l'école Joliot-Curie de Physique Nucléaire, IN2P3-CNRS, p76 (2000).
- [11] A. Rabhi, Thèse de Doctorat, Université Claude Bernard Lyon1 (2002).
- [12] T. Duguet, Thèse de Doctorat, Université de Paris XI (2003).
- [13] J. L. Hwang, Chinese. J. Phys. 3, 1 (1965).
- [14] L. Valentin, "Physique Subatomique : Noyaux et Particules" VI. Ed. OPU, 1987.
- [15] E. Khan, Mémoire d'habilitation, Université d'Orsay, France (2005).
- [16] L. Valentin, "Physique Subatomique : Noyaux et Particules" VII. Ed. OPU, 1987.
- [17] E. Ha and D. Cha, Phys. Rev. C75, 057304 (2007).
- [18] V. Zelevinsky et al., Nucl. Phys. A752, 325c (2005).
- [19] V. Zelevinsky et al., Nucl. Phys. A752, 325c (2005).
- [20] S. A. Fayans et al., Jetp Lett. 68, 4, 276 (1998).
- [21] G. E. Brown, "Unified theory of nuclear models". Ed. NHPC, 1964.
- [22] D. J. Dean and M. H. Jensen, Rev. Mod. Phys. 75, 607 (2003).
- [23] M. Baldo et al., Nucl. Phys. A749, 42c (2005).
- [24] H. Zhang et al., Eur. Phys. J. A30, 519 (2006).
- [25] A. Belic et al., Nucl. Phys. A731, 381 (2004).
- [26] J. M. Eisenberg and W. Greiner, "Microscopic theory of the nucleus" V3. Ed. NHPC, 1972.
- [27] V. Zelevinsky et al., xxx.arxiv.org, arXiv-nucl. th/0303010 (2003).
- [28] J. L. Basdevant et al., "Energie nucléaire". Ed. Ecole Polytechnique Palaiseau, (2002).
- [29] W. E. Meyerhof, "Eléments de physique nucléaire". Ed. Dunod, 1970.
- [30] http://lpsc.in2p3.fr/rapportactivites/ra0405/Hadrons_StructNucl.pdf
- [31] A. Holt, Nucl.Phys. A634, 41 (1998).

- [32] L. Coraggio et al., Phys. Rev. C65, 051306 (2002).
- [33] F. Majeed, Acta. Phys. Polon. B37, 2851 (2006).
- [34] A. Gargano et al., Eur. Phys. J. A20, 103 (2004).
- [35] <http://www.ganil.fr/theorie/vision/exotiques.html>.
- [36] A. Korgul et al., Phys. Rev. C64, 021302 (2001).
- [37] L. Gaudefroy, Thèse de Doctorat, Université de Paris XI Orsay (2005).
- [38] K. L. Kratz et al., Eur. Phys. J. A25, 633 (2005).
- [39] F. Montes et al., Nucl. Phys. A758, 643c (2005).
- [40] O. Perru, Thèse de Doctorat, Université de Paris XI Orsay (2004).
- [41] V. F. Youmbi, Thèse de Doctorat, Université de Paris XI Orsay (1996).
- [42] G. Audi et al., Nucl. Phys. A729, 337 (2003).
- [43] A. Boulal et al., Rencontre Franco-Marocaine de Physique Nucléaire, El Jadida 10-13 mars (1999).
- [44] B. E. Tomlin, Doctorat Thesis, Michigan State University (2006).
- [45] D. J. Dean et al., Prog. Part. Nucl. Phys. 53, 419 (2004).
- [46] M. H. Jensen, xxx.arxiv.org, arXiv-nucl. th/9811101 (1998).
- [47] T. Engeland et al, Nucl. Phys. A701, 416c (2005).
- [48] A. Ansari and P. Ring, Phys. Rev. C 74, 054313 (2006).
- [49] B. Blank, Nucl. Phys. News, V10, 4, 20 (2000).
- [50] J. Terasaki et al., Phys. Rev. C66, 054313 (2002).
- [51] R. O. Hughes et al., Phys. Rev. C69, 051303 (2004).
- [52] E. Clement, Thèse de Doctorat, Université de Paris XI Orsay (2005).
- [53] J. R. Beene et al., Nucl. Phys. A746, 471c (2004).
- [54] B. A. Brown et al., Phys. Rev. C71, 044317 (2005).
- [55] J. Terasaki, Nucl. Phys. A746, 583c (2005).
- [56] R. Broda et al., Phys. Rev. 68, 11 (1992).
- [57] J. A. Pinston, J. Phys. G : Nucl. Part. Phys. 30, R57-R82 (2004).
- [58] E. Caurrier et al., Rev. Mod. Phys. 77, 427 (2005).
- [59] W. Urban et al., Eur. Phys. J. A5, 239 (1999).
- [60] S. Sarkar and M. S. Saha, Phys. Rev. C64, 014312 (2001).
- [61] S. Sarkar and M. S. Saha, Eur. Phys. J. A21, 61 (2004).
- [62] A. Banu, Doctorat Thesis, Johannes Gutenberg University (2005).
- [63] A. Banu et al., Phys. Rev. C72, 061305 (2005).

