

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

MINISTERE 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

RAYONNEMENTS ET APPLICATIONS

Par

KHITER Meriem

*Etude des transitions nucléaires de basses énergies dans les
noyaux de $A=136$: Implication astrophysique*

SOUTENU LE : 25 / 06 / 2012

Devant le jury :

Président : L. GUECHI

Prof. Univ. Mentouri Constantine

Rapporteur : F. BENRACHI

Prof. Univ. Mentouri Constantine

Examineur : O. BENABBES-SAHLI

Prof. Univ. Mentouri Constantine

M. RAMDHANE

Prof. Univ. Grenoble

A. BOUCENNA

Prof. Univ. Setif

Remerciement

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, sous la direction de M^{me} F. Benrachi, professeur à l'université Mentouri Constantine.

En premier lieu, Je tiens à remercier, M^{me} F. Benrachi, pour l'encadrement, la compétence avec laquelle elle a suivi ce travail. Je la remercie du fond du cœur pour sa gentillesse et son grand cœur, qui m'ont fait sentir le bien être au cours de la préparation de ce travail. Merci pour tout.

Mes remerciements les plus profonds vont à M^r L. Guechi, professeur à l'université Mentouri Constantine pour avoir accepté de juger ce travail et de l'avoir présidé.

Je voudrais remercier sincèrement M^{me} O. Benabbes-Sahli, professeur à l'université Mentouri Constantine, M. Ramdhane professeur à l'université de Grenoble et M^r A. Boucenna professeur à l'université de Sétif pour avoir accepté d'examiner ce travail et de faire partie du jury.

Je voudrais maintenant témoigner ma profonde gratitude à mes parents sans qui je ne serais jamais parvenue jusqu'ici, ils m'ont toujours encouragé et donné les moyens de réussir.

Je remercie tous mes collègues et les membres de notre laboratoire.

TABLE DES MATIÈRES

TABLE DES MATIÈRES	<i>i</i>
--------------------------	----------

INTRODUCTION GÉNÉRALE.....	1
----------------------------	----------

PARTIE A : CADRE THEORIQUE

Chapitre I : MODELES EN STRUCTURE NUCLEAIRE	3
--	----------

Introduction	3
--------------------	---

I.1. Modélisation du noyau	3
----------------------------------	---

I.1.1. Le modèle en couches sphériques	3
--	---

I.1.2. Modèle en couches déformée de Nilsson.....	6
---	---

I.1.3. Méthodes auto-consistantes de type Hartree-Fock	8
--	---

Chapitre II : TRANSITIONS ELECTROMAGNETIQUES	11
---	-----------

Introduction	11
--------------------	----

II.1. Règles de sélection des transitions électromagnétiques.....	11
---	----

II.2. Probabilité de transition et duré de vie.....	12
---	----

II.3. Charges effectives	15
--------------------------------	----

II.4. Éléments de matrice de la particule individuelle des opérateurs multipolaires	17
---	----

II.5. Moments multipolaires électromagnétiques.....	18
---	----

Chapitre III : DESINTEGRATIONS BETAS.....	20
--	-----------

Introduction	20
--------------------	----

III.1. Propriétés générales de désintégration bêta	21
--	----

III.2. Règles de selection des transitions béta permises	25
--	----

III.3. Les probabilités de transition et les valeurs réduites de ft	26
---	----

III.4. Le facteur d'espace de phase	28
---	----

PARTIE B : REGION DE ^{132}SN ET CALCULS SPECTROSCOPIQUES

Chapitre IV : REGION DE ^{132}SN.....	31
--	-----------

Introduction	31
--------------------	----

IV.1. Intérêt en structure nucléaire	32
--	----

IV.2. Intérêt en astrophysique	33
--------------------------------------	----

IV.3. Les informations expérimentales sur les noyaux du processus r.....	35
--	----

Chapitre V : CALCULS SPECTROSCOPIQUES	38
--	-----------

Introduction	38
--------------------	----

V.1.	Rappels sur le code Oxbash	39
V.2.	Rappels sur les interactions effectives de la région de l'étain.....	39
V.3.	Etude des noyaux de masse A=136 à quatre nucléons de valence.....	42
V.3.1.	Les spectres en énergies d'excitation	42
V.3.2.	Systematique sur les isobares pair-pairs.....	47
V.3.3.	La désintégration β de ^{136}Sn	59
V.4.	Discussion des résultats.....	64
CONCLUSION GÉNÉRALE		69
RÉFÉRENCES		71
RÉSUMÉ.....	
ABSTRACT
ملخص.....	

INTRODUCTION GENERALE

Depuis près de cinquante ans, la production et l'étude des noyaux radioactifs mobilisent d'importants moyens humains et technologiques. Le champ d'investigation des physiciens nucléaires s'en trouve considérablement élargi, tant du côté des noyaux riches en neutrons que des riches en protons. Pour comprendre comment de tels noyaux peuvent coexister avec ceux présents dans la nature, il est nécessaire d'étudier à la fois leurs structures et leurs modes de désintégration. 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. 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. Afin d'étudier les noyaux situés aux limites de la stabilité, les propriétés radioactives de ces entités qui évoluent spontanément vers un état d'énergie minimale restent un outil de choix. La décroissance β , processus isobarique faisant intervenir l'interaction faible et au cours duquel le nombre Z de protons est modifié de plus ou moins une unité, autorise l'étude, à basse énergie d'excitation et à bas moment angulaire, des effets liés aux nombres de protons et de neutrons au sein du noyau. Les informations fondamentales obtenues sur les configurations des états impliqués dans ce type de décroissance permettent notamment d'apprécier l'évolution des interactions effectives introduites dans les modèles en fonction du degré d'isospin et d'affiner de cette manière la nature prédictive de ces théories.

Les noyaux riches en neutrons dans la région de masse 132 sont de « bons » candidats pour de telles études. En effet, même s'ils sont assez difficiles à produire à cause de leur « exotisme ». L'étude spectroscopique de ces isotopes permet de compléter et de préciser les quelques informations connues à l'heure actuelle et ainsi d'établir un premier jeu de données. La connaissance de ces noyaux s'avère très importante.

Ce travail de thèse porte sur l'étude spectroscopique des noyaux pair-pairs et impair-impairs riches en neutrons de nombre de masse $A = 136$ au voisinage de la région du noyau doublement magique ^{132}Sn . Afin de reproduire les données expérimentales et de prévoir de nouvelles informations sur ce type de noyaux, nous avons utilisés des interactions ayant été développées dans la littérature pour cette région.

Ce mémoire se compose de deux parties principales :

La première partie est divisée en trois chapitres. Le premier chapitre est consacré à un rappel sur les modèles en structure nucléaire. Dans le deuxième chapitre, nous présentons tous les aspects

Introduction générale

concernant les transitions électromagnétiques et les moments multipolaires associés. Les aspects de la désintégration bêta et les transitions Gamow-Teller sont rappelées dans le troisième.

Dans la deuxième partie qui est divisée en deux chapitres. Le premier décrit la région de ^{132}Sn et ses intérêts en structure nucléaire et en astrophysique. Le deuxième chapitre comporte nos calculs des énergies d'excitation, des probabilités réduites de transitions électromagnétiques, des fonctions d'onde et des moments multipolaires pour les noyaux à quatre nucléons de valence pair-pairs et impair-impairs de masse $A = 136$ dans la région de l'étain. ^{136}Sn est un noyau important du 'point d'attente' dans le processus-r, permettant de conduire le flux neutron au delà du pic $A \approx 130$, nous avons alors étudiée l'évolution de sa demi-vie et de son taux de transition par décroissance beta en fonction de la température. Ces calculs sont faits au moyen du code de structure nucléaire Oxbash sur la base d'interactions effectives. Les résultats obtenus sont comparés à ceux de la littérature.

Chapitre I

MODELES EN STRUCTURE NUCLEAIRE

Introduction

L'étude de la structure nucléaire tourne autour de deux problèmes principaux. Premièrement, on espère comprendre les propriétés des forces responsables de la cohésion du noyau. Deuxièmement, on essaye de décrire le comportement des systèmes à plusieurs particules. Pour cela, on fait appel à différents modèles. Certains décrivent les aspects dynamiques (vibration, rotation du noyau en présence du champ extérieur créé par une cible), d'autres fournissent une vision complète de la structure du noyau. Les modèles utilisés sont plus ou moins élaborés: il y a ceux qui partent d'interactions microscopiques, et ceux phénoménologiques qui ont juste pour but de fournir une interprétation simple. Le but ultime est bien sûr de décrire le plus complètement possible tous les aspects de tous les noyaux qu'on est susceptible de créer.

I.1. Modélisation du noyau

Le noyau atomique est composé de A nucléons (Z protons et N neutrons). Ces particules ayant un spin $(1/2)\hbar$ sont des fermions et obéissent donc au principe d'exclusion de Pauli. Ils sont soumis à l'interaction forte, interaction nucléaire qui a une portée de l'ordre du fermi, et à l'interaction coulombienne qui est à longue portée. Les noyaux étant des systèmes quantiques, leur structure à basse énergie est caractérisée par des niveaux discrets d'énergie. Chaque niveau est caractérisé par une largeur associée aux différentes probabilités de voies de désexcitation:

$$\Gamma_i = \frac{\hbar}{\tau_i} \quad (\text{I.1})$$

où \hbar est la constante réduite de Planck et τ_i est le temps de vie partiel du niveau par rapport à un type de désexcitation donnée i . La largeur totale est la somme des largeurs partielles. D'autres grandeurs physiques sont indispensables mais pas suffisantes pour décrire un état excité dans un noyau : son spin I , sa parité π , son moment magnétique μ et son moment quadripolaire Q .

I.1.1. Le modèle en couches des noyaux sphériques

Le modèle en couches a été introduit pour expliquer les régularités des propriétés nucléaires associées aux nombres magiques. Ce modèle a eu des progrès quantitatifs et qualitatifs pour la compréhension de la structure des noyaux le long de la ligne de stabilité en utilisant de nouvelles

interactions effectives disponibles qui sont les fruits de plusieurs travaux réalisés pour interpréter et décrire les différents phénomènes et résultats expérimentaux. En effet, dans les années 40, les énergies de séparation neutron ou proton 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 Meyer et Jensen à proposer le modèle en couches sphériques comparable au modèle atomique mais majorer d'une interaction forte spin-orbite. Plusieurs propriétés nucléaires ont pu être interprétées, en supposant que les nucléons individuels se déplacent indépendamment dans un potentiel moyen défini par l'interaction avec les autres nucléons.

$$\hat{H}\psi(1,\dots,A) = E\psi(1,\dots,A) \quad (\text{I.2})$$

L'hamiltonien H peut être modifié par l'ajout et la soustraction du terme $U = \sum_{i=1}^A U_i$ qui est le potentiel moyen créé par les A nucléons. Il s'écrirait sous la nouvelle forme :

$$\begin{aligned} \hat{H} &= \left\{ \sum_{i=1}^A (\hat{T}_i + \hat{U}_i) \right\} + \left\{ \sum_{i,j}^A v_{i,j} - \sum_{i=1}^A \hat{U}_i \right\} \\ &= \hat{H}^0 + \hat{H}^1 \\ &= \sum_{i=1}^A \hat{h}_i^0 + \sum_{i=1}^A \hat{h}_i^1 \end{aligned} \quad (\text{I.3})$$

L'hamiltonien \hat{H}^0 reflète alors le mouvement indépendant de l'ensemble 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 observés en Z et/ou N: 2, 8, 20, 28, 50, 82 et 126.

La séquence des nombres magiques est bien reproduite en considérant un développement de Taylor du potentiel *Woods-Saxon* au voisinage de l'origine:

$$U(r) = -\frac{U_0}{1 + e^{\frac{r-R}{a_0}}} \quad (\text{I.4})$$

Les paramètres du potentiel $U(r)$ sont la profondeur du puits dont la valeur typique est $U_0 = +50 \text{ MeV}$, le rayon du noyau donné par $R = r_0 A^{1/3}$ où le rayon réduit r_0 a une valeur typique de 1.2 fm et la diffusivité a de l'ordre de 0.7 fm . On obtient alors au deuxième ordre, le potentiel de l'oscillateur harmonique (O.H), avec lequel seul les niveaux énergétiques seraient dégénérés.

$$U(r) = -U_0 + \frac{1}{2} m \omega^2 r^2 \quad \text{avec} \quad \omega = \sqrt{2U_0 / mR^2} \quad (\text{I.5})$$

Cette dégénérescence est levée si le terme du quatrième ordre traduisant l'effet du moment angulaire orbital est pris en compte et l'interaction Spin-Orbite fortement attractive est introduite. L'expression du potentiel devient :

$$U(r) = -U_0 + \frac{1}{2}mr^2\omega^2 + a l^2 - f(r)\vec{l}^2 \cdot \vec{s} \quad (I.6)$$

L'énergie d'un niveau (nlj) peut être calculée par la relation:

$$E_{nlj} = -U_0 + \hbar\omega\left(N + \frac{3}{2}\right) - a\hbar^2 l(l+1) - \frac{1}{2}f(r)\hbar^2\left[j(j+1) - l(l+1) - \frac{3}{4}\right] \quad (I.7)$$

À ce niveau, on obtient une dégénérescence des niveaux en 2j+1. La figure (I.1) représente les niveaux d'énergie selon le modèle en couches sphériques.

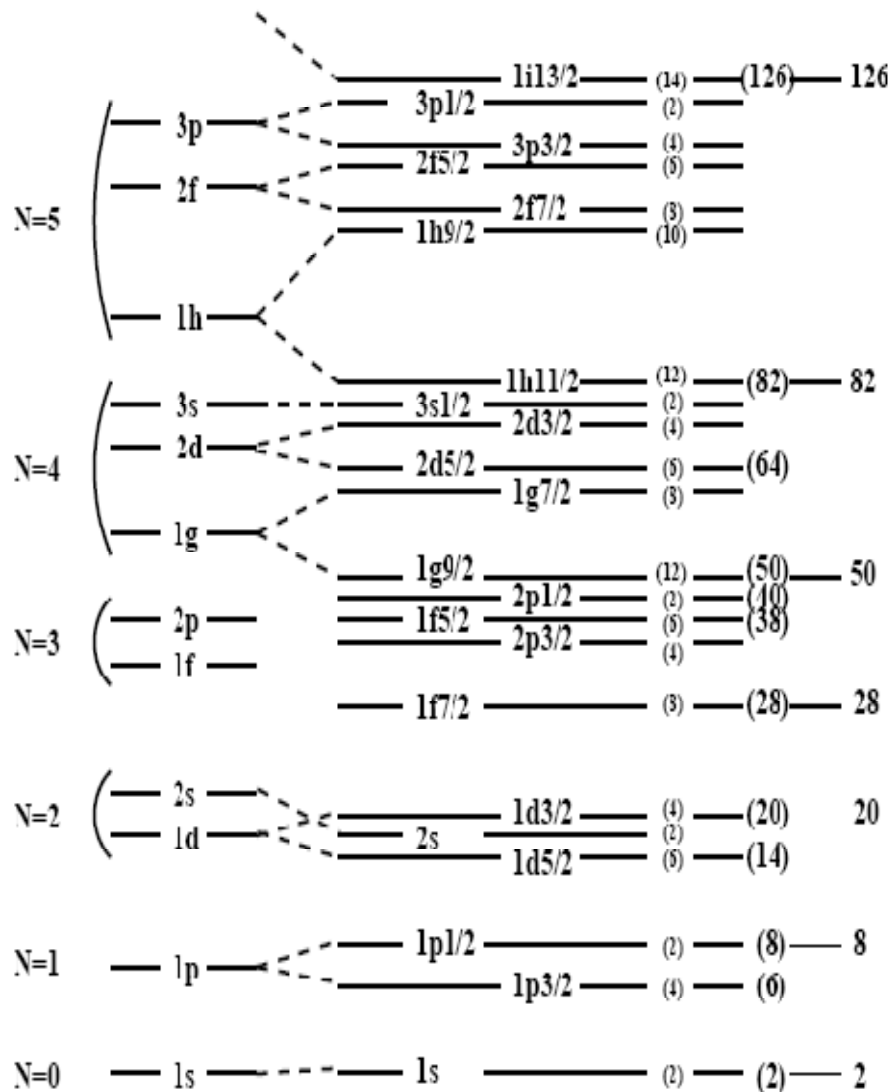


Figure I. 1 : Niveaux d'énergie selon le modèle en couches selon (I.7). Les nombres à droite et à gauche représentent, respectivement, les nombres magiques, et les fermetures de couches de l'O.H.

I.1.2. Modèle en couches des noyaux déformées de Nilsson

Afin de minimiser leur énergie, les noyaux peuvent se déformer sous l'influence des nucléons occupant les orbitales non remplies. La surface du noyau peut être paramétrisée à l'aide des harmoniques sphériques $Y_{\lambda\mu}(\theta, \varphi)$ suivant la relation:

$$R(\theta, \varphi) = R_0 \left[1 + \sum_{\lambda=1}^{\infty} \sum_{\mu=-\lambda}^{\lambda} \alpha_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu}(\theta, \varphi) \right] \quad (\text{I.8})$$

Le potentiel s'écrirait alors sous cette forme :

$$U(R, \theta, \varphi) = -U_0 \left[1 + \exp\left(\frac{r - R(\theta, \varphi)}{a(\theta, \varphi)}\right) \right]^{-1} \quad (\text{I.9})$$

Pour $\lambda=0$, le noyau est sphérique ; $\lambda=1$ correspond à une translation du centre de masse du noyau ; $\lambda=2$ décrit la déformation quadrupolaire ; $\lambda=3$ représente une déformation octupolaire (la forme d'une poire), etc

Pour généraliser l'approche du champ moyen aux noyaux déformés ayant une symétrie axiale, Nilsson a introduit un potentiel moyen dit potentiel de l'oscillateur harmonique anisotrope. Sa particularité réside dans le fait que le potentiel de l'oscillateur harmonique isotrope est remplacé par un potentiel à symétrie axiale. Le potentiel total comprendra en plus un terme de couplage spin-orbite et un terme en l^2 pour reproduire les effets de bord. L'hamiltonien de Nilsson aura la forme :

$$H = -\frac{\hbar^2}{2\mu} \nabla^2 + \frac{\mu}{2} \left[\omega_{\perp} (x^2 + y^2) + \omega_{\parallel} z^2 \right] + C \vec{l} \vec{s} + D \left(\vec{l}^2 - \langle \vec{l}^2 \rangle_N \right) \quad (\text{I.10})$$

où $\mu = m(A-1)/A$ est la masse réduite de la particule relative, m étant la masse du nucléon libre. Nilsson avait paramétré les fréquences en tenant compte de la condition de conservation du volume nucléaire et en introduisant un paramètre de déformation δ . Il obtint alors les relations :

$$\left\{ \begin{array}{l} \omega_{\perp}^2 = \omega_x^2 = \omega_y^2 = \omega_0^2 \left(1 + \frac{2}{3} \delta \right) \\ \omega_{\parallel}^2 = \omega_0^2 \left(1 - \frac{4}{3} \delta \right) \\ \delta = \frac{\omega_{\perp} - \omega_{\parallel}}{\omega_0} \end{array} \right. \quad (\text{I.11})$$

La conservation du volume nucléaire permet de déduire la pulsation l'oscillateur déformé $\omega(\delta)$ en fonction de la pulsation de l'oscillateur harmonique sphérique ω_0^0 :

$$\omega_0(\delta) = \omega_0^0 \left[1 - \frac{4}{3} \delta^2 - \frac{16}{27} \delta^3 \right]^{-1/6} \quad (\text{I.12})$$

Le paramètre de déformation δ est relié au paramètre β par la relation $\delta \approx 0.95\beta$.

La résolution de l'équation (I.2) avec (I.9) donne la relation suivante pour l'énergie:

$$\begin{aligned} E_d(n_z, n_\rho, \Lambda) &= \sum_{i=x,y,z} \hbar \omega_i \left(n_i + \frac{1}{2} \right) \\ &= \hbar \omega_{II} \left(n_z + \frac{1}{2} \right) + \hbar \frac{1}{2} \omega_{\perp} (2n_\rho + \Lambda + 1) \\ &= \hbar \omega_0^0 \left[\left(N + \frac{3}{2} \right) + \delta \left(\frac{N}{3} - n_{II} \right) \right] \end{aligned} \quad (\text{I.13})$$

où $N = n_x + n_y + n_z = n_z + 2n_\rho + \Lambda$

- 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 la fonction d'onde qui vérifie : $\pi = (-1)^N = (-1)^l$.

Le schéma de leur couplage est représenté dans la figure (I.2).

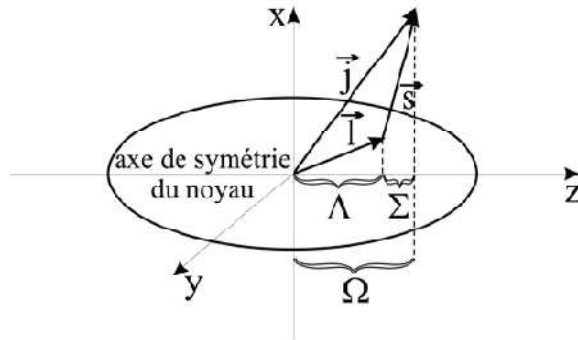


Figure 1.2 : Schéma du couplage du moment angulaire, $\vec{j} = \vec{l} + \vec{s}$ d'une particule.

Les projections de \vec{j} , \vec{l} et \vec{s} sur l'axe de symétrie sont respectivement Ω , Λ et Σ .

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 . Pour reproduire le comportement des noyaux déformés, il est également possible d'introduire de manière phénoménologique un potentiel de Wood-Saxon déformé (I.9).

La figure (I.3) représente les niveaux d'énergie, selon le modèle en couches déformées.

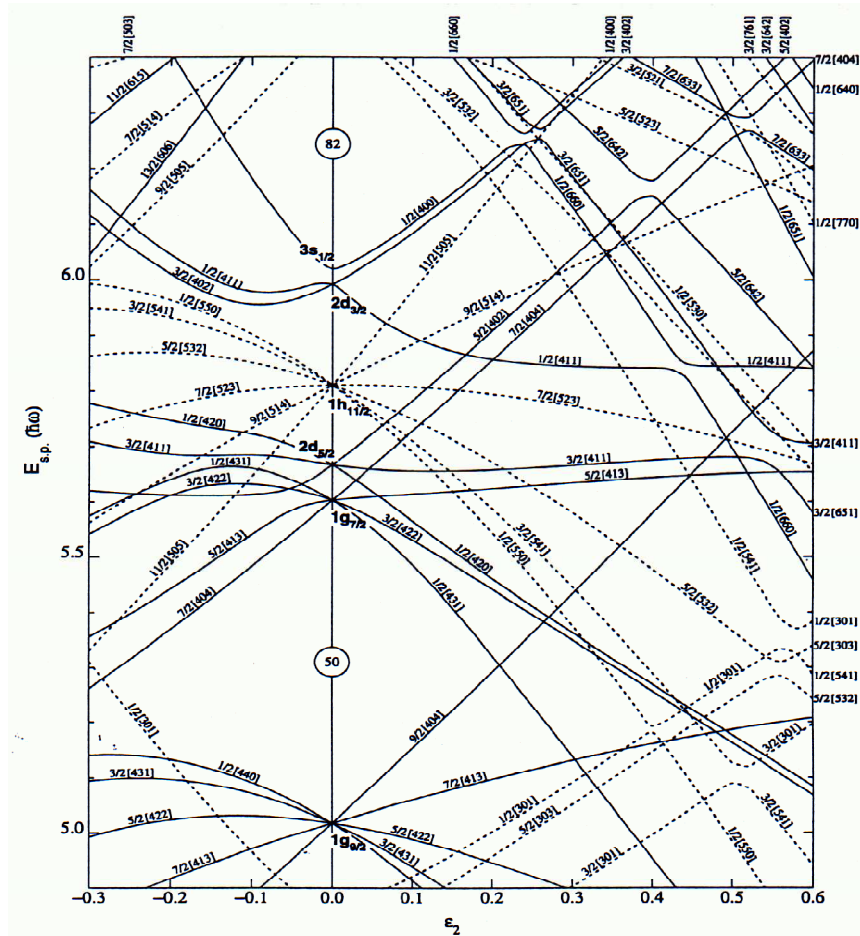


Figure I. 3 : Energies des états de particules en fonction du paramètre de déformation ϵ_2 quadripolaire.

I.1.3. Méthodes auto-consistantes de type Hartree-Fock

Une autre méthode pour décrire la structure des noyaux est celle basée sur la théorie de Hartree-Fock développée pour reproduire les caractéristiques des noyaux sphériques et déformés. Contrairement au modèle en couches où le champ moyen est un postulat de base, la méthode Hartree-Fock consiste à dériver ce champ de manière auto-consistante. L'hamiltonien H du système considéré est de la forme (I.3) :

$$\hat{H} \approx -\sum_{i=1}^A \frac{\hbar^2}{2m} \Delta_i + \sum_{i < j}^A V_{ij} \quad (\text{I.14})$$

Le premier terme est l'énergie cinétique des nucléons, et V_{ij} est l'interaction nucléon-nucléon composée d'une partie nucléaire et d'une partie coulombienne pour les protons. Les interactions effectives phénoménologiques les plus utilisées sont celles de Skyrme (forces de contact) ou de Gogny (portée finie). 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 [1]:

$$\Psi_{HF}(x_1, x_2, \dots, x_A) = \frac{1}{\sqrt{A!}} \begin{vmatrix} \varphi(x_1) & \varphi(x_2) & \dots & \varphi(x_A) \\ \varphi(x_1) & \varphi(x_2) & \dots & \varphi(x_A) \\ \cdot & \cdot & \dots & \cdot \\ \cdot & \cdot & \dots & \cdot \\ \varphi(x_1) & \varphi(x_2) & \dots & \varphi(x_A) \end{vmatrix} \quad (\text{I.15})$$

où $x_i = (r_i, s_i, \tau_i)$ représente l'ensemble des variables d'espace, de spin et d'isospin du nucléon. La méthode Hartree-Fock consiste à minimiser l'énergie totale du noyau par rapport aux fonctions d'onde individuelles:

$$E = \frac{\langle \Psi_{HF} | \hat{H} | \Psi_{HF} \rangle}{\langle \Psi_{HF} | \Psi_{HF} \rangle} \rightarrow \delta(\langle \Psi | \hat{H} | \Psi \rangle - E \langle \Psi | \Psi \rangle) = 0 \quad (\text{I.16})$$

On obtient ainsi les équations de Hartree-Fock :

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2M} \nabla^2 + U_{HF}[\varphi_\alpha] \right) \varphi_\beta(x) = \varepsilon_\beta \varphi_\beta(x) \quad (\text{I.17})$$

Celles-ci constituent un système d'équations de Schrödinger couplées. Le champ moyen U_{HF} dépend des fonctions d'ondes individuelles φ_α . Les équations sont non-linéaires et résolues de manière itérative. Une fois la convergence atteinte, on obtient les fonctions d'onde des nucléons φ_β les énergies à une particule correspondantes ε_β , et le champ moyen U_{HF} .

