

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

BENMICHA Nedjwa.

*Étude théorique de la similarité entre les noyaux à
Quatre nucléons de valence dans les régions Pb, Sn
Et Ni: Multiplets neutron- proton*

SOUTENU LE : 21/06/ 2012

Devant le jury:

Président :	A. BENSLAMA	Prof. Univ. Mentouri Constantine
Rapporteur :	F. BENRACHI	Prof. Univ. Mentouri Constantine
Examineur:	A. BELAFRITES	Prof. Univ. Jijel
	M. RAMDHANE	Prof. Univ. Grenoble
	M. NEKKAB	Prof. Univ. M'Sila

بِسْمِ اللَّهِ الرَّحْمَنِ الرَّحِيمِ

Remerciements

Cette thèse, c'est trois ans de ma vie, trois ans de découvertes, elle a été réalisée au sein de l'équipe de Physique Nucléaire du laboratoire de Physique Mathématique et Subatomique à l'Université Mentouri-Constantine.

La première personne à qui je souhaite témoigner toute ma reconnaissance est Mme F.

BENRACHI, Professeur à l'Université Mentouri-Constantine pour son aide

Constante et efficace qui m'a aidée à passer les difficultés rencontrées tout au long de mon travail.

Sans elle, ce travail n'aurait jamais vu le jour....merci à vous.

Je remercie également l'ensemble des membres de mon jury d'avoir bien voulu accepter d'en faire partie et d'avoir trouvé du temps pour lire le manuscrit de ma thèse: Mr.A. Benslama, Professeur à l'Université de Mentouri-Constantine, Mr. A. Belafrites, Professeur à l'Université de Jijel, Mr.M. Ramdhane, Professeur à Université de Grenoble et Mr. M. NEKKAB, Professeur à l'Université de M'Sila.

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

et tous mes chères et tendres amies pour leurs soutiens et leurs amitié depuis

toutes ces années.

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION GÉNÉRALE.....	1
I. SIMILARITÉ ENTRE LES STRUCTURES NUCLÉAIRES DES NOYAUX PRÈS DE	
^{208}Pb, ^{132}Sn ET ^{68}Ni.....	3
I.1. Les propriétés de la région du plomb	3
I.2. Les propriétés de la région de l'étain.....	5
I.3. Lien entre les structures des noyaux près de ^{208}Pb et ^{132}Sn	6
I.4. Les propriétés de la région du nickel	7
I.5. Similarités entre les noyaux à deux nucléons de valence des régions de ^{208}Pb , ^{132}Sn et ^{68}Ni	9
II. MODÈLE EN COUCHES SPHÉRIQUE ET INTERACTION N-N.	11
II.1. Modèle en couches et nombres magiques	11
II.2. Interactions N-N	14
II.2.1. De l'interaction NN libre à l'interaction NN dans le noyau	15
II.2.2. La notion d'interaction réaliste: système à quelques nucléons	16
II.2.3. La notion d'interaction effective: système à plusieurs nucléons	16
II.2.4. Utilisation des interactions effectives dans les calculs de modèle en couches	17
II.3. L'interaction effective dans la région du plomb	20
II.4. L'interaction effective dans la région d'étain.....	22
II.5. Les interactions effectives dans la région du nickel	23
III. CALCULS SPECTROSCOPIQUES ET SIMILARITES.....	26
III.1. Évolution du gap en énergie.....	26
III.2. Étude des noyaux à quatre nucléons de valence	29

III.2.1. La région de plomb	29
III.2.2. La région de l'étain	33
III.2.3. La région du nickel	37
III.3. Comparaison avec d'autres résultats.....	41
III.4. Effets du monopole sur les noyaux impair-impairs	44
III.5. Similarités et multiplets proton-neutron	52
CONCLUSION	60
RÉFÉRENCES	62
RÉSUMÉ	
ABSTRACT	

INTRODUCTION GENERALE

Les isotopes que nous observons dans la nature sont stables ou leur durée de vie est tellement longue qu'ils nous apparaissent stables. La découverte de la radioactivité artificielle en 1934 par Frédéric et Irène Joliot-Curie a ouvert le chemin de l'étude des noyaux instables aussi bien proches qu'éloignés de la vallée de stabilité- β . Les noyaux instables sont les noyaux qui ont un temps de vie mesurable. Ils décroissent en émettant des électrons (β^-), des positrons (β^+), des particules α , des protons, des neutrons, ou bien par fission spontanée. Dans les années 30-40, les noyaux stables ou proches de la vallée de stabilité β ont été le principal sujet d'étude pour les communautés scientifiques. La stabilité peu commune des noyaux avec un nombre de 2, 8, 20, 28, 50, 82, et 126, généralement référés à en tant que "nombres magiques" a été traditionnellement expliquée dans le cadre du modèle en couches non relativiste au moyen du potentiel de l'oscillateur harmonique ainsi qu'une interaction spin-orbite très forte. L'étude systématique de la structure de ces noyaux a été faite simultanément et indépendamment par Maria Geoppert-Mayer et par Haxel, Jensen et Suess. Ils ont observé que ces noyaux à nombres magiques de neutrons et/ou de protons faisaient preuve d'une plus grande stabilité.

D'autre part, dans le cadre des modèles reposant sur la théorie du champ moyen relativiste, l'interaction spin-orbite apparaît naturellement comme un effet dans les potentiels dont dérive la force nucléon-nucléon.

Le développement des techniques expérimentales a permis de produire et d'étudier les noyaux de plus en plus éloignés de la vallée de stabilité β . Ces noyaux portent le nom générique de "noyaux exotiques" où ce terme a évolué avec le temps. Dans les expériences récentes avec les faisceaux nucléaires radioactifs, les nombres d'aspect magiques traditionnels ont laissé la place à de nouveaux nombres magiques observés pour des noyaux de rapports exotiques de spin isotopique. Particulièrement, les noyaux riches en neutron avec des nombres magiques de neutrons sont d'intérêt spécial pour l'étude du processus-r astrophysique.

Dans ce travail, on s'intéresse aux noyaux riches en neutron ayant quatre nucléons de valence au voisinage des noyaux doublement magiques ^{208}Pb et ^{132}Sn et semi-magique ^{68}Ni . Afin de reproduire les données expérimentales et de prévoir de nouvelles informations sur ces types de noyaux, nous avons effectué certaines modifications citées dans la littérature à chaque fois, pour une des interactions utilisées dans chacune des régions: l'interaction KHP, CW5082 et JUN45, respectivement. Notre mémoire est divisé en trois chapitres.

Dans le premier chapitre, on rappelle quelques propriétés expérimentales de base de la structure nucléaire des isotopes de plomb et de l'étain. La notion de similarités existantes entre les structures nucléaires des noyaux riches en neutrons près des régions ^{208}Pb et ^{132}Sn est présentée. Celle-ci est suivie par la description des propriétés expérimentales de la structure des noyaux riches en neutrons près du ^{68}Ni . La tentative existante dans la littérature sur l'extension de la similarité entre les isotopes à deux nucléons dans ces trois régions est décrite.

Le deuxième chapitre est consacré à la présentation du modèle en couches sphérique de structure nucléaire. La notion d'interactions effectives et leurs utilisations dans les calculs du modèle en couches sont également développées. Les interactions effectives utilisées dans les trois régions sont données.

Dans le dernier chapitre, les variations du gap en énergie des noyaux doublement magiques et semi-magique sont calculées. Puis, les spectres des énergies d'excitation pour les noyaux riches en neutron à quatre nucléons de valence, de masse $A = 212$ dans la région de plomb, $A = 136$ dans la région de l'étain et $A = 72$ dans la région du nickel sont élaborées. Ces calculs sont réalisés au moyen du code Oxbash. Les résultats obtenus sont comparés à ceux disponibles dans la littérature. La notion d'énergie effective de la particule individuelle est introduite pour améliorer les calculs des spectres énergétiques des noyaux impair-impairs dans ces trois régions. Une étude systématique du multiplet $j_{\pi}\text{-}j_{\nu}$ sur les noyaux impair-impairs est élaborée pour les trois régions. Enfin, les similarités entre les trois régions pour l'ensemble des noyaux étudiés sont établies.

CHAPITRE I

SIMILARITE ENTRE LES STRUCTURES

NUCLÉAIRES DES NOYAUX PRES DE ^{208}Pb ,

^{132}Sn ET ^{68}Ni

La connaissance des noyaux ayant quelques particules de valence ou trous a été limitée au voisinage des noyaux doublement magiques ^{16}O , ^{40}Ca , ^{48}Ca , ^{56}Ni et ^{208}Pb . Par la suite, l'étude expérimentale des noyaux loin de la ligne de stabilité est devenue plus importante, car le développement de la radioactivité nucléaire a été généralement renforcée par l'étude des noyaux exotiques autour du ^{78}Ni , ^{100}Sn et ^{132}Sn . Cependant, les nouvelles données posent d'autres questions sur l'évolution de la structure en couches. Dans ce contexte, on décrira quelques propriétés des isotopes dans les trois régions du plomb, de l'étain et du nickel [1].

I.1. Les propriétés de la région de plomb:

L'existence des nombres magiques et de la structure en couches sont suggérées par quelques données expérimentales, tel que la double différence des énergies de séparation de deux neutrons, l'énergie d'excitation du premier état excité 2^+ dans les noyaux pair-pairs, et la probabilité de transition entre le premier état excité et l'état fondamental.

L'énergie de liaison nucléaire est une propriété de base du noyau, elle est un objectif très important pour identifier la structure en couches. Les mesures expérimentales des masses des noyaux stables ont été une des premières preuves de l'existence des noyaux magiques. La différence des énergies de séparation de deux neutrons δ_{2n} est une quantité très sensible à la fermeture de couches dans les noyaux. Elle dérive des masses et elle peut être expliquée en terme d'énergie de liaison de 2 neutrons. Cette énergie est grande pour les noyaux à nombres magiques. Elle possède aussi des maximums pour les nombres magiques de neutron. Elle est définie comme suit [2]:

$$\delta_{2n}(Z, N) = S_{2n}(Z, N + 2) - S_{2n}(Z, N) \quad (1-1)$$

où :

$$S_{2n} = BE(Z, N) - BE(Z, N-2) = [M(Z, N-2) - M(Z, N) + 2m_n] \quad (1-2)$$

et

$$BE(Z, N) = [ZM(^1\text{H}) + Nm_n - M(Z, N)] \quad (1-3)$$

Avec: $BE(Z, N)$ l'énergie de liaison du noyau (Z, N) .

m_n : la masse du neutron.

$M(Z, N)$: la masse du noyau (Z, N) .

L'énergie d'excitation $E(2^+_1)$ est une bonne indication de structure de la couche quand elle est comparée systématiquement à travers une gamme d'isotopes. Le comportement de la valeur $E(2^+_1)$ peut être liée au degré de collectivité dans le système nucléaire d'une manière relativement simple. La mesure de la probabilité de transition $B(E2)$ d'un noyau pair-pair est une autre méthode pour tester la magicité du noyau (c'est complémentaire de la mesure des énergies 2^+). Cette probabilité est très faible pour les noyaux magiques et atteint des valeurs élevées pour les noyaux déformés très collectifs.

Pour s'assurer de la magicité d'une couche, on montrera les propriétés citées ci-dessus dans le cas de la couche $N = 126$.

♣ En effet, la figure (1-1.a) montre l'évolution des valeurs calculées de la différence des énergies de séparation de deux neutrons pour les isotopes pair-pairs du plomb dans la gamme $N = 118$ à 130 . Les données expérimentales sont prises de G. Audi dans [3]. On remarque que l'élément avec double fermeture de couches ($Z = 82$, $N = 126$) possède la plus grande valeur de δ_{2n} .

♣ D'autre part, la figure (1-1.b) représente les valeurs des énergies d'excitation du premier état excité 2^+_1 qui montre un maximum pour le noyau doublement magique ^{208}Pb . Ainsi, la courbe $E(2^+_1)$ décroît régulièrement quand N croît pour les isotopes de $N = 118$ à 124 .

♣ Enfin, la figure (1-1.c) représente les probabilités de transition des isotopes pair-pairs de plomb de $N = 122$ à 130 , où on observe une chute très nette des valeurs de probabilités avec l'augmentation de N . Le noyau doublement magique ^{208}Pb atteint la valeur 3.18 Wu .

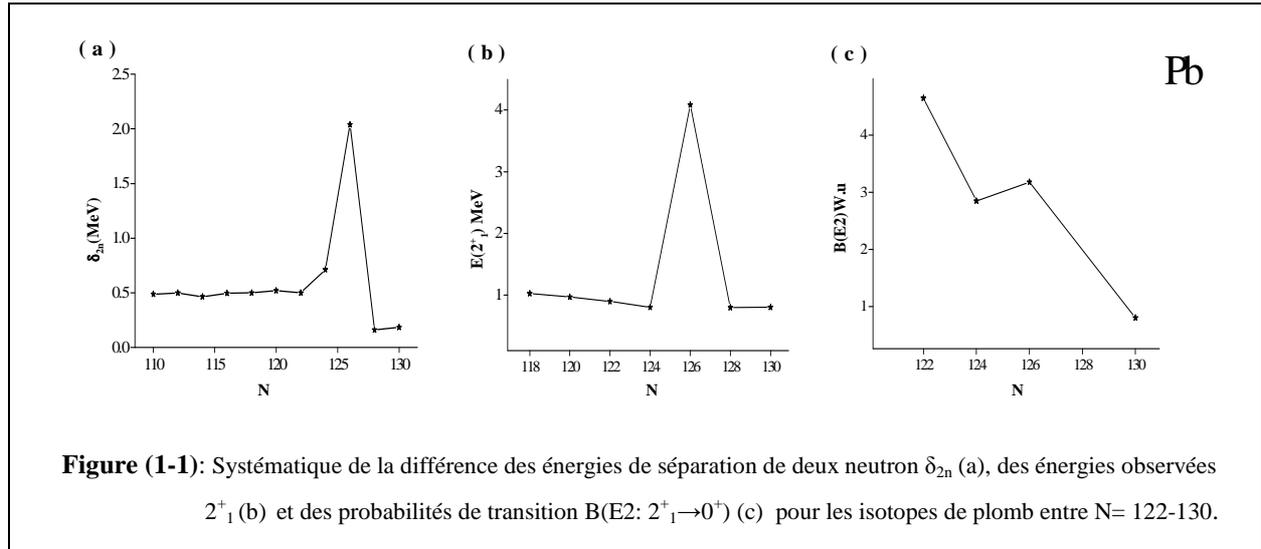


Figure (1-1): Systématique de la différence des énergies de séparation de deux neutrons δ_{2n} (a), des énergies observées 2^+_1 (b) et des probabilités de transition $B(E2; 2^+_1 \rightarrow 0^+)$ (c) pour les isotopes de plomb entre N= 122-130.