Résumé :

Ce travail est consacré à l'étude des noyaux pair-pairs riches en neutrons dans la région de masse $A=132$. Nous avons essayé de comprendre l'origine de certaines irrégularités dans les systématiques des données expérimentales des noyaux de l'étain Sn ($Z=50$) et de tellure Te ($Z=52$).

Notre objectif principal porte la reproduction de certaines propriétés spectroscopiques : énergies d'excitation et probabilités réduites de transition électrique $B(E2)$ des noyaux cités ci-dessus en utilisant le modèle en couche corrigé par l'introduction des corrélations de "pairing" entre particules identiques (n-n et p-p). Dans ce cadre nous avons utilisé l'interaction CW5082 comme point de départ dans nos calculs en introduisant certaines modifications sur les énergies de particule individuelle (spe) et les éléments de matrice à deux corps (tbme) dans l'espace modèle (π : $1g_{7/2}, 2d_{5/2}, 2d_{3/2}, 3s_{1/2}, 1h_{11/2}$; ν : $1h_{9/2}, 2f_{7/2}, 2f_{5/2}, 3p_{3/2}, 3p_{1/2}, 1i_{13/2}$).

Les résultats obtenus, au moyen du code Oxbash dans le cadre du modèle en couches avec cette nouvelle interaction modifiée dite DMH, montrent des améliorations remarquables dans la rigueur des prédictions théoriques, en comparaison avec les données expérimentales disponibles, concernant les premiers niveaux d'excitation et les probabilités réduites de transition $B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+)$ et $B(E2; 6^+ \rightarrow 4^+)$ des noyaux ^{134}Sn et $^{134-136}\text{Te}$.

Mots clés :

Modèles en couches, Code Oxbash, Corrélations d'appariement, Interactions CW5082 et DMH, Énergies d'excitation, Probabilités de transition $B(E2)$, Charges effectives.

Abstract :

This work is consecrated to study even-even neutron rich nuclei in the $A=132$ mass region. We have attempted for understanding the origin on the systematic of the experimental data of Tin Sn ($Z= 50$) and Tellurium Te ($Z= 52$) nuclei.

Our principal aim carries to reproduce some spectroscopic proprieties: excited energies and reduced probabilities of electric transition $B(E2)$ of motioned nuclei above using the shell model modified by introduction of "pairing" correlation between identical particles (n-n and p-p). In the framework, well have used CW5082 interaction as starting point, in our calculations by introducing some modifications on singles particles energies (spe) and two body matrix elements (tbme) in the space model (π : $1g_{7/2}, 2d_{5/2}, 2d_{3/2}, 3s_{1/2}, 1h_{11/2}$; ν : $1h_{9/2}, 2f_{7/2}, 2f_{5/2}, 3p_{3/2}, 3p_{1/2}, 1i_{13/2}$).

The obtained results, using the shell model Oxbash code with this new modified interaction called DMH, show remarkable improvement in the rigour theoretical predictions, by comparison with the available experimental data, concerning the first excited levels and reduced probabilities $B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+)$ and $B(E2; 6^+ \rightarrow 4^+)$ of ^{134}Sn and $^{134-136}\text{Te}$ nuclei.

Key words: Shell model, Oxbash code, Pairing correlations, Interactions CW5082 DMH, Probability $B(E2)$, Effectives charges.

ملخص :

هذا العمل مكرس لدراسة الأنوية زوج-زوجية الغنية بالنيوترونات في المنطقة الكتلية $A=132$. لقد حاولنا فهم أصل بعض التناقضات في القواعد المنهجية التجريبية لأنوية القصدير $Sn(Z=50)$ و التيلير $Te(Z=52)$.

هدفنا الأساسي يتمثل في إعادة استخراج بعض الخصائص المطيافية : طاقات الإثارة و الاحتمالات المختزلة للانتقالات الكهربائية للأنوية المذكورة أعلاه، باستعمال النموذج الطبقي المعدل بإدخال التبادلات بين الجزيئات المتماثلة (ن-ن و ب-ب). في هذا الإطار استعملنا التفاعل CW5082 كنقطة انطلاق في الحسابات بإدخال بعض التعديلات على طاقات الجسيم الوحيد و عناصر المصفوفة لجسمين في الفضاء النموذجي :

$$(1i_{13/2}, 3p_{1/2}, 3p_{3/2}, 2f_{5/2}, 2f_{7/2}, 1h_{9/2}; v; 1h_{11/2}, 3s_{1/2}, 2d_{3/2}, 2d_{5/2}, 1g_{7/2}; \pi)$$

النتائج المحصل عليها بواسطة البرنامج Oxbash للبنية النووية مع هذا التفاعل المعدل المسمى DMH، أعطى تحسينات ملحوظة في دقة التنبؤات النظرية بالمقارنة مع المعلومات التجريبية المتوفرة، فيما يخص طاقات الإثارة و الاحتمالات المختزلة للانتقالات الكهربائية $B(E2; 6^+ \rightarrow 4^+)$ و $B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+)$ للأنوية ^{134}Sn و $^{134-136}T$.

الكلمات المفتاحية : النموذج الطبقي، البرنامج Oxbash، الارتباطات الزوجية، التفاعلات CW5082 و DMH، طاقات الإثارة، احتمالات الانتقال، الشحن الفعالة.