A partir de l'équation (I.16), on déduit une approximation de l'énergie de l'état fondamental E_{HF} du noyau. La théorie de Hartree-Fock (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. C'est pourquoi, dans une seconde étape, on introduit à la place d'une fonction d'onde de particules (fermions) indépendantes une fonction d'onde de paires de nucléons.

Une des techniques pour traiter cet appariement des nucléons est d'utiliser la théorie BCS. Ainsi, le noyau est décrit comme un ensemble de paires indépendantes de nucléons. Cette approche présente l'inconvénient de ne pas être adaptée pour le cas des noyaux impairs. Il est nécessaire de la généraliser selon la méthode de Hartree-Fock-Bogolyubov (HF). Contrairement à la méthode HF + BCS, la théorie HF ne fixe pas à priori les orbitales qui sont appariées ; celles-ci

sont données par le principe de minimisation. Ce formalisme permet de traiter correctement l'appariement des nucléons ainsi que le fait que l'un d'entre eux puisse ne pas être apparié.

Les méthodes de type HF, par rapport à celles phénoménologiques, donnent un meilleur champ moyen pour un système donné, car elles sont fondées sur un élément fondamental : l'interaction nucléon-nucléon. Les modèles en couches présentent cependant l'avantage d'inclure naturellement les corrélations au-delà du champ moyen, comme les corrélations d'appariement. Ceci dit, les deux théories sont complémentaires.

Chapitre II

TRANSITIONS

ELECTROMAGNETIQUES

Introduction

Les noyaux créés dans une réaction nucléaire se trouvent, en général dans des états excités. Si ces états sont liés, leur décroissance vers le niveau fondamental se fait principalement par des émissions de rayonnements γ . Ces transitions se faisant entre deux niveaux nucléaires dans le même noyau doivent respecter certaines lois de conservation. A partir de ces lois, on peut déterminer l'énergie du rayonnement émis et le moment angulaire emporté lors de la transition électromagnétique. Les propriétés des transitions électromagnétiques peuvent, en principe, être décrites par les modèles nucléaires et fournissent, par conséquent, des informations intéressantes sur la validité des fonctions d'ondes calculées des états entre lesquels se font les transitions.

Les processus de désintégration électromagnétique des noyaux sont décrits comme le résultat de l'interaction du noyau avec un champ électromagnétique externe, de densité d'énergie proportionnelle à $E^2 + c^2 B^2$. L'interaction s'effectue par l'intermédiaire d'un quadripotential (ϕ, \vec{A}) couplé à la quadridensité (ρ, \vec{j}) composée de deux parties : la partie orbitale due aux charges mobiles des protons, et la partie de spin due aux spins intrinsèques des protons et des neutrons [2]. Le rayonnement du champ électromagnétique peut être développé en fonction des harmoniques sphériques. Le champ est quantifié en termes de photons. La création et l'annihilation de photons est décrite dans la représentation du nombre d'occupation. Le système complet (noyau-champ) interagit faiblement, et l'interaction est traitée comme une perturbation.

II.1. Règles de sélection des transitions électromagnétiques

Lors d'une transition électromagnétique dans un noyau d'un état initial ' i ' (d'énergie E_i) vers un état final ' f ' (d'énergie E_f), le nucléon émet un photon gamma d'énergie E_γ . Les principes de conservation de l'énergie et de la parité permettent d'écrire :

$$E_\gamma = E_i - E_f \quad (\text{II.1})$$

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

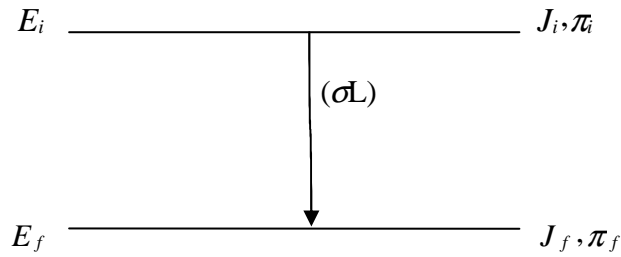


Figure II.1 : L'émission gamma d'un noyau.

La transition électromagnétique entre ces états nucléaires ne peut prendre place que si le gamma émis emporte un moment angulaire total \vec{L} , tel que : $\vec{J}_f = \vec{J}_i + \vec{L}$, avec:

$$|J_i - J_f| \leq L = \Delta J \leq J_i + J_f \quad (\text{II.2})$$

Comme le spin intrinsèque du photon est égal à 1, la transition avec $L = 0$ est interdite, et la transition gamma entre états $J_i = 0 \rightarrow J_f = 0$ est interdite.

Le moment angulaire de la transition est appelé multipolarité de la radiation. Le caractère 2^L - pole est dipolaire pour $L=1$, quadrupolaire pour $L=2$, octupolaire pour $L=3$, etc....

Le multipole est du type électrique E_L lorsque $\pi_\gamma = (-1)^L$ et du type magnétique M_L lorsque $\pi_\gamma = (-1)^{L+1}$. Par conséquent, les transitions γ qui connectent des états de même parité auront des E_L pairs et M_L impairs, celles qui connectent des états de parités différentes auront des E_L impairs et M_L pairs.

La multipolarité	Electrique			Magnétique		
	E_L	ΔJ	$\Delta\pi$	E_L	ΔJ	$\Delta\pi$
Dipolaire	E_1	1	-	M_1	1	+
Quadrupolaire	E_2	2	+	M_2	2	-
Octupolaire	E_3	3	-	M_3	3	+

Tableau II.1 : Règles de sélection pour quelques transitions électromagnétiques.

II.2. Probabilité de transition et duré de vie

La probabilité de transition par unité de temps d'une désintégration gamma notée T_{fi} , est reliée à la durée de vie de cette transition par la relation :

$$\tau = \frac{1}{T_{fi}} \quad (\text{II.3})$$

Cette probabilité de transition est calculée par la règle d'or de Fermi dans la théorie de perturbation dépendant du temps [2] :

$$T_{fi}^{(\sigma LM)} = \frac{8\pi(L+1)}{\hbar L[(2L+1)!!]^2} \left(\frac{E_\gamma}{\hbar c} \right)^{2L+1} \left| \langle J_f m_f | \mathcal{M}_{\sigma LM} | J_i m_i \rangle \right|^2 \quad (\text{II.4})$$

$M_{\sigma LM}$ est l'opérateur nucléaire associé au champ de radiation multipolaire (σLM). Les sources du champ de type électrique ou magnétique sont désignées par l'index σ tels que $\sigma = E$ ou $\sigma = M$.

En moyennant l'équation (II.4) sur les états initiaux, et en sommant sur les états finals, la probabilité de transition devient :

$$\begin{aligned} T_{fi}^{(\sigma L)} &= \frac{1}{2J_i + 1} \sum_{m_i, m_f} T_{fi}^{(\sigma LM)} \\ &= \frac{8\pi}{\hbar L} \frac{L+1}{[(2L+1)!!]^2} \left(\frac{E_\gamma}{\hbar c} \right)^{2L+1} B(\sigma L; J_i \rightarrow J_f) \end{aligned} \quad (\text{II.5})$$

où la probabilité de transition réduite s'écrit :

$$B(\sigma L; J_i \rightarrow J_f) = \frac{1}{2J_i + 1} \left| \langle J_f || \mathcal{M}_{\sigma L} || J_i \rangle \right|^2 \quad (\text{II.6})$$

Leur utilisation permet de mettre les probabilités de transition (II.5) dans les formes numériques utiles :

$$\begin{aligned} T_{fi}^{EL} &= 5.498 \times 10^{22} f(L) \left(\frac{E_\gamma [\text{MeV}]}{197.33} \right)^{2L+1} B(EL) [e^2 \text{fm}^{2L}] \quad 1/s \\ T_{fi}^{ML} &= 6.080 \times 10^{20} f(L) \left(\frac{E_\gamma [\text{MeV}]}{197.33} \right)^{2L+1} B(ML) \left[(\mu_N / c)^2 \text{fm}^{2L-2} \right] \quad 1/s \quad (\text{II.7}) \\ \text{avec} \quad f(L) &\equiv \frac{L+1}{L[(2L+1)!!]^2} \end{aligned}$$

La notation habituelle est : $M_{EL} = Q_L$, $M_{ML} = M_L$

Les opérateurs de transition électrique et magnétique sont, respectivement, donnés par :

$$\begin{aligned} Q_L &= \sum_{k=1}^A e(k) r_k^L Y_{LM}(r(k)) \\ M_L &= \sum_{k=1}^A \left[\frac{2}{L+1} g_l^{(k)} I(k) + g_s^{(k)} s(k) \right] \cdot \nabla_k \left[r_k^L Y_{LM}(r(k)) \right] \end{aligned} \quad (\text{II.8})$$

où Y_{LM} sont les harmoniques sphériques.

$e(k)$ est la charge du nucléon k , i.e. $e(k)=0$ pour un neutron, $e(k)=e$ pour un proton.

$g_s^{(k)}$, $g_l^{(k)}$ sont les facteurs gyromagnétiques en unité μ_N de spin et orbital du nucléon k , leurs valeurs sont :

et $g_s = -3.826$, $g_l = 0$ pour un neutron,
 $g_s = 5.586$, $g_l = 1$ pour un proton.

Les unités des probabilités de transition réduites sont :

$$[B(EL)] = e^2 fm^{2L}, \quad [B(ML)] = \mu_N^2 fm^{2L-2} \quad (\text{II.9})$$

μ_N est le magnéton nucléaire $\mu_N = \frac{e\hbar}{2m_p c} = 0.105 efm$ (m_p est la masse du proton).

Remarques

✚ Les expressions des probabilités réduites de transition peuvent être calculées à partir des hypothèses suivantes:

- ✓ Le noyau est composé d'un cœur inerte plus une particule de valence.
- ✓ Les transitions ont lieu entre des états $J_i = L \pm 1/2$, et $J_f = 1/2$.
- ✓ Les parties radiales des fonctions d'ondes de l'état initial et final sont données par:

$$U(r) = \begin{cases} C^{ste}, & \text{pour } r \leq R. \\ 0, & \text{pour } r > R. \end{cases}, \text{ ou } R \text{ est le rayon du noyau} \quad (\text{II.10})$$

✚ Afin de juger si la transition est, relativement forte ou faible, on peut exprimer la probabilité de transition en unité Weisskopf. Cette unité est une estimation des valeurs de B , pour une particule individuelle (proton ou neutron), et comment elle est dépend de la masse.

Par convention, la probabilité réduite pour une transition électrique est définie par :

$$B_W(EL) = \left(\frac{1}{4\pi}\right) \left(\frac{3}{L+3}\right)^2 \left(1.2 A^{\frac{1}{3}}\right)^{2L} e^2 fm^{2L} \quad (\text{II.11})$$

Et pour la transition magnétique :

$$B_W(ML) = \left(\frac{10}{\pi}\right) \left(\frac{3}{L+3}\right)^2 \left(1.2 A^{\frac{1}{3}}\right)^{2L-2} \mu_N^2 fm^{2L-2} \quad (\text{II.12})$$

$$B_W(ML) \approx \left(\frac{e\hbar}{2M_p c}\right)^2 \frac{40}{e^2 R^2} B_W(EL) = \frac{10}{\pi} \left(\frac{3}{L+3}\right)^2 \mu_N^2 R^{2L-2} \quad (\text{II.13})$$

✚ La probabilité réduite de transition $B(E2)$ permet de savoir si la transition est due à une contribution individuelle ou collective des nucléons dans le noyau. En effet, le $B(E2)$ est plutôt faible pour des noyaux sphériques et plus élevé pour des noyaux collectifs ou déformés.

- ✚ La probabilité de transition $B(E2)$ en MeV est reliée à la durée de vie τ en seconde de l'état excité par la relation par :

$$B(E2) = 8.20 \times 10^{-12} E_\gamma^{-5} \tau_\gamma^{-1} \quad e^2 fm^4 \quad (II.14)$$

En unité Weiskopf, $B(E2)$ s'écrit :

$$B_w(E2) = 5.940 \times 10^{-2} A^{4/3} \quad e^2 fm^4 \quad (II.15)$$

- ✚ La durée de vie d'un état excité est généralement comprise entre 10^{-6} et 10^{-18} s. Certains états peuvent avoir des durées de vie beaucoup plus grandes, jusqu'à des années. Ces états excités liés sont '*appelés états isomères*'.

La relation d'incertitude d'Heisenberg : $\Delta E \Delta t \approx \hbar$, permet de définir la largeur d'un niveau (largeur de la transition gamma pour un état lié) par :

$$\Gamma = \frac{\hbar}{\tau} \text{ (eV)} \quad , \quad \hbar = 6.582 \times 10^{-16} \text{ eV.s} \quad (II.16)$$

Sa demi-vie est déduite alors de :

$$t_{\frac{1}{2}} = \tau \ln 2 \quad (II.17)$$

- ✚ La relation entre une excitation (absorption) de probabilité $B(\sigma L \uparrow)$, soit $B(\sigma L : J_1 \rightarrow J_2)$ et une désexcitation (émission) de probabilité $B(\sigma L \downarrow)$, soit $B(\sigma L : J_2 \rightarrow J_1)$ est donnée par :

$$B(\sigma L \downarrow) = \frac{2J_1+1}{2J_2+1} B(\sigma L \uparrow) \quad (II.18)$$

- ✚ On peut considérer la relation de transition E2 entre $J \rightarrow J-2$ comme suit :

$$B(E2; J \rightarrow J-2) = \frac{15}{32\pi} \frac{(J-1)J(2j+1+J)(2j+J)(2j+2-J)(2j+1-J)}{(2J+1)(2J-1)(2j-1)^2(2j)^2} \times \left[Q_{j_p} + Q_{j_n} \right]^2 \quad (II.19)$$

II.3. Charges effectives

Les opérateurs de transitions électromagnétiques donnés précédemment sont définis en termes des coordonnées des nucléons $r(k)$. Cependant, il est plus judicieux de séparer les degrés de liberté du centre de masse des degrés de liberté intrinsèques [3]. La conservation des moments angulaires durant les processus d'excitation ou de désexcitation d'un noyau conduit à des effets de recul. En effet, lorsqu'un rayonnement gamma est émis, le noyau dans son ensemble recule avec un moment égal et opposé à celui du photon émis. Ce recul donne lieu à un courant

additionnel dont il faut tenir compte. Mais, pour les opérateurs E_L et M_L (avec $L \geq 2$), cet effet est petit et il est habituellement négligé contrairement à $E1$ où cet effet est grand.

En effet, d'après l'équation (II.8), l'opérateur $Q(E1)$ est donné par :

$$Q(E1) = \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \sum_{k=1}^A e(k) r(k) \quad (\text{II.20})$$

En introduisant les coordonnées du centre de masse, $R = \frac{1}{A} \sum_1^A r(k)$, les coordonnées intrinsèques par rapport au centre de masse peuvent être définis comme suit :

$$\rho(k) = r(k) - R, \quad \text{avec} \quad \sum_{k=1}^A \rho(k) = 0$$

L'opérateur $Q(E1)$ devient en remplaçant $e(k)$ par sa valeur pour les protons et neutrons :

$$Q(E1) = \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \sum_{k=1}^Z e \frac{N}{A} r(k) - \sum_{k=Z+1}^A e \frac{Z}{A} r(k) \quad (\text{II.21})$$

La première somme se fait sur les Z protons et la seconde somme est sur les $N=A-Z$ neutrons. Si on compare les équations (II.8) et (II.21), nous remarquons que l'opérateur $Q(E1)$ peut s'écrire en fonction des coordonnées $r(k)$ si on introduit dans l'équation (II.8):

$$e_{eff}(k) = \frac{N}{A} e \quad \text{pour un proton,}$$

$$e_{eff}(k) = \frac{-Z}{A} e \quad \text{pour un neutron}$$

où $e_{eff}(k)$ est la charge 'effective' du nucléon k .

De façon générale, pour le calcul des densités de transition à un corps, il est adopté que le cœur est inerte, et seulement le mouvement des nucléons de valence est considéré. Dans un champ électromagnétique externe, ce cœur ne reste plus inerte, cela peut exciter des vibrations virtuelles, qui interagissent avec les nucléons externes. Cet effet comprend la polarisation du cœur [4]. Les résultats de calculs microscopiques conduisent à l'introduction des éléments de matrices effectives à un corps, qui sont différentes de celles de l'espace libre. La partie dominante de cet effet, doit être prise en compte, par introduction des renormalisations des éléments de matrices des différents opérateurs dans l'espace libre. Ces renormalisations sont approximées par les charges effectives e_p et e_n , et les facteurs effectifs g_l^p, g_l^n, g_s^p , et g_s^n . Nous garderons l'expression générale en fonction de e afin d'incorporer les charges effectives, qui

représentent les corrections du centre de masse et les effets moyens de renormalisation, à partir des mélanges des fonctions d'onde en dehors de l'espace modèle [5].

Pour les opérateurs de multipolarité $L \geq 2$, les expressions des charges et facteurs effectifs sont les suivants :

$$e_{eff}(k) = \frac{1}{A^L} \left[(A-1)^L + (-1)^L (Z-1) \right] e \quad \text{pour un proton}$$

$$e_{eff}(k) = \left(\frac{-1}{A} \right)^L eZ \quad \text{pour un neutron}$$

II.4. Éléments de matrice de la particule individuelle des opérateurs multipolaires

On peut écrire l'élément de matrice réduit d'un opérateur électromagnétique de la façon suivante [2]:

$$\langle J_f \| \mathcal{M}_{\sigma L} \| J_i \rangle = \hat{\lambda}^{-1} \sum_{ab} \langle a \| \mathcal{M}_{\sigma L} \| b \rangle \langle J_f \| [c_a^+ \tilde{c}_b] \| J_i \rangle \quad (\text{II.22})$$

où :

c_a, c_a^+ sont les opérateurs d'annihilation et de création, et \tilde{c}_b est défini par :

$$\tilde{c}_b = (-1)^{j_b + m_b} c_{-b}, c_{-b} = c_{b, -m_b} \quad (\text{II.23})$$

et $\hat{\lambda} \equiv \sqrt{2L+1}$

L'élément de matrice réduit $\langle a \| \mathcal{M}_{\sigma L} \| b \rangle$ dans l'équation (II.22) peut être écrit pour une transition électrique :

$$\langle a \| Q_L \| b \rangle = \frac{e}{\sqrt{4\pi}} (-1)^{j_b + L - \frac{1}{2}} \frac{1 + (-1)^{\ell_a + \ell_b + L}}{2} \hat{\lambda} \hat{j}_a \hat{j}_b \begin{pmatrix} j_a & j_b & L \\ \frac{1}{2} & -\frac{1}{2} & 0 \end{pmatrix} R_{ab}^{(L)} \quad (\text{II.24})$$

$$R_{ab}^{(L)} = \int_0^\infty g_{n_a \ell_a}(r) g_{n_b \ell_b}(r) r^2 dr$$

Pour une transition magnétique :

$$\langle a \| M_L \| b \rangle = \frac{1}{\sqrt{4\pi}} (-1)^{j_b + L - \frac{1}{2}} \frac{1 - (-1)^{\ell_a + \ell_b + L}}{2} \hat{\lambda} \hat{j}_a \hat{j}_b \begin{pmatrix} j_a & j_b & L \\ \frac{1}{2} & -\frac{1}{2} & 0 \end{pmatrix} \times (L-k) \left[g_\ell \left(1 + \frac{k}{L+1} \right) - \frac{1}{2} g_s \right] R_{ab}^{(L-1)} \quad (\text{II.25})$$

tel que :

$$k = (-1)^{\ell_a + j_a + \frac{1}{2}} \left(j_a + \frac{1}{2} \right) + (-1)^{\ell_b + j_b + \frac{1}{2}} \left(j_b + \frac{1}{2} \right) \quad (\text{II.26})$$

II.5. Moments Multipolaires Électromagnétiques

Les moments multipolaires électriques et magnétiques statiques sont des observables importantes de la structure nucléaire. Ils ont la forme générale :

$$\mathcal{M}(\sigma L) \equiv \langle J M = J | \mathcal{M}_{\sigma L} | J M = J \rangle \quad (\text{II.27})$$

Sachant que $\mathcal{M}_{\sigma L}$ est l'opérateur à un corps d'ordre L associé à l'interaction du noyau avec les composantes multipolaires du champ électromagnétique. C'est un élément de matrice diagonale. M prend sa valeur maximale $M=J$ [2].

$$\mathcal{M}(\sigma L) = \begin{pmatrix} J & L & J \\ -J & 0 & J \end{pmatrix} \langle J | \mathcal{M}_{\sigma L} | J \rangle \quad (\text{II.28})$$

Le conventionnel du *moment dipolaire magnétique* μ et celui du *moment quadripolaire électrique* Q sont définis par les équations :

$$\mu \equiv \sqrt{\frac{4\pi}{3}} \mathcal{M}(M1) = \sqrt{\frac{4\pi}{3}} \sqrt{\frac{J}{(J+1)(2J+1)}} \langle J | M1 | J \rangle \quad (\text{II.29})$$

$$Q \equiv \sqrt{\frac{16\pi}{5}} \mathcal{M}(E2) = \sqrt{\frac{16\pi}{5}} \sqrt{\frac{J(2J-1)}{(J+1)(2J+1)(2J+3)}} \langle J || Q_2 || J \rangle \quad (\text{II.30})$$

Les moments magnétiques dipolaires et électriques quadripolaires ont été mesurés dans plusieurs noyaux impair-impairs près des couches fermées. Les relations de ces moments sont obtenues sous la supposition d'un couplage faible entre le proton impair et le neutron impair permettant d'avoir l'état propre $|J\rangle = |j_p \otimes j_n\rangle$ du noyau [6]. Leurs expressions sont données ci-dessous :

$$\mu_J = \frac{J}{2} \left[\frac{\mu_{j_p}}{j_p} + \frac{\mu_{j_n}}{j_n} + \left(\frac{\mu_{j_p}}{j_p} - \frac{\mu_{j_n}}{j_n} \right) \frac{j_p(j_p+1) - j_n(j_n+1)}{J(J+1)} \right] \quad (\text{II.31})$$

$$Q_J = \begin{pmatrix} J & 2 & J \\ -J & 0 & J \end{pmatrix} (-1)^{j_p+j_n+J} (2J+1) \left[\left\{ \begin{matrix} j_p & J & j_n \\ J & j_p & 2 \end{matrix} \right\} \frac{Q_{j_p}}{\begin{pmatrix} j_p & 2 & j_p \\ -j_p & 0 & j_p \end{pmatrix}} + \left\{ \begin{matrix} j_n & J & j_p \\ J & j_n & 2 \end{matrix} \right\} \frac{Q_{j_n}}{\begin{pmatrix} j_n & 2 & j_n \\ -j_n & 0 & j_n \end{pmatrix}} \right] \quad (\text{II.32})$$

Dans le cas où les deux nucléons ont la même valeur de ($j_p=j_n=j$), ces relations se réduisent pour le moment magnétique dipolaire et le moment électrique quadripolaire à [7]:

$$\mu_J = \frac{J}{2j} \left[\mu_{j_p} + \mu_{j_n} \right] \quad (\text{II.33})$$

$$Q_J = \frac{6J}{2(2J+3)2j(2j-1)} \left[1 - J(J+1) + \frac{4}{3}j(j+1) \right] \left[Q_{j_p} + Q_{j_n} \right] \quad (\text{II.34})$$

Les relations (II.35) et (II.36) représentent les moments de la particule individuelle.

$$\mu_{j_k} = \frac{1 - (-1)^{\ell+j_k+\frac{1}{2}}(2j_k+1)}{4(j_k+1)} \left\{ g_s^k - g_l^k \left[2 + (-1)^{\ell+j_k+\frac{1}{2}}(2j_k+1) \right] \right\} \quad (\text{II.35})$$

$$Q_{j_k} = -\frac{(2j_k-1)}{(2j_k+2)} \langle r^2 \rangle e_{eff}^k \quad (\text{II.36})$$

où k = n ou p

Chapitre III

DESINTEGRATION BETA

Introduction

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 , avec ses transitions de type Fermi et Gamow-Teller, joue un rôle majeur dans la détermination de grandeurs fondamentales telles que la période, la masse ou l'énergie des niveaux excités aidant à la compréhension de l'interaction nucléaire et à la caractérisation des états peuplés [8].