I.2. Les propriétés de région d'étain:

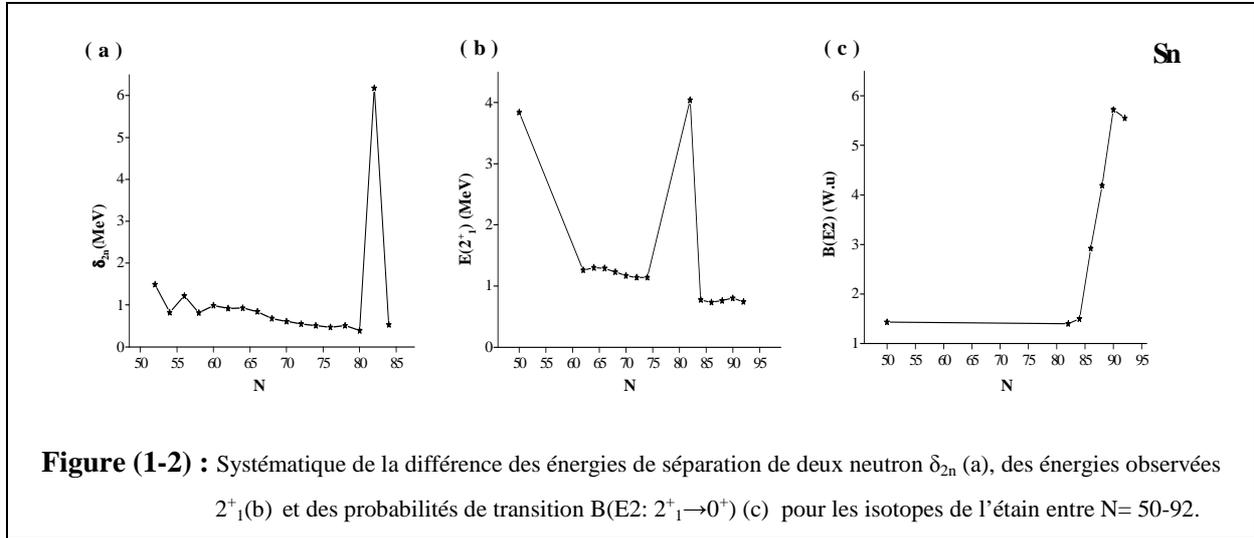
Les noyaux au voisinage de ^{132}Sn , ayant des rapports $N/Z \sim 1$ à 2, sont particulièrement intéressants parce qu'ils sont à la fois proches d'un noyau doublement magique et situés très loin de la ligne de stabilité. Ces noyaux ont une grande importance non seulement en physique nucléaire mais aussi en astrophysique, car les propriétés de ces noyaux permettent de modéliser les processus de la nucléosynthèse. Les noyaux riches en neutrons avec quelques particules ou trous entre les deux cœurs doublement magiques $^{100}_{50}\text{Sn}$, $^{132}_{50}\text{Sn}$ possède une amélioration étendue dans la connaissance expérimentale où les investigations expérimentales de ^{100}Sn et de ses voisins avec une et deux particules (trous) fournissent la chance unique d'étudier le champ moyen et les interactions résiduelles dans la matière nucléaire symétrique de spin isotopique. La représentation de l'évolution de δ_{2n} , $E(2^+_1)$ et $B(E2)$ des noyaux pair-pair des isotopes de l'étain entre N = 50 à N = 90 montre la magie de la fermeture de couche neutron à N = 82.

♣ En effet, la figure (1-2.a) représentant les valeurs calculées de la différence des énergies de séparation de deux neutrons δ_{2n} pour quelques noyaux d'étain, permet de remarquer que le noyau avec la fermeture de couche magique N = 82 possède la valeur maximum autour de 6 MeV. Et les autres valeurs de δ_{2n} sont inférieures à celle-ci et varient d'un noyau à un autre.

♣ D'autre part, les grandes énergies d'excitation du premier état excité 2^+_1 calculées [4] pour ^{100}Sn et expérimentales pour ^{132}Sn , représentent les deux maxima remarquables sur la figure (1-2.b) avec un écart de 200 keV entre eux. Les autres énergies d'excitation des isotopes de 112 à 124 [5] et 134 à 142 sont nettement plus basses.

♣ Enfin, sur la figure (1-2.c), la variation des valeurs calculées des probabilités de transition pour les noyaux pair-pair de l'étain entre N = 50 à N = 90, montre deux comportements différents.

Pour les isotopes de $N = 50$ à $N = 82$, elle reste approximativement constante et égale [6], mais pour les noyaux de $N= 82$ à $N= 92$, les valeurs croissent rapidement jusqu'à une valeur maximale de 5.55 Wu pour ^{142}Sn [4].



♠ Comme conclusion de cette partie, les noyaux pair-pairs de plomb et d'étain avec les couches magiques fermées $N=126$ et $N=50, 82$ possèdent: les grandes énergies d'excitation des états 2^+_{1} , les faibles probabilités de transition $B(E2)$ et les valeurs de δ_{2n} les plus élevées.

I.3. Lien entre les structures des noyaux près de ^{132}Sn et ^{208}Pb :

Les noyaux autour des couches doublement fermées jouent un rôle principal pour comprendre les propriétés de l'interaction effective entre les nucléons de valence. Dans ce cas, les noyaux au voisinage de ^{132}Sn et ^{208}Pb ont un intérêt spécial où ils montrent de fortes fermetures de couches pour les protons et les neutrons. Expérimentalement, et pendant une longue période, les noyaux de la région de ^{208}Pb ont été le sujet privilégié des études expérimentales. Mais, le progrès substantiel accompli pour atteindre les régions des couches fermées loin de la stabilité a permis ainsi d'obtenir plus d'informations sur les noyaux riches en neutrons autour de ^{132}Sn , par exemple, où de nouvelles données sont disponibles permettant d'étudier plus quantitativement la ressemblance entre la spectroscopie de cette région et de celle des noyaux autour de ^{208}Pb [7].

En 1982, J. Blomqvist [8] avait noté que la spectroscopie des noyaux de la région de ^{132}Sn ressemble fortement à celle bien connue des noyaux autour de ^{208}Pb . Ce qui avait ouvert la possibilité d'explorer les propriétés des états simples des noyaux de la région de ^{132}Sn sous des conditions comparables mais non identiques à ceux de la région de ^{208}Pb . Mais les difficultés

expérimentales rencontrées à l'époque pour l'étude de la région de ^{132}Sn été reliées aux circonstances que les noyaux de cette région se trouvaient très loin de la ligne de stabilité $-\beta$ contrairement à ceux de la région de ^{208}Pb comme le montre la figure (1-3) ci-dessous.

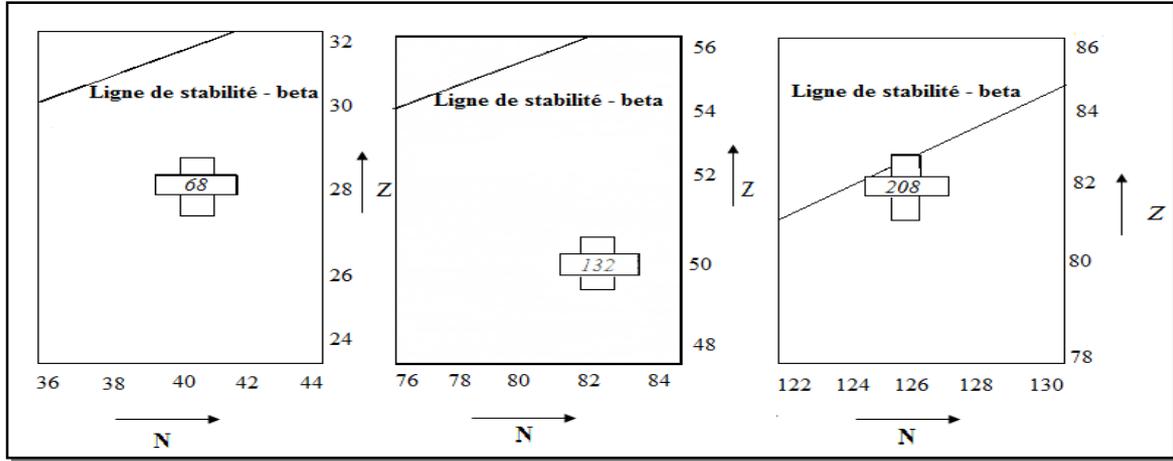


Figure (1-3): Régions des noyaux autour de ^{68}Ni , ^{132}Sn et de ^{208}Pb relatives à la ligne du stabilité $-\beta$.

L'intérêt de ces deux régions réside dans le fait qu'il existe une grande similarité entre leurs propriétés spectroscopiques nucléaires. Les gaps des énergies individuelles dans les deux cas sont comparables, et les orbitales au-dessus et en-dessous de ces gaps sont similairement ordonnées. Les spectres énergétiques (figure (1-5)) montrent que le gap entre l'état fondamental et le premier état excité est considérablement plus grand dans ^{132}Sn que dans ^{208}Pb . À partir de ce point de vue, le noyau ^{132}Sn possède la fermeture de couche la plus forte.

Pour illustrer la similarité entre les deux régions, Blomqvist avait fait des calculs théoriques en utilisant le potentiel de Wood-Saxon (WS), et les avait comparé à ceux de l'expérience. Il avait alors établi une similarité entre les structures de couches dans les deux régions. Chaque état individuel dans la région de ^{132}Sn a son homologue dans celle de ^{208}Pb (région bien connue) avec le même nombre quantique radial n , et une unité plus grande en moments angulaires l et j $[(n, l, j) \rightarrow (n, l+1, j+1)]$ [1, 9]. Cette similarité l'avait conduit à formuler une relation de liaison entre ces deux régions de la forme:

$$\Delta_{n l j} (^{132}\text{Sn}) = (208 / 132)^{\frac{1}{3}} \Delta_{n l+1 j+1} (^{208}\text{Pb}) \quad (1 - 4)$$

Δ : est la différence entre l'énergie mesurée ε_{exp} et celle calculée ε_{cal} : $\Delta = \varepsilon_{\text{cal}} - \varepsilon_{\text{exp}}$

I.4. Les propriétés des noyaux riches en neutrons près de ^{68}Ni :

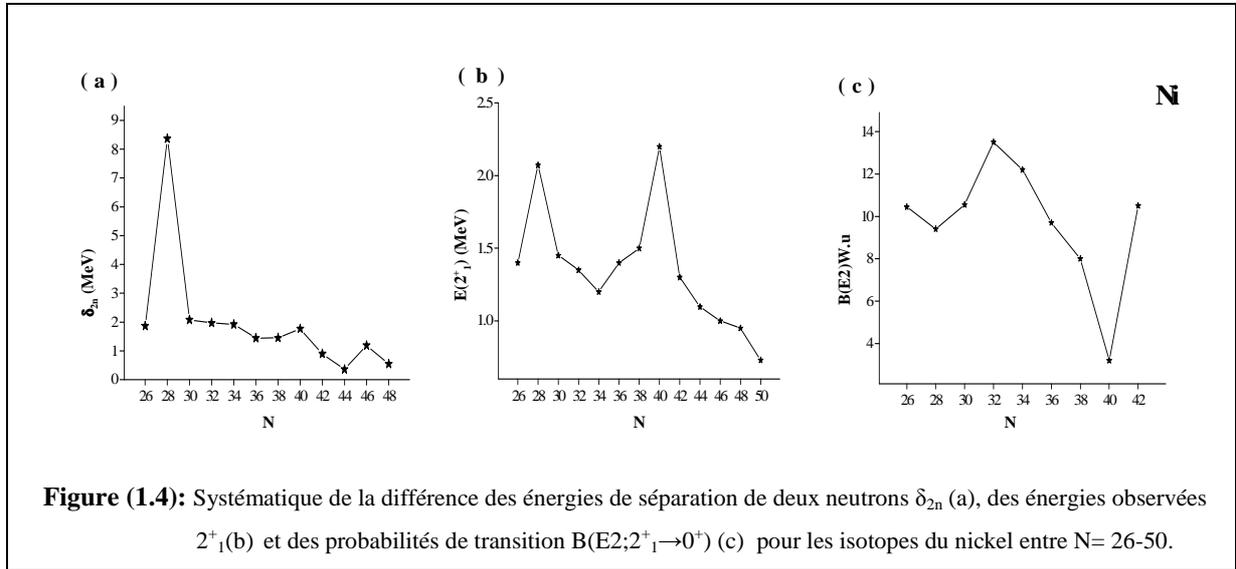
À l'aide d'une cascade de résultats expérimentaux, plusieurs théoriciens et expérimentateurs ont proposé des explications de la fermeture de couche à $N=40$. Spécialement, les résultats récents sur les gaps en énergie, les énergies $E(2^+_1)$ et la probabilité de transition $B(E2)$, donnent la signature magique au ^{68}Ni . La plus part des phénomènes identifiés dans la région du nickel indiquent la semi fermeture de couche à $N = 40$ du ^{68}Ni . La présence de la fermeture de couches est expliquée en premier par la présence d'une grande énergie de gap entre les états individuels, ceci donne naissance à une discontinuité des différentes propriétés des noyaux qui possèdent une fermeture de couches par rapport au noyaux voisins [10]. Plusieurs observations expérimentales ont mis en évidence l'existence de cette semi fermeture.

♣ En effet, la différence des énergies de séparation de deux neutrons δ_{2n} présente un maximum quand les noyaux sont plus liés que leurs voisins. C'est entre autres le cas des noyaux ayant des couches fermées en neutrons et protons. La variation de δ_{2n} en fonction du nombre des neutrons pour les isotopes pair-pairs du nickel est représentée dans la figure (1.4-a) pour les éléments de $N=26$ à 48. La fermeture de couche de noyau ^{56}Ni correspond bien à un maxima sur cette courbe. Par contre, cette quantité ne présente pas de maximum pour le ^{68}Ni , indiquant que du point de vue de cette observable il n'y a pas d'évidence de fermeture de couches à $N= 40$.

♣ D'autre part, une mesure indirecte de la magicité des noyaux est donnée par les énergies des niveaux excités 2^+_1 et les probabilités de transition réduites $B(E2: 2^+ \rightarrow 0^+)$ dans les noyaux pair-pairs. Pour les isotopes de nickel, comme déterminé par Broda et al. [11], l'énergie d'excitation du premier état excité 2^+_1 de ^{68}Ni est plus élevée de 1 MeV par rapport à celle de ^{66}Ni , puis elle diminue pour l'isotope suivant ^{70}Ni . C'est une indication forte d'une fermeture de sous-couche à $N= 40$. L'énergie $E(2^+_1)$ présente deux maxima, l'un pour le ^{56}Ni ($N= Z= 28$) et l'autre pour le ^{68}Ni ($N= 40, Z= 28$) [10]. Entre les deux, les énergies $E(2^+_1)$ restent de faibles valeurs égales à l'énergie nécessaire pour coupler deux nucléons à un spin 2^+ dans la couche fp . Les données appropriées sont récapitulées dans la figure (1.4-b).

♣ Enfin, il n'y a pas beaucoup d'informations expérimentales sur les probabilités réduites de transition $B(E2 : 2^+ \rightarrow 0^+)$ pour cette région de masse. Ces probabilités de transition réduites sont une indication de la persistance d'une couche fermée et de la rigidité de cette couche contre les excitations quadrupolaires. Elles ont été mesurées pour les isotopes du nickel de ^{56}Ni à ^{68}Ni , ces valeurs sont représentées dans la figure (1.4-c). Les valeurs des probabilités de transitions $B(E2)$ augmentent avec le nombre de neutrons N . Elle passe par un maximum autour de ^{62}Ni et commence à diminuer quand on s'approche de $N= 40$ où la couche fp est remplie. Le noyau de ^{68}Ni présente

une valeur de $B(E2: 2^+ \rightarrow 0^+) = 3.2(7)$ Wu [2, 12, 13]. Cette valeur est trois fois plus faible que celle de ^{56}Ni qui est de 9.4 Wu. La diminution brusque de $B(E2)$ en passant de ^{66}Ni à ^{68}Ni peut être une indication d'une fermeture de couches à $N = 40$. Signalons que $N = 40$ correspond à une fermeture de couches de l'oscillateur harmonique.



I.5. Similarités entre les noyaux à deux nucléons de valence des régions de ^{208}Pb , ^{132}Sn et ^{68}Ni

L'étude théorique et expérimentale des noyaux loin de la stabilité est un thème important aussi bien en physique nucléaire qu'en astrophysique. Les informations sur les énergies d'excitation des états individuels et sur l'interaction nucléon-nucléon que l'on peut tirer dans cette partie de la charte nucléaire permettront de tester les ingrédients de base des calculs de modèle en couches, particulièrement les éléments de matrice des interactions effectives dans un espace modèle. Parmi les noyaux de la charte nucléaire, les noyaux autour des couches doublement magiques jouent un rôle clef. Particulièrement, les noyaux à quelques nucléons de valence autour des cœurs inertes ^{132}Sn et ^{208}Pb . L'étude des propriétés spectroscopiques de ces noyaux présentent une structure similaire très intéressante basée sur les noyaux impair-impairs ^{134}Sb et ^{210}Bi , puis élargie vers les noyaux avec deux nucléons identiques supplémentaires.

L'extension de la similarité existante entre les deux régions Pb et Sn vers la région riche en neutrons des noyaux ayant deux nucléons de valence autour de ^{68}Ni se base sur des données expérimentales[10], la figure (1-5) représente les spectres énergétiques expérimentaux des noyaux ^{208}Pb , ^{132}Sn et ^{68}Ni . On note que le premier état excité du nickel est situé à environ 2 MeV de son

fondamental et en dessous de ceux de l'étain et du plomb. Signalons que les noyaux de cette région se situent comme ceux de Sn loin de la ligne de stabilité β .

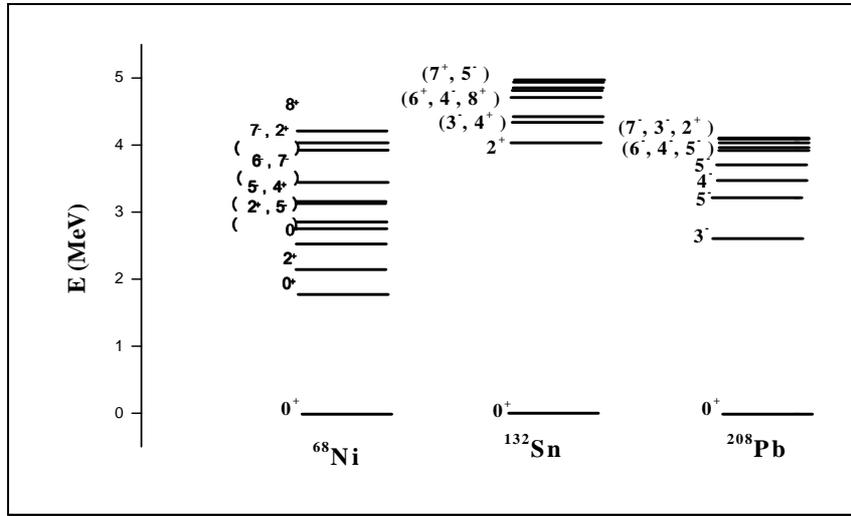


Figure (1-5): Spectres énergétiques expérimentaux des noyaux ^{68}Ni , ^{132}Sn et ^{208}Pb .

✚ L'étude de cette similarité a été réalisée au début pour les noyaux à deux nucléons de valence dans les deux premières régions puis vient l'élargissement vers la troisième région dans [14]. En effet, le cas des deux nucléons de valence identiques (2n et 2p) est le plus simple. Dans ce cas, les noyaux correspondants respectent les similarités en J , π et les homologues en n , l et j . Les noyaux des trois régions sont parfaitement similaires. Cependant le cas le plus complexe est celui de deux nucléons non identiques (1p,1n), où il a été remarqué que les similarités prédites par Blomqvist étaient complètement respectées en J et π . Tandis que, les homologues en n , l et j n'étaient que partielles. Les homologues identifiées sont résumées dans le tableau (1-1). Elles correspondent aux différents systèmes rencontrés dans les noyaux à deux nucléons de valence étudiés dans les trois régions.

<i>Système n-n</i>	<i>Système p-p</i>	<i>Système p-n</i>
$\pi_{\text{Ni}} = \pi_{\text{Sn}} = \pi_{\text{Pb}}$	$\pi_{\text{Zn}} = \pi_{\text{Te}} = \pi_{\text{Po}}$	$\pi_{\text{Cu}} = \pi_{\text{Sb}} = \pi_{\text{Bi}}$
$J_{\text{Ni}} = J_{\text{Sn}} = J_{\text{Pb}} - 2$	$J_{\text{Zn}} = J_{\text{Te}} = J_{\text{Po}} - 2$	$J_{\text{Cu}} = J_{\text{Sb}} = J_{\text{Bi}} - 2$
$n_{\text{Ni}} + 1 = n_{\text{Sn}} = n_{\text{Pb}}$	$n_{\text{Zn}} = n_{\text{Te}} = n_{\text{Po}}$	$n_{\text{Sb}} = n_{\text{Bi}}$
$l_{\text{Ni}} = l_{\text{Sn}} + 1 = l_{\text{Pb}}$	$l_{\text{Zn}} = l_{\text{Te}} + 1 = l_{\text{Po}}$	$l_{\text{Sb}} + 1 = l_{\text{Bi}}$
$j_{\text{Ni}} = j_{\text{Sn}} + 1 = j_{\text{Pb}}$	$j_{\text{Zn}} = j_{\text{Te}} + 1 = j_{\text{Po}}$	$j_{\text{Sb}} + 1 = j_{\text{Bi}}$

Tableau (1-1): Similarités déduites pour les trois régions.

CHAPITRE II:

MODELE EN COUCHES SPHERIQUE ET INTERACTION N-N

Introduction:

La tentative de comprendre la structure microscopique des noyaux constitue l'objectif majeur de ce chapitre. Il s'agit bien sûr, de la compréhension de l'origine microscopique des propriétés plus fines comme le décalage spin-orbite des orbitales $j = l \pm 1/2$, ou la distribution spatiale des protons et des neutrons dans le noyau. Pour cette raison, on citera l'approche microscopique qui consiste à décrire la structure nucléaire dans le cadre du modèle en couches sphérique et à partir d'interactions élémentaires entre nucléons (interaction nucléon-nucléon, interaction à plus de deux corps, etc ...).

II.1. Modèle de la structure nucléaire et nombres magiques:

Un modèle est une représentation abstraite simple, faite pour décrire et expliquer les différentes caractéristiques des propriétés d'un phénomène ou d'un processus expérimental. Tout modèle repose sur des considérations et des images permettant de représenter une réalité physique. Pour que le modèle soit valable, il doit rendre compte des résultats expérimentaux observés, et être capable de prévoir des comportement non-encore observés.

Le modèle doit être capable d'une généralisation tout en conservant une souplesse suffisante pour être amélioré à tout moment. Les développements se font suivant une boucle itérative "observation-modélisation-expérimentation".

Dans ce paragraphe, on s'intéresse à un modèle décrivant la structure nucléaire. Le besoin d'un modèle représentant la structure du noyau est basé sur les deux points essentiels suivants:

1- Le noyau est composé de A nucléons, alors on doit résoudre un problème à A corps qui n'a pas de solutions analytiques et conduit à utiliser des approximations.

2- L'interaction entre les nucléons ou encore la force nucléaire n'est pas connue avec précision, ce qui conduit à proposer des paramétrisations phénoménologiques et à utiliser des interactions effectives [15].

En 1949, Maria Geoppert-Mayer découvre des irrégularités étonnantes dans les propriétés du noyau, dont la cohésion est accrue lorsqu'il contient des nombres spécifiques de protons ou de neutrons. Ces nombres sont vite qualifiés de magique [16]. Cette découverte a montré que le modèle de la goutte liquide est incapable de décrire complètement la structure nucléaire et a conduit les physiciens à élaborer un autre modèle qui tient compte de ces nouvelles propriétés.

Modèle en couches nucléaire:

Les noyaux possédant un nombre magique c'est-à-dire ayant N et/ou Z égale à (2, 8, 20, 28, 50, 82 et 126) sont plus stables (plus liés). Ce comportement est similaire à celui des gaz rares caractérisés par des couches électriques fermées. C'est la raison qui a conduit Maria Geoppert-Mayer et d'autres physiciens à proposer pour les noyaux une nouvelle structure comparable à celle de l'atome. À l'instar des électrons dans l'atome, les protons et les neutrons sont rangés séparément les uns des autres, dans des couches correspondant à des énergies différentes. Chaque couche contient un nombre limité de nucléons, dû au principe d'exclusion de Pauli, qui interdit à deux protons, ou à deux neutrons (fermions) d'occuper le même état quantique, c'est-à-dire, d'avoir un ensemble identique de nombres quantiques et conduit au concept de couches fermées (ou remplies). Un nombre magique de protons ou de neutrons correspond au remplissage complet d'une couche. Cette célèbre découverte vaudra le prix Nobel de physique à Maria Geoppert-Mayer en 1963 [16].

Potentiel de modèle en couches nucléaire:

Plutôt que de considérer les nucléons interagissant deux à deux, on les considère en première approximation comme des particules indépendantes plongées dans un champ de potentiel moyen, un peu comme les électrons autour du noyau atomique, ou comme les planètes autour du soleil. La différence notable est que ce potentiel résulte ici de la présence des nucléons eux-mêmes. Le potentiel du modèle en couches nucléaire doit représenter l'interaction moyenne de tous les autres nucléons, exercée sur un des nucléons dans le noyau. La formation d'un tel champ de potentiel dans tout le noyau est en contradiction avec le fait que chaque nucléon ne peut interagir qu'avec ses plus proches voisins (saturation de la force nucléaire). Seule la mécanique quantique fournit une explication acceptable de ce phénomène: un nucléon, particule quantique, n'est pas localisé en un seul point de l'espace, mais délocalisé dans tout le volume du noyau (dualité onde-corpuscule), ainsi le principe de Pauli exclu la présence de plus d'une particule dans un état donné. Le nucléon

peut donc interagir avec tous les autres nucléons, et la somme de ces interactions constitue un potentiel moyen.

Les calculs modernes de modèle en couches utilisent fréquemment le potentiel de Wood-Saxon (figure (2-1) [17]) comme forme approximée du potentiel de modèle en couches qui s'écrit:

$$V_{w.s} = -V_0 + \frac{1}{2} m \omega^2 r^2 - D l^2 \quad (2-1)$$

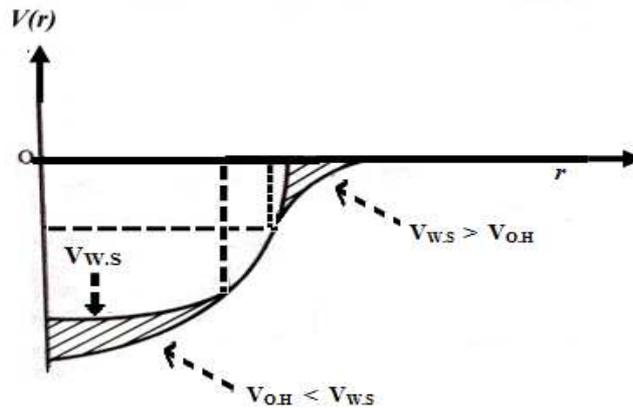


Figure (2-1): Potentiel de Wood-Saxon et oscillateur harmonique.

Néanmoins, ce potentiel ne reproduit que les trois premiers nombres magiques 2, 8 et 20. La prédiction de couches fermées supérieures par ce modèle n'est pas possible; pas de niveaux remplis à 28, 50, 82 et 126.

Le secours de la force spin-orbite

Une idée brillante avait jailli. L'idée était de déplacer certains niveaux d'énergie en ajoutant un petit terme au potentiel Wood-Saxon qui dépend de l'orientation relative du spin du nucléon et de celle du moment angulaire orbital, c-à-d, $(\vec{l} \cdot \vec{s})$ ou terme spin-orbite. Le potentiel total devient alors [18]:

$$V(r) = V_{O.H} - D l^2 - f(r) \vec{l} \cdot \vec{s} \quad (2-2)$$

Avec: $V_{O.H}$ le potentiel de l'oscillateur harmonique.

Dl^2 : le terme d'effet de bord.

$f(r) \vec{l} \cdot \vec{s}$: le terme spin-orbite.

Ce potentiel lève la dégénérescence du niveau j en $l \pm 1/2$ et produit tous les nombres magiques (figure (2-2) [2]).

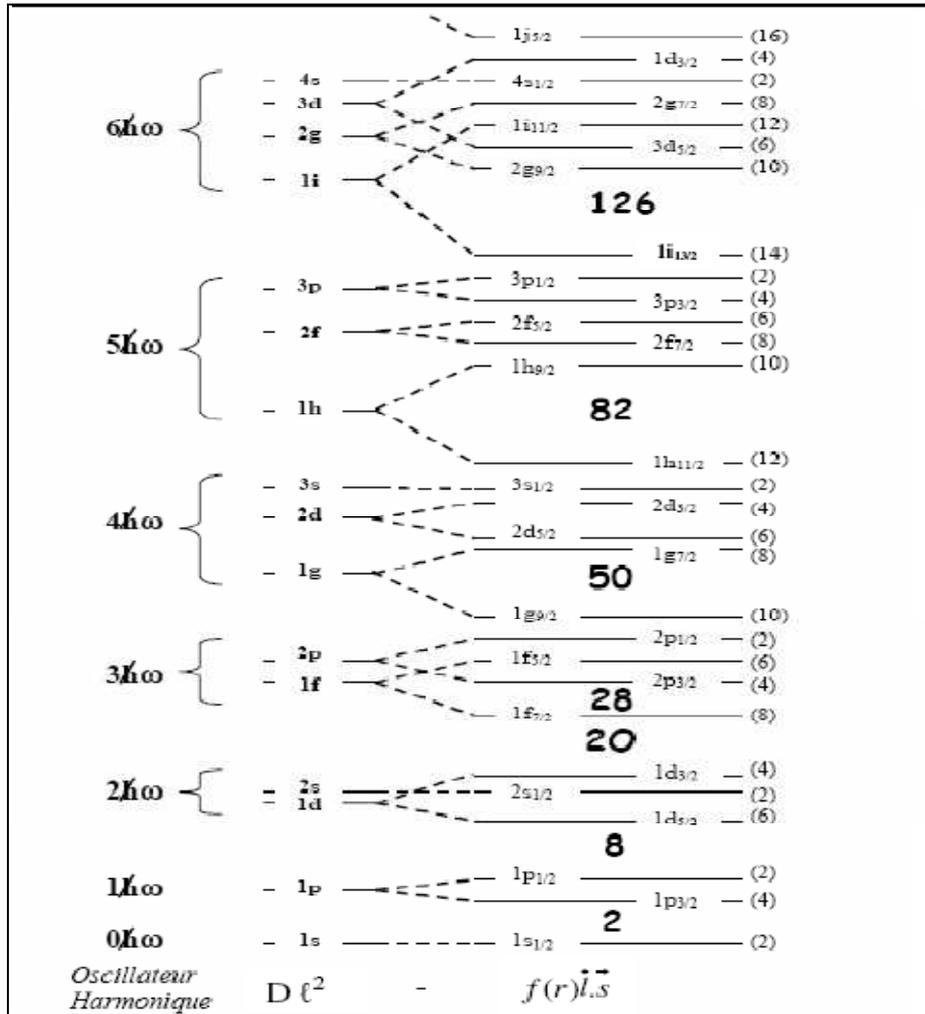


Figure (2-2): Séquence des niveaux d'énergie du modèle en couches.

Les succès du modèle en couches:

Ce modèle prédit parfaitement le spin et la parité de l'état fondamental des noyaux à A impair qui sont ceux du nucléon célibataire, car les autres nucléons sont appariés deux à deux et se couplent au spin 0, du fait de l'interaction résiduelle d'appariement. Ainsi, si le nucléon célibataire se situe sur l'orbitale (l, j) , alors le spin et la parité du noyau sont j et $(-1)^l$, respectivement. D'autre part, ce modèle permet de calculer les spins et les parités de certains états excités des noyaux, ainsi que l'espacement entre eux. Cependant, ce modèle a ses limites. La plus importante d'entre elles est que ce modèle ne prédit pas la possibilité de l'existence d'une déformation des noyaux dans leur état fondamental stable.

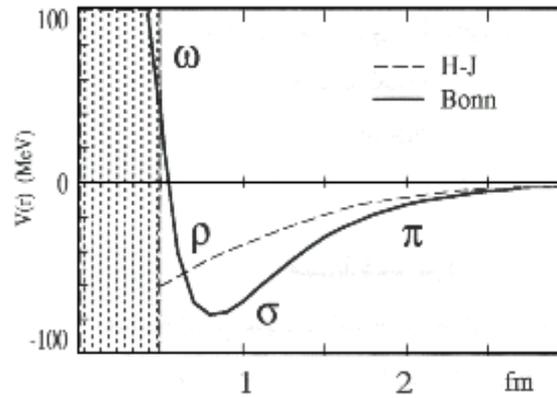
II.2. Interaction N-N:

Le but fondamental de la théorie de la structure nucléaire est de comprendre les noyaux complexes, et de décrire leurs propriétés nucléaires telle que l'énergie de liaison expérimentale en

terme de l'interaction nucléon-nucléon (NN). La détermination de cette dernière reste un rêve majeur pour les théoriciens nucléaires.