L'interaction faible est responsable de la décroissance bêta des noyaux instables. Elle fut mise en évidence pour la première fois lorsque Henri Becquerel découvrit en 1896 la radioactivité produite par des cristaux d'uranium. Dans les quelques années qui suivirent, Walter Kaufmann et Ernest Rutherford montrèrent expérimentalement que la radioactivité bêta consiste en l'émission de particules chargées (particules bêta) se déplaçant à une vitesse proche de celle de la lumière. Ces particules furent identifiées plus tard comme étant des électrons. Avec l'élaboration de la théorie moderne de l'atome (vers 1910) et plus tard (1932) la découverte du neutron par James Chadwick, il devint évident que la désintégration bêta consistait en la transformation, au sein d'un noyau, d'un neutron en un proton et un électron, le dernier s'échappant en emportant l'essentiel de l'énergie provenant de la différence de masses de la réaction [9]. A cette même époque, les mesures des spectres en énergie des électrons émis dans les désintégrations bêta montraient que ceux-ci étaient continus ce qui est contraire à ce qui est prédit par la conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement dans une désintégration en deux corps. Ceci conduisit Pauli à postuler en 1930 l'existence d'une nouvelle particule neutre, très légère et possédant une interaction suffisamment faible pour être indétectable dans les expériences réalisées alors. Cette particule que l'on nomme le neutrino, fut découverte beaucoup plus tard (1956) par Frederic Rein [9].

Dans ce chapitre nous présentons les modes de désintégration bêta nucléaire et de transitions associées. La base de la théorie de désintégration bêta permise est exposée.

III. 1. Propriétés générales de désintégration bêta

Dans le modèle standard, les modes possibles de désintégration bêta sont déterminés par la conservation de la charge électrique, du nombre leptonique et du nombre baryonique.

Les trois processus de désintégration compatible avec la conservation des lois sont les suivantes :

➤ Désintégration β^-

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e \quad (\text{III.1})$$

Ce qui décrit la désintégration d'un neutron libre en un proton libre, les deux étant des baryons. En outre, l'état final contient un lepton et un antilepton. Cette désintégration est permise par la différence de masse entre le neutron et le proton. La valeur Q de la désintégration β^- est indiquée en termes de masses ou d'énergie de liaison nucléaire:

$$\begin{aligned} Q_{\beta^-} &= m_n c^2 - m_p c^2 - m_e c^2 > 0 \\ &= [M(A, Z) - M(A, Z+1)] c^2 \\ &= B(A, Z+1) - B(N, Z) + \delta_{nH} \end{aligned} \quad (\text{III.2})$$

Et δ_{nH} est la différence de masse entre celle du neutron et l'atome d'hydrogène donnée par :

$$\delta_{nH} = \Delta_n c^2 - \Delta_H c^2 = 0.782 \text{ MeV} \quad (\text{III.3})$$

Dans ces expressions la masse du neutrino est nulle et l'énergie de liaison électronique est négligée.

➤ Désintégration β^+

$$p \rightarrow n + e^+ + \nu_e \quad (\text{III.4})$$

Ce qui décrit la désintégration d'un proton en un neutron accompagnée d'un antilepton et un lepton. Ce mode de désintégration n'est pas possible pour un proton libre. Toutefois, il est admis dans un noyau, où l'énergie supplémentaire nécessaire pour créer la différence de masse neutron-proton et la masse de positon peut être disponible.

$$\begin{aligned} Q_{\beta^+} &= m_p c^2 - m_n c^2 - m_e c^2 < 0 \\ &= [M(A, Z) - M(A, Z-1) - 2m_e] c^2 \\ &= B(A, Z-1) - B(N, Z) - 2m_e c^2 - \delta_{nH} \end{aligned} \quad (\text{III.5})$$

Q de la désintégration bêta nucléaire est aussi l'énergie cinétique totale des produits disponibles après désintégration. Il existe une relation utile reliant la valeur de Q à la différence d'énergie

$E = E_i - E_f = E_0 m_e c^2$ [2] des états initial et final nucléaires et donnée par :

$$E_0^{(\mp)} = \frac{Q\beta^{\mp} + m_e c^2}{m_e c^2} \quad (\text{III.6})$$

➤ Capture électronique(CE)



où un proton capture un électron et se transforme en un neutron et un neutrino électronique. La valeur Q de ce processus est donnée par [2,10]:

$$\begin{aligned} Q_{CE} &= m_p c^2 + m_e c^2 - m_n c^2 \\ &= [M(A, Z) - M(A, Z - 1)]c^2 \\ &= B(A, Z - 1) - B(N, Z) - \delta_{nH} \end{aligned} \quad (\text{III.8})$$

$$E_0^{(CE)} = \frac{Q_{CE} - m_e c^2}{m_e c^2} \quad (\text{III.9})$$

Ainsi la capture électronique ne peut se produire que si l'énergie supplémentaire est fournie dans un environnement nucléaire.

Les noyaux fils sont peuplés sur des niveaux excités ou sur leurs états fondamentaux. De plus, si les niveaux peuplés se trouvent au-dessus de l'énergie de séparation d'un nucléon, la décroissance β a une probabilité d'être suivie par l'émission d'une particule, neutron ou proton, selon le cas de figure (III.1) [1]. Ceci est possible si l'énergie Q_β est plus grande que l'énergie de séparation S_n (ou S_p), ce qui a lieu dans les noyaux qui sont de plus en plus éloignés de la vallée de stabilité β . Le taux de peuplement par β des états du noyau fils dépend de la structure de l'état qui décroît par β , de la différence en énergie entre les deux noyaux et du numéro atomique Z du noyau fils. Les opérateurs responsables de la désintégration satisfont aux règles de sélection précises sur le changement de moment angulaire J, de la parité π , et de l'isospin total T, entre l'état fondamental du noyau précurseur et l'état peuplé par la transition.

Dans le cas de la capture électronique, un électron des couches atomiques profondes (K, L, M ...) est capturé par le noyau. Il s'ensuit un réarrangement du cortège électronique et l'émission d'un rayon X caractéristique du nouveau noyau ${}_{Z-1}^A Y$ ainsi formé [8].

Lorsque l'énergie disponible au cours de la réaction, Q_{CE} , est supérieure à l'énergie de séparation S_p d'un proton, l'alimentation des états non liés devient possible. Si leur énergie cinétique est suffisante pour franchir la barrière coulombienne, des protons retardés peuvent être émis et conduire à la formation du noyau ${}_{Z-2}^{A-1} Z$. Pour des noyaux riches en neutrons, le

phénomène d'émission de neutrons retardés peut également avoir lieu si le bilan d'énergie est supérieur à l'énergie de séparation S_n d'un neutron.

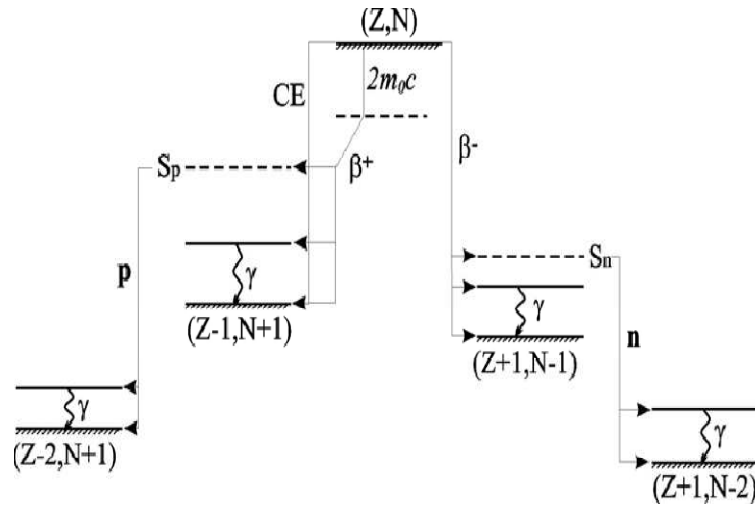


Figure III.1 : Désintégration β .

Les processus (III.1, III. 4 et III.7) sont représentés par des diagrammes de *Feynman* dans la figure (III.2). Leur signification est expliquée dans la légende de la figure et dans le texte ci-dessous. Dans le traitement de la désintégration bêta nucléaire, au moment même de la décroissance le nucléon se transformant sent juste l'interaction faible et n'interagit pas via la force forte avec le reste des nucléons du noyau. Ainsi, les nucléons $A-1$ agissent en tant que spectateurs à l'égard du processus de désintégration faible.

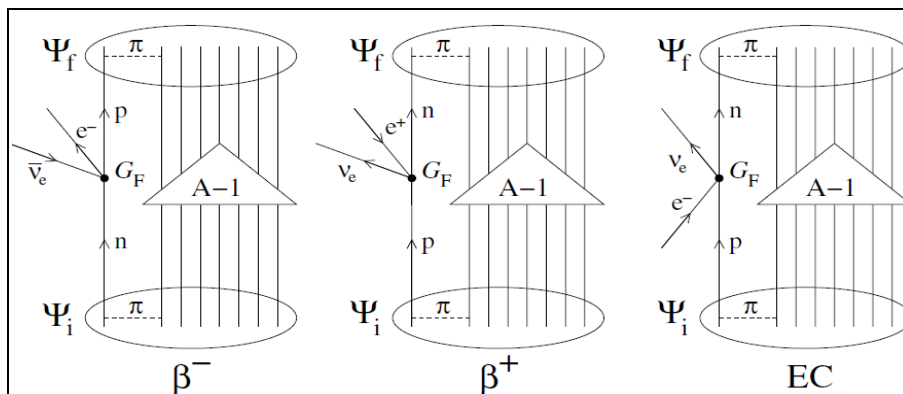


Figure III.2: les désintégrations nucléaires β^- , β^+ et CE dans l'approximation d'impulsion, où seulement un nucléon prend part au processus de désintégration faible et les autres $A-1$ nucléons sont spectateurs. Les états initial et final Ψ_i et Ψ_f sont des états nucléaires de A corps avec les interactions fortes entre deux nucléons. Aux sommets de l'interaction faible, des lignes antilepton sont établies comme allant vers l'inverse dans le temps. L'intensité au sommet de l'interaction faible est donnée par la constante de Fermi G_F [2].

Dans la figure (III.2) la ligne d'écoulement des nucléons est appelé '*le courant de nucléons*', ou plus généralement '*le courant hadronique faible*'. De même, la ligne d'écoulement contenant les leptons est appelé '*le courant leptonique faible*'. Les courants hadronique et leptonique interagissent à un vertex d'interaction faible. Ce vertex peut être décrit comme ponctuel dans la gamme d'énergie de la désintégration bêta nucléaire. Il incorpore l'effet d'échange d'un vecteur massif de bosons W^\pm par la constante de Fermi G_F de la force de désintégration.

Un regard plus fin permet d'indiquer le mécanisme impliqué dans la désintégration faible. Ce mécanisme est illustré dans la figure (III.3) pour la désintégration β^- . La désintégration d'un neutron en un proton procède via l'émission d'un boson W chargé négativement de masse $m_W \approx 80 \text{ GeV}/c^2$. La force d'interaction à ce vertex est donnée par la constante couplage g_W de l'interaction faible. Grâce à sa grande masse le W^- se propage sur une très courte distance, puis se désintègre en un électron et antineutrino avec la même force de couplage g_W . Ce processus est appelé '*interaction courant-courant*'. Les bosons qui interviennent dans l'interaction sont chargés, les courants faibles associés sont appelés '*les courants faibles chargés*'. Ils se distinguent des courants faibles neutres, où le médiateur est le boson Z^0 massif neutre. Les processus qui procèdent par des courants faibles chargés impliquent l'échange de charge. Ceux qui procèdent par les courants faibles neutres n'en ont pas. Tous les modes de décroissance bêta nucléaire représentés dans la figure (III.2) sont des processus des courants chargés. La relation entre G_F et g_W est donnée par :

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{g_W^2}{8(m_W c^2)^2} \tag{III.10}$$

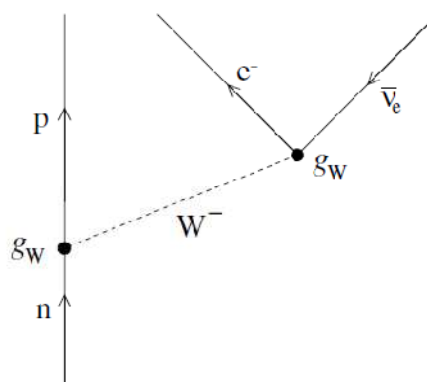


Figure III.3: La désintégration β^- d'un neutron par le médiateur bosonique W^- couplé au baryon et au sommet des leptons avec la constante g_W de l'interaction faible.

III.2. Règles de sélection des transitions bêta permises

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

$$\vec{J}_i = \vec{J}_f + \vec{l} + \vec{s} \quad \text{et} \quad \pi_i = \pi_f \times (-1)^l \quad (\text{III.11})$$

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

Type de transition	Règles de sélection
Fermi	$\Delta J = 0 \quad \pi_f = \pi_i \quad \Delta T = 0$
Gamow-Teller	$\Delta J = 0, \pm 1 \quad \pi_f = \pi_i \quad \Delta T = 0, 1$

Tableau III.1 : Règles de sélection pour les transitions β permises de type Fermi et de type Gamow-Teller.

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

Les transitions interdites sont beaucoup moins probables que les transitions permises, de sorte qu'expérimentalement en spectroscopie β - γ , on ne voit généralement que la décroissance d'états

vers le noyau fils peuplés par des transitions β permises. Les valeurs de ΔJ , $\Delta \pi$ et ΔT pour ces transitions β permises de type Fermi et Gamow-Teller sont données dans le tableau (III.2) [11]. Dans le cas de noyaux riches en neutrons, seules les transitions de type Gamow Teller peuvent survenir. En effet, les transitions de Fermi permises ne peuvent connecter, du fait de la règle $\Delta T=0$, que deux états nucléaires membres d'un même multiplet d'isospin, appelés états isobariques analogues (IAS). Or la transformation d'un neutron en proton lors de la décroissance β^- rend le noyau fils moins lié que le noyau père du fait de la répulsion coulombienne. L'état IAS se situe alors à une énergie d'excitation supérieure à celle de l'état fondamental du noyau père, en dehors de la fenêtre en énergie Q_β , et ne peut être peuplé par décroissance β . Il n'est donc pas possible d'observer des transitions de type Fermi du côté des noyaux riches en neutrons [12].

III. 3. Les probabilités de transition et les valeurs réduites de ft

Comme dans le cas de décroissance gamma, la probabilité de transition T_{fi} pour la désintégration bêta est calculée par la 'règle d'or' de Fermi dans la théorie de perturbation dépendante du temps. Elle est donnée par :

$$T_{fi} = \frac{2\pi}{\hbar} \left| \langle f | H_\beta | i \rangle \right|^2 \rho(E) \quad (\text{III.12})$$

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

$$\left| M_{if} \right|^2 = g_V^2 \left| M_F \right|^2 + g_A^2 \left| M_{GT} \right|^2 \quad (\text{III.13})$$

Les quantités M_F et M_{GT} sont les éléments de matrice de Fermi et Gamow Teller. Les quantités g_A , g_V sont des constantes de couplage associées au courant vectoriel et axial des interactions faibles : $g_V = 1.0$ et $g_A = 1.25$. Ces valeurs sont déterminées par les conservations des courants vectoriel et axial dans l'hypothèse du modèle standard. Dans les noyaux, la valeur de g_A est affectée par les corrélations entre les nucléons; sa valeur est réduite de 20-30%.

Les probabilités réduites de transition de Fermi (B_F) et Gamow Teller (B_{GT}) dans une désintégration bêta permise sont données par les relations suivantes :

$$B_F \equiv \frac{g_V^2}{2J_i + 1} \left| M_F \right|^2, \quad B_{GT} \equiv \frac{g_A^2}{2J_i + 1} \left| M_{GT} \right|^2 \quad (\text{III.14})$$

où J_i est le moment angulaire de l'état nucléaire initial,

Les éléments de matrice de transition (III.13) contiennent les fonctions d'onde nucléaires initiale et finale qui diffusent l'information de structure nucléaire. L'opérateur de Fermi est tout simplement l'opérateur scalaire d'unité 1 et l'opérateur vecteur axial de Gamow-Teller est l'opérateur σ de spin de Pauli [2]. Ces opérateurs sont les plus simples opérateurs. Ils produisent les règles de sélection du Tableau (III.2).

Dans la représentation des nombres d'occupation, les éléments de matrice nucléaires de Fermi et Gamow-Teller s'écrivent :

$$M_F \equiv (J_f \| 1 \| J_i) = \delta_{J_i J_f} \sum_{ab} \mathcal{M}_F(ab) (J_f \| [c_a^+ \tilde{c}_b] \| J_i) \quad (\text{III.15})$$

$$M_{GT} \equiv (J_f \| \sigma \| J_i) = \sum_{ab} \mathcal{M}_{GT}(ab) (J_f \| [c_a^+ \tilde{c}_b] \| J_i) \quad (\text{III.16})$$

où les éléments de matrice réduits de la particule individuelle sont pour chaque type de transition :

$$\begin{aligned} M_F(ab) &= (a \| 1 \| b) = \delta_{ab} \hat{j}_a \\ &= (n_a l_a j_a \| 1 \| n_b l_b j_b) = \delta_{n_a n_b} \delta_{l_a l_b} \delta_{j_a j_b} \hat{j}_a \end{aligned} \quad (\text{III.17})$$

$$\begin{aligned} M_{GT}(ab) &= \frac{1}{\sqrt{3}} (a \| \sigma \| b) = \frac{1}{\sqrt{3}} (n_a l_a j_a \| \sigma \| n_b l_b j_b) \\ &= \sqrt{2} \delta_{n_a n_b} \delta_{l_a l_b} \hat{j}_a \hat{j}_b (-1)^{l_a + j_a + \frac{3}{2}} \begin{Bmatrix} 1 & 1 & 1 \\ 2 & 2 & 1 \\ j_b & j_a & l_a \end{Bmatrix} \end{aligned} \quad (\text{III.18})$$

Notons que pour la désintégration β^- , a est un indice de proton et b est un indice de neutron, alors que pour la désintégration β^+ et capture électronique a est un indice de neutron et b est un indice de proton. Ces éléments de matrice possèdent les propriétés de symétrie données dans les expressions suivantes [2]:

$$M_F(ba) = M_F(ab) \quad (\text{III.19})$$

$$M_{GT}(ba) = (-1)^{j_a + j_b + 1} M_{GT}(ab) \quad (\text{III.20})$$

Les valeurs des probabilités réduites sont utilisées pour déterminer la valeur de ft dans une transition β ($i \rightarrow j$) [13]:

$$(f_0 t)_{ij} = \frac{6250s}{B(F)_{ij} + (g_A / g_v)^2 B(GT)_{ij}} \quad (\text{III.21})$$

La quantité $f_0 t_{1/2}$ est appelée ‘la valeur ft ’ d’une transition permise de désintégration bêta. Elle dépend exclusivement de la structure nucléaire, qui est contenue dans les éléments de matrice réduits. Puisque les valeurs de ft sont habituellement grandes, il est préférable de les exprimer en termes de valeurs ‘ $\log ft$ ’. Le $\log ft$ est défini comme :

$$\log ft \equiv \log(f_0 t_{1/2} [\text{sec}]) \quad (\text{III.22})$$

Pour le logarithme, il est essentiel que la demi-vie soit exprimée comme une quantité sans dimension, car f_0 est sans dimension. Compte tenu de la valeur $\log ft$, la demi-vie est :

$$t_{1/2} = 10^{\log ft - \log f_0} \text{sec} \quad (\text{III.23})$$

III.4. Le facteur d’espace de phase

La demi vie contient l’espace de phase leptonique intégré sous la forme de ‘facteur d’espace de phase’, parfois appelé ‘l’intégrale de Fermi’. Dans le cas des désintégrations β^\pm , le facteur d’espace de phase s’écrit [2] :

$$f_0^{(\mp)} = \int_1^{E_0} F_0(\pm Z_f, \varepsilon) p \varepsilon (E_0 - \varepsilon)^2 d\varepsilon \quad (\text{III.24})$$

où F_0 est la fonction de Fermi.

Et

$$\varepsilon \equiv \frac{E_e}{m_e c^2}, \quad E_0 \equiv \frac{E_i - E_f}{m_e c^2}, \quad p \equiv \sqrt{\varepsilon^2 - 1} \quad (\text{III.25})$$

avec E_e : l’énergie totale de l’électron ou positron émis, E_i et E_f sont les énergies des états initial et final nucléaires respectivement.

Pour la capture électronique, le facteur d’espace de phase est donné par:

$$f_0^{(CE)} = 2\pi \left(\frac{Z_i}{137}\right)^3 (\varepsilon_0 + E_0)^2 \quad (\text{III.26})$$

où

$$\varepsilon_0 \equiv \frac{m_e c^2 - \beta}{m_e c^2} \approx 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{Z_i}{137}\right)^2 \quad (\text{III.27})$$

où β est l’énergie de liaison de l’électron dans l’orbitale atomique 1s.

La fonction de Fermi F_0 est un facteur de correction qui prend en compte la distorsion de la fonction d’onde des électrons par les effets Coulombiens.

Le nombre d'électrons $d n_e$ dans un intervalle d'énergie $[\varepsilon, \varepsilon+d\varepsilon]$ rapporté à $d\varepsilon$ est fonction de l'énergie des électrons ε . Cette fonction, appelée '*fonction de forme*', est donnée dans une désintégration bêta permise par :

$$\frac{d n_e}{d\varepsilon} = F_0(\pm Z_f, \varepsilon) p \varepsilon (E_0 - \varepsilon)^2 \quad (\text{III.28})$$

La figure (III.4) montre la fonction de forme pour $E_0 = 6$ dans trois cas. Dans le cas étiqueté comme $Z=0$ la fonction de Fermi F_0 est omise de (III.28). La courbe $Z=0$ correspond à ce que l'on observerait en l'absence de la barrière coulombienne. Les autres cas illustrent la décroissance β^- et β^+ pour $Z_f = 20$. Comme il peut être vu, la charge du noyau final a une influence notable sur la distribution d'énergie de l'électron émis et donc sur le facteur de l'espace de phase (III.24). Dans les désintégrations β^- et β^+ , la charge positive ralentit les électrons négatifs émis, changeant ainsi leur distribution d'énergie vers les plus petites énergies par opposition dans la désintégration β^+ .

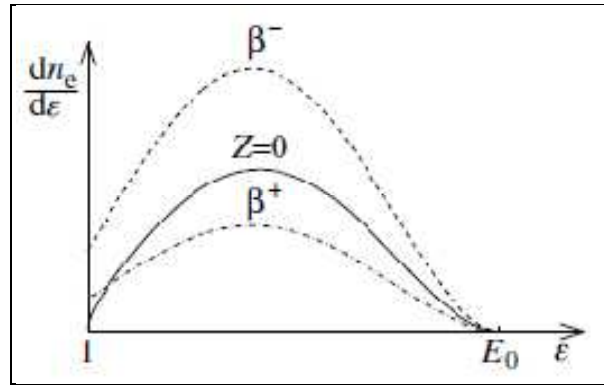


Figure III.4: Illustre le rôle de la barrière coulombienne lors des transitions β^- et β^+ pour $Z=20$ et $E_0=6$.

Remarques

- ✚ La fonction de Fermi F_0 dans (III.24) peut être écrite analytiquement dans une approximation non relativiste connue sous le nom '*approximation Primakoff-Rosen*' par la relation :

$$F_0(Z_f, \varepsilon) \approx \frac{\varepsilon}{p} F_a^{(PR)}(Z_f), \quad F_0^{(PR)}(Z_f) = \frac{2\pi\alpha Z_f}{1 - e^{-2\pi\alpha Z_f}} \quad (\text{III.29})$$

L'approximation est tout à fait bonne à moins que la valeur Q de désintégration soit trop petite. Elle conduit au facteur de l'espace de phase dans les cas de désintégration β^- ou β^+ à :

$$f_0^\mp \approx \frac{1}{30} (E_0^5 - 10 E_0^2 + 15 E_0 - 6) F_0^{(PR)}(\pm Z_f) \quad (\text{III.30})$$

Des valeurs de f_0 sont tabulées dans la référence [14].

✚ La durée de vie d'un état nucléaire, permet d'estimer la probabilité de décroissance d'un état quantique à un autre. La durée de vie moyenne τ pour un état i est donnée par $\tau_i = 1/\lambda_i$ avec $\lambda_i = \sum_f T_{fi}$ où T_{fi} sont les probabilités de transition pour toutes les transitions permises à partir de l'état initial i vers les états finals f .

✚ Dans la situation de présupernovae, la température des noyaux est tellement élevée que le taux de désintégration bêta d'un noyau dans cet environnement astrophysique dépend de la température. On peut l'exprimer par la relation [15] :

$$\lambda(T) = \frac{1}{Z_T} \sum_i (2J_i + 1) e^{-\epsilon_i/kT} \lambda_i \quad (\text{III.31})$$

Où le taux de décroissance λ_i de l'état nucléaire i est donné par :

$$\lambda_i = \sum_j \lambda_{ij} \quad (\text{III.32})$$

et

$$\lambda_{ij} = \frac{\ln 2}{(f_0 t)_{ij}} f_{ij} \quad (\text{III.33})$$

Z_T est la fonction de partition du noyau à $\beta_T = 1/kT$.

$$Z_T = \sum_i (2J_i + 1) e^{\beta_T \epsilon_i} \quad (\text{III.34})$$

J_i , ϵ_i sont le spin et l'énergie d'excitation représentant les propriétés intrinsèques du niveau nucléaire i .

✚ A une température T spécifique, la contribution du niveau i dans le noyau parent est le produit de sa population relative à la température T et de son taux de décroissance qui dépend de la dynamique nucléaire. Les taux de décroissance bêta des niveaux excités accessibles dans les mesures de laboratoire reposent sur l'étude des transitions électromagnétiques entre états analogues exploitant ainsi le formalisme du spin isobarique ou isospin et l'indépendance de charge.