II.2.1. De l'interaction NN libre à l'interaction NN dans le noyau:

La connaissance de la force nucléon-nucléon (NN) est un des plus anciens et plus importants problèmes de la physique hadronique théorique depuis 1930 et le reste encore à l'heure actuelle. De nombreux travaux ont lieu pour décrire et élaborer des interactions aussi réalistes que possible basées sur la description de la diffusion NN et des propriétés des systèmes à peu de nucléon. Ces travaux ont permis la construction d'interaction très sophistiquées [19], mais ne fournissent qu'une partie des éléments de matrice de l'interaction nucléaire, ceux à deux corps entre des états de nucléons particuliers [20]. Plusieurs tentatives font également partie de la description des nucléons en terme de quark-gluon à partir de la chromodynamique quantique en faisant appel à des modèles de sacs par exemple. Une autre description en terme de nucléon-méson a été faite en utilisant les degrés de liberté de mésons pour décrire l'interaction entre deux nucléons libres [21, 22]. Différentes approches ont été faites, basées sur ce processus nucléon-nucléon: théorie de perturbation au second ordre (potentiel de Yukawa), théorie de dispersion (potentiel de Paris) [23], et interaction NN basée sur le modèle de champ théorique de mésons échangés (potentiel de Bonn et potentiel de Nijmegen). Ils existent des approches plus phénoménologiques telles que: le potentiel de Hamada-Johnston (cœur dur) et le potentiel de Reid (cœur mou). Très réalistes, toutes ces approches se heurtent à un problème majeur: le passage de la situation nucléon-nucléon libre à la situation nucléon-nucléon dans le noyau. Ce passage ne se fait pas sans approximation. C'est dans ce cadre que l'on est amené à parler d'interactions effectives. La force NN peut être divisée en trois portées d'interaction: une partie à longue-portée ($r \geq 2\text{fm}$) due à l'échange d'un pion (O.P.E), une partie attractive de portée-intermédiaire ($1 \sim 2\text{fm}$) représentée par l'échange de deux pions, et une partie répulsive de courte portée ($r \leq 1\text{fm}$). L'interaction nucléon-nucléon est bien connue à longue-portée, et plusieurs potentiels réalistes proposés sont très similaires dans cette région (figure (2-3) [22]). Le problème se situe en fait aux courtes distances, et en particulier dans la partie intermédiaire. Cette partie de l'interaction avait été décrite par les potentiels de Paris et de Bonn. Pour la partie de courte portée, il s'agit d'un cœur dur dans lequel les nucléons ne peuvent s'intépenétrer. Cette partie de l'interaction est traitée phénoménologiquement dans tous les modèles de potentiel [21, 22].



Figure(2-3): Différentes parties de la force nucléaire présentées par quelques potentiels NN.

II.2.2. La notion d'interaction réaliste: système à quelques nucléons

Les constructions d'interaction NN réalistes à partir des potentiels basés sur l'analyse de diffusion $N\pi$ dans des régimes d'énergie données (par exemple, plus de 350 MeV, seuil de production π) et les propriétés de deuteron constituent un point de départ pour une étude microscopique des dynamiques nucléaires. Ainsi les méthodes utilisées pour étudier les systèmes à peu de nucléons tels le deuteron ou les noyaux ${}^3\text{H}$ et ${}^3\text{He}$ dans un espace de configuration ou espace de moment fournissent des solutions presque exactes pour le problème des états liés. Les résultats de la solution des problèmes à peu de nucléons nous permettent de se libérer des approximations et de se concentrer sur l'étude des dynamiques des nucléons [19, 22]. À partir de ces points de vue fondamentaux, on utilise des potentiels NN réalistes pour directement résoudre les équations de Faddeev-Noyes en raison de trouver les valeurs propres des systèmes à peu de nucléons pour les états liés. La résolution de ces équations doit nous fournir la valeur exacte de l'énergie de liaison pour ces systèmes. L'étude des systèmes liés à trois nucléons, tel que ${}^3\text{H}$ et ${}^3\text{He}$ est importante, puisqu'ils sont les systèmes les plus petits au-dessus de deuteron, et sont les premiers systèmes qui permettent d'examiner l'importance des interactions à trois corps [22].

II.2.3. La notion d'interaction effective: système à plusieurs nucléons

Les interactions NN ne sont pas directement appliquées dans les systèmes nucléaires à plusieurs nucléons, à cause des difficultés de calculs numériques, et les techniques de calcul à quelques nucléons ne sont pas applicables dans ce cas. Ce qui a conduit à trouver de nouvelles méthodologies pour faire la transition des systèmes à quelques corps aux systèmes à plusieurs corps. La voie des théoriciens nucléaires est l'utilisation des interactions effectives soit "dérivées" ou soit "motivées" par des interactions fondamentales. Ainsi, l'introduction du concept de champ moyen dans l'étude des noyaux à plusieurs nucléons a produit une efficacité suffisante pour obtenir une solution valide du problème à plusieurs-corps. Basée sur la supposition de champ moyen,

L'équation de Schrödinger nucléaire peut être réécrite comme:

$$H\psi(1, 2, \dots, A) = E\psi(1, 2, \dots, A) \quad (2-3)$$

Où H est l'hamiltonien du noyau et E son énergie. Le hamiltonien se décompose en terme d'énergie cinétique et en terme d'interaction :

$$H = \sum_{i=1}^A T_i + \frac{1}{2} \sum_{i \neq j=1}^A V_{ij} \quad (2-4)$$

T_i : est l'énergie cinétique.

V_{ij} : est l'interaction entre les nucléons i et j.

II.2.4. Utilisation des interactions effectives dans les calculs de modèle en couches

Le modèle en couches est la base des calculs de structure nucléaire en terme de nucléon. Avant d'entreprendre tout calcul de modèle en couches, on commence par la définition d'un espace modèle (espace de valence), c'est à dire, par la spécification d'un ensemble des orbitales individuelles actives. Cet espace consiste en général en une couche majeure d'oscillateur harmonique (dit espace $\hbar\omega$) [20]. Son choix est bien sûr conditionné par la taille des matrices qu'on traite et diagonalise. On note que les calculs de modèle en couches progressent par l'augmentation rapide de la puissance des ordinateurs, ainsi que le développement de codes de haute-qualité [24] puis on introduit une interaction effective. Les théories microscopiques du noyau sont généralement basées sur les trois propriétés suivantes [25]:

- ▲ Le noyau est un système à N corps quantiques.
- ▲ Les vitesses dans le noyau sont suffisamment petites pour que l'on puisse négliger les effets relativistes.
- ▲ L'interaction entre les nucléons a un caractère à deux-corps.

Étude de l'interaction effective dans la théorie de perturbation:

Pour calculer les différentes propriétés nucléaires des états fondamentaux et excités, on doit connaître les fonctions d'onde de ces états. Les fonctions d'onde peuvent être obtenues par la résolution de l'équation de Schrödinger à plusieurs-corps (équation (2-3)). Où l'hamiltonien H est donné par l'équation (2-4) ci-dessus. Le modèle en couches sphérique est basé sur l'hypothèse que le nucléon se déplace à l'intérieur du noyau dans un champ moyen $U(\vec{r}_i)$ créé par les autres nucléons, l'hamiltonien s'écrit alors:

$$\begin{aligned} H &= \sum_{i=1}^A [T_i + U(\vec{r}_i)] + \left[\sum_{i < j=1}^A V_{i,j} - \sum_{i=1}^A U(\vec{r}_i) \right] \\ &= H^{(0)} + H^{(1)} \end{aligned} \quad (2-5)$$

$H^{(0)}$: est l'hamiltonien non perturbé.

$H^{(1)}$: est traité comme une perturbation .

Il est usuel d'employer le potentiel de l'oscillateur harmonique ou de Wood-Saxon comme approximation pour U.

L'équation de Schrödinger non perturbée est:

$$H^{(0)} \varphi_a^{(0)} = E_a^{(0)} \varphi_a^{(0)} \quad (2 - 6)$$

Où $E_a^{(0)}$: est l'énergie non perturbée; sa valeur est donnée par:

$$E_a^{(0)} = \sum_{k=1}^A e_{ak} \quad (2 - 7)$$

$\varphi_a^{(0)}$: est le produit des fonctions d'onde individuelles, où a dénote l'état individuel $|nljm\rangle$.

Cette fonction d'onde est symétrique. Les fonctions d'ondes antisymétriques de A-particules à l'énergie $E_a^{(0)}$ sont des déterminants de Slater construits à partir des combinaisons linéaires des fonctions $\varphi_a^{(0)}(\vec{r}(1), \dots, \vec{r}(A))$.

♠ **Cas d'un noyau à deux nucléons de valence:**

L'hamiltonien d'un noyau constitué d'un cœur inerte plus deux nucléons de valence peut être divisé en deux termes:

$$H = H_{\text{cœur}} + H_{12} \quad (2 - 8)$$

$H_{\text{cœur}}$ contient l'interaction entre les particules du cœur (numérotés $i= 3, \dots, A$). Ce cœur est supposé être inerte. Alors la contribution de $H_{\text{cœur}}$ à l'énergie totale est constante et est donnée par l'équation (2-5). Le terme H_{12} décrit la contribution des deux particules extra-cœur est donnée par:

$$H_{12} = \sum_{i=1}^2 [T_i + U(\vec{r}_i)] + [\sum_{i=1}^2 \sum_{j=3}^A V_{i,j} + V(1,2) - \sum_{i=1}^2 U(\vec{r}_i)] \quad (2 - 9)$$

Ce terme peut être écrit spécifiquement comme:

$$H_{12} = H_{12}^{(0)} + H_{12}^{(1)} \quad (2 - 10)$$

Dans cette expression:

$$H_{12}^{(0)} = [T(1) + U(1)] + [T(2) + U(2)] = H_{s,p}^{(1)} + H_{s,p}^{(2)} \quad (2 - 11)$$

dénote que l'hamiltonien individuel spécifiant l'interaction résiduelle à deux corps est donné par:

$$H_{12}^{(1)} = [\sum_{j=3}^A V(1, j) - U(1)] + [\sum_{j=3}^A V(2, j) - U(2)] + V(1, 2) \quad (2 - 12)$$

Dans la plus part des calculs de modèle en couches, le potentiel moyen est approché à un potentiel de Wood-Saxon ou un oscillateur harmonique comme une bonne approximation. Dans ce cas $H_{12}^{(1)}$ est à peu près égal à $V(1,2)$:

$$H_{12}^{(1)} = V(1, 2) \quad (2-13)$$

L'hamiltonien total peut être écrits:

$$H = H_{\text{coeur}} + H_{s,p}^{(1)} + H_{s,p}^{(2)} + V(1, 2) \quad (2-14)$$

Dans ce paragraphe nous allons étudier les systèmes à deux nucléons de valence qui sont soit identiques soit non identiques.

♣ **Systèmes à deux nucléons identiques:**

Pour un système constitué de deux-nucléons identiques: p-p ou n-n, le principe d'exclusion de Pauli exige que la fonction d'onde doit être antisymétrique dans toutes les coordonnées d'espace et de spin. Les valeurs propres de l'hamiltonien (2-14) d'un tel système sont données par:

$$E(j_1 j_2; J) = E_0 + \varepsilon_{j_1} + \varepsilon_{j_2} + \langle j_1 j_2; JM | V(1, 2) | j_1 j_2; JM \rangle \quad (2-15)$$

L'écart en énergie induit par l'interaction résiduelle est donné par:

$$\Delta E(j_1 j_2; J) = \langle j_1 j_2; JM | V(1, 2) | j_1 j_2; JM \rangle \quad (2-16)$$

On mentionne que la fonction d'onde à deux-particules est définie comme:

$$\psi(j_1(1) j_2(2); JM) = \sum_{m_1, m_2} \langle j_1 m_1, j_2 m_2 | JM \rangle \phi_{j_1 m_1}(1) \phi_{j_2 m_2}(2) \quad (2-17)$$

Cette fonction d'onde doit être antisymétrique sous l'échange des coordonnées des deux nucléons.

On considère séparément les deux cas: $j_1 \neq j_2$ et $j_1 = j_2$

♣ $j_1 \neq j_2$: la fonction d'onde totale antisymétrique et normalisée a la forme suivante:

$$\psi(j_1 j_2; JM) = \frac{1}{\sqrt{2}} [\psi(j_1 j_2; JM) - (-1)^{j_1 + j_2 - J} \psi(j_1 j_2; JM)] \quad (2-18)$$

♣ $j_1 = j_2$: la fonction d'onde normalisée et antisymétrique devient:

$$\psi(j^2; JM) = N (1 - (-1)^{2j-J}) \sum_{m_1, m_2} \langle j m_1, j m_2 | JM \rangle \phi_{j m_1}(1) \phi_{j m_2}(2) \quad (2-19)$$

N: est le facteur de normalisation.

♣ **Système à deux nucléons non-identiques :**

Ce système est composé d'un proton et d'un neutron à l'extérieur d'un cœur. Sa description, diffère alors de la précédente. On introduit le concept du nombre quantique «charge» ou «isospin», et on traite un tel noyau dans le formalisme d'isospin. Dans ce formalisme, proton et neutron sont considérés comme une seule particule «le nucléon» ayant des états de charge différentes. Le principe de Pauli généralisé exige que la fonction d'onde totale doit être complètement antisymétrique dans les coordonnées d'espace, de spin et d'isospin [25]. Ce principe réduit alors le

nombre des valeurs des spin et isospin. On discute premièrement la situation de deux-particules dans la même orbitale, puis occupant des orbitales différentes:

1- Deux particules dans la même orbitale:

Comme conséquence du principe de Pauli généralisé, la fonction d'onde symétrique de l'espace-spin doit se combiner avec une fonction d'onde antisymétrique de l'isospin ou vice versa. Dans les deux cas, la fonction d'onde totale est antisymétrique sous l'échange des coordonnées des deux $\left((lj)^2 \right)_{J^+}$ particules, ceci conduit à des états à deux-particules permis seulement si: $J + T = \text{impair}$.

2- Deux particules dans des orbitales différentes:

La fonction d'onde à deux particules occupant deux orbitales différentes est toujours antisymétrique pour n'importe quelle combinaison des valeurs totales J et T .

Les deux valeurs possibles de l'isospin total sont $T = 0$ et $T = 1$; donc l'interaction entre le proton et le neutron peut être écrite comme la somme des éléments de matrice $T = 0$ et $T = 1$:

$$\left\langle \varphi_{JM} (r_p r_n) \left| V \right| \varphi_{JM} (r_p r_n) \right\rangle = \frac{1}{2} \left\{ \langle J, T = 1 | V | J, T = 1 \rangle + \langle J, T = 0 | V | J, T = 0 \rangle \right\} \quad (2-20)$$

II.3. L'interaction effective dans la région du plomb:

Pour la région du ^{208}Pb , l'interaction résiduelle de Kuo-Herling a eu un succès particulier. Celle-ci a été déduite par les techniques des matrices de réaction développées par Kuo-Brown à partir du potentiel nucléon-nucléon libre avec des renormalisations dans un espace modèle tronqué. Cette interaction ayant donné une meilleure description des noyaux proches des couches fermées est appelée interaction résiduelle effective.

L'interaction Kuo-Herling est une interaction résiduelle valable pour la région du ^{208}Pb dont l'espace modèle est constitué par sept orbitales neutrons $1i_{11/2}$, $2g_{9/2}$, $2g_{7/2}$, $3d_{5/2}$, $3d_{3/2}$, $4s_{1/2}$ et $1j_{15/2}$ pour $N \geq 126$ et six orbitales protons $1h_{9/2}$, $2f_{7/2}$, $2f_{5/2}$, $3p_{3/2}$, $3p_{1/2}$ et $1i_{13/2}$ pour $Z = 82-126$ avec un cœur inerte ^{208}Pb , les énergies individuelles en MeV sont: ν [-3.158, 0 (-3.937), -1.446, -2.370, -1.400, -1.905, -2.514] et π [0 (-3.799), -2.902, -0.977, -0.681, -0.166, -2.191]. Le potentiel utilisé dans l'interaction de Kuo-Herling pour calculer les éléments de matrice à deux corps est un oscillateur harmonique de valeur $\hbar\omega = 7.0$ MeV pour les fonctions d'onde radiales [26, 27]. Chacun de ces éléments de matrice à deux corps (TBME) peut être représenté par la relation suivante:

$$\text{TBME} \approx G_{\text{bare}} + G_{1p1h} + G_{2p2h} \quad (2-21)$$

Où: G_{bare} : éléments de matrice bare.

G_{1p1h} : éléments de matrice de la polarisation du cœur.

G_{2p-2h} : éléments de matrice de renormalisation excitation de $2p - 2h$.

Notons que McGrory et Kuo ont montré que seulement les deux premiers termes de cette équation ($G_{bare} + G_{1p1h}$) donnent un meilleur spectre énergétique expérimental pour le noyau ^{206}Pb . D'autres applications ont permis d'approcher la relation (2-21) par une nouvelle formule (2-22) si G_{1p1h} s'affaiblit quelque peu, leur permettant d'obtenir des meilleurs accords avec les résultats expérimentaux des énergies de liaison et des schémas de niveaux [26]:

$$\text{TBME} \approx \kappa_{bare} G_{bare} + \kappa_{ph} G_{ph} \quad (2-22)$$

On peut alors écrire l'élément de matrice de la façon suivante :

$$\langle j_1 j_2 | V | j_3 j_4 \rangle = \kappa_{bare} \langle j_1 j_2 | V | j_3 j_4 \rangle_{bare} + \kappa_{ph} \langle j_1 j_2 | V | j_3 j_4 \rangle_{ph} \quad (2-23)$$

Avec $\langle j_1 j_2 | V | j_3 j_4 \rangle_{bare}$ dû aux effets de polarisation du cœur.

La détermination de κ_{ph} est obtenue par comparaison aux niveaux de basse énergie expérimentaux.

La méthode utilisée consiste à définir l'équation:

$$\Delta E_L^{(i)} = \Delta E_{L (exp)}^{(i)} + \Delta E_{L (KHx)}^{(i)} \quad (2-24)$$

Où:

E_L : énergie de liaison prise par rapport à celle du noyau ^{208}Pb .

$i = 1, 2, \dots, n$: indice pour préciser les niveaux expérimentaux de basse énergie.

KH_x : peut être soit KHH (Kuo- Herling Hole) soit KHP (Kuo- Herling Particle).

Et les trois quantités sont définies comme suit:

$$\langle \Delta E_L \rangle = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \Delta E_L^{(i)} \quad (2-25)$$

$$\langle \Delta E_L \rangle_{rms} = \frac{1}{n} \left[\sum_{i=1}^n (\Delta E_L^{(i)})^2 \right]^{1/2} \quad (2-26)$$

$$\langle \Delta E_L \rangle = \frac{1}{n} \left| \langle \Delta E_L \rangle_{rms}^2 - \langle \Delta E_L \rangle^2 \right|^{1/2} \quad (2-27)$$

Les variations de ces trois termes ont pour but de déterminer la valeur de κ_{ph} pour laquelle l'interaction donne le meilleur accord avec le spectre expérimental.

Dans cette étude, on utilise une des interactions modifiées à partir de l'interaction Kuo-Herling est appelée parfois KHPE où les éléments de matrice à deux corps (TBME) de l'interaction proton-neutron étaient combinés avec l'interaction $\Delta^{(\alpha)} \neq 0$ ($\alpha = pp, nn$ et pn). Cette quantité représente une énergie constante ajoutée à tous les éléments de matrice diagonaux pour améliorer les énergies de liaison absolues. Notons que Warburton et Brown dans [20] ont fait une comparaison entre les deux interactions KHP et KHPE où ils montrent que les résultats obtenus par la dernière interaction sont

meilleurs par rapport à ceux obtenus par la première interaction. Ainsi, ils donnent les TBMEs de l'interaction KHPE comparés avec ceux originaux de KHP.

II.4. L'interaction effective dans la région de l'étain:

La construction d'interactions dans le cadre du modèle en couches applicables aux noyaux à quelques nucléons de valence dans la région doublement magique ^{132}Sn a été possible grâce à la découverte de la transition rapide et interdite $\Delta J = 0$ dans les décroissances β^- des noyaux ^{133}Sn , ^{134}Sn , ^{134}Sb . Ces décroissances avaient offert l'opportunité de l'extension des théories établies dans la région du ^{208}Pb aux régions doublement magiques plus basses. Deux interactions ont alors été construites dans la région du ^{132}Sn , ces interactions sont extraites par modification de l'interaction trou-trou de Kuo-Herling. Ces modifications portent soit sur les énergies d'une particule singulière, soit sur les éléments de matrice à deux corps (TBME), soit sur les deux.

♣ Ces interactions construites par Chou et Warburton sont nommées: KH5082 et CW5082. Une observation importante de cette étude est que les deux interactions surtout CW5082 prédit raisonnablement les énergies de liaison, les spectres des états et les propriétés électromagnétiques des états nucléaires de quelques isotones $N = 82-83$ dans la région ^{132}Sn .

À partir de l'interaction CW5082, S. Sarkar et M. S. Sarkar [28] ont construit deux nouvelles interactions SMN et SMPN. Pour l'interaction SMN, ils ont changé les six éléments de matrice diagonaux à deux corps (TBME) $v-v$ 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 du noyau ^{134}Sn (-6.365 MeV). Pour modifier les éléments $\langle v 2 f_{7/2}^2 | v | v 2 f_{7/2}^2 \rangle^{2^+, 4^+, 6^+}$, les trois états excités prédominés par le multiplet $(v 2 f_{7/2})^2$ de ce noyau sont utilisés. L'élément de matrice est changé pour reproduire l'énergie du niveau 8^+ égale à 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^- du noyau ^{134}Sb , 12 éléments de matrice $\pi-v$ sont modifiés. L'interaction SMPN est obtenue 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 $(\pi 1 g_{7/2})^2$, et quatre éléments de matrice $(\pi-\pi)$ de l'interaction CW5082 sont modifiés [29] (voir tableau (2-1)).

L'espace de valence pour cette région contient cinq orbitales protoniques π [$1g_{7/2}$, $2d_{5/2}$, $2d_{3/2}$, $3s_{1/2}$ et $1h_{11/2}$: à $50 \leq Z \leq 82$] et six orbitales neutroniques v [$1h_{9/2}$, $2f_{7/2}$, $2f_{5/2}$, $3p_{3/2}$, $3p_{1/2}$ et $1i_{13/2}$: à $82 \leq N \leq 126$] avec les énergies individuelles en MeV: π [0 (-9.6629), -8.7005, -7.2233, -6.9657 et -6.8714] et pour les v [-0.8944, -2.4553, -0.4507, -1.6016, -0.7996 et +0.2397] [28, 29].

II.5. Les interactions effectives dans la région du nickel

L'étude de la région autour du noyau semi magique ^{68}Ni avec des fermetures de couches $Z=28$ et $N=40$ est très intéressante. Les noyaux de cette région attirent beaucoup d'attention et d'intérêt à cause des phénomènes observés et attendus, par exemple, la coexistence de forme, les états excités anormaux 0^+ de basse énergie, les états isomères variés et la double décroissance β . Ces quelques variétés riches de phénomènes dans cette région de masse doivent être un challenge et une tâche intrigante pour la théorie nucléaire afin de chercher à une description unifiée à partir d'un hamiltonien individuel. Particulièrement, l'évolution de la particule individuelle et les phénomènes collectifs entre la fermeture de couche d'oscillateur harmonique à $N=40$ et la fermeture de couche à $N=50$ soutiennent notre compréhension de la structure nucléaire. En effet, l'espace modèle f5pg9 entre ces deux couches comprenant les orbitales $p_{3/2}$, $f_{5/2}$, $p_{1/2}$ et $g_{9/2}$ a été adopté dans plusieurs investigations. Par exemple, dans la référence [30] Ji et al. développèrent dans le formalisme np l'hamiltonien de l'interaction proton pour les isotones $N=50$ à partir de l'interaction schématique de Schiffer et True [31] dépendant de forces centrales seulement. L'interaction obtenue appelée N50J contient 69 paramètres (65 éléments de matrice à deux-corps et 4 valeurs d'énergies de particules individuelles).

D'autre part, Lisetskiy et ses collaborateurs dans la référence [32] dérivèrent un hamiltonien pour la partie $T=1$ de l'interaction résiduelle pour les isotopes du Ni de $A=57$ à 78 et les isotones $N=50$ de ^{79}Cu à ^{100}Sn pour les neutrons et les protons respectivement. Le point de départ pour la procédure du fit était l'interaction réaliste de la matrice G basée sur le potentiel NN Bonn-C avec des corrections sur la polarisation du cœur. L'interaction ainsi appelée jj44 comprend 138 paramètres (130 éléments de matrice à deux-corps et 8 valeurs d'énergies de particules individuelles). Il faut noter que ces deux interactions sont énormément différentes et les déviations résultantes entre l'expérience et la théorie du rms étaient 150 et 124 keV respectivement.

Récemment, M. Honma et al. dans la référence [33] proposèrent l'interaction JUN45. Ils prirent dans l'hamiltonien de départ, une interaction microscopique dérivée du potentiel Bonn-C, qu'ils nommèrent G-f5pg9. Le même type d'interaction que dans [32] a été employé de la dérivation de l'interaction GXPF1 construite pour les noyaux de la couche pf. Dans l'approche traditionnelle de modèle en couches, les énergies de la particule individuelle (SPE) sont prises des énergies expérimentales des états à une particule ou à un trou relativement au cœur inerte choisi. Ils traitent les énergies des particules individuelles en tant que paramètres de fit. L'hamiltonien de modèle en couches pour l'espace f5pg9 est spécifié par 133 éléments de matrice (TBME) de ($T=1$ et 0) et 4 valeurs d'énergies de particules individuelles (SPE) dans le formalisme d'isospin. Un facteur

commun de la dépendance de masse est pris à $A^{-0.3}$ pour tous les TBMEs, comme dans les cas des interactions USD et de GXPF1. L'ajustement a conduit à une erreur de rms de 185 keV pour l'interaction résultante.

Pour calculer les énergies d'excitation des isotopes du nickel de masse $A=72$, on considère le ^{68}Ni comme cœur inerte, l'interaction utilisée, nommée, JUN45M est le résultat de la combinaison des 135 éléments de matrice p-p et p-n de JUN45 et cinq éléments de matrice diagonaux n-n de l'interaction (SLGM) de Serduke-Lawson-Gloeckner [34]. Ces modifications sont faites pour reproduire les résultats expérimentaux.

Indice	J T	CW5082	SMPN
n-p tbmes:			
1 7 1 7 0 0		-0.6778	-0.7355
1 7 1 7 1 0		-0.5390	-0.7430
1 7 1 7 2 0		-0.29336119	-0.4067
1 7 1 7 3 0		-0.30348513	-0.354
1 7 1 7 4 0		-0.09123172	-0.227
1 7 1 7 7 0		-0.42997605	-0.535
1 6 1 6 8 0		-0.68749624	-1.037
1 11 1 11 10 0		-0.61499959	-0.764
5 7 5 7 9 0		-0.57939130	-1.058
5 11 5 11 10 0		-0.08622793	-1.942
5 11 5 11 11 0		-0.12218534	-1.611
5 11 5 11 12 0		-0.75382543	-1.519
p-p tbmes:			
1 1 1 1 0 1		-0.66390	-0.56100
1 1 1 1 2 1		0.16450	0.2050
1 1 1 1 4 1		0.38240	0.5682
1 1 1 1 6 1		0.43640	0.5120
n-n tbmes: termes d'appariement			
6 6 6 6 0 1		-0.61197406	-0.293747544
7 7 7 7 0 1		-0.48571584	-0.233143598
8 8 8 8 0 1		-0.27602252	-0.132490814
9 9 9 9 0 1		-0.37947276	-0.182146922
10 10 10 10 0 1		-0.10030835	-0.0481480062
11 11 11 11 0 1		-0.70925683	-0.340443283
n-n tbmes:			
7 7 7 7 2 1		-0.31314358	-0.453
7 7 7 7 4 1		-0.05632162	-0.29
7 7 7 7 6 1		0.05457612	-0.162
6 7 6 7 8 1		-0.25914928	-0.495

Tableau (2-1): Comparaison entre Les TBMEs des interactions CW5082 et SMPN.

Où π : $1g_{7/2}$ (1), $2d_{5/2}$ (2), $2d_{3/2}$ (3), $3s_{1/2}$ (4), $1h_{11/2}$ (5); ν : $1h_{9/2}$ (6), $2f_{7/2}$ (7),
 $2f_{5/2}$ (8), $3p_{3/2}$ (9), $3p_{1/2}$ (10), $1i_{13/2}$ (11) [29].

CHAPITRE III

CALCULS SPECTROSCOPIQUES ET SIMILARITES

Dans ce chapitre, on étudiera la variation en énergie des gaps des couches en fonction du nombre de neutrons suivie par une représentation des spectres en énergie d'excitation obtenus dans les trois régions du Nickel, de l'étain et du plomb pour les noyaux ayant quatre nucléons de valence (systèmes p-p, n-n et p-n). On utilise le code de modèle en couches OXBASH [35] pour réaliser nos calculs. Nous discuterons nos résultats par rapport aux données expérimentales existantes et les comparerons avec d'autres théories.

Les systèmes à quatre particules de valence étudiés sont soit identiques (4p ou 4n) ou soit non identiques (2p-2n, 1p-3n ou 3p-1n). Les calculs des spectres énergétiques sont réalisés en appliquant des interactions empiriques et en supposant les noyaux doublement magiques $^{208}\text{Pb}_{126}$, $^{132}\text{Sn}_{82}$ et semi magique $^{68}\text{Ni}_{40}$ comme cœurs inertes. Les paramètres de l'oscillateur harmonique sont 7.88 MeV et 6.88 MeV obtenus par l'expression: $\hbar\omega = 45A^{-1/3} - 25A^{-2/3}$ [36] pour les noyaux au voisinage de ^{132}Sn et ^{208}Pb , respectivement, et 10 MeV obtenu par l'expression $\hbar\omega = 41A^{-1/3}$ [36] pour les noyaux au voisinage du ^{68}Ni . L'ensemble des études réalisées porte sur les noyaux à 4 nucléons de valence non identiques (^{212}Bi , ^{136}Sb , ^{72}Cu), (^{212}Po , ^{136}Te , ^{72}Zn), (^{212}At , ^{136}I , ^{72}Ga); et identiques (^{212}Pb , ^{136}Sn , ^{72}Ni), (^{212}Rn , ^{136}Xe , ^{72}Ge).

III.1. Évolution du gap en énergie

L'aspect des gaps des couches associées aux nombres magiques de nucléons est l'un des piliers de la structure nucléaire. La présence des gaps magiques permet de déterminer les énergies de la particule individuelle et l'interaction résiduelle entre les nucléons de valence, fournissant les données essentielles des modèles nucléaires. Les gaps offrent une manière naturelle de développer des troncations dans les calculs microscopiques à plusieurs corps. La détermination de ces gaps et leurs évolutions dans les noyaux magiques ont un rôle essentiel dans la nucléosynthèse des processus r et s que produisent la majorité des nuclides plus lourds que $A \sim 60$ [37].

En général, la configuration de couches fermées est définie par un déterminant de Slater qui permet d'obtenir les énergies de liaison (B.E) et les énergies de la particule individuelle (SPE) au moyen

de la théorie Hartree-Fock. Dans cette théorie, le gap en énergie neutron est donné par la relation [38]:

$$g_n = e_n^{\nearrow} - e_n^{\searrow} = 2 BE (Z, N) - BE(Z, N + 1) - BE (Z, N - 1) \quad (3 - 1)$$

Où e_n^{\nearrow} et e_n^{\searrow} sont les énergies de la particule individuelle neutron des états au-dessus et en dessous de la surface de Fermi. BE sont les énergies de liaison positives des états fondamentaux.

Les gaps en énergies neutrons expérimentaux et calculés pour les noyaux à cœurs inertes sont présentés dans le tableau (3-1). Les valeurs des énergies moyennes de liaison ayant servies dans les calculs sont aussi données.

Noyaux	$g_{n(Exp)}$ (MeV)	$g_{n(cal)}$ (MeV)	B.E. (MeV)	Contribution à l'interaction (MeV)
$^{16}\text{O}_8$	11.5	11.52	$^{15}\text{O} \rightarrow 7.463690$	5.39
			$^{16}\text{O} \rightarrow 7.976206$	
			$^{17}\text{O} \rightarrow 7.750731$	
$^{40}\text{Ca}_{20}$	7.3	7.28	$^{39}\text{Ca} \rightarrow 8.36946$	3.54
			$^{40}\text{Ca} \rightarrow 8.55130$	
			$^{41}\text{Ca} \rightarrow 8.54670$	
$^{48}\text{Ca}_{28}$	4.8	4.80	$^{47}\text{Ca} \rightarrow 8.63926$	0.29
			$^{48}\text{Ca} \rightarrow 8.66647$	
			$^{49}\text{Ca} \rightarrow 8.59463$	
$^{56}\text{Ni}_{28}$	6.4	6.39	$^{55}\text{Ni} \rightarrow 8.49731$	1.88
			$^{56}\text{Ni} \rightarrow 8.64271$	
			$^{57}\text{Ni} \rightarrow 8.67090$	
$^{68}\text{Ni}_{40}$	2.8	3.21	$^{67}\text{Ni} \rightarrow 8.69575$	0.33
			$^{68}\text{Ni} \rightarrow 8.68247$	
			$^{69}\text{Ni} \rightarrow 8.62310$	
$^{132}\text{Sn}_{82}$	4.9	4.84	$^{131}\text{Sn} \rightarrow 7.86986$	0.49
			$^{132}\text{Sn} \rightarrow 7.86745$	
			$^{133}\text{Sn} \rightarrow 7.84864$	
$^{208}\text{Pb}_{126}$	3.40	3.43	$^{207}\text{Pb} \rightarrow 7.86986$	0.82
			$^{208}\text{Pb} \rightarrow 7.86745$	
			$^{209}\text{Pb} \rightarrow 7.84864$	

Tableau (3-1): Les gaps en énergie neutron expérimentaux [38] et calculés pour les noyaux doublement magiques et semi magique.