Chapitre IV

REGION DE ^{132}SN

Introduction

Les noyaux au voisinage de ^{132}Sn de rapport $N/Z \sim 1.64$ sont particulièrement intéressants parce qu'ils sont à la fois proches d'un noyau doublement magique et situés loin de la ligne de stabilité. La mesure et l'exploitation de leurs données permettent de tester et de valider les modèles théoriques existants et de modéliser les processus de la nucléosynthèse. Néanmoins, la production de ces noyaux est extrêmement difficile, et d'importants progrès ont été réalisés ces dernières années. La figure (I.1) montre la région de ^{132}Sn sur la charte nucléaire.

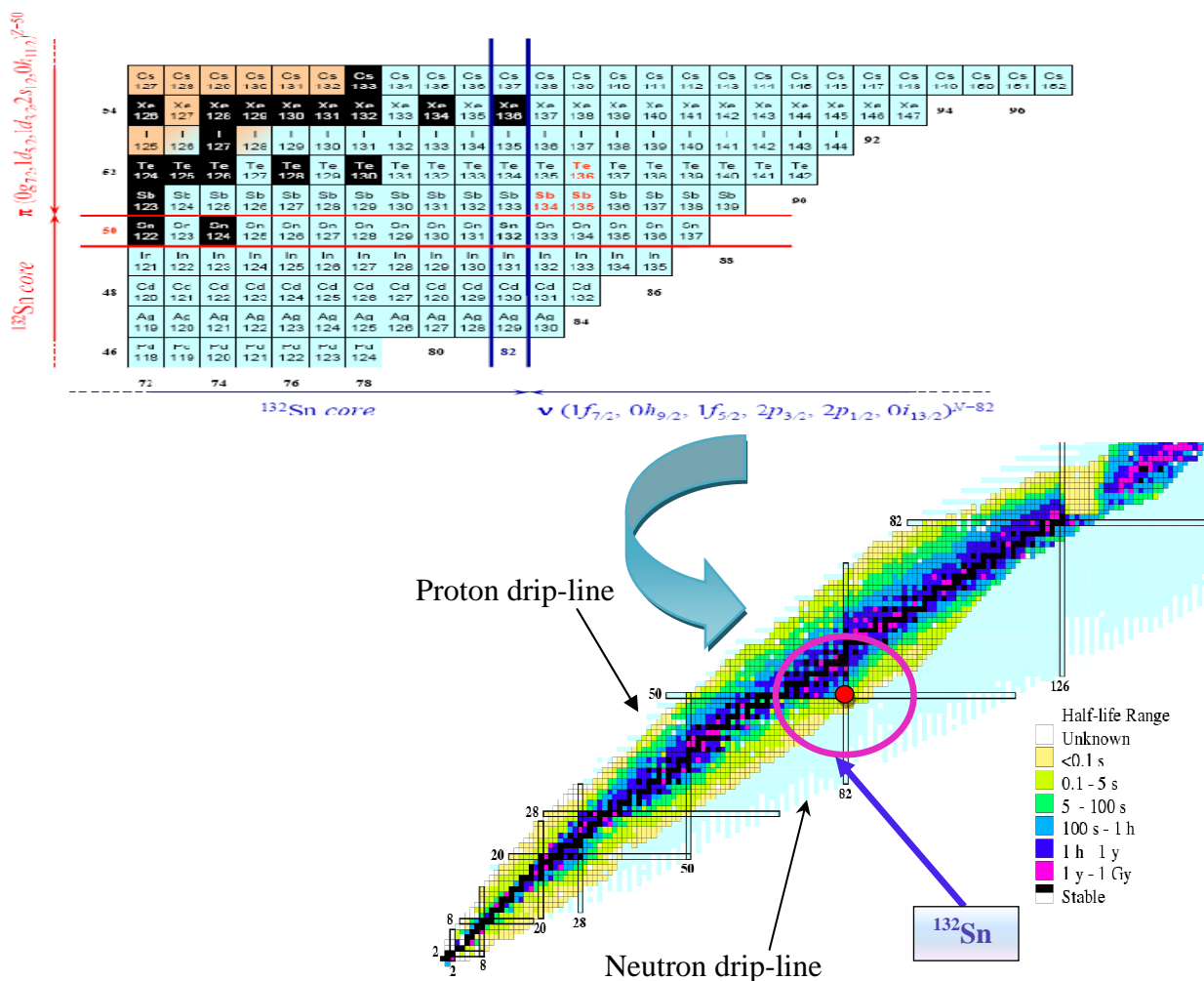


Figure IV. 1: La région de l'étain 132 sur la charte des isotopes.

Cette charte est limitée par deux lignes extrêmes: la ligne de l'émission spontanée de neutrons (neutron drip-line) et la ligne de l'émission spontanée de protons (proton drip-line) signifiant que le dernier neutron et le dernier proton non liés du côté riche en neutrons et du côté riche en protons sont instables, respectivement. Il est bien connu qu'après le noyau ^{16}O , les plus fortes fermetures de couches se produisent pour le ^{132}Sn et les noyaux avec quelques particules de valence, dans les couches $\pi(gdsh)$ et $\nu(hfpi)$ au-dessus du cœur inerte. Ces noyaux sont des systèmes appropriés permettant l'application du modèle en couches sphériques. Cette région ressemble pratiquement à celle au-dessus du ^{208}Pb . Mais, les noyaux riches en neutron au-dessus du cœur ^{132}Sn , particulièrement les isotopes de Sn, Sb, Te, I, Xe, et Cs, sont proches de la drip-line. L'intérêt de cette région est double. Elle permet d'une part, de comprendre la structure nucléaire de ces noyaux aux passages des couches magiques $Z = 50$ et $N = 82$ loin de la stabilité, et d'autre part de pouvoir établir leur rôle lors de nucléosynthèses explosives dans lesquelles ils sont produits par les processus stellaires ou astrophysiques. Leurs études visent à acquérir de nouvelles données sur les propriétés de décroissance des isotopes de Sn au-delà du noyau doublement magique ^{132}Sn , qui sont d'un grand intérêt pour la modélisation du processus-r [16], et la compréhension des abondances des éléments dans l'univers.

IV.1. 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}Sn jouent un rôle essentiel dans la description de la structure nucléaire. Ils fournissent l'occasion d'étudier les changements de propriétés nucléaires en variant le nombre de neutrons sur une grande échelle [17]. 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}Sn , ^{132}Sn [18,19]. 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, probabilités réduites de transition, moments magnétiques, demi-vie...). 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 (spe) ou de trou (she) nécessaires aux calculs de 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 les spectres énergétiques.

IV.2. Intérêt en astrophysique

On sait que les étoiles sont les sites de production des principaux éléments chimiques se trouvant dans la nature. En accord, avec le modèle du Big-bang, seuls les éléments ^1H , $^3\text{-}^4\text{He}$ et ^7Li étaient initialement créés, les autres éléments sont le résultat de l'évolution stellaire. Cet environnement astrophysique invoque des conditions de température et de densité non accessible dans les expériences de laboratoire. La description des différents processus nucléaires exigent des estimations théoriques. Les calculs de modèles en couches sont capables de reproduire de manière satisfaisante beaucoup de résultats expérimentaux et il serait alors possible d'obtenir des prédictions pour des noyaux dans des conditions non encore accessibles expérimentalement.

Les noyaux dans la région de ^{132}Sn sont des noyaux qui ont un grand intérêt pour étudier les phénomènes astrophysiques, en particulier le processus- r et l'évolution de divers sites astrophysiques comme les étoiles. Leurs énergies de liaison, leurs premiers états excités sont des valeurs très importantes dans les calculs de la nucléosynthèse. Les taux de transitions β sont aussi appropriés pour l'étude des scénarios astrophysiques dépendant des densités de la matière nucléaire (ρ), des fractions des électrons (Y_e), et de la température prédominante (T) dans l'environnement [20].

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 [21]. L'étude de la structure des noyaux exotiques impliqués dans le déroulement de ces processus astrophysiques est alors nécessaire.

➤ Abondance isotopique :

L'origine des quelques 300 éléments stables qui constituent le monde qui nous entoure fait 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 IV.2). 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. Il apparaît principalement plusieurs doubles pics au voisinage des masses 80, 130, et 194[22]. Ces

pics correspondent aux 'points d'attente classiques' des processus r et s vers ces régions de masse.

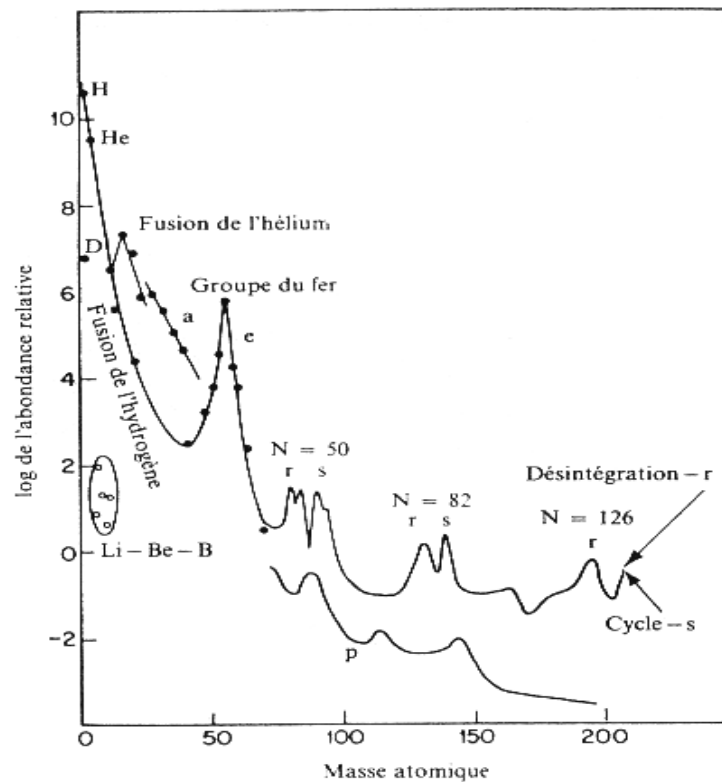


Figure IV.2: Courbe d'abondance des éléments présents dans le système solaire.

Ces processus astrophysiques de types r et s impliquent 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 ?

Tous les scénarios des processus astrophysiques permettant de comprendre l'évolution stellaire sont résumés ci-dessous.

✧ Processus rp

Le processus rp est la capture rapide de proton à certaines conditions de température et de densité. Ce processus prend le relais du cycle CNO (de combustion de l'hydrogène dans lequel entrent en jeu de nombreux noyaux radioactifs) et permet de synthétiser les isotopes riches en protons jusqu'à des masses aussi élevées que 100. La mise en évidence des noyaux de gallium de masse 60 et d'arsenic de masse 64 a permis de préciser le chemin du processus rp depuis les

noyaux de cuivre jusqu'à ceux de strontium. On trouve que la réaction (n, γ) pour les noyaux riches en protons, est moins dépendante de la température et de l'énergie de liaison du noyau, mais le taux de flux diminue l'augmentation des hauteurs de la barrière coulombienne, donc la capture radioactive de proton contribue au mieux à la production des noyaux légers riches en protons [23].

✧ Processus r

Le processus r est la capture rapide de neutron. Ce processus présente encore l'un des grands mystères de l'astrophysique moderne et reste extrêmement mal connu du point de vue de la modélisation astrophysique (l'explosion en supernovae ou la décompression d'étoiles à neutrons). La fission joue un rôle important pour comprendre ce processus, car elle permet la production permanente des noyaux légers par les noyaux lourds, mais aussi l'influence des prédictions de l'abondance des éléments du pic du Pb et des actinides tels l'uranium et le thorium. Ces deux derniers sont en particulier utilisés pour estimer l'âge des vieilles étoiles de notre galaxie sur la base de la cosmochronométrie. Le processus r consiste dans le passage d'un front de choc venant de l'explosion des supernovae, à travers la couche où brûle l'hélium d'une étoile lourde. Il y a une forte augmentation de la densité de neutrons libérés par des réactions nucléaires comme $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)\text{Mg}$. La capture rapide de ces neutrons par des éléments lourds préexistants permet donc la synthèse des isotopes « r ». Cette capture est plus rapide que la désintégration β^- . Dans ces conditions le flux nucléaire peut développer les noyaux dans la région de la charte la plus riche en neutrons.

✧ Processus s

Dans ce cas, les noyaux sont soumis à des flux de neutron 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 le 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.

IV.3. Les informations 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 dans lesquelles les propriétés nucléaires des isotopes instables sont déduites [24]. 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) [21]. Cependant, avec l'identification des deux premiers "points d'attente", des isotopes ^{130}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 déterminées, 2 à $A \approx 80$ et 7 dans la région $A \approx 130$ [24]. Le tableau (IV.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
$T_{1/2}(\text{ms})$	162	68	95	57	165	141	92	530	250	185	200

Tableau IV.1 : Demi-vies mesurées pour quelques isotopes autour de $A=132$.

Dans cette région, il a été possible d'identifier et mesurer la demi de vie par décroissance β et par l'intermédiaire de l'émission de neutron retardée de ^{133}Sn à ^{138}Sn .

Les isotopes de $^{135-138}\text{Sn}$ ont été produits par fission prompt à CERN/ISOLDE par réaction de spallation avec un faisceau de proton de 1GeV sur une cible de UC2. Ils ont été isolés par ionisation sélective de laser en utilisant une source d'ion de laser d'ionisation de résonance (RILIS). Les études ont montré que l'utilisation de RILIS peut augmenter de manière significative les productions de nuclides [25]. Les ions Sn ont été extraits dans le séparateur de masse et implantés dans une bande enduite d'Al. On peut remonter aux noyaux produits par la détection des événements γ , β et βn .

Il existe un autre séparateur OSIRIS, séparateur de masse des produits de fission à STRUDSVIK fonctionnant à l'université d'Uppsala. Par exemple, le noyau ^{135}Sb a été étudié par la décroissance β^- de ^{135}Sn produit par l'intermédiaire de fission rapide de neutron sur une cible ^{238}U à l'intérieur d'une source spéciale d'ion [26, 27]. Les niveaux du noyau ^{134}Sb ont été aussi peuplés par la décroissance βn .

Les niveaux excités du noyau ^{133}Sn ont été obtenus à partir du rayonnement γ étudié dans la désintégration de ^{134}In à ISOLDE. Tandis que ceux du noyau ^{134}Sn ont été obtenus à partir de l'étude de la fission rapide.

L'étude de ^{138}Sn a été possible malgré un taux de production de seulement deux nucléides par impulsion, comparé à 100 par impulsion de ^{137}Sn et à 3000 par impulsion pour ^{136}Sn . Plusieurs mesures de T_β et P_n ont été réalisées, le tableau (IV.2) montre les résultats obtenus.

Isotope	^{133}Sn	^{134}Sn	^{135}Sn	^{136}Sn	^{137}Sn	^{138}Sn
P_n	2.9(2)	13(1)	21(3)	30(5)	50(20)	50(20)

Tableau IV.2 : Probabilités expérimentales d'émission retardée de neutrons, pour quelques isotopes de Sn

Les chaînes de décroissance bêta des isobares $A = 134, 135, 136, 137$ et 138 ont impliqué les décroissances suivantes [28,29]:

- ^{134}Sn ($T_{1/2} = 1.05\text{s}$) \rightarrow ^{134}Sb ($T_{1/2} = 0.78\text{s}$) \rightarrow ^{134}Te ($T_{1/2} = 41.8\text{m}$) \rightarrow ^{134}I (52.5m) \rightarrow ^{134}Xe .
- ^{135}Sn (530ms) \rightarrow ^{135}Sb ($T_{1/2} = 1.679\text{s}$) \rightarrow ^{135}Te ($T_{1/2} = 19.0\text{s}$) \rightarrow ^{135}I ($T_{1/2} = 6.58\text{h}$) \rightarrow ^{135}Xe ($T_{1/2} = 9.14\text{h}$) \rightarrow ^{135}Cs .
- ^{136}Sn ($T_{1/2} = 0.25\text{s}$) \rightarrow ^{136}Sb ($T_{1/2} = 0.923\text{s}$) \rightarrow ^{136}Te ($T_{1/2} = 17.63\text{s}$) \rightarrow ^{136}I ($T_{1/2} = 64.9\text{s}$) \rightarrow ^{136}Xe .
- ^{137}Sn ($T_{1/2} = 185\text{ms}$) \rightarrow ^{137}Sb ($T_{1/2} = 492\text{ms}$) \rightarrow ^{137}Te ($T_{1/2} = 2.49\text{s}$) \rightarrow ^{137}I ($T_{1/2} = 24.5\text{s}$) \rightarrow ^{137}Xe ($T_{1/2} = 3.818\text{m}$) \rightarrow ^{137}Cs ($T_{1/2} = 30.08\text{a}$).
- ^{138}Sn (200ms) \rightarrow ^{138}Sb ($T_{1/2} = 350\text{ms}$) \rightarrow ^{138}Te ($T_{1/2} = 1.4\text{s}$) \rightarrow ^{138}I ($T_{1/2} = 6.23\text{s}$) \rightarrow ^{138}Xe ($T_{1/2} = 14.08\text{m}$) \rightarrow ^{138}Cs ($T_{1/2} = 2.91\text{m}$).

Chapitre V

CALCULS SPECTROSCOPIQUES

Introduction

Les investigations expérimentales récentes d'un nombre d'isotopes de Sn, Te, Xe, Sb et I fournissent des données pour la compréhension phénoménologique et systématique de la structure nucléaire de cette région de masse. Ces noyaux exotiques riches en neutron avec $50 \leq Z \leq 54$ et $82 \leq N \leq 86$ se trouvent sur ou proches du chemin du processus-r astrophysique. Ainsi, la connaissance de leurs structures, particulièrement les énergies de liaison, les états excités de basse énergie et les taux de décroissance β des ces noyaux à températures finies sont des ingrédients importants dans le scénario de la nucléosynthèse. Cependant, plusieurs de ces noyaux ont peu d'informations expérimentales disponibles et beaucoup d'entre eux restent encore inaccessible pour les études spectroscopiques. Ainsi, le recours aux modèles théoriques est indéniable. Il faut donc s'appliquer à améliorer la base de l'interaction nucléon-nucléon et à vérifier la validité du fondement théorique du modèle en couches et d'autres modèles phénoménologiques nucléaires sur la lumière de données disponibles pour cette région. Ceci pourra être utile pour éclairer les expérimentateurs à découvrir des noyaux non encore étudiés.

Les isotopes Sn riches en neutron ayant N pairs sont les noyaux présents au pic $A=130$ 'du point d'attente classique' dans la courbe de l'abondance du système solaire. Par rapport au processus-r, ^{136}Sn est un noyau important 'du point d'attente' pour des densités neutron modérées permettant d'amener le flux du processus-r au delà du pic $A \approx 130$. Les demi-vies de la décroissance β via l'émission neutron retardée ont été mesurées pour les isotopes $^{135-138}\text{Sn}$. Leurs taux de production et leurs durées de vie sont très faibles.

Dans ce chapitre, nous exposerons les interactions effectives de base utilisées dans la région de l'étain 132. Les noyaux pair-pairs et impair-impairs dans cette région de masse étudiée sont ^{136}Sn , ^{136}Te , ^{136}Xe , ^{136}I et ^{136}Sb avec quatre nucléons de valence. Leurs énergies d'excitation, leurs probabilités réduites de transition électromagnétiques et Gamow Teller et leurs moments électromagnétiques sont déterminés. Les résultats obtenus sont comparés aux données expérimentales existantes. L'évolution de la collectivité est initiée en fonction du nombre de neutron et/ou proton de valence. La variation du taux de transition et de la demi-vie de ^{136}Sn par décroissance β est alors étudiée en fonction de l'accroissement de la température dans le milieu nucléaire stellaire.

V.1. Rappels sur le code OXBASH

Nous avons développé les calculs dans le cadre du modèle en couches au moyen du code OXBASH [30]. Ce code contient une bibliothèque d'espaces et d'interactions modèles. Son arborescence se compose d'un ensemble de sous programmes structurés de la manière suivante [31]:

- Une base de déterminant de Slater dans le schéma-m, est générée à l'aide du programme 'BASIS', pour un nombre donné de particules et une projection J_z et T_z utilisant l'oscillateur harmonique.
- Par la technique de projection, les états de base avec les bons spins J ($J \geq J_z$) et isospin T ($T \geq T_z$) sont construits par le programme 'PROJ'.
- Le programme 'MATRIX' construit la matrice hamiltonienne que 'LANCZOS' tridiagonalise et détermine les énergies propres les plus basses et les fonctions propres correspondantes.

Par tous ces programmes, on peut lire les résultats des énergies de liaison de chaque état excité et construire les spectres en énergie des noyaux étudiés.

- Par 'TRAMP', on peut calculer les éléments de matrice des 'amplitudes de fonction de parentage' (fpa), les densités de transition à un ou deux corps, et les recouvrements de deux ou trois fonctions d'ondes.
- Enfin 'TRANS' peut être utilisé pour calculer les moments électromagnétiques, les probabilités de transitions réduites électromagnétiques, Gamow-Teller, etc...

V.2. Rappels sur les interactions effectives de la région de l'étain

Pour la région de masse $A = 132$, plusieurs interactions sont contenues dans la librairie du code Oxbash : kh5082, cw5082 [32] et CWG [33]. Les interactions prises de la littérature sont SMPN [34,35], cw Δ 5082 et kh Δ 5082 [36, 37,38].

- **Les interactions empiriques kh5082 et cw5082**

L'interaction **kh5082** pour la région de ^{132}Sn a été dérivée dans la référence [32]. Elle utilise les éléments de matrice à deux corps (TBME) de l'interaction Kuo-Herling (KH) [39] "bare + one particle-one hole (1p1h)" ou "bare G matrix + core polarization". Deux modifications ont été apportées dans ses TBME. 1) les six éléments diagonaux neutron-neutron, de $J^\pi = 0^+$ étant plus attractifs, 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. 2) la dépendance de masse prévue dans l'interaction résiduelle a été prise en compte à l'échelle par un facteur de $(132/208)^{-1/3}$ pour tous

les TBME. Ce facteur est une estimation de la dépendance en masse de l'énergie dans la base de l'oscillateur harmonique. Les énergies de la particule individuelle sont prises de l'expérience.

Pour les orbitales protoniques, les états yrast sont supposés être les états donnant les énergies KH. Le niveau yrast pour $J^\pi=1/2^+$, n'était pas connu expérimentalement et a été estimé par une systématique locale. En raison de l'insuffisance de données expérimentales les énergies des particules individuelles de neutrons sauf les orbitales $v2f_{7/2}$ et $v2h_{9/2}$ ont été obtenues par comparaison des centroïdes des énergies théoriques et expérimentales des isotones $Z=54, 56$ et $N=83$. Ainsi l'interaction kh5082 est construite à partir de principes fondamentaux.

L'interaction cw5082 est construite à partir de l'interaction kh5082 en remplaçant les éléments de matrice à deux corps proton de la couche $N = 4$, par de nouveaux TBME obtenus au moyen de l'interaction effective de Kruse et Wildenthal et au moyen d'un fit par 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 cinq TBME proton-neutron sont modifiés pour reproduire les niveaux connus de $J = 0$ et 1 du noyau ^{134}Sb .

- **L'interaction empirique SMPN**

L'interaction **SMPN** est construite par S. Sarkar et M. S. Sarkar [34, 35], en changeant les six éléments de matrice diagonaux à deux corps (v-v) (TBME) ayant $J^\pi=0^+$ de l'interaction cw5082. Ces éléments sont multipliés par le facteur 0.48. Ce facteur est obtenu en reproduisant l'énergie de liaison expérimentale de l'état fondamental du noyau ^{134}Sn (-6.365 MeV). Les trois états excités dans le noyau ^{134}Sn [39] issus principalement du multiplet $(v2f_{7/2})^2$ et ayant les énergies 725.6, 1073.4 et 1247.4 keV sont utilisés pour modifier les éléments de matrice $\langle (2f_{7/2})^2 | V | 2f_{7/2} \rangle^{2^+, 4^+, 6^+}$. L'élément de matrice $\langle (1h_{9/2} 2f_{7/2}) | V | (1h_{9/2} 2f_{7/2}) \rangle^{8^+}$ a été changé pour reproduire l'énergie du niveau 8^+ de 2508,9 keV. Similairement, en utilisant l'énergie de liaison (-12.952 MeV) et les états excités $1^-, 2^-, 3^-, 4^-, 5^-, 6^-, 7^-, 8^-, 9^+, 10^+, 11^-,$ et 12^- et les énergies 13.0, 330.7, 383.5, 554.8, 283.0, 1073, 2434, 2126, 4094, 4425 and 4517 keV, respectivement du noyau ^{134}Sb . Douze éléments de matrice (π -v) sont modifiés. Enfin, en utilisant l'énergie de liaison du ^{134}Te (-20.56 MeV) et ces trois énergies d'excitation des états $2^+, 4^+,$ et 6^+ prédominés par le multiplet $(\pi 1g_{7/2})^2$ et correspondants à 1279, 1576 et 1692 keV, respectivement, quatre éléments de matrice (π - π) de l'interaction cw5082 sont changés.

- **L'interaction réaliste CWG**

L'interaction résiduelle réaliste **CWG** est construite par A. B. Brown [33, 40]. C'est une interaction à deux corps basée sur la matrice G de diffusion. Celle-ci est dérivée de l'interaction nucléon-nucléon CD-Bonn prenant en compte, dans l'expansion de l'équation Bethe-Brueckner-

Goldstone des calculs microscopiques, les effets de polarisation du cœur et le courant d'échange de mésons virtuels (OPEP : one pion exchange potentiel). L'interaction effective est obtenue à partir de la méthode Q-box introduite par la théorie de perturbation de Rayleigh-Schrodinger incluant les diagrammes self- énergie du 3^{ème} ordre dans la matrice G et sommant jusqu'à l'infini sur les diagrammes self-potentiel. L'interaction Coulombienne des protons est additionnée. L'interaction **CWG** se compose de trois parties de Hamiltoniens : les interactions proton-proton (pp), neutron-neutron (nn) et proton-neutron (pn) [41]. L'hamiltonien (pp) basé sur le potentiel Bonn-A est déduit de l'étude des isotones N=82. L'hamiltonien (nn) basé sur l'interaction CD-Bonn a été utilisé pour étudier les isotopes de Sn. Enfin, l'hamiltonien (pn) a servi à établir le spectre du noyau ¹³²Sb.