La seule remarque que nous pouvons tirer de ce tableau (3-1) est le bon accord entre les gaps en énergie expérimentaux et calculés pour tous les noyaux. La figure (3-1) schématise les niveaux fondamentaux 0^+ de ces noyaux pair-pairs à cœurs inertes. Leurs premiers états excités 3^-_1 de parité négative sont aussi représentés. L'énergie de la particule individuelle ainsi que l'état correspondant sont donnés pour chaque noyau ayant un neutron supplémentaire par rapport au coeur.

Nous précisons les résultats obtenus dans le cas de l'Oxygène 16. Son premier état excité 3_1^- se trouve à une énergie de 6.13 MeV. L'application de la relation (3.1) permet d'obtenir la valeur du gap en énergie neutron correspondant au niveau fondamental de ^{17}O ($^{16}\text{O}+1n$). Dans ce cas, le gap de couche pour les neutrons est donné par:

$$g_n = \varepsilon_n(2d_{5/2^-}) - \varepsilon_n(1p_{1/2^-}) = 11.52 \text{ MeV} \quad (3 - 2)$$

Ce qui indique que la contribution de l'interaction à deux corps est de l'ordre de 5.39 MeV si nous supposons un espace constitué des états à une particule du spectre de ^{17}O .

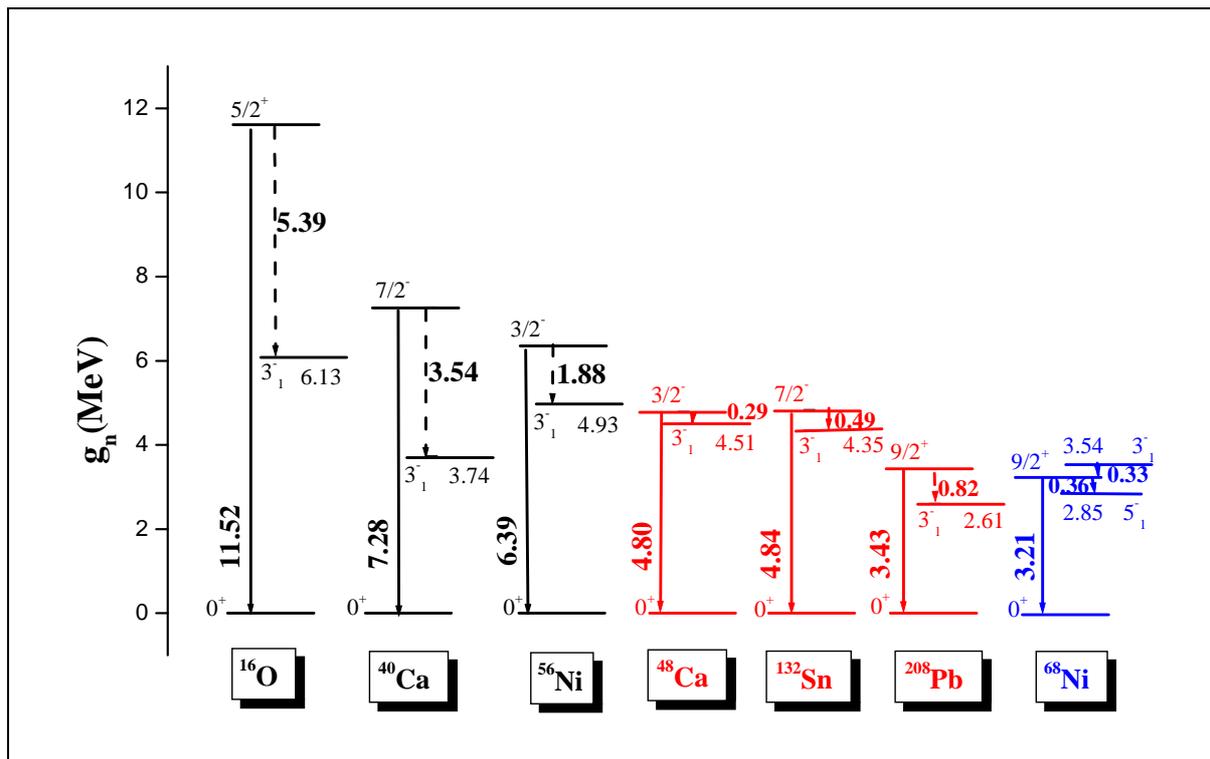


Figure (3.1): Les gaps en énergie neutron calculés pour les noyaux doublement magiques et semi magiques.

De manière générale, sur la figure (3-1), on remarque que les gaps en énergie sont sensibles aux configurations mixtes pour $N > Z$. Comparés aux cœurs à couches fermées, l'interaction à configurations mixtes est beaucoup plus faible (0.29 à 0.82 MeV) pour $N > Z$, presque d'un ordre de grandeur (1.88 à 5.39 MeV) de celle pour $N = Z$. La contribution de l'interaction à deux corps diminue quand N et Z croient pour $N = Z$ et augmente quand $N > Z$ dans le cas des noyaux doublements magiques. Pour le noyau semi-magique avec $N = 40$, on remarque un comportement différent car le premier état excité de parité négative dans ^{68}Ni n'est pas le 3_1^- qui se situe au-dessus de $9/2^+$ mais 5_1^- ; de plus l'écart entre le gap expérimental et celui calculé est de 0.41 MeV.

Une investigation de telles tendances des interactions effectives pour les noyaux de ^4He au ^{208}Pb a été étudiée dans la référence [39].

III.2. Étude des noyaux à quatre nucléons de valence

III.2.1. La région de plomb

Les spectres énergétiques des cinq isotopes de masse $A = 212$: Pb, Rn, Po, Bi et At sont déterminés, en utilisant l'interaction empirique KHPE de la bibliothèque du code Oxbash et les énergies des particules individuelles neutroniques et protoniques prises des noyaux $^{209}\text{Bi}_{126}$ et $^{209}\text{Pb}_{127}$ (figure (3-2)):

$^{208}\text{Pb} \times \pi \text{ ou } \nu$			
$11/2^+$	$\pi i_{11/2}$	2599	
$9/2^+$	$\pi g_{9/2}$	2564	$7/2^+$ $\nu g_{7/2}$ 2491
$13/2^+$	$\pi i_{13/2}$	1609	$5/2^+$ $\nu d_{5/2}$ 1567
			$15/2^-$ $\nu j_{15/2}$ 1423
$7/2^-$	$\pi f_{7/2}$	896	$11/2^+$ $\nu i_{11/2}$ 779
$9/2^-$	$\pi h_{9/2}$	0	$9/2^+$ $\nu g_{9/2}$ 0
$^{209}\text{Bi}_{126}$		$^{209}\text{Pb}_{127}$	

Figure (3-2): Énergies des états individuels à 1p et 1n célibataire.

🚦 Noyau ^{212}Pb : ce noyau a quatre nucléons de valence identiques en dehors des couches fermées $Z = 82$ et $N = 126$. Les 4 neutrons occupent les orbitales $1i_{11/2}$ et $2g_{9/2}$, avec les configurations suivantes:

$$(\nu 2g_{9/2})^4 \rightarrow 0^+, 2^+, 4^+, 6^+, 8^+.$$

$$(\nu 1i_{11/2})(\nu 2g_{9/2})^3 \rightarrow 10^+.$$

Les résultats obtenus pour ce noyau sont représentés avec ceux correspondants expérimentaux sur le tableau (3-2) et la figure (3-3):

J^π	0^+	2^+	4^+	6^+	8^+	10^+
E_{exp}	0	805	1117	1277	1335	/
E_{KHPE}	0	855	1141	1244	1288	1873

Tableau (3-2): Énergies en keV expérimentales [26, 40] et calculées par l'interaction KHPE pour le noyau ^{212}Pb .

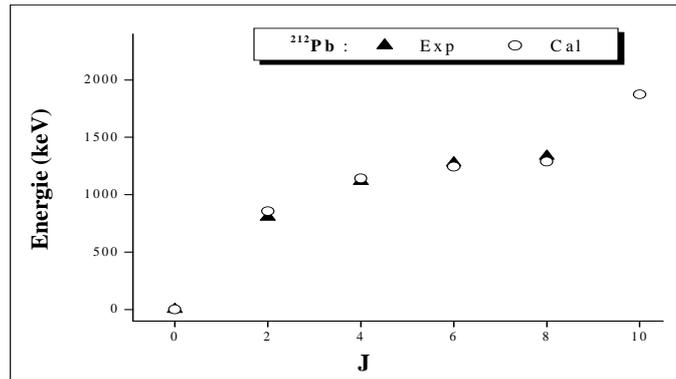


Figure (3-3): Spectre énergétique expérimental [26, 40] et calculé du noyau ^{212}Pb .

☚ Noyau ^{212}Rn : c'est le deuxième noyau ayant quatre nucléons de valence identiques, les 4 protons de valence occupent l'orbitale $1h_{9/2}$. La configuration la plus dominante est $(\pi 1h_{9/2})^4$ avec $J^\pi = 0^+, 2^+, 4^+, 6^+, 8^+, 10^+, 12^+$. Le spectre énergétique calculé est comparé avec celui de l'expérience sur le tableau (3-3) et la figure (3-4):

J^π	0^+	2^+	4^+	6^+	8^+	10^+	12^+
E_{exp}	0	1274	1502	1640	1694	2655	2881
E_{KHPe}	0	1334	1567	1657	1667	2733	2959

Tableau (3-3): Énergies en keV expérimentales [40] et calculées par l'interaction KHPe pour le noyau ^{212}Rn .

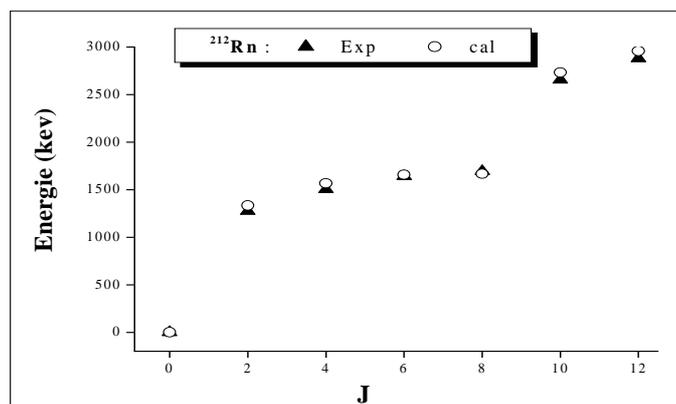


Figure (3-4): Spectre énergétique expérimental [40] et calculé du noyau ^{212}Rn .

▲ Dans le cas de quatre nucléons de valence identiques dans les noyaux ^{212}Pb et ^{212}Rn , on remarque que l'interaction KHPe reproduit bien la séquence des niveaux et montre un bon accord entre les résultats calculés et les données expérimentales disponibles.

✚ Noyau ^{212}Po : ce noyau a deux protons et deux neutrons en dehors des couches fermées. Ces nucléons de valence sont situés sur les orbitales $1h_{9/2}$ et $2g_{9/2}$, respectivement. Le couplage entre protons et neutrons de valence est donné par la configuration suivante: $(\pi 1h_{9/2})^2(\nu 2g_{9/2})^2 \rightarrow 0^+, 2^+, 4^+, 6^+, 8^+, 10^+$. Les résultats calculés sont comparés avec les données expérimentales sur le tableau (3-4) et la figure (3-5).

J^π	0^+	2^+	4^+	6^+	8^+	10^+
E_{exp}	0	727	1132	1355	1475	1792
E_{KHPe}	0	788	1173	1349	1405	1733

Tableau (3-4): Énergies en keV expérimentales [40] et calculées par l'interaction KHPe pour le noyau ^{212}Po .

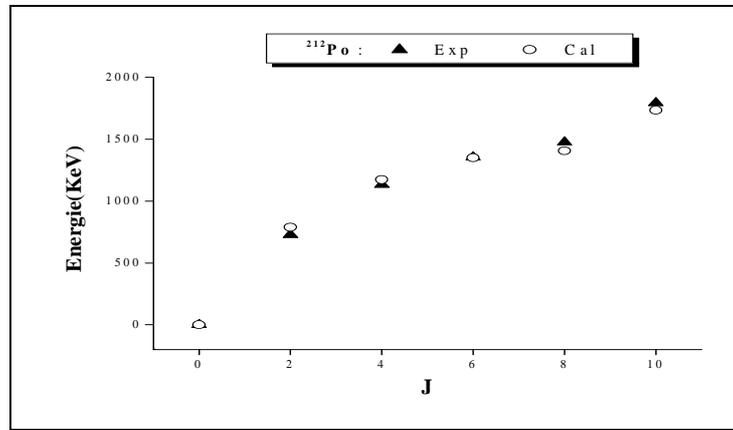


Figure (3-5): Spectre énergétique expérimental [40] et calculé du noyau ^{212}Po .

✚ Noyau $^{212}_{83}\text{Bi}_{129}$ est un noyau à 1 proton et 3 neutrons en dehors des couches fermées. La configuration la plus dominante est $(\pi 1h_{9/2})(\nu 2g_{9/2})^3$ avec J^π variant de 0^- à 9^- [1]. Le tableau (3-5) et la figure (3-6) ci-dessous montrent les énergies d'excitation calculées et les données expérimentales disponibles pour ce noyau.

J^π	0^-	1^-	2^-	3^-	4^-	5^-	6^-	7^-	8^-	9^-
E_{exp}	239	0	115	213	251	/	/	/	250	250
E_{KHPe}	181	0	146	223	280	306	306	323	264	241

Tableau (3-5): Énergies en keV expérimentales [40] et calculées par l'interaction KHPe pour le noyau ^{212}Bi .

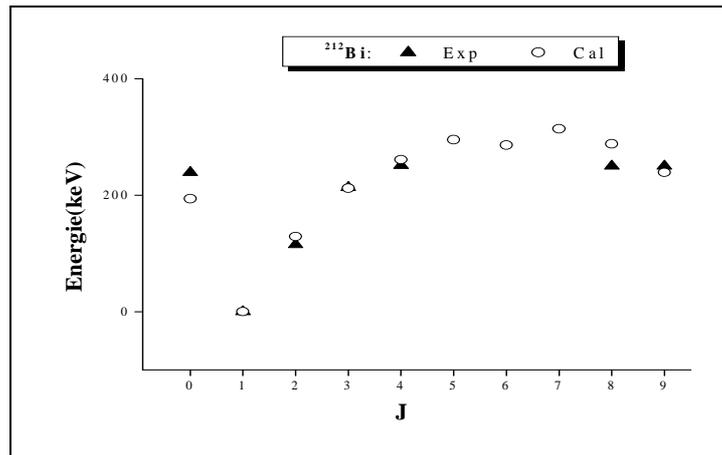


Figure (3-6): Spectre énergétique expérimental [40] et calculé du noyau ^{212}Bi .

Le noyau $^{212}_{85}\text{At}_{127}$, ayant 3 protons et 1 neutron supplémentaires au cœur ^{208}Pb , présente la configuration dominante $(\pi 1h_{9/2})^3(\nu 2g_{9/2})$ avec J^π variant de 0^- à 9^- [1]. Les énergies d'excitation expérimentales et calculées sont représentées dans le tableau (3-6) et sur la figure (3-7):

J^π	0^-	1^-	2^-	3^-	4^-	5^-	6^-	7^-	8^-	9^-
E_{exp}	/	0	160	206	/	276	/	/	328	224
E_{KHPE}	176	0	194	228	311	292	315	299	318	218

Tableau (3-6): Énergies en keV expérimentales [40] et calculées par l'interaction KHPE pour le noyau ^{212}At .

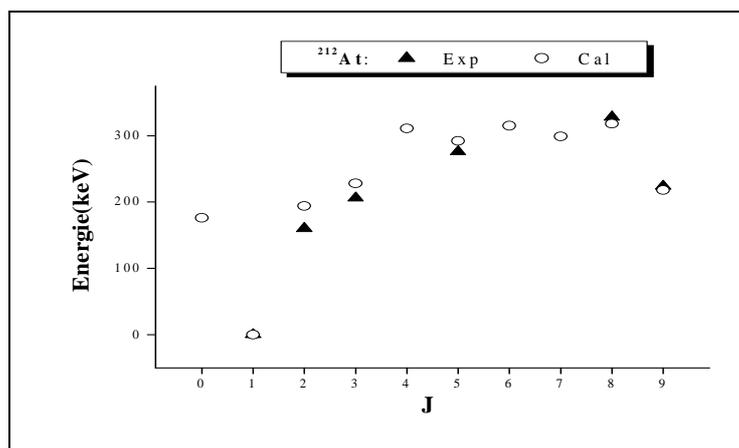


Figure (3-7): Spectre énergétique expérimental [40] et calculé du noyau ^{212}At .

▲ Dans le cas de ^{212}Po ($2n, 2p$), on trouve que les résultats obtenus par l'interaction KHPE sont très proches de ceux correspondants expérimentaux.

▲ Pour les deux noyaux impair-impairs ^{212}Bi ($1p, 3n$) et ^{212}At ($3p, 1n$), on remarque qu'il y a de petits écarts entre les résultats calculés et les données expérimentales disponibles pour l'ensemble

des états, et on note des inversions entre quelques états.

III.2.2. La région de l'étain:

Les noyaux de masse $A = 136$ étudiés dans cette région sont: Sn, Xe, Te, Sb et I. L'interaction empirique utilisée est SMPN, et les énergies des particules individuelles neutronique et protonique pour cette masse sont prises des spectres des noyaux impairs $^{133}\text{Sb}_{82}$ et $^{133}\text{Sn}_{83}$ représentées sur la figure (3-8).

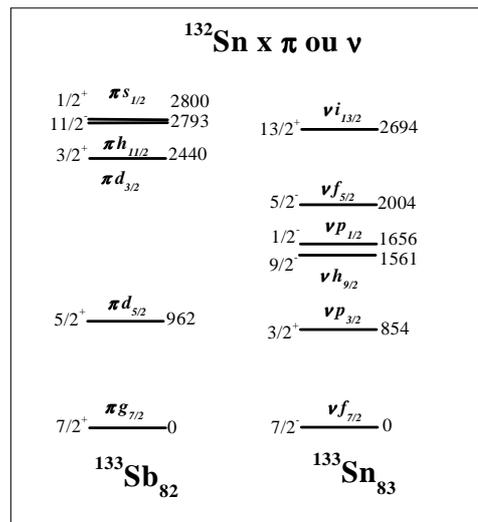


Figure (3-8): Énergies des états individuels à 1p et 1n célibataire.

Les isotopes d'étain ayant quatre nucléons de valence identiques sont Sn ($^{132}\text{Sn}+4n$) et Xe ($^{132}\text{Sn}+4p$).

☚ Noyau ^{136}Sn à quatre neutrons de valence en dehors de la couche fermée $N=82$. Ces neutrons sont situés sur la couche $\nu 2f_{7/2}$. Il n'y a pas d'informations sur le spectre énergétique expérimental de ce noyau. Le couplage est représenté par la configuration $(\nu 2f_{7/2})^4$ avec $J^\pi = 0^+, 2^+, 4^+, 6^+, 8^+$. Les valeurs des énergies obtenues théoriquement sont présentées dans le tableau (3-7) et sur la figure (3-9).

J^π	0 ⁺	2 ⁺	4 ⁺	6 ⁺	8 ⁺
E_{exp}	0	/	/	/	/
E_{SMPN}	0	578	886	1086	2897

Tableau (3-7): Énergies en keV calculées par l'interaction SMPN pour le noyau ^{136}Sn .

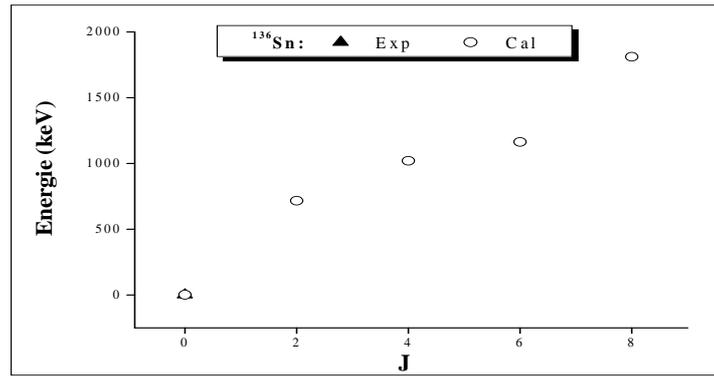


Figure (3-9): Spectre énergétique calculé du noyau ^{136}Sn .

Le $^{136}_{54}\text{Xe}_{82}$ est le noyau à quatre protons de valence dans cette région de masse 136. La configuration dominante est $\pi(1g_{7/2})^4$ avec les spins 0^+ , 2^+ , 4^+ , 6^+ , 8^+ . Les résultats obtenus sont comparés avec les données expérimentales dans le tableau (3-8) et sur la figure (3-10):

J^π	0^+	2^+	4^+	6^+	8^+
E_{exp}	0	1313	1694	1892	2867
E_{SMPN}	0	1280	1795	1874	2897

Tableau (3-8): Énergies en keV expérimentales [41] et calculées par l'interaction SMPN pour le noyau ^{136}Xe .

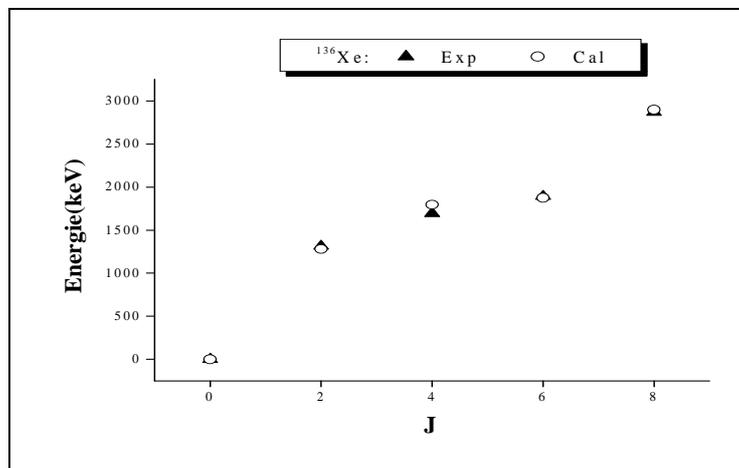


Figure (3-10): Spectre énergétique expérimental [41] et calculé du noyau ^{136}Xe .

Pour le noyau de ^{136}Xe , on remarque un bon accord entre les résultats calculés et leurs correspondants expérimentaux pour tous les états.

Les noyaux ayant quatre nucléons de valence non identiques dans cette région sont: Te (2p-2n), Sb (1p-3n) et I (3p-1n).

Le noyau de ^{136}Te à deux protons de valence situés sur l'orbitale $1g_{7/2}$ en dehors de la couche

fermée $Z= 50$ et deux neutrons supplémentaires sur l'orbitale $2f_{7/2}$ en dehors de la couche fermée $N=82$. Le couplage des protons et neutrons est donnée par la configuration $(\pi 1g_{7/2})^2 (v 2f_{7/2})^2$ avec les spins $J^\pi= 0^+, 2^+, 4^+, 6^+$ et 8^+ . Les spectres énergétiques expérimentaux et calculés sont représentés dans le tableau (3-9) et sur la figure (3-11):

J^π	0^+	2^+	4^+	6^+	8^+
E_{exp}	0	607	1030	1383	2132
E_{SMPN}	0	642	1072	1390	2158

Tableau (3-9): Énergies en keV expérimentales [41] et calculées par l'interaction SMPN pour le noyau ^{136}Te .

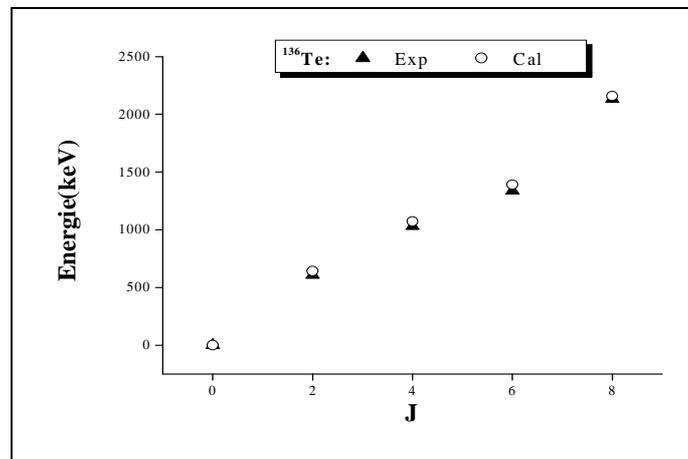


Figure (3-11): Spectre énergétique expérimental [41] et calculé du noyau ^{136}Te .

✚ Dans le noyau de $^{136}\text{Sb}_{85}$, le proton de valence occupe l'orbitale $1g_{7/2}$ et les trois neutrons de valence sont situés sur l'orbitale $2f_{7/2}$. La configuration des états énergétiques est identifiée à partir du modèle en couches par le couplage de ces nucléons de valence. La configuration la plus dominante est $(\pi 1g_{7/2}) (v 2f_{7/2})^3$ avec le spin variant de 0^- à 9^- [1]. Les résultats obtenus sont comparés avec leurs correspondants expérimentaux dans le tableau (3-10) et sur la figure (3-12):

J^π	0^-	1^-	2^-	3^-	4^-	5^-	6^-	7^-
E_{exp}	/	0	53	/	226	/	277	/
E_{SMPN}	377	126	0	186	150	339	192	305

Tableau (3-10): Énergies en keV expérimentales [41] et calculées par l'interaction SMPN pour le noyau ^{136}Sb .

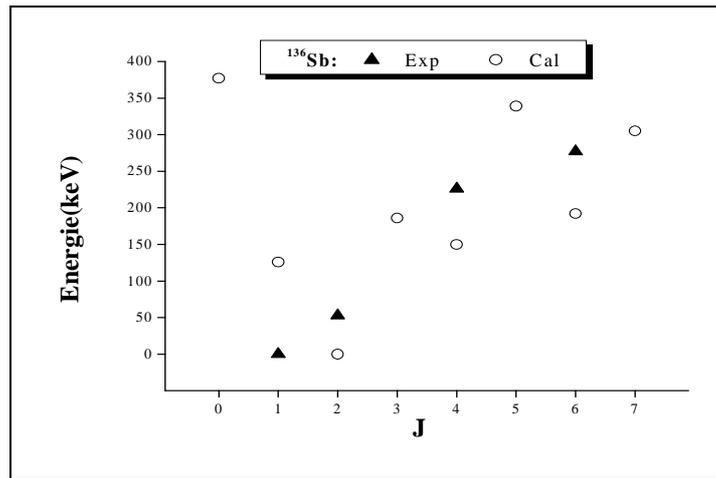


Figure (3-12): Spectre énergétique expérimental [41] et calculé du noyau ^{136}Sb .

Le noyau de $^{136}_{53}\text{I}_{83}$ a trois protons de valence occupant la couche $1g_{7/2}$ et un neutron occupant l'orbitale $2f_{7/2}$. La configuration est $(\pi 1g_{7/2})^3(\nu 2f_{7/2})$ avec un spin allant de 0^- à 9^- [1]. Les résultats obtenus et les données expérimentales existantes sont représentés dans le tableau (3-11) et sur la figure (3-13):

J^π	0^-	1^-	2^-	3^-	4^-	5^-	6^-	7^-
E_{exp}	/	0	87	222	/	/	/	/
E_{SMPN}	211	58	0	138	138	262	220	176

Tableau (3-11): Énergies en keV expérimentales [41] et calculées par l'interaction SMPN pour le noyau ^{136}I .

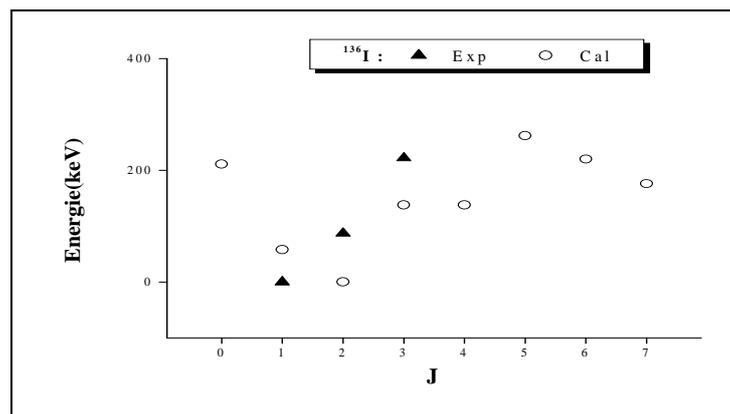


Figure (3-13): Spectre énergétique expérimental [41] et calculé du noyau ^{136}I .

Dans le cas du noyau pair-pair ^{136}Te , on observe que l'interaction SMPN reproduit la séquence des niveaux et montre un bon accord entre les résultats calculés et ceux correspondants expérimentaux.

Pour les noyaux impair-impair ^{136}Sb et ^{136}I , on remarque que cette interaction reproduit

globalement les spectres expérimentaux mais présente des inversions entre quelques états.

III.2.3. La région du nickel:

Plusieurs études théoriques et expérimentales ont été réalisées sur la région riche en neutrons du nickel, spécialement sur les masses allant de 68 à 78, en particulier par le groupe des chercheurs à Ganil [10, 42, 43, 44]. Les modes de désintégration des différents isomères de cette région sont le pilier de ces études. Les chercheurs sur cette région rencontrent des difficultés pour avoir plus d'informations sur ces noyaux car ceux-ci se situent loin de la vallée de stabilité. Mais la grande difficulté restant à réaliser en structure nucléaire est l'étude des noyaux à quelques nucléons de valences autour de la couche $N = 50$ permettant d'expliquer la magicité prévue par la théorie [17]. Dans cette partie, On calculera les énergies d'excitation des cinq isotopes de masse $A = 72$ qui sont: Ni, Ge, Zn, Cu et Ga, en utilisant l'interaction JUN45M avec les énergies des états individuels déterminées expérimentalement à partir des spectres des noyaux à un proton et un neutron supplémentaires au cœur ${}^{68}_{28}\text{Ni}_{40}$ (figure (3-14)) [17, 45].

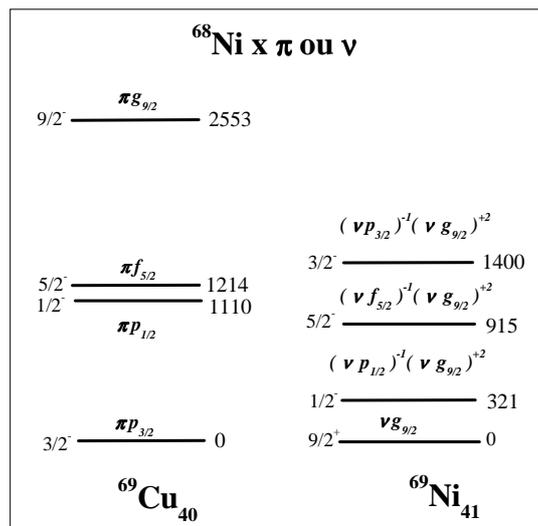


Figure (3-14): Énergies des états individuels à 1p et 1n célibataire.

✚ Le ${}^{72}\text{Ni}_{44}$ est un noyau à quatre neutrons de valence en dehors de la couche $N = 40$, avec la configuration dominante $(\nu 1g_{9/2})^4$ de spin 0^+ , 2^+ , 4^+ , 6^+ et 8^+ . Les spectres expérimentaux et calculés sont représentés sur le tableau (3-12) et la figure (3-15):

J^π	0^+	2^+	4^+	6^+	8^+
E_{Exp}	0	1096	1941	2396	/
E_{JUN45M}	0	1090	1807	2142	2272

Tableau (3-12): Énergies en keV expérimentales [46] et calculées par l'interaction JUN45M pour le noyau ${}^{72}\text{Ni}$.