➤ **Les interactions cwΔ5082 et khΔ5082**

Les interactions **cwΔ5082** et **khΔ5082** construites par [36, 37, 38], sont obtenues en changeant les éléments de matrice à deux corps (TBME) de cw5082 et kh5082. Les six éléments v-v diagonaux à $J = 0^+$ ont été multipliés par le facteur 0.48. La quantité : $2\Delta_n - E_{(cw5082, kh5082)}(2^+)$ est calculée 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. Cette quantité est soustraite de l'élément de matrice $\langle V_{12} \rangle_{cw5082}$ ou $\langle V_{12} \rangle_{kh5082}$ des interactions originales cw5082 et kh5082. Ensuite, les éléments obtenus sont multipliés par le facteur de 0.6 proposé par Terasaki pour renormaliser la réduction du gap d'appariement neutron au-dessus de $N = 82$. De même, les quatre éléments v-v, dont trois $\langle \nu 2f_{7/2} | V | \nu 2f_{7/2} \rangle^{2^+, 4^+, 6^+}$ correspondant aux états excités de ¹³⁴Sn issus principalement du multiplet $(\nu 2f_{7/2})^2$ et ayant les énergies 725.6, 1073.4 et 1247.4 keV, et le quatrième élément $\langle \nu 1h_{9/2} 2f_{7/2} | V | \nu 1h_{9/2} 2f_{7/2} \rangle^{8^+}$ de l'état excité 8^+ d'énergie 2508.9 keV sont modifiés. Les éléments de matrice π - π permettant de reproduire les états du noyau ¹³⁴Te de configurations $J^\pi = 0^+, 2^+, 4^+, \text{ et } 6^+$ issus du multiplet $(\pi 1g_{7/2})^2$ sont également changés par une procédure comparable au cas précédent (neutrons). Les facteurs de renormalisation ont dans ce cas les valeurs 0.9 et 1.08. Au total, seize éléments de matrice (TBME) des interactions cw5082 et kh5082 ont été modifiés.

V.3. Étude des noyaux de masse $A=136$ à quatre nucléons de valence

Dans ce travail, nous avons étudié les noyaux pair-pairs et impair-impairs de masse $A=136$, ayant quatre particules de valence dans la région de l'étain-132: ^{136}Sn , ^{136}Te , ^{136}Xe , ^{136}Sb et ^{136}I . Les calculs sont effectués dans le cadre du modèle en couches au moyen du code OXBASH [30], en utilisant les interactions cw5082, kh5082 [32], CWG [33], SMPN [34, 35], cw Δ 5082 et kh Δ 5082 [36, 37,38] décrites ci-dessus et l'espace modèle Z50N82.

Les dimensions des matrices impliquées pour les différents états yrast J^π de ces noyaux sont représentées dans le tableau (V.1).

NOYAUX PAIR-PAIRS				NOYAUX IMPAIR-IMPAIRS		
J^π	^{136}Sn	^{136}Te	^{136}Xe	J^π	^{136}Sb	^{136}I
0^+	113	387	50	1^-	841	526
2^+	418	1560	166	2^-	1285	790
4^+	560	2041	197	3^-	1586	954
6^+	527	1856	161	4^-	1728	1008
8^+	405	1380	114	6^-	1613	883
				7^-	1434	762

Tableau V.1: Dimensions des matrices impliquées dans les noyaux pair-pairs et impair-impairs pour les différents états yrast.

V. 3.1. Les spectres en énergie d'excitation

➤ Noyau de l'étain ^{136}Sn

Le noyau de ^{136}Sn riche en neutron a été produit au CERN/ISOLDE par spallation d'une cible UC_2 avec des protons de 1GeV accélérés par le Booster Synchrotron à protons (PSB) [25]. Il n'y a pas des données expérimentales permettant la confrontation des calculs théoriques avec ceux de l'expérience pour ce noyau. Ce noyau a quatre neutrons de valence en dehors du cœur doublement magique ^{132}Sn présentant la configuration $(\nu 2 f_{7/2})^4$ [35] pour ces états théoriques. Le tableau (V.2) comporte les valeurs des énergies d'excitation calculées. Celles-ci sont représentées sur la figure (V.1).

J^π	cw5082	kh5082	CWG	SMPN	cw Δ 5082	kh Δ 5082
0^+	0	0	0	0	0	0
2^+	1214	1214	733	578	579	572
4^+	1806	1806	1160	886	868	858
6^+	2058	2058	1376	1086	1013	1003
8^+	3201	3201	2117	1682	1559	1545

Tableau V.2: Résultats de calculs des niveaux énergétiques (en keV) du noyau ^{136}Sn , en utilisant les interactions cw5082, kh5082, CWG, SMPN, cw Δ 5082, et kh Δ 5082.

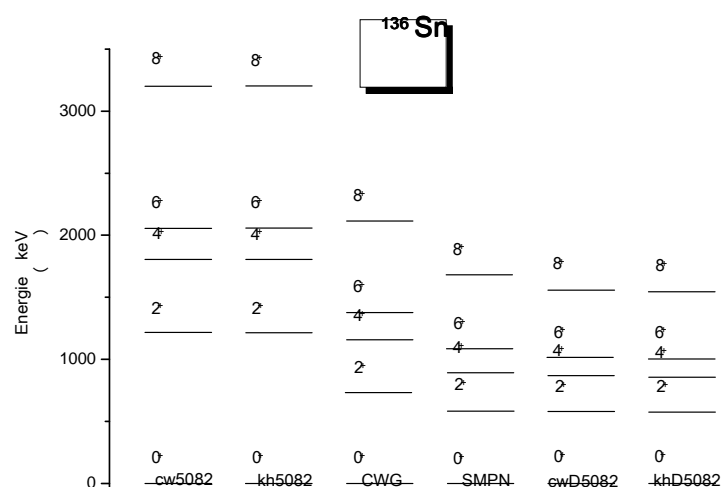


Figure V.1: Illustration des énergies d'excitation calculées avec les interactions cw5082, kh5082, CWG, SMPN, cw Δ 5082 et kh Δ 5082.

➤ Noyau Tellure ^{136}Te

L'isotope ^{136}Te a été produit suite à la fission spontanée ^{248}Cm et identifié par le rayonnement γ mesuré dans EUROGAM2 [42]. Ce noyau comprend deux protons de valence dans l'orbitale $(\pi 1g_{7/2})^2$ et deux neutron de valence dans l'orbitale $(\nu 1h_{9/2})^2$. Les énergies d'excitation calculées sont représentées dans le tableau (V. 3) et la figure (V.2). Les résultats expérimentaux sont tirés de la référence [34].

J^π	Exp	cw5082	kh5082	CWG	SMPN	cwΔ5082	khΔ5082
0^+	0	0	0	0	0	0	0
2^+	607	888	910	543	642	652	675
4^+	1030	1327	1411	937	1072	1069	1129
6^+	1383	1664	1646	1288	1390	1365	1382
8^+	2132	2565	2653	1959	2158	2201	2322

Tableau V. 3 : Résultats de calcul des niveaux énergétiques (en keV) du ^{136}Te , en utilisant les interactions cw5082, kh5082, CWG, SMPN, cwΔ5082 et khΔ5082.

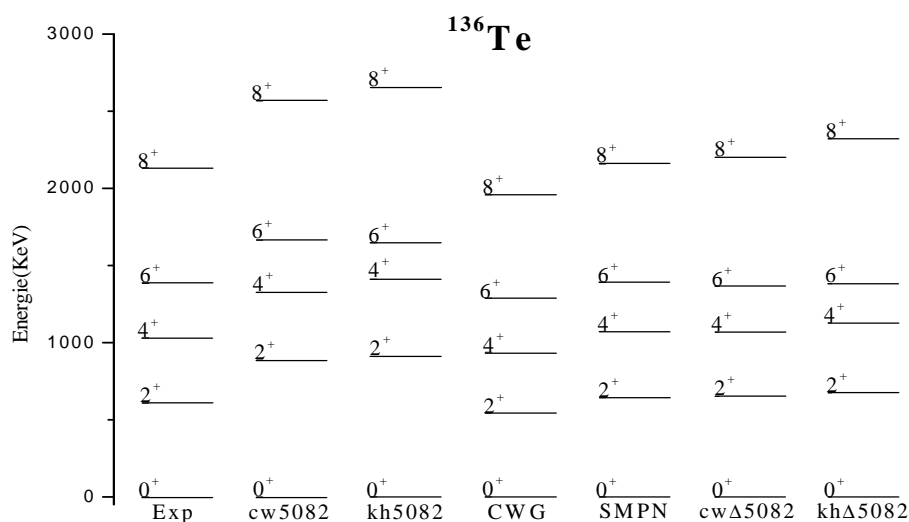


Figure V. 2: Spectres énergétiques expérimental [34, 42] et calculés pour le noyau ^{136}Te .

➤ Noyau Xénon ^{136}Xe

^{136}Xe a été produit par excitation coulombienne en l'utilisant comme faisceau d'énergie 508MeV sur une cible multicouche composée de $^{\text{nat}}\text{Ti}$, Gadolinium et cuivre auprès du Cyclotron LBNL(Berkeley) [43]. Le noyau de Xénon ^{136}Xe contient quatre protons de valence dans l'orbitale $(\pi 1g_{7/2})^4$. Les énergies données dans le tableau (V.4) sont représentées sur la figure (V. 3). Les résultats expérimentaux sont tirés de [42, 43] :

J^π	<i>Exp</i>	cw5082	kh5082	CWG	SMPN	cwΔ5082	khΔ5082
0^+	0	0	0	0	0	0	0
2^+	1313	1300	1300	1424	1280	1012	954
4^+	1694	1682	1600	1826	1795	1318	1238
6^+	1892	1838	1617	1919	1874	1429	1246
8^+	/	2801	2582	3049	2897	2196	1963

Tableau V. 4 : Résultats de calcul des niveaux énergétiques (en keV) du ^{136}Xe , en utilisant les interactions cw5082, kh5082, CWG, SMPN, cwΔ5082 et khΔ5082.

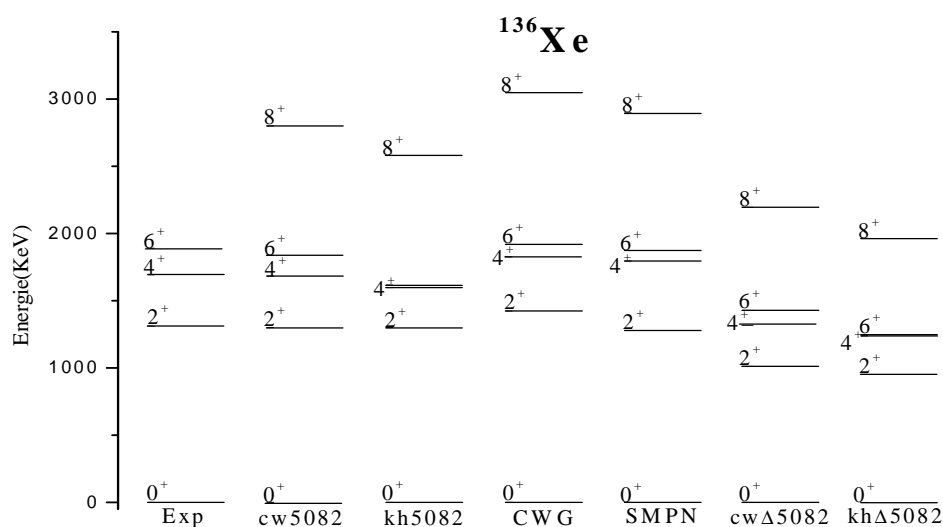


Figure V. 3: Spectres énergétiques expérimental [42, 43] et calculés pour le noyau ^{136}Xe .

➤ Noyau Antimoine ^{136}Sb

L'isotope ^{136}Sb , riche en neutrons a été produit par fission induite par neutron thermique sur ^{238}U . ^{136}Sb est un noyau à quatre particules de valence en plus du cœur ^{132}Sn : un proton et trois neutrons, avec la configuration $(\pi 1g_{7/2})^1 (v 1f_{7/2})^3$. Il forme un système intéressant. A cause de son caractère impair-impair, les informations sur sa structure et ses états excités donnent des informations directes sur l'interaction $p-n$ [44]. Les résultats obtenus des calculs microscopiques pour ce noyau sont reportés dans le tableau (V.5) et représentés sur la figure (V.4). Ils n'existent que quelques données expérimentales [44, 45] disponibles sur ce noyau.

J^π	Exp	cw5082	kh5082	CWG	SMPN	cwΔ5082	khΔ5082
1^-	0	125	0	116	126	203	4
2^-	53	0	126	0	0	0	0
4^-	226	182	301	199	150	163	161
6^-	277	245	340	276	192	192	166

Tableau V.5: Résultats de calcul des niveaux énergétiques (en keV) du ^{136}Sb , en utilisant les interactions cw5082, kh5082, CWG, SMPN, cwΔ5082 et khΔ5082.

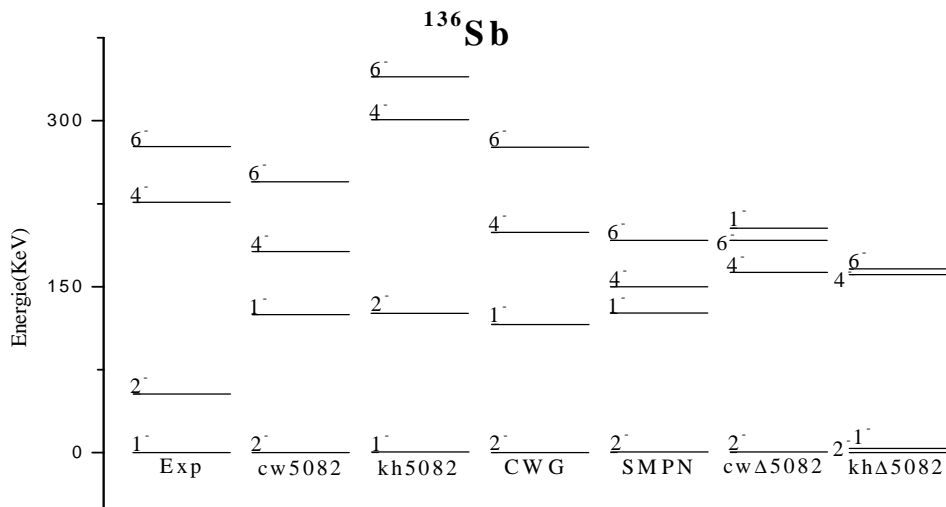


Figure V.4: Spectres énergétiques expérimentaux [44, 45] et calculés pour le noyau ^{136}Sb .

➤ **Noyau de l'iode ^{136}I**

L'isotope ^{136}I , riche en neutrons a été produit suivant la fission spontanée de ^{248}Cm . ^{136}I est un noyau à quatre particules de valence en plus de ^{132}Sn , trois protons et un neutron. Ce noyau a la configuration $(\pi 1g_{7/2})^3 (\nu 1f_{7/2})^1$. Les résultats des énergies obtenus sont reportés dans le tableau qui suit, et représentés sur la figure (V.5). Les résultats expérimentaux sont tirés de [46]:

J^π	<i>Exp</i>	cw5082	kh5082	CWG	SMPN	cw Δ 5082	kh Δ 5082
1^-	0	156	0	51	58	189	0
2^-	87	0	157	0	0	0	88
6^-	187	241	328	75	220	218	221
3^-	222.2	161	262	235	138	176	221
7^-	229.6	179	316	152	176	191	307
4^-	317	154	311	184	138	138	229

Tableau V.6: Résultats de calcul des niveaux énergétiques (en keV) du ^{136}I , en utilisant les interactions cw5082, kh5082, CWG, SMPN, cw Δ 5082 et kh Δ 5082.

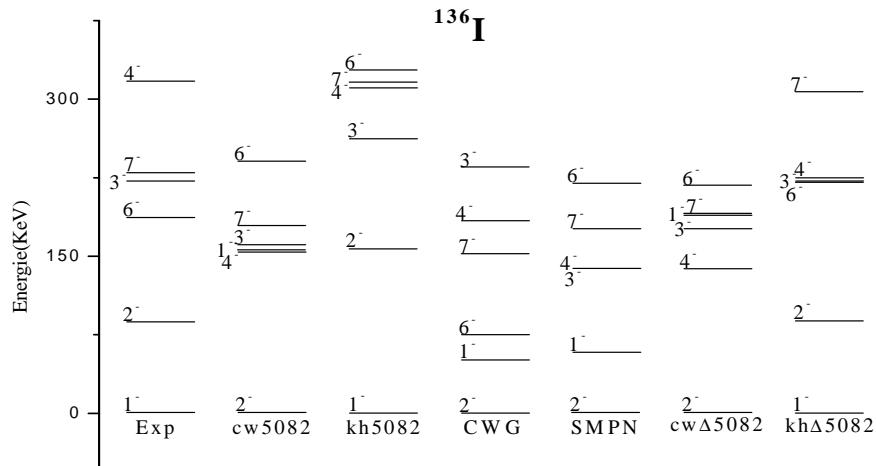


Figure V. 5 : Spectres énergétiques expérimental [46] et calculés du noyau ^{136}I .

V. 3.2. Systématique sur les isobares pair-pairs

La probabilité réduite de transition $B(E2)$ permet de savoir si la transition des nucléons dans le noyau est due à une contribution individuelle ou collective. En effet, le $B(E2)$ est plutôt faible pour des noyaux sphériques et élevé pour des noyaux collectifs ou déformés. Cette question de l'évolution de la collectivité est abordée dans les isobares pair-pairs en utilisant seulement les interactions CWG [33], SMPN [34, 35], cw Δ 5082 et kh Δ 5082 [36, 37, 38]. Dans le tableau (V.7), les énergies de liaison du fondamental, celles des états 2_1^+ et 4_1^+ et les contributions des fonctions d'onde sont comparées. Le rapport de la collectivité R_4 et les probabilités de transition électromagnétiques réduites $B(E2: 0_{gs}^+ \rightarrow 2^+)$ sont aussi calculées en utilisant les valeurs des charges effectives : $e_p=1.47 e$ et $e_n=0.64e$.

J^π	EXP		CWG		SMPN		cw Δ 5082		kh Δ 5082	
	Energie (keV)	Fonction d'onde	Energie (keV)	Fonction d'onde	Energie (keV)	Fonction d'onde	Energie (keV)	Fonction d'onde	Energie (keV)	Fonction d'onde
0^+	^{136}Sn (12208)^c	00 (12497)	54.09%	00 (13041)	55.60%	00 (13071)	57.07%	00 (13057)	57.59%	
2^+		733	48.86%	578	67.79%	579	69.01%	572	69.41%	
4^+		1160	60.97%	886	75.64%	868	76.61%	858	76.80%	
	$R_4=E_4^+/E_2^+$	1.58		1.53		1.50		1.50		
	B (E2: $0_{gs}^+ \rightarrow 2^+$) (e^2fm^4)	624.4		449.7		443.7		440.5		
0^+	^{136}Te (28564)	00 (29494)	33.10%	00 (28764)	41.13%	00 (28970)	42.67%	00 (29019)	44.45%	
2^+		543	19.89%	642	38.19%	652	39.40%	675	46.04%	
4^+		937	16.76%	1072	39.63%	1069	42.96%	1129	50.89%	
	$R_4=E_4^+/E_2^+$	1.72		1.67		1.64		1.67		
	B (E2: $0_{gs}^+ \rightarrow 2^+$) (e^2fm^4) 1030\pm150*	4183		3245		3076		2843		
0^+	^{136}Xe (39003)	00 (41889)	39.83%	00 (38977)	49.70%	00 (41427)	83.53%	00 (41669)	57.59%	
2^+		1424	39.92%	1280	52.63%	1012	87.54%	954	93.04%	
4^+		1826	43.15%	1795	49.27%	1318	90.72%	1238	93.74%	
	$R_4=E_4^+/E_2^+$	1.28		1.40		1.30		1.30		
	B (E2: $0_{gs}^+ \rightarrow 2^+$) (e^2fm^4) 2139.825**	5021		4990		3632		2857		

Tableau V.7: Comparaison des énergies et des fonctions d'onde des états 0^+ , 2^+ et 4^+ et du rapport R_4 de ^{136}Sn , ^{136}Te et ^{136}Xe en utilisant les interactions CWG, SMPN, cw Δ 5082 et kh Δ 5082. Les valeurs de B (E2) sont calculées pour les valeurs de charges effectives 0.64e neutron et 1.47e proton.
c : tirer de systématiques, Valeurs expérimentales * [47], ** = [48].

Dans la figure (V.6), les variations de E_J en fonction de J (J+1) sont comparées pour les trois isobares avec les interactions précédentes.

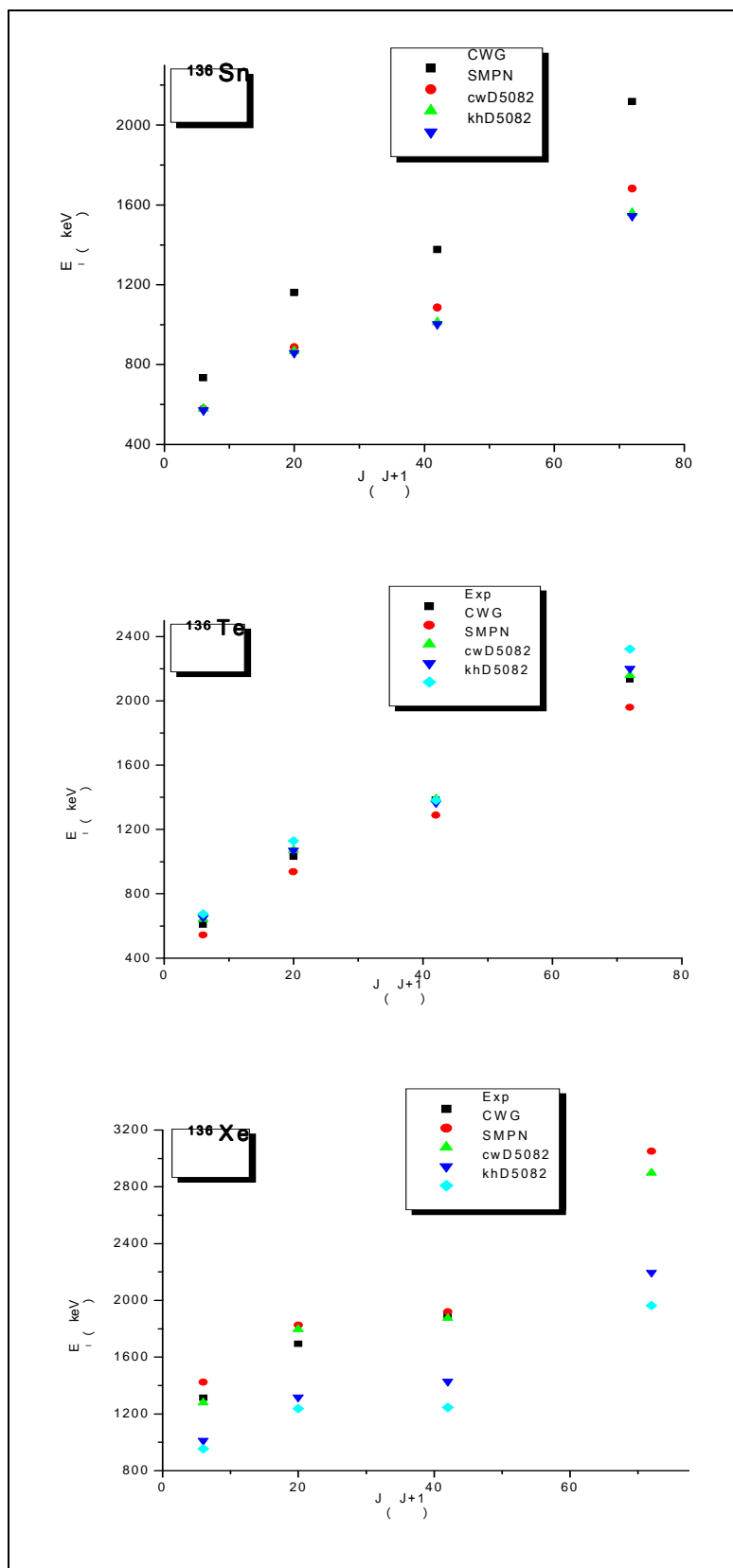


Figure V. 6 : La variation de E_J (en keV) en fonction de $J(J+1)$ pour les trois isobares ^{136}Sn , ^{136}Te et ^{136}Xe avec les interactions CWG, SMPN, cw Δ 5082 et kh Δ 5082.

➤ **Les fonctions d'onde**

Les structures des fonctions d'onde des différents états pour les trois isobares pair-pairs ^{136}Sn , ^{136}Te et ^{136}Xe sont comparées dans les figures (V.7 à V.9). Celles-ci montrent les courbes des nombres d'occupation des états yrast dans chacun de ces noyaux, obtenus par les interactions utilisées. Les chartes des fonctions d'onde des états 0^+ des noyaux précédents sont représentées dans les figures (V.10 à V.12) en utilisant les interactions CWG, SMPN, cw Δ 5082 et kh Δ 5082. Les valeurs numériques associées aux différentes zones correspondent aux pourcentages (%) de l'implication des particules dans les partitions composant la fonction d'onde. La zone blanche indique la contribution totale de toutes les partitions dont chacune contribue à moins de 1% dans la fonction d'onde.

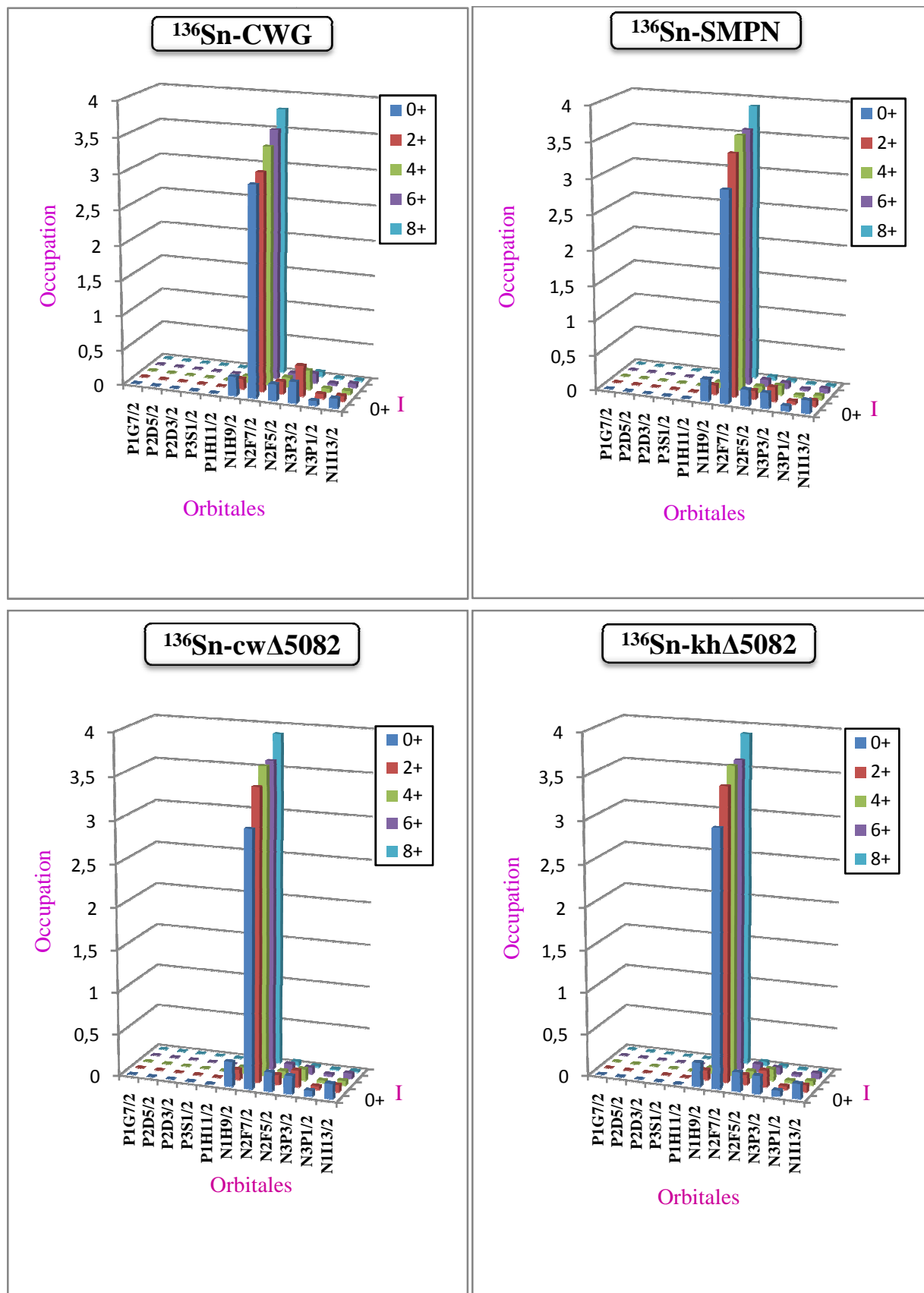


Figure. V.7 : Le nombre d'occupation des neutrons selon l'orbitale sur l'axe-X et pour les différents états de moment angulaire du noyau ^{136}Sn .

Les résultats sont indiqués en utilisant les interactions CWG, SMPN, cw Δ 5082 et kh Δ 5082.

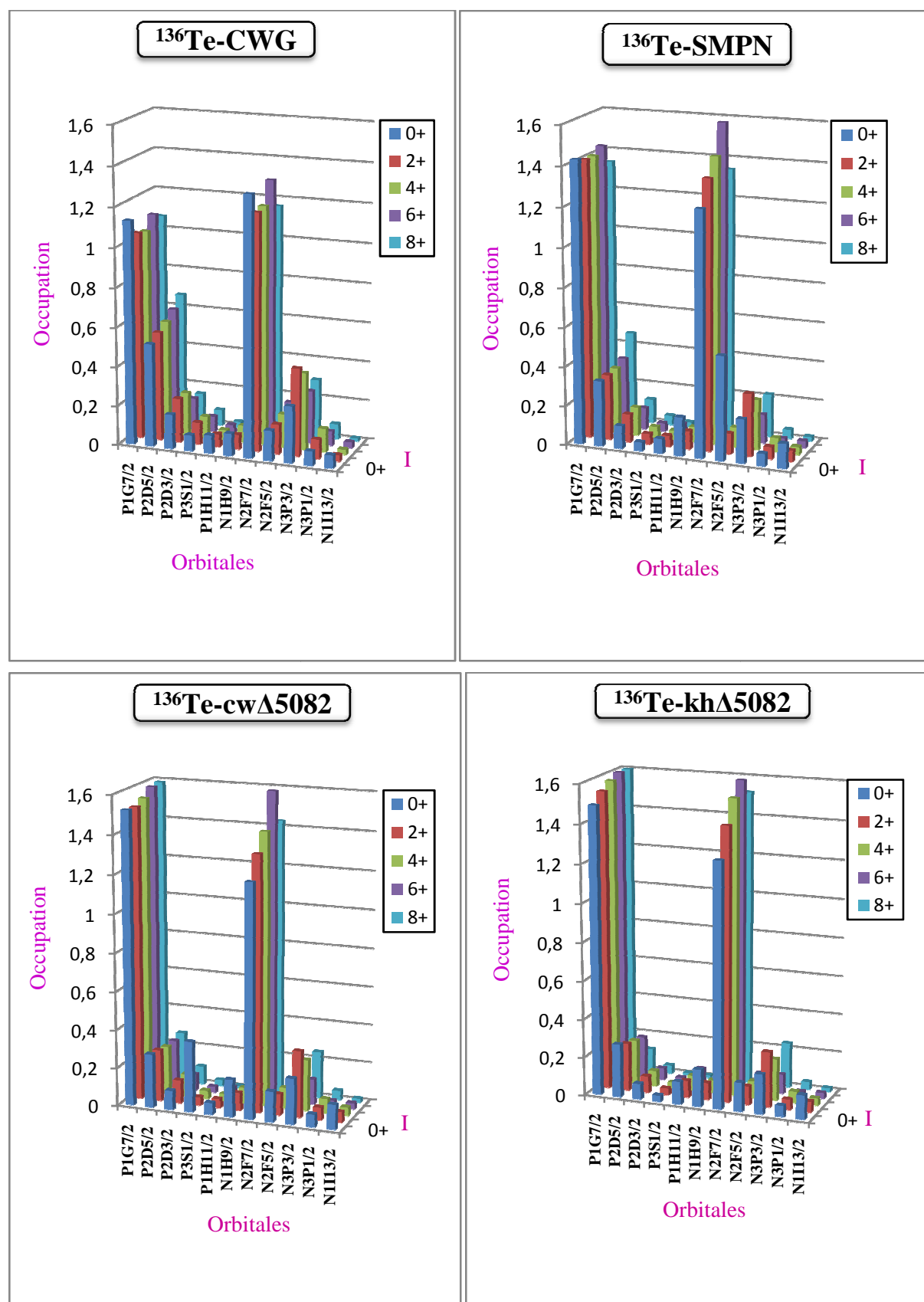


Figure. V.8 : Le nombre d'occupation de neutrons et de proton selon l'orbitale sur l'axe-X et pour les différents états de moment angulaire du noyau ^{136}Te .

Les résultats sont indiqués en utilisant les interactions CWG, SMPN, cw Δ 5082 et kh Δ 5082.

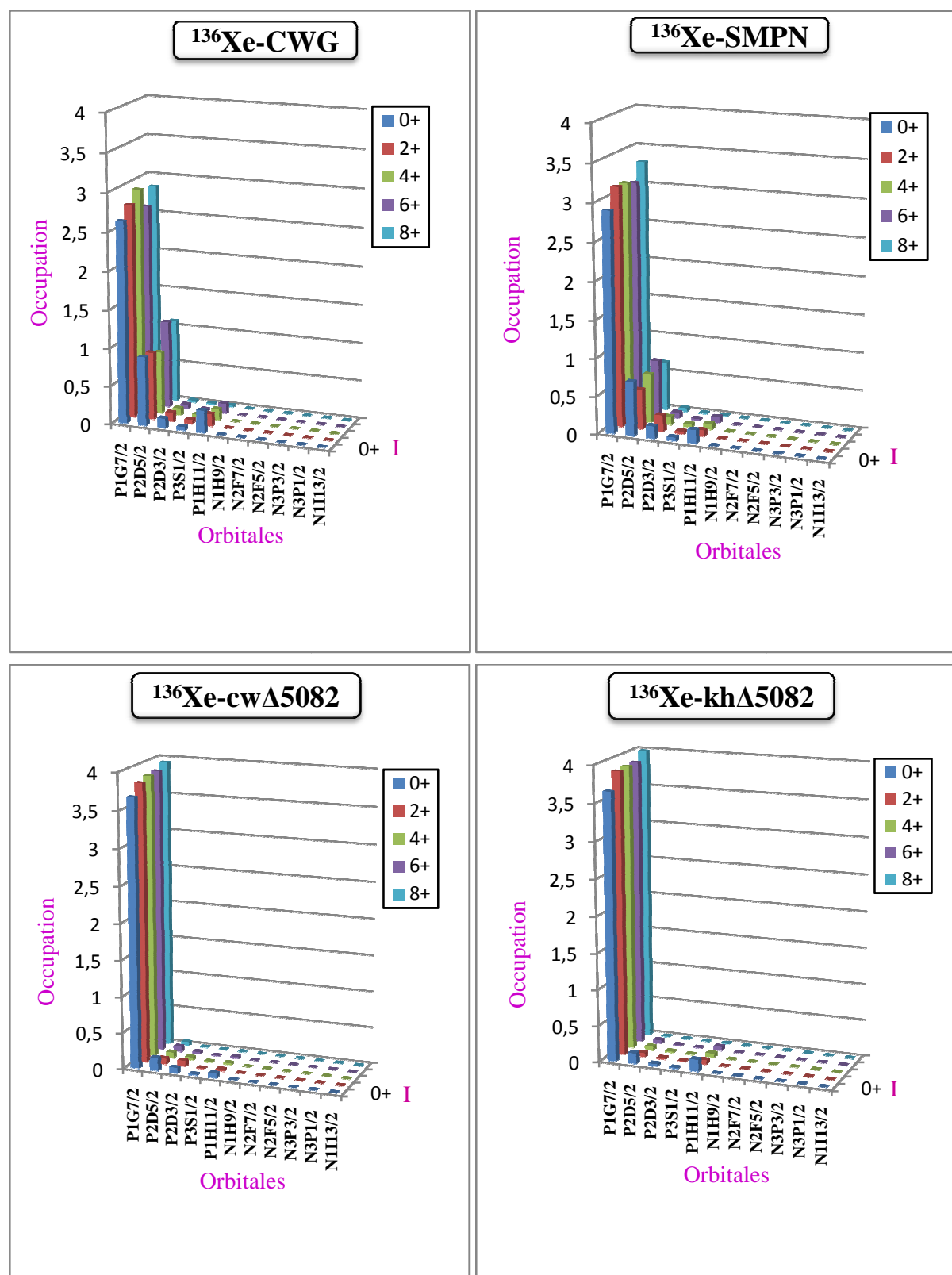


Figure. V.9 : Le nombre d'occupation des protons selon l'orbitale sur l'axe-X et pour les différents états de moment angulaire du noyau ^{136}Xe .

Les résultats sont indiqués en utilisant les interactions CWG, SMPN, $\text{cw}\Delta 5082$ et $\text{kh}\Delta 5082$.

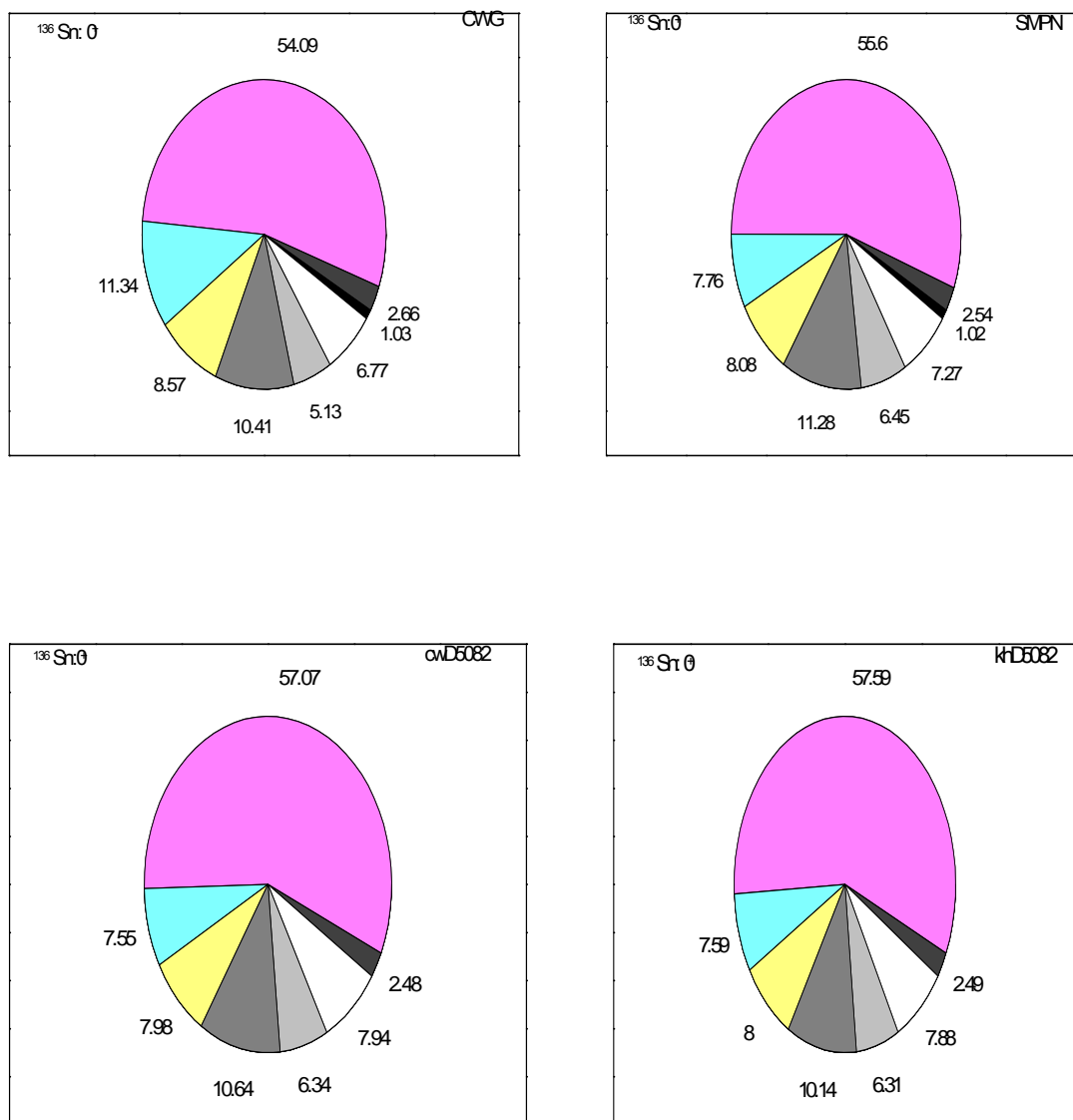


Figure. V.10 : La décomposition des fonctions d'onde des états 0^+ de ^{136}Sn obtenue en utilisant les interactions CWG, SMPN, cw Δ 5082 et kh Δ 5082.

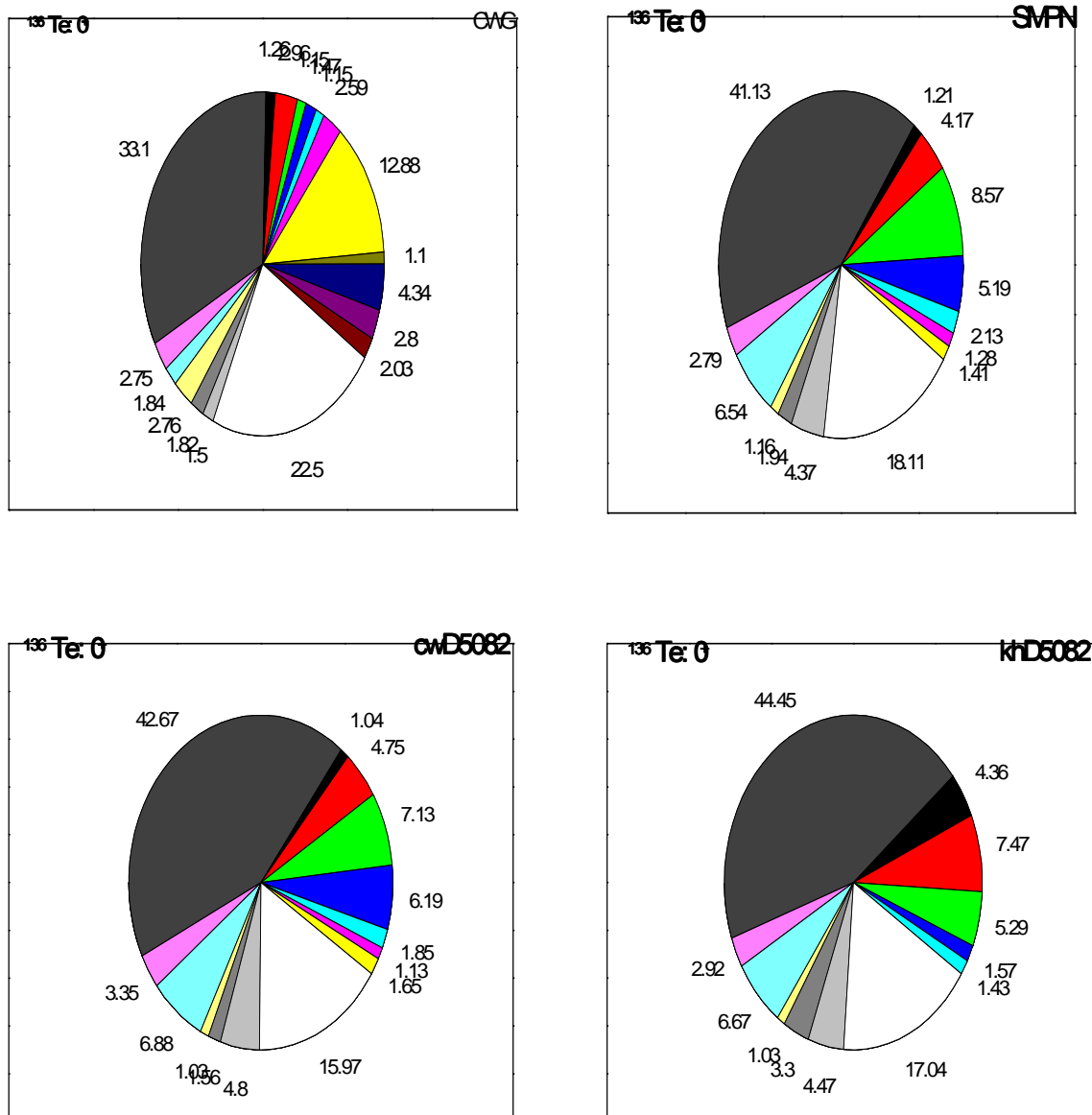


Figure. V.11 : La décomposition des fonctions d'onde des états 0^+ de ^{136}Te obtenue en utilisant les interactions CWG, SMPN, cw Δ 5082 et kh Δ 5082.

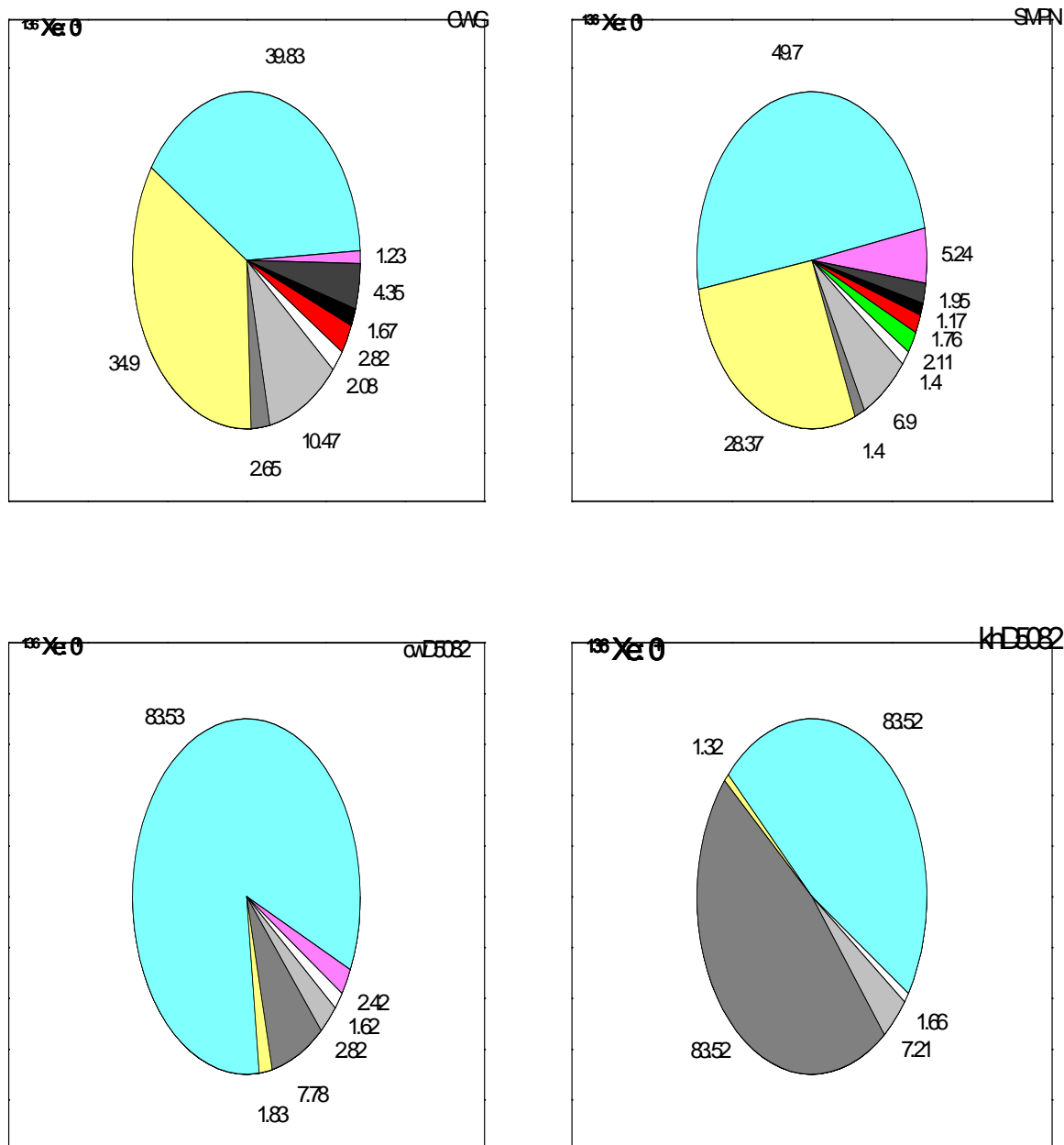


Figure. V.12 : La décomposition des fonctions d'onde des états 0^+ de ^{136}Xe obtenue en utilisant les interactions CWG, SMPN, cwΔ5082 et khΔ5082.

Les valeurs les plus importantes des compositions des fonctions d'onde des états 0^+ avec les configurations associées des différents noyaux obtenues par les diverses interactions sont regroupées dans le tableau (V.8)

Interactions	CWG	Configuration	SMPN	Configuration
¹³⁶ Sn	54.09%	$\nu(2f_{7/2})^4$	55.60%	$\nu(2f_{7/2})^4$
	11.34%	$\nu(2f_{7/2})^2(3p_{3/2})^2$	11.28%	$\nu(2f_{7/2})^2(3p_{3/2})^2$
	10.41%	$\nu(2f_{7/2})^2(1h_{9/2})^2$	8.08%	$\nu(2f_{7/2})^2(2f_{5/2})^2$
¹³⁶ Te	33.10%	$\pi(1g_{7/2})^2\nu(2f_{7/2})^2$	41.13%	$\pi(1g_{7/2})^2\nu(2f_{7/2})^2$
	12.88%	$\pi(2d_{5/2})^2\nu(2f_{7/2})^2$	8.57%	$\pi(2d_{5/2})^2\nu(2f_{7/2})^2$
	4.34%	$\pi(1g_{7/2})^2\nu(3p_{3/2})^2$	6.54%	$\pi(1g_{7/2})^2\nu(1h_{9/2})^2$
¹³⁶ Xe	39.83%	$\pi(1g_{7/2})^4$	49.70%	$\pi(1g_{7/2})^4$
	34.90%	$\pi(1g_{7/2})^2(2d_{5/2})^2$	28.37%	$\pi(1g_{7/2})^2(2d_{5/2})^2$
	10.47%	$\pi(1g_{7/2})^2(1h_{11/2})^2$	6.90%	$\pi(1g_{7/2})^2(1h_{11/2})^2$
Interactions	cwΔ5082	Configuration	cwΔ5082	Configuration
¹³⁶ Sn	57.07%	$\nu(2f_{7/2})^4$	57.59%	$\nu(2f_{7/2})^4$
	10.64%	$\nu(1h_{9/2})^2(2f_{7/2})^2$	10.14%	$\nu(1h_{9/2})^2(2f_{7/2})^2$
	7.98%	$\nu(2f_{7/2})^2(2f_{5/2})^2$	8.00%	$\nu(2f_{7/2})^2(2f_{5/2})^2$
¹³⁶ Te	42.67%	$\pi(1g_{7/2})^2\nu(2f_{7/2})^2$	44.45%	$\pi(1g_{7/2})^2\nu(2f_{7/2})^2$
	7.13%	$\pi(2d_{5/2})^2\nu(2f_{7/2})^2$	7.47%	$\pi(2d_{5/2})^2\nu(2f_{7/2})^2$
	6.88%	$\pi(1g_{7/2})^2\nu(1h_{9/2})^2$	6.67%	$\pi(1g_{7/2})^2\nu(1h_{9/2})^2$
¹³⁶ Xe	83.53%	$\pi(1g_{7/2})^4$	83.52%	$\pi(1g_{7/2})^4$
	7.78%	$\pi(1g_{7/2})^2(2d_{5/2})^2$	6.29%	$\pi(1g_{7/2})^2(2d_{5/2})^2$
	2.82%	$\pi(1g_{7/2})^2(1h_{11/2})^2$	7.21%	$\pi(1g_{7/2})^2(1h_{11/2})^2$

Tableau V.8: Les pourcentages des fonctions d'onde de l'état 0^+ avec les configurations associées des noyaux ¹³⁶Sn, ¹³⁶Te, ¹³⁶Xe.

L'étendue de la contribution des configurations mixtes impliquées dans chaque état yrast jusqu'à 8^+ pour l'isotope ¹³⁶Sn est présenté dans le tableau (V.9).

J^π	CWG			SMPN			cwΔ5082			khΔ5082		
	S	M	N	S	M	N	S	M	N	S	M	N
0 ⁺	93.2	54.1	7	92.7	55.6	7	92.1	57.1	6	92.1	57.6	6
2 ⁺	94.4	48.9	14	91.9	67.8	6	92.3	69.0	6	92.3	69.4	6
4 ⁺	93.8	61.0	9	95.7	75.6	7	95.9	76.6	7	95.9	76.8	7
6 ⁺	96.8	76.3	7	98.2	80.0	7	98.3	81.0	7	98.3	81.2	7
8 ⁺	95.3	84.9	5	95.8	92.3	2	96.2	92.8	2	96.2	92.8	2

Tableau V.9: La mesure des configurations mixtes des différents états impliqués dans le noyau ¹³⁶Sn. Pour chaque état les numéros correspondent à : (i) S : la somme des contributions à partir de partitions de particules dont chaque contribution supérieure à 1.00%, (ii) M : la contribution maximale à partir d'une seule partition, (iii) N : le nombre total de partitions qui contribuent dans S.

➤ **Les propriétés électromagnétiques**

- ❖ Les valeurs des B(E2) des noyaux ¹³⁶Sn, ¹³⁶Xe et ¹³⁶Te pour différentes transitions et interactions sont calculées et regroupées dans le tableau suivant.

B(E2)	kh5082			cw5082			CWG		
	¹³⁶ Sn	¹³⁶ Xe	¹³⁶ Te	¹³⁶ Sn	¹³⁶ Xe	¹³⁶ Te	¹³⁶ Sn	¹³⁶ Xe	¹³⁶ Te
2 ⁺ →0 ⁺	135.6	675.4 353.2 ^b	673.2 206 [*]	135.6	909.6	721.4	124.9	1004	836.6
4 ⁺ →2 ⁺	58.03	46.08 53.59 ^b	881.9	58.03	207.3	10.16	86.31	357.1	1239
6 ⁺ →4 ⁺	1.068	8.375 0.548 ^b	650.1	1.068	0.1003	884.3	13.95	115.4	1166
8 ⁺ →6 ⁺	15.28	353.3	484.3	15.28	472.8	676.8	52.7	492.9	989.8
B(E2)	SMPN			cwΔ5082			khΔ5082		
	¹³⁶ Sn	¹³⁶ Xe	¹³⁶ Te	¹³⁶ Sn	¹³⁶ Xe	¹³⁶ Te	¹³⁶ Sn	¹³⁶ Xe	¹³⁶ Te
2 ⁺ →0 ⁺	89.93	997.9	648.9	88.73	726.5	615.1	88.1	571.4	568.7
4 ⁺ →2 ⁺	42.85	5.785	875.8	48.23	71.09	823.2	49.49	3.597	691.6
6 ⁺ →4 ⁺	13.73	5.785	700	17.89	10.73	586.4	19.15	0.03423	452.0
8 ⁺ →6 ⁺	46.08	514.3	671.6	45.70	465.3	620.1	45.76	390.3	453.2

Tableau. V.10 : Valeurs des B(E2) en e²fm⁴ des noyaux ¹³⁶Sn, ¹³⁶Xe et ¹³⁶Te. Les valeurs de B (E2) sont calculées pour les valeurs de charges effectives 0.64e neutron et 1.47e proton.
Valeurs expérimentales tirées de b : [49], * = [47].

- ❖ Les moments dipolaires magnétiques et quadripolaires électriques des noyaux ^{136}Sn , ^{136}Xe et ^{136}Te sont calculés. Les résultats obtenus sont regroupés dans les tableaux (V.11) et (V.12).

J^π	Moment dipolaire magnétique (μ_N)			
	^{136}Sn	^{136}Xe		^{136}Te
2^+	-0,09 ^b -0,55 ^c	0,11 ^b 0,34 ^c	1.53(9) ^a	-0,92 ^b -1,47 ^c
4^+	-0,19 ^b -1,09 ^c	0,21 ^b 0,98 ^c	3,2(6) ^a	-1,84 ^b -1,76 ^c
6^+	-0,29 ^b -1,64 ^c	0,32 ^b 1,01 ^c	4.596 ^a	-2,76 ^b -0,63 ^c
8^+	-0,38 ^b -2,19 ^c	0,42 ^b 2,02 ^c	6.128 ^a	-3,68 ^b -0,49 ^c

Tableau V.11: Moment électromagnétique des niveaux J pour les noyaux ^{136}Sn , ^{136}Xe et ^{136}Te .

b : Valeurs calculées avec les valeurs des facteurs effectifs de spins $g_n = -2.674$ et $g_p = 3.906$.

c : Valeurs calculées avec les valeurs des facteurs libres du noyau.

a: Valeurs expérimentales tirées de [33].

J^π	Moment quadripolaire électrique (efm^2)		
	^{136}Sn	^{136}Xe	^{136}Te
2^+	10,77	17,32	-9,82
4^+	15,42	3,93	-8,78
6^+	-18,84	30,28	-10,34
8^+	-	-	-

Tableau V.12: Moment quadripolaire calculés pour les niveaux J des noyaux ^{136}Sn , ^{136}Xe et ^{136}Te .

Les valeurs de charges effectives 0.64e neutron et 1.47e proton.

V. 3.3. La désintégration β de ^{136}Sn

Les taux de transitions β sont appropriés pour l'étude des scénarios astrophysiques dépendant des densités de la matière nucléaire (ρ), des fractions des électrons (Y_e), et de la température prédominante (T) dans l'environnement [20]. Dans ce travail, les taux de désintégration de l'isotope exotique ^{136}Sn au-dessus du cœur inerte ^{132}Sn sont calculés en

Calculs spectroscopiques _____ Etude des noyaux de masse $A=136$ à quatre nucléons de valence fonction de la température (T). Les valeurs nécessaires de ft ont été obtenues à partir des $B(GT)$ correspondants aux transitions de Gamow Teller permises. La figure (V.13) présente le schéma de décroissance β^- de l'isotope ^{136}Sn vers les états de ^{136}Sb .

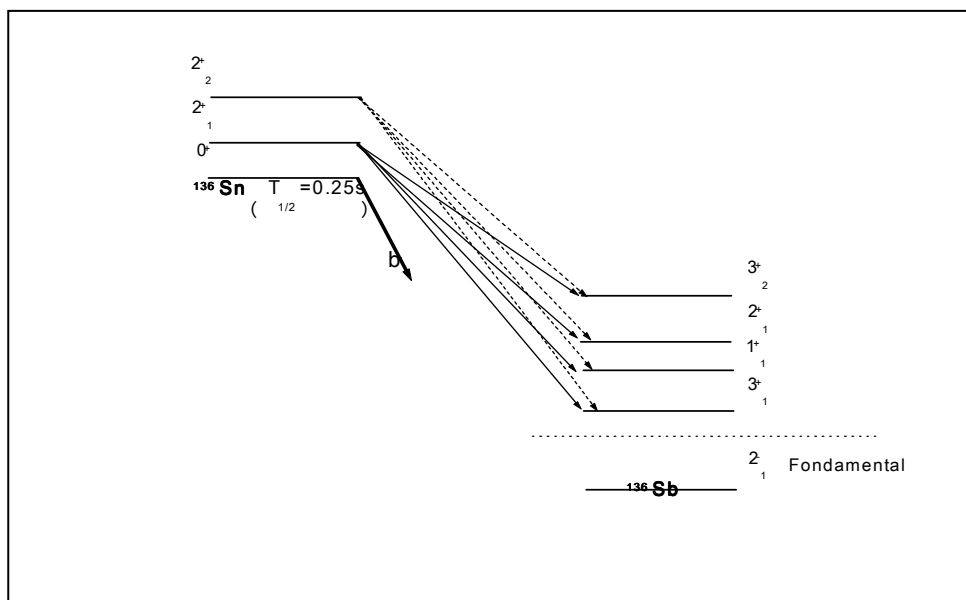


Figure V.13 : Schéma de désintégration β du noyau ^{136}Sn vers ^{136}Sb .

	Les états	cw5082	kh5082	CWG	SMPN	cw Δ 5082	kh Δ 5082
^{136}Sn	0^+	-13162	-13562	-12497	-13071	-13071	-13057
	2_1^+	1214	1214	733	578	579	572
	2_2^+	2121	2121	1463	1106	1145	1131
^{136}Sb	1_1^-	-	-20344	-	-	-	-
	2_1^-	-19759	-	-20048	-20154	-20033	-20136
	3_1^+	1444	1586	2008	2438	2415	2453
	3_2^+	2285	2565	2657	2831	2836	2911
	2_1^+	2297	2467	2557	2907	2879	2929
	1_1^+	2394	2476	2484	3020	2961	3064

Tableau V. 13: Valeurs des énergies en keV des états du noyau ^{136}Sn et ^{136}Sb par les différents interactions.

Les valeurs de $B(GT)$ obtenues sont reportées dans le tableau (V.14) en utilisant le code OXBASH pour les différentes interactions.

$^{136}\text{Sn}(T=2) \rightarrow$ $^{136}\text{Sb}(T=1)$	cw5082	kh5082	CWG	SMPN	cwΔ5082	khΔ5082
$2_1^+ \rightarrow 3_1^+$	$0.2549 \cdot 10^{-2}$	$0.2365 \cdot 10^{-2}$	$0.2068 \cdot 10^{-2}$	$0.2869 \cdot 10^{-2}$	$0.2089 \cdot 10^{-2}$	$0.1659 \cdot 10^{-2}$
$2_1^+ \rightarrow 3_2^+$	$0.9805 \cdot 10^{-3}$	$0.9519 \cdot 10^{-3}$	$0.2609 \cdot 10^{-2}$	$0.3071 \cdot 10^{-2}$	$0.2703 \cdot 10^{-2}$	$0.2611 \cdot 10^{-2}$
$2_1^+ \rightarrow 2_1^+$	$0.1082 \cdot 10^{-3}$	$0.1162 \cdot 10^{-3}$	$0.2163 \cdot 10^{-3}$	$0.9435 \cdot 10^{-4}$	$0.1352 \cdot 10^{-4}$	$0.4451 \cdot 10^{-5}$
$2_1^+ \rightarrow 1_1^+$	$0.1468 \cdot 10^{-5}$	$0.3938 \cdot 10^{-5}$	$0.1609 \cdot 10^{-4}$	$0.5090 \cdot 10^{-5}$	$0.3693 \cdot 10^{-5}$	$0.2262 \cdot 10^{-5}$
$2_2^+ \rightarrow 3_1^+$	$0.3387 \cdot 10^{-3}$	$0.3035 \cdot 10^{-3}$	$0.3535 \cdot 10^{-5}$	$0.2547 \cdot 10^{-3}$	$0.1550 \cdot 10^{-3}$	$0.1282 \cdot 10^{-3}$
$2_2^+ \rightarrow 3_2^+$	$0.7906 \cdot 10^{-3}$	$0.7765 \cdot 10^{-3}$	$0.2769 \cdot 10^{-2}$	$0.2000 \cdot 10^{-2}$	$0.1644 \cdot 10^{-2}$	$0.1381 \cdot 10^{-2}$
$2_2^+ \rightarrow 2_1^+$	$0.4720 \cdot 10^{-3}$	$0.4549 \cdot 10^{-3}$	$0.9481 \cdot 10^{-3}$	$0.1743 \cdot 10^{-3}$	$0.1498 \cdot 10^{-3}$	$0.1194 \cdot 10^{-3}$
$2_2^+ \rightarrow 1_1^+$	$0.2860 \cdot 10^{-4}$	$0.3158 \cdot 10^{-4}$	$0.5655 \cdot 10^{-4}$	$0.1261 \cdot 10^{-4}$	$0.1367 \cdot 10^{-4}$	$0.1321 \cdot 10^{-4}$

Tableau V.14: Les valeurs de B(GT) des états de ^{136}Sn vers les états de ^{136}Sb , en utilisant les interactions cw5082, kh5082, CWG, SMPN et khΔ5082.

Nous avons calculé les valeurs de $\log(ft)$ pour les transitions entre les différents niveaux du noyau ^{136}Sn vers ^{136}Sb avec les interactions précédentes. Ces valeurs de $\log(ft)$ sont évaluées à partir de la relation (III.21) et reportées sur le tableau (V.15). Les valeurs de $\log(f)$ sont calculées par la relation (III.30) et présentées sur le tableau (V.16) :

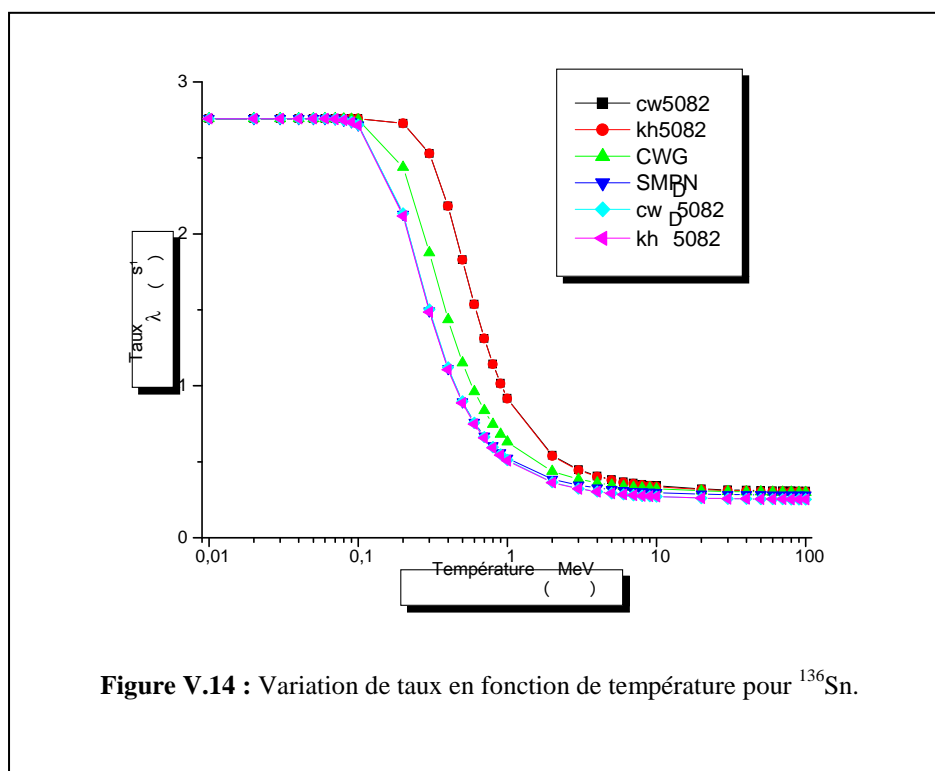
$^{136}\text{Sn} \rightarrow ^{136}\text{Sb}$	cw5082	kh5082	CWG	SMPN	cwΔ5082	khΔ5082
$2_1^+ \rightarrow 3_1^+$	6.196	6.214	6.232	6.147	6.272	6.364
$2_1^+ \rightarrow 3_2^+$	6.594	6.640	6.179	6.103	6.163	6.179
$2_1^+ \rightarrow 2_1^+$	7.594	7.594	7.293	7.293	7.594	7.594
$2_1^+ \rightarrow 1_1^+$	8.594	8.594	8.594	8.594	8.594	8.594
$2_2^+ \rightarrow 3_1^+$	7.117	7.117	8.594	7.293	9.594	8.594
$2_2^+ \rightarrow 3_2^+$	6.691	6.691	6.147	6.293	9.594	8.594
$2_2^+ \rightarrow 2_1^+$	6.895	6.895	7.594	7.293	9.594	8.594
$2_2^+ \rightarrow 1_1^+$	8.594	8.594	7.594	8.594	9.594	8.594

Tableau V.15: Valeurs de $\log(ft)$ du noyau ^{136}Sn vers ^{136}Sb , en utilisant les interactions cw5082, kh5082, CWG, SMPN et khΔ5082.

$^{136}\text{Sn} \rightarrow ^{136}\text{Sb}$	cw5082	kh5082	CWG	SMPN	cw Δ 5082	kh Δ 5082
$2_1^+ \rightarrow 3_1^+$	5.078	5.043	4.799	4.624	4.632	4.618
$2_1^+ \rightarrow 3_2^+$	4.856	4.776	4.604	4.497	4.498	4.470
$2_1^+ \rightarrow 2_1^+$	4.852	4.805	4.635	4.472	4.483	4.464
$2_1^+ \rightarrow 1_1^+$	4.825	4.802	4.658	4.434	4.456	4.419
$2_2^+ \rightarrow 3_1^+$	5.295	5.263	4.998	4.782	4.799	4.785
$2_2^+ \rightarrow 3_2^+$	5.095	5.024	4.821	4.664	4.676	4.649
$2_2^+ \rightarrow 2_1^+$	5.092	4.805	4.849	4.640	4.663	4.643
$2_2^+ \rightarrow 1_1^+$	5.067	4.802	4.869	4.605	4.638	4.601

Tableau V.16: Les valeurs de $\log(f)$, idem que tableau V.14.

Les variations des taux de transition λ en fonction de la température sont calculées à l'aide de relation (III.31). Et les demi-vies $T_{1/2}$ correspondantes déduites par les interactions cw5082, kh5082, CWG, SMPN, cw Δ 5082 et kh Δ 5082 sont regroupées dans les figures suivantes:



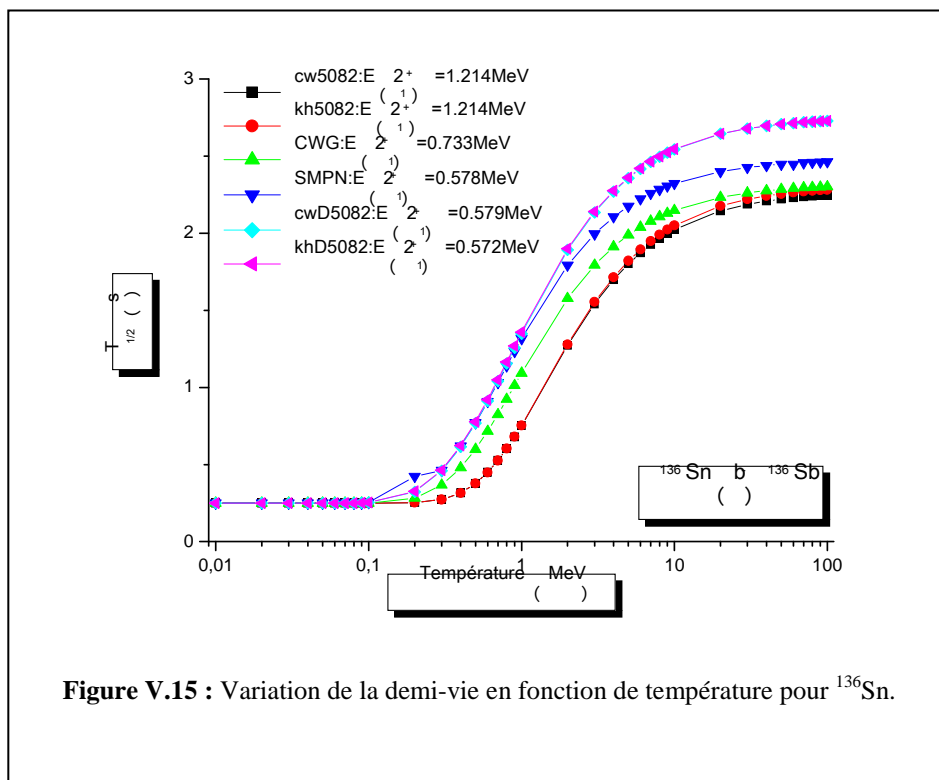


Figure V.15 : Variation de la demi-vie en fonction de température pour ^{136}Sn .

V.4. Discussion des résultats

Dans ce travail, nous avons établi une systématique pour les noyaux pair-pairs et impair-impairs, ayant quatre particules de valence dans la région de l'étain $A = 132$ (^{136}Sn , ^{136}Te , ^{136}Xe , ^{136}Sb et ^{136}I). L'étude est réalisée au moyen du code Oxbash par les interactions effectives cw5082, kh5082, CWG, SMPN, cw Δ 5082 et kh Δ 5082.

❖ Les spectres en énergie d'excitation

Pour tous ces noyaux de $A = 136$, sauf ^{136}Sn , les spectres d'excitation expérimentaux sont connus. Les valeurs des énergies d'excitation calculées en utilisant les interactions cw5082, kh5082, CWG, SMPN, cw Δ 5082, et kh Δ 5082 sont comparées avec les données expérimentales sur les figures (V.1 à V.5).

Dans le cas du calcul des énergies d'excitation pour l'étain ^{136}Sn , la comparaison entre les spectres calculés avec les interactions citées dans l'espace modèle Z50N82, montre que les deux résultats de l'interaction CWG, SMPN diffèrent de façon spectaculaire. C'est ce qui est observé dans la figure (V.1) et le tableau (V.2). Les trois premiers états excités 2^+ , 4^+ , 6^+ apparaissent à des énergies d'excitation environ le double dans le calcul avec l'interaction CWG. Il ya un écart de 600 keV d'énergie entre 6^+ et 8^+ pour l'interaction SMPN. Mais cet écart est d'environ 700 keV pour les résultats de l'interaction CWG. Cependant, nous constatons que les résultats obtenus par les interactions SMPN, cw Δ 5082 et kh Δ 5082 sont très proches avec un écart de 120 keV pour l'état 8^+ .

Les résultats obtenus pour ^{136}Xe (Figure. V.3) par l'interaction cw Δ 5082 sont meilleurs que ceux par kh Δ 5082, mais restent éloignés de ceux de l'expérience. Les gaps entre les états excités obtenus par cw Δ 5082 et ceux expérimentaux sont environ de 400 keV au maximum, pendant que cette différence n'est pas observé avec le spectre expérimental pour le noyau ^{136}Te (Figure. V.2). Les valeurs des énergies des niveaux calculées avec l'interaction SMPN sont en excellent accord avec les valeurs expérimentales jusqu'à l'état 8^+ observé dans (Figure. V.2) (Figure. V.3). L'accord avec les résultats calculés et les données expérimentales pour l'interaction CWG est également bon dans les deux cas ^{136}Te et ^{136}Xe . Les écarts sont systématiquement entre 50 et 150 keV.

Dans la figure (V.4) du noyau ^{136}Sb , nous avons obtenu 2^- comme état fondamental avec toutes les interactions sauf l'interaction kh5082 qui donne 1^- comme l'expérience. Dans le cas du noyau ^{136}I , les résultats obtenus par l'interaction kh Δ 5082 sont meilleurs que ceux par les autres interactions. Les valeurs des énergies d'excitation des états 1^- , 2^- , 6^- et 3^- sont proches de ceux expérimentaux avec l'interaction kh Δ 5082. Mais, nous remarquons une inversion entre 4^- et 7^- dans les calculs. Il faut signaler que dans l'article [46], Urban a retrouvé les valeurs des énergies

et la séquence des niveaux en utilisant l'interaction SMPN et en abaissant l'énergie de l'état individuel (spe) proton $\pi d_{5/2}$ d'une valeur de 400 keV. Cependant l'inversion entre les états 4^- et 7^- persiste.

Les énergies d'excitation obtenues pour les noyaux ^{136}Sb et ^{136}I sont différentes des données expérimentales. Ces noyaux ont en plus du multiplet proton-neutron un autre multiplet neutron-neutron ou proton-proton, respectivement. Ces multiplets jouent un rôle important dans l'interaction N-N.

En conclusion, d'après les résultats obtenus pour les noyaux pair-pairs, il est clair que l'interaction SMPN est la mieux adaptée pour la description des noyaux riche en neutrons de masse $A=136$.

❖ Systématiques sur les isobares pair-pairs

Nous abordons la question de l'évolution de la collectivité dans les isobares pair-pairs de masse 136. Une bonne indication de l'existence de cette collectivité dans les spectres en énergie se trouve dans le rapport $R_4 = E(4_1^+)/E(2_1^+)$ qui est de valeur 2 pour le modèle simple vibrationnel pur et 3.33 pour le rotor rigide pur. Près des couches fermées, la valeur est proche de 1 indiquant la présence d'une rigidité extrême liée aux configurations de modèle en couches.

Notons que les rapports R_4 pour les trois noyaux et avec les différentes interactions ont des valeurs inférieures à 2. On peut dire que les états ont une faible collectivité et la figure (V.6) le montre bien. La faible collectivité d'un noyau sera caractérisée par une faible probabilité de transition quadripolaire $B(E2 : 0_{gs}^+ \rightarrow 2^+)$.

Pour identifier la différence structurelle entre les prédictions, les fonctions d'onde sont comparées. La figure (V.7) montre que la structure du multiplet pur $(\nu 2f_{7/2})^4$ est identique dans les résultats des interactions CWG, SMPN, $cw\Delta 5082$ et $kh\Delta 5082$ pour les états de 0^+ à 8^+ dans le noyau ^{136}Sn . Pour ^{136}Te figure (V.8), le mélange de multiplets augmente par rapport à ^{136}Sn avec $cw\Delta 5082$, $kh\Delta 5082$ et SMPN devient plus important dans CWG. Pour ^{136}Xe figure (V.9), la structure du multiplet pur $(\pi 1g_{7/2})^4$ est obtenue pour $cw\Delta 5082$ et $kh\Delta 5082$ alors que CWG, SMPN donnent des résultats similaires ayant des configurations mixtes.

Les compositions des fonctions d'onde pour les états fondamentaux 0^+ des noyaux obtenus avec CWG, SMPN, $cw\Delta 5082$ et $kh\Delta 5082$ sont présentées dans les figures (V.10) à (V.12) et le tableau (V.8).

Pour ^{136}Sn , l'état fondamental 0^+ a une structure hautement fragmentée. Dans les résultats de CWG, 54.09% de l'état est originaire de la partition $\nu(2f_{7/2})^4$, 11.34% pour la partition $\nu(2f_{7/2})^2(3p_{3/2})^2$ et 10.41% pour la partition $\nu(2f_{7/2})^2(1h_{9/2})^2$. La composante manquante montrée

en blanc dans la composition des fonctions d'onde représente la contribution totale des partitions ayant chacune moins de 1%. Sa valeur représente 6,77%. L'occupation moyenne pour l'orbitale $v(2f_{7/2})$ dans l'état 0^+ ₁ est 2.983 ; celle de $v(3p_{3/2})$ est de 0.302. Avec SMPN, l'état 0^+ provient principalement à 55.60% de la partition $v(2f_{7/2})^4$ et 11.28% pour $v(1h_{9/2})^2(2f_{7/2})^2$ et 8.08% pour $(2f_{7/2})^2(2f_{5/2})^2$. La composante manquante est de 7.27%. L'occupation moyenne pour l'orbitale $v(2f_{7/2})$ dans l'état 0^+ ₁ est 2.976 ; celle de $v(3p_{3/2})$ est de 0.222. Avec cw Δ 5082, l'état 0^+ provient principalement à 57.07% de la partition $v(2f_{7/2})^4$, 10.64% pour $v(1h_{9/2})^2(2f_{7/2})^2$ et 7.98% pour $(2f_{7/2})^2(2f_{5/2})^2$. La composante manquante est de 7.94%. L'occupation moyenne pour l'orbitale $v(2f_{7/2})$ dans l'état 0^+ ₁ est 3.011 ; celle de $v(3p_{3/2})$ est de 0.215. Avec kh Δ 5082, l'état 0^+ provient principalement 57.59% pour la partition $v(2f_{7/2})^4$, 10.14% pour $v(1h_{9/2})^2(2f_{7/2})^2$ et 8.00% pour $v(2f_{7/2})^2(2f_{5/2})^2$. La composante manquante est de 7.88%. L'occupation moyenne pour l'orbitale $v(2f_{7/2})$ dans l'état 0^+ ₁ est 3.023; celle de $v(3p_{3/2})$ est de 0.215. Ainsi, toutes les interactions favorisent avec un pourcentage élevé la structure pure des bas états et montrent des caractéristiques des multiplets $v(2f_{7/2})$.

Pour ^{136}Te , l'état fondamental 0^+ a une structure plus fragmentée comparée à celle de ^{136}Sn . Dans les résultats de CWG, la configuration $\pi(1g_{7/2})^2v(2f_{7/2})^2$ produit une occupation de 33.10%, 12.88% pour $\pi(2d_{5/2})^2v(2f_{7/2})^2$ et 4.34% pour $\pi(1g_{7/2})^2v(3p_{3/2})^2$. La composante manquante est de 22.5% plus grande qu'avec ^{136}Sn . Avec SMPN, l'état 0^+ provient principalement 41.13% pour la partition $\pi(1g_{7/2})^2v(2f_{7/2})^2$, 8.57% pour $\pi(2d_{5/2})^2v(2f_{7/2})^2$ et 6.54% pour $\pi(1g_{7/2})^2v(1h_{9/2})^2$. La composante manquante est 18.11%. Avec cw Δ 5082, l'état 0^+ provient principalement 42.67% pour la partition $\pi(1g_{7/2})^2v(2f_{7/2})^2$, 7.13% pour $\pi(2d_{5/2})^2v(2f_{7/2})^2$ et 6.88% pour $\pi(1g_{7/2})^2v(1h_{9/2})^2$. La composante manquante est 15.97%. Avec kh Δ 5082, l'état 0^+ provient principalement 44.45% pour la partition $\pi(1g_{7/2})^2v(2f_{7/2})^2$, 7.47% pour $\pi(2d_{5/2})^2v(2f_{7/2})^2$ et 6.67% pour $\pi(1g_{7/2})^2v(1h_{9/2})^2$. La composante manquante est 17.04%. La contribution dans la configuration pure est plus faible dans l'interaction CWG que dans les autres interactions où elle est comparable. Par contre, dans le cas des configurations mixtes, la contribution de l'interaction CWG est plus importante.

Pour ^{136}Xe dans les résultats de CWG, la configuration $\pi(1g_{7/2})^4$ produit une occupation de 39.83%, 34.90% pour $\pi(1g_{7/2})^2(2d_{5/2})^2$ et 10.47% pour $\pi(1g_{7/2})^2p(1h_{11/2})^2$. La composante manquante est 2.08%, beaucoup plus petite que ^{136}Sn et ^{136}Te . Avec SMPN, l'état 0^+ provient principalement 49.70% pour la partition $\pi(1g_{7/2})^4$, 28.37% pour $\pi(1g_{7/2})^2(2d_{5/2})^2$ et 6.90% pour $\pi(1g_{7/2})^2(1h_{11/2})^2$. La composante manquante est 1.4%. Avec cw Δ 5082, l'état 0^+ provient principalement 83.53% pour la partition $\pi(1g_{7/2})^4$, 7.78% pour $\pi(1g_{7/2})^2(2d_{5/2})^2$ et 2.82% pour $\pi(1g_{7/2})^2(1h_{11/2})^2$. La composante manquante est 1.62%. Avec kh Δ 5082, l'état 0^+ provient

principalement 83.52% pour la partition $\pi(1g_{7/2})^4$, 6.29% pour $\pi(1g_{7/2})^2(2d_{5/2})^2$ et 7.21% pour $\pi(1g_{7/2})^2(1h_{11/2})^2$. La composante manquante est 1.66%. On observe que les deux interactions $cw\Delta 5082$ et $kh\Delta 5082$ favorisent la structure pure des bas états et montrent des caractéristiques des multiplets $\pi(1g_{7/2})$.

Dans le tableau (V.9), la mesure des configurations mixtes des différents états impliqués dans le noyau ^{136}Sn montre une augmentation progressive pour la somme des contributions à partir de partitions de particules ayant chacune une contribution supérieure à 1.00%. La contribution maximale à partir d'une seule partition est pratiquement constante pour tous les états et pour les trois interactions SMPN, $cw\Delta 5082$ et $kh\Delta 5082$ et légèrement inférieure pour l'interaction CWG. L'augmentation du nombre total de partitions N qui contribuent dans S indique également qu'il y a plus de mélanges. De la table, on peut constater que CWG prédit plus de structures à configurations mixtes pour les états de ^{136}Sn par rapport à celles prédites par les autres interactions.

✓ Les propriétés électromagnétiques

Avec le choix de charges effectives de proton 1.47e et 0.64e pour les neutrons, les valeurs de $B(E_2)$ sont calculées. Les valeurs diffèrent d'une interaction à une autre.

Dans le cas des moments magnétiques, les facteurs effectifs de spins utilisés sont soit ceux du nucléon libre soit réduit à 0.7. Les valeurs obtenues sont négatives dans le cas de ^{136}Sn et ^{136}Te . Ces signes suggèrent que les fonctions d'ondes prennent de grandes valeurs pour les contributions des configurations $(2f_{7/2})$ et les neutrons de valence sont couplés dans leurs états à la valeur J et que les protons sont couplés à zéro. Le moment magnétique vient principalement des neutrons. Pour le ^{136}Xe , les valeurs obtenues sont positives et diffèrent de celles obtenues expérimentalement.

Dans le cas des moments quadripolaires statiques, il n'y a pas aucune donnée expérimentale disponible. Nous pouvons seulement discuter les résultats obtenus. On observe que les valeurs des moments quadripolaires sont très élevées dans le cas de ^{136}Sn , ^{136}Xe . Que pour l'état 6^+ , le moment Q a une valeur négative pour ^{136}Sn . Pour le noyau ^{136}Te , les valeurs de Q sont négatives.

❖ La désintégration β de ^{136}Sn

En faisant varier la température dans le domaine nucléaire allant de 1keV à 100MeV, on observe que pour l'ensemble des interactions, la demi-vie effective croit avec l'accroissement de la température. Le taux total de décroissance, quant à lui, décroît avec l'accroissement de la température. Le taux partiel de désintégration à partir de l'état fondamental (0^+) est bien rapide et

ceux à partir des états excités 2_1^+ et 2_2^+ sont de deux ordres de grandeur plus lent pour ($kT=1\text{MeV}$), car l'état fondamental est dépeuplé et la population des états excités croît avec l'affaiblissement des taux de décroissance.

De 1keV à 100keV , $T_{1/2}$ a une valeur constante $\sim 0.25\text{sec}$ correspondant à celle obtenue dans les mesures de laboratoire. Au-delà 0.1MeV ($\approx 10^9\text{K}$), on observe une déviation de cette valeur pour toutes les interactions utilisées. La déviation commence à la même température et la saturation est atteinte au-dessus de 10MeV .

La valeur de l'énergie de l'état E (2_1^+) ($\sim 578\text{keV}$) obtenue avec les interactions SMPN, cw Δ 5082 et kh Δ 5082 relativement plus basse comparée à celles de CWG (733keV) et moitié pour cw5082 et kh5082 (1214keV), se manifeste par un taux de décroissance plus rapide. Les valeurs de saturation de $T_{1/2}$ diffèrent : 2.3sec pour cw5082, kh5082 et CWG, 2.5sec pour SMPN, 2.7sec pour cw Δ 5082 et kh Δ 5082.

CONCLUSION GÉNÉRALE

L'objectif de notre mémoire est consacré à l'étude de la région des isotopes de l'étain riches en neutrons. Cette étude est basée sur la détermination des énergies d'excitation, des probabilités réduites de transitions électriques $B(E_2)$, des moments magnétiques dipolaires et électriques quadripolaires. Les probabilités réduites Gamow Teller sont déterminées. L'évolution de la collectivité est initiée en fonction du nombre de neutron et/ou proton de valence. La variation du taux de transition et de la demi-vie de ^{136}Sn par décroissance β est alors étudiée en fonction de l'accroissement de la température dans le milieu nucléaire stellaire.

Nous avons établi une systématique pour les noyaux pair-pairs et impair-impairs, ayant quatre particules de valence à $A = 136$ (^{136}Sn , ^{136}Te , ^{136}Xe , ^{136}Sb et ^{136}I). L'étude est réalisée au moyen du code de structure nucléaire Oxbash dans le cadre du modèle en couches par les interactions effectives cw5082, kh5082, CWG, SMPN, cw Δ 5082 et kh Δ 5082.

- Dans le cas des calculs des énergies d'excitation pour ^{136}Sn , ^{136}Xe et ^{136}Te , la comparaison entre les spectres calculés avec les interactions citées dans l'espace modèle Z50N82, montre un très bon accord. Les énergies d'excitation obtenues pour les noyaux ^{136}Sb et ^{136}I sont différentes des données expérimentales. Ces noyaux ont en plus du multiplet proton-neutron un autre multiplet neutron-neutron ou proton-proton, respectivement. Ces multiplets jouent un rôle important dans l'interaction N-N.
- Pour identifier la différence structurelle entre les prédictions, les fonctions d'onde sont comparées. Pour ^{136}Sn toutes les interactions favorisent avec un pourcentage élevé pour la structure pure des bas états et montrent des caractéristiques des multiplets $\nu(2f_{7/2})$. Dans ^{136}Te , la contribution dans la configuration pure est plus faible dans l'interaction CWG que dans les autres interactions où elle est comparable. Par contre, dans le cas des configurations mixtes, la contribution de l'interaction CWG est plus importante. Pour ^{136}Xe , on observe que les deux interactions cw Δ 5082 et kh Δ 5082 favorisent la structure pure des bas états et montrent des caractéristiques des multiplets $\pi(1g_{7/2})$.
- Avec le choix de charges effectives de protons 1.47e et 0.64e pour les neutrons, les valeurs de $B(E_2)$ sont calculées. Les valeurs diffèrent d'une interaction à une autre.
- Dans le cas des moments magnétiques, les facteurs effectifs de spins utilisés sont soit ceux du nucléon libre soit réduit à 0.7. Les valeurs obtenues sont négatives dans le cas de ^{136}Sn et ^{136}Te . Ces signes suggèrent que les fonctions d'ondes prennent des grandes valeurs pour les contributions des configurations $(2f_{7/2})$ des neutrons de valence sont couplés dans leurs états à la valeur de J et que les protons sont couplés à zéro. Le moment

Conclusion générale

magnétique vient principalement des neutrons. Pour le ^{136}Xe , les valeurs obtenues sont positives et diffèrent de celles obtenues expérimentalement.

- Dans le cas des moments quadripolaires statiques, il n'y a pas aucune donnée expérimentale disponible. On observe que les valeurs des moments quadripolaires sont très élevées dans le cas de ^{136}Sn , ^{136}Xe . Que pour l'état 6^+ , le moment Q a une valeur négative pour ^{136}Sn . Pour le noyau ^{136}Te , les valeurs de Q sont négatives.
- En faisant varier la température dans le domaine nucléaire allant de 1keV à 100MeV, on observe que pour l'ensemble des interactions, la demi-vie effective de ^{136}Sn croit avec l'accroissement de la température. Le taux total de décroissance, quant à lui, décroît avec l'accroissement de la température. De 1keV à 100keV, $T_{1/2}$ a une valeur constante $\sim 0.25\text{sec}$ correspondant à celle obtenue dans les mesures de laboratoire. Au-delà 0.1MeV ($\approx 10^9\text{K}$), on observe une déviation de cette valeur pour toutes les interactions utilisées. La déviation commence à la même température et la saturation est atteinte au-dessus de 10MeV.

RÉFÉRENCES

- [1] I. Matea, Thèse de Doctorat, Université de Caen (2003).
- [2] J. Suhonen, Theoretical and Mathematical Physics, From Nucleons to Nucleus, Springer (2007).
- [3] J.P. Elliott, T. H. French, Proc. Roy. Soc. A 232, 561 (1955).
- [4] P. Ring and P. Schuck: The Nuclear Many-Body Problem, Springer Verlag (1980).
- [5] B. A. Brown et al., Phys. Rev. C26, 5, 2247 (1982).
- [6] K. Heyde, Hyperfine Interactions 43, 15 (1988).
- [7] V. I. Isakov et al., Phys. Atom. Nucl. 70, 5, 818 (2007).
- [8] E. Poirier, Thèse de Doctorat, Université de Louis Pasteur de Strasbourg (2002).
- [9] J. Collot : Cours de physique des particules, Université de Grenoble (2007-2008).
- [10] B. A. Brown: Lecture Notes in Nuclear Structure Physics (2005).
- [11] T. Faul, Thèse de Doctorat, Université de Louis Pasteur de Strasbourg (2007).
- [12] F. Perrot, Thèse de Doctorat, Université Louis Pasteur de Strasbourg (2004).
- [13] K. Kar et al., The Astrophysical Jour. 434, 662 (1994).
- [14] N. B. Gove and M. J. Martin, Nucl. Data Tables 10, 205 (1971).
- [15] M. Chernykh et al., The Astrophysical Jour. 633, L61 (2005).
- [16] L. Coraggio et al., Phys. Rev. C72, 057302 (2005).
- [17] L. Coraggio et al., Phys. Rev. C65, 051306 (2002).
- [18] F. Majeed, Acta. Phys. Polon. B37, 2851 (2006).
- [19] A. Gargano et al., Eur. Phys. J. A20, 103 (2004).
- [20] S. Sarkar and M. Saha Sarkar, 4th International Workshop on Nuclear Fission and Fission Product Spectroscopy, CEA Cadarache, May 13-16 (2009).
- [21] A. Korgul et al., Phys. Rev. C64, 021302 (2001).
- [22] L. Gaudefroy, Thèse de Doctorat, Université de Paris XI Orsay (2005).
- [23] M. Geneviève Saint-Laurent, Noyaux exotiques et faisceaux radioactifs au GANIL, CLEFS CEA- N° 35 (1997).
- [24] K. L. Kratz et al., Eur. Phys. J. A 25, 633-638 (2005).
- [25] J. Shergur et al., Phys. Rev. C65, 034343 (2002).
- [26] A. Korgul et al., Eur. Phys. J. A25, 123 (2005).
- [27] W. B. Walters et al., Eur. Org. P113 (2003).
- [28] A. Korgul et al., Eur. Phy. J. A15, 181-184 (2002).
- [29] <http://www.nndc.bnl.gov>.

- [30] B. A. Brown, A. Etchegoyen, W. D. M. Rae, NS. Godwin, MSU-NSCL Report No. 524, 1985, unpublished.
- [31] Harrat, Thèse de magistère, Université Mentouri Constantine (2003).
- [32] W. T. Chou and E. K. Warburton, Phys. Rev. C45, 1720 (1992).
- [33] B.A. Brown et al., Phys. Rev. C 71, 044317 (2005).
- [34] S. Sarkar, M. Saha Sarkar, Eur. Phys. J. A21, 61 (2004).
- [35] S. Sarkar, M. Saha Sarkar, Phys. Rev. C 78, 024308 (2008).
- [36] L. Aissaoui et al., Braz. J. of Phys., vol. 39, n° 4 (2009).
- [37] N. Laouet, Thèse de magistère, Université Mentouri Constantine (2010).
- [38] D. Boumala, Thèse de magistère, Université Mentouri Constantine (2007).
- [39] E. K. Warburton and B. A. Brown, Phys. Rev. C43, 602 (1991).
- [40] G. E. Brown and G. T. Schappert, N. P. 56, 191 (1964).
- [41] M. Hjorth-Jensen, T. T. S. Kuo, and E. Osnes, Phys. Rep. 261, 125 (1995).
- [42] A. Korgul et al., Eur. Phys. Jour. A7, 167 (2000).
- [43] G. Jakob et al., Phys. Rev. C 65, 024316 (2002).
- [44] G. S. Simpson et al., Phys. Rev. C 76, 041303 (R) (2007).
- [45] A. Covello and al, Nucl. Part. Phys. 37, 064044 (2010).
- [46] W. Urban et al., Eur. Phys. J. A27, 257 (2006).
- [47] D. C. Radford et al., Phys. Rev. Lett. 88 (2002).
- [48] G. Jakob et al., Phys. Rev C65, 024316 (2002).
- [49] V. I. Isakov et al., Phys. At. Nucl. 68, 9, 1487 (2005).

ABSTRACT

The aim of our paper is devoted to the study of isotopes in the region of neutron-rich tin. This study is based on the determination of excitation energies, reduced transition probabilities of electric B (E_2), the magnetic dipole moments and electric quadrupole. We have established a systematic for even-even and odd-odd nuclei, with four valence particles to $A = 136$. The structure code is used in nuclear Oxbash part of the shell model with effective interactions cw5082, kh5082, CWG, SMPN, and cw Δ 5082 kh Δ 5082 Z50N82 and model space. The calculated spectra with the interactions mentioned for ^{136}Sn , ^{136}Te and ^{136}Xe shows a good agreement as opposed to those nuclei ^{136}Sb and ^{136}I are different experimental data. The presence of multiplets pn, nn or pp plays an important role in the N-N interaction. The results of magnetic dipole moments and electric quadrupole are calculated. By varying the temperature in the nuclear field from 1 keV to 100 MeV, we observe that for all interactions, the effective half-life of ^{136}Sn increases with increasing temperature. The total decay rate, in turn, decreases with increasing temperature. Of 1 keV to 100 keV, $T_{1/2}$ has a constant value $\sim 0.25\text{sec}$ corresponding to that obtained in laboratory measurements. Beyond 0.1 MeV ($\approx 10^9\text{K}$), there is a deviation from this value for all interactions used. The deviation starts at the same temperature and saturation is reached above 10 MeV.

Keywords: Shell Model, Code Oxbash, probabilities B (GT), β decay, electromagnetic moments Q_J and μ_J , phase factor.

ملخص

الهدف من مذكرتنا مكرس لدراسة منطقة نظائر القصدير الغنية بالنيوترونات. وتعتمد هذه الدراسة على تحديد طاقات الإثارة، احتمالات الانتقالات الكهربائية المختزلة $B(E_2)$ ، العزوم المغناطيسية أحادية القطب و العزوم الكهربائية رباعية الأقطاب. قمنا بتأسيس دراسة منسقة للأنوية زوجي-زوجي وفردى-فردى ذات أربع نيوكليونات تكافؤ ذات $A=136$. أجريت الحسابات في إطار النموذج الطبقي بواسطة برنامج البنية النووية Oxbash باستعمال التفاعلات cw5082، kh5082، SMPN، CWG، cwΔ5082 و khΔ5082 والفضاء النموذجي Z50N82. الأطياف المحسوبة مع التفاعلات المشير إليها من أجل ^{136}Sn ، ^{136}Xe و ^{136}Te يظهر اتفاق جيد على عكس الأنوية ^{136}Sb و ^{136}I المختلفة مع البيانات التجريبية. وجود الثنائية p-n، n-n و p-p يلعب دورا مهما في التفاعل N-N. وتحسب نتائج العزوم أحادية الأقطاب الكهرومغناطيسية ورباعية الأقطاب الكهربائية. من خلال تغيير درجة الحرارة في المجال النووي من 1 keV إلى 100MeV، لاحظنا من أجل مجموعة التفاعلات، نصف العمر الفعال للنواة ^{136}Sn يزداد مع زيادة درجة الحرارة. في المقابل المعدل الكلي للتفكك، تنخفض مع ارتفاع درجة الحرارة. من 1keV إلى 100keV، $T_{1/2}$ له قيمة ثابتة ~ 0.25sec الموافق للتي حصلنا عليها في المختبر. فما فوق 0.1MeV ($\sim 10^9\text{K}$)، نلاحظ انحراف هذه القيمة من اجل كل التفاعلات المستعملة، الانحراف يبدأ في نفس درجة الحرارة و يدرك التشبع ابتداء من 10 MeV.

الكلمات المفتاحية:

النموذج الطبقي، البرنامج Oxbash، الاحتمالات $B(GT)$ ، التفكك β ، العزوم الكهرومغناطيسية متعددة الأقطاب Q و μ ، عامل الطور.

RESUME

L'objectif de notre mémoire est consacré à l'étude de la région des isotopes de l'étain riches en neutrons. Cette étude est basée sur la détermination des énergies d'excitation, des probabilités réduites de transitions électriques $B(E_2)$, des moments magnétiques dipolaires et électriques quadripolaires. Les probabilités réduites Gamow Teller sont déterminées. L'évolution de la collectivité est initiée en fonction du nombre de neutron et/ou proton de valence. La variation du taux de transition et de la demi-vie de ^{136}Sn par décroissance β est alors étudiée en fonction de l'accroissement de la température dans le milieu nucléaire stellaire.

Nous avons établi une systématique pour les noyaux pair-pairs et impair-impairs, ayant quatre particules de valence à $A = 136$. Le code de structure nucléaire Oxbash est utilisé dans le cadre du modèle en couches avec les interactions effectives cw5082, kh5082, CWG, SMPN, cw Δ 5082 et kh Δ 5082 et l'espace modèle Z50N82.

Les spectres calculés avec les interactions citées pour ^{136}Sn , ^{136}Xe et ^{136}Te montre un bon accord au contraire de ceux des noyaux ^{136}Sb et ^{136}I qui sont différents des données expérimentales. La présence de multiplets p-n, n-n ou p-p joue un rôle important dans l'interaction N-N. Les résultats des moments dipolaires magnétiques et quadripolaires électriques sont calculés. En faisant varier la température dans le domaine nucléaire allant de 1keV à 100MeV, on observe que pour l'ensemble des interactions, la demi-vie effective de ^{136}Sn croît avec l'accroissement de la température. Le taux total de décroissance, quant à lui, décroît avec l'accroissement de la température. De 1keV à 100keV, $T_{1/2}$ a une valeur constante $\sim 0.25\text{sec}$ correspondant à celle obtenue dans les mesures de laboratoire. Au-delà 0.1MeV ($\approx 10^9\text{K}$), on observe une déviation de cette valeur pour toutes les interactions utilisées. La déviation commence à la même température et la saturation est atteinte au-dessus de 10MeV.

Mots clés : Modèle en couches, Code Oxbash, Probabilités $B(\text{GT})$, désintégration β , Moments électromagnétiques Q_J et μ_J , facteur de phase.