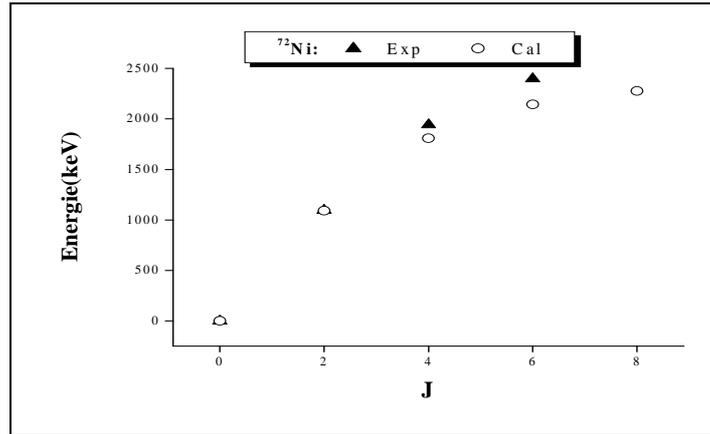


Figure (3-15): Spectre énergétique expérimental [46] et calculé du noyau ^{72}Ni .

✚ Le noyau à quatre protons de valence en dehors de la couche fermée $Z = 28$ est le $^{72}\text{Ge}_{40}$. Ces protons occupent les orbitales $(3p_{3/2}, 1f_{5/2}, 1g_{9/2})$. Les configurations des états énergétiques sont identifiées par le couplage de ces états protoniques:

$$(\pi 3p_{3/2})^4 \rightarrow 0^+$$

$$(\pi 1f_{5/2})^2 (\pi 3p_{3/2})^2 \rightarrow 2^+, 6^+$$

$$(\pi 1f_{5/2}) (\pi 3p_{3/2})^3 \rightarrow 4^+$$

$$(\pi 3p_{3/2})^2 (\pi 1g_{9/2})^2 \rightarrow 8^+$$

Les spectres expérimentaux et calculés sont indiqués sur le tableau (3-13) et la figure (3-16):

J^π	0^+	2^+	4^+	6^+	8^+
Exp	0	834	1728	2772	3760
E_{JUN45M}	0	1795	2716	4849	6453

Tableau (3-13): Énergies en keV expérimentales [46] et calculées par l'interaction JUN45M pour le noyau ^{72}Ge .

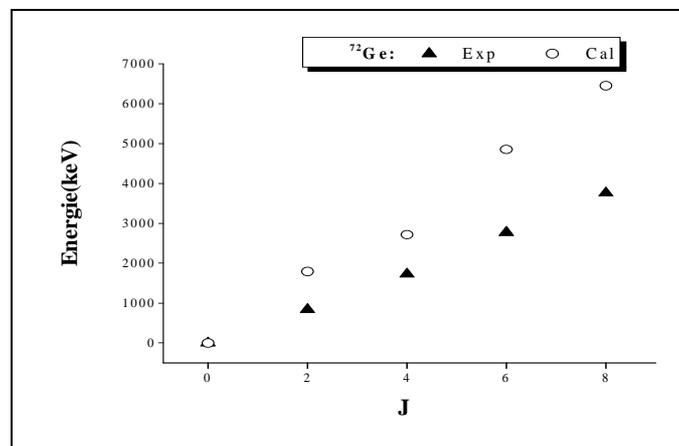


Figure (3-16): Spectre énergétique expérimental [46] et calculé du noyau ^{72}Ge .

▲ Dans le cas du ^{72}Ni , tous les niveaux sont reproduits d'une manière satisfaisante avec un écart maximum environ de 250 keV pour l'état 6^+ . Mais pour le noyau de ^{72}Ge , on remarque que l'interaction JUN45M reproduit juste l'allure croissante du spectre énergétique expérimental. L'écart énergétique augmente d'un état à l'autre pour les niveaux 2^+ , 4^+ , 6^+ et 8^+ .

✚ Le noyau ^{72}Zn a deux protons de valence situés sur les orbitales $3p_{3/2}$, $1f_{5/2}$ et deux neutrons de valence sur la couche $1g_{9/2}$. Le couplage de ces nucléons de valence non identiques donne les configurations suivantes:

$$(\pi 3p_{3/2})^2 (v 1g_{9/2})^2 \rightarrow 0^+, 2^+, 6^+, 10^+.$$

$$(\pi 1f_{5/2})^1 (\pi 3p_{3/2})^1 (v 1g_{9/2})^2 \rightarrow 4^+, 8^+.$$

Les spectres expérimentaux et calculés sont montrés sur le tableau (3-14) et la figure (3-17):

J^π	0^+	2^+	4^+	6^+	8^+	10^+
E_{exp}	0	653	1500	2653	3570	4770
E_{JUN45M}	0	921	1925	2629	2760	4243

Tableau (3-14): Énergies en keV expérimentales [46] et calculées par l'interaction JUN45M pour le noyau ^{72}Zn .

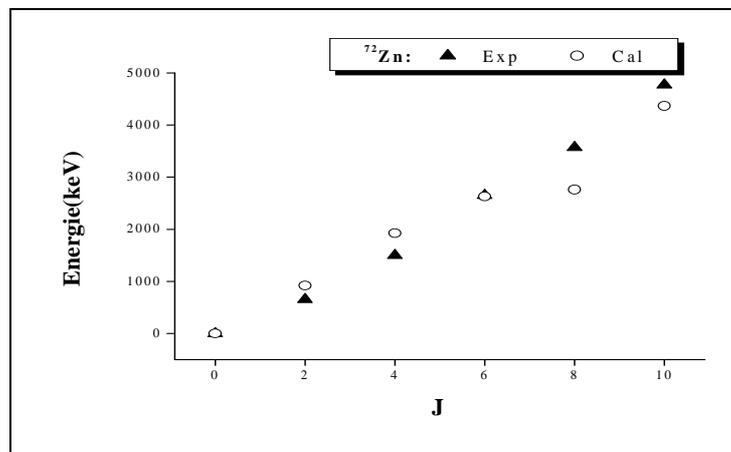


Figure (3-17): Spectre énergétique expérimental [46] et calculé du noyau ^{72}Zn .

✚ Le noyau de $^{72}_{29}\text{Cu}_{43}$ a un proton de valence sur la couche $1f_{5/2}$ et trois neutrons de valence sur l'orbitale $1g_{9/2}$. La configuration spectroscopique la plus dominante de ses états est déterminée en couplant ce proton et les trois neutrons de valence. Le résultat de ce couplage donne la configuration $(\pi 1f_{5/2})^1 (v 1g_{9/2})^3$ avec $J^\pi = 2^-, 3^-, 4^-, 5^-$ et 6^- . Les spectres expérimentaux et calculés sont montrés sur tableau (3-15) et la figure (3-18):

J^π	2^-	3^-	4^-	5^-	6^-
E_{exp}	0	137	219	/	270
E_{JUN45M}	0	265	619	639	345

Tableau (3-15): Énergies en keV expérimentales [46] et calculées par l'interaction JUN45M pour le noyau ^{72}Cu .

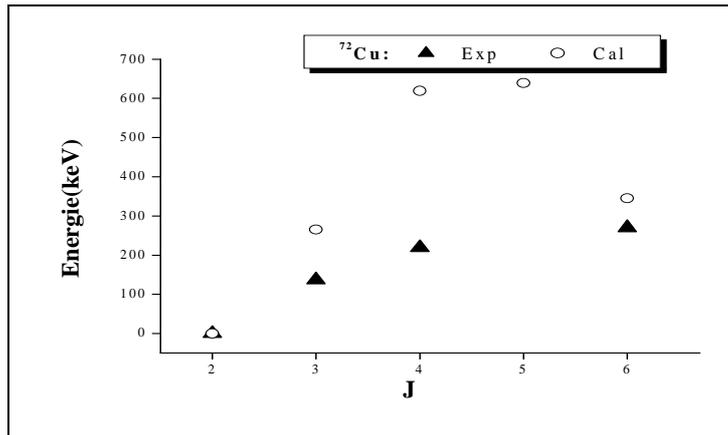


Figure (3-18): Spectre énergétique expérimental [46] et calculé du noyau ^{72}Cu .

Le noyau à trois protons de valence et un neutron de valence de masse 72 dans la région du nickel est le $^{72}\text{Ga}_{42}$. Les différentes configurations spectroscopiques de ses états sont déterminées en couplant les protons occupant les orbitales pf et le neutron occupant l'orbitale $1g_{9/2}$. Ce couplage donne les configurations suivantes:

$$(\pi 1f_{5/2})^1 (\pi 3p_{3/2})^2 (v 1g_{9/2})^1 \rightarrow 2^-.$$

$$(\pi 1f_{5/2})^2 (\pi 3p_{3/2})^1 (v 1g_{9/2})^1 \rightarrow 3^-, 6^-.$$

$$(\pi 3p_{3/2})^3 (v 1g_{9/2})^1 \rightarrow 4^-, 5^-.$$

Les énergies d'excitation expérimentales et calculées sont représentés dans le tableau (3-16) et sur la figure (3-19):

J^π	2^-	3^-	4^-	5^-	6^-
E_{exp}	16	0	272	166	400
E_{JUN45M}	0	458	264	414	639

Tableau (3-16): Énergies en keV expérimentales [46] et calculées par l'interaction JUN45M pour le noyau ^{72}Ga .

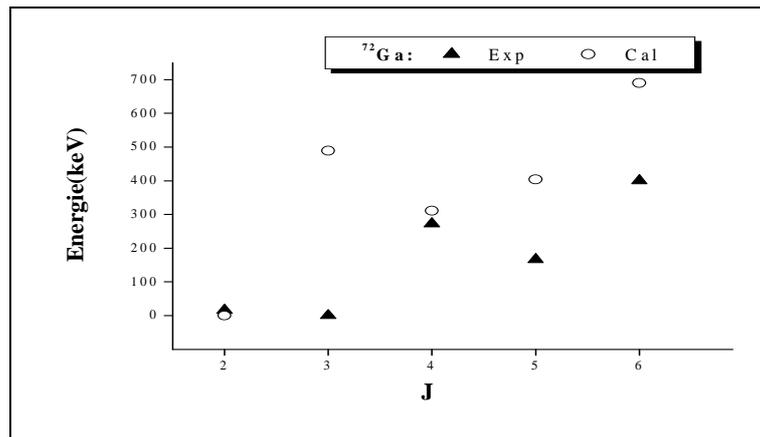


Figure (3-19): Spectre énergétique expérimental [46] et calculé du noyau ^{72}Ga .

▲ Pour le noyau de ^{72}Zn , on observe que l'interaction JUN45M reproduit qualitativement le spectre expérimental. On obtient un écart énergétique de 300 à 800 keV pour les états 2^+ , 4^+ , 8^+ et 10^+ .

▲ Pour le noyau de ^{72}Cu , les énergies d'excitation des états 2^- , 3^- et 6^- sont proches à celles de l'expérience, à l'exception de l'état 4^- qui est éloigné du correspondant expérimental. Cette interaction ne reproduit pas la séquence des niveaux où on retrouve une inversion entre les états 4^- et 6^- .

▲ Pour le noyau de ^{72}Ga , les énergies d'excitation des états 2^- , 4^- sont proches de ceux correspondants expérimentaux. Les autres niveaux sont éloignés de l'expérience avec un écart d'environ 400 keV pour les états 3^- , 5^- et 6^- et l'état 2^- devient l'état fondamental.

III.3. Comparaison avec d'autres résultats:

Dans cette section, nous allons comparer nos résultats pour les isotopes à quatre nucléons de valence étudiés avec ceux obtenus par d'autres théories, en commençant par les noyaux de la région du ^{68}Ni avec l'interaction JUN45M, puis les noyaux de la région de ^{132}Sn avec l'interaction SMPN, et enfin, les noyaux de ^{208}Pb avec l'interaction KHPE.

✚ Pour le noyau de $^{72}\text{Ni}_{44}$, nous présentons sur la figure (3.20-a) les spectres énergétiques expérimentaux et calculés par l'interaction JUN45M et par les interactions (S3V et ESM) proposés par M. Sawicka et al. dans [47]. On remarque que notre calcul par l'interaction JUN45M reproduit mieux les valeurs expérimentales.

♠ Pour le noyau de ^{72}Cu , nous comparons les données expérimentales disponibles, les résultats obtenus par l'interaction JUN45M et les résultats calculés par différentes interactions indiqués par K. Flanagan [48] qui sont: interaction réaliste (RI), force $\delta\delta$ et interaction QQ. Globalement, on remarque que toutes les interactions ne reproduisent pas le spectre expérimental. Nous observons

aussi des inversions entre quelques niveaux, l'état 3^- devient l'état fondamental pour les interactions RI et QQ et l'état 6^- devient l'état fondamental pour l'interaction $\delta\delta$. Comme le montre la figure (3.20-b) ci-dessous.

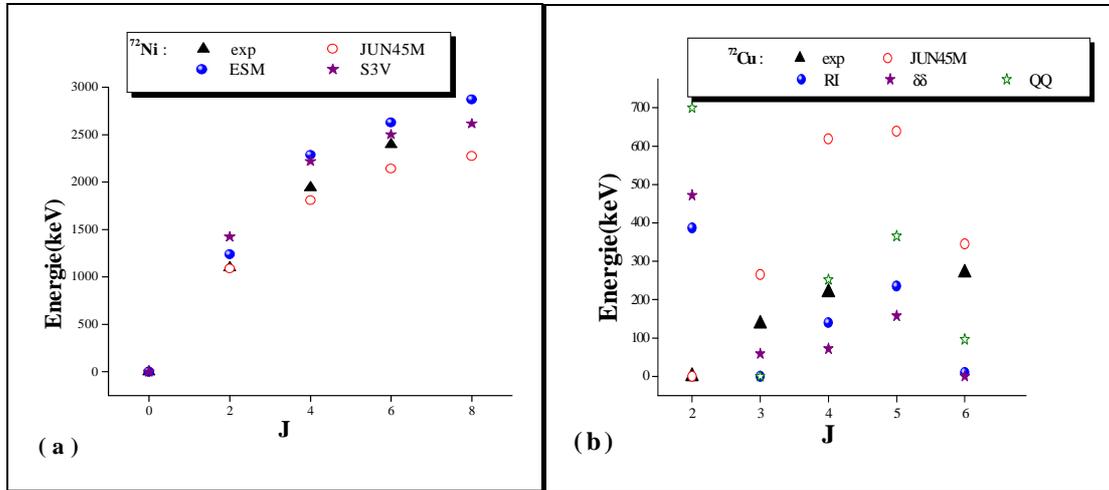


Figure (3-20): Comparaison des spectres énergétiques expérimentaux [46] et calculés par JUN45M et d'autres theories, (a) pour le noyau de ^{72}Ni et (b) pour le noyau de ^{72}Cu .

✚ Pour le noyau de ^{136}Sn , en l'absence de données expérimentales nous comparons (figure (3-21.a)) nos résultats calculés par l'interaction SMPN et ceux obtenus par A. Covello et al. dans la référence [49]. Nous remarquons que les valeurs des énergies calculées par l'interaction $V_{\text{low-k}}$ sont plus élevées avec un écart de 200 keV pour tous les niveaux, comme le montre la figure (3.21-a) ci-dessous.

✚ Pour le ^{136}Te , nous remarquons que les résultats calculés dans ce travail par l'interaction SMPN et ceux obtenus par S. Sarkar et al. à l'aide de l'interaction SMN dans [28] sont très proches de l'expérience, comme le montre la figure (3.21-b).

✚ Pour le noyau de ^{136}Sb , en absence de données expérimentales pour les niveaux 0^- , 3^- , 5^- , 7^- , on remarque que les résultats obtenus par $V_{\text{low-k}}$ de L. Coraggio dans [1] se rapprochent le mieux à l'expérience. Ceux calculés dans ce travail par l'interaction SMPN, et l'interaction Anpkh dans la référence [50] sont très loin de l'expérience. Il faut noter qu'il y a des inversions entre les états dans tous les calculs, comme le montre la figure (3.21-c).

✚ Pour le noyau de ^{136}I , la projection des énergies d'excitation calculée par $V_{\text{low-k}}$ de L. Coraggio et al. dans la référence [1], est la plus proche pour les trois états mesurés, comme le montre la figure (3.21-d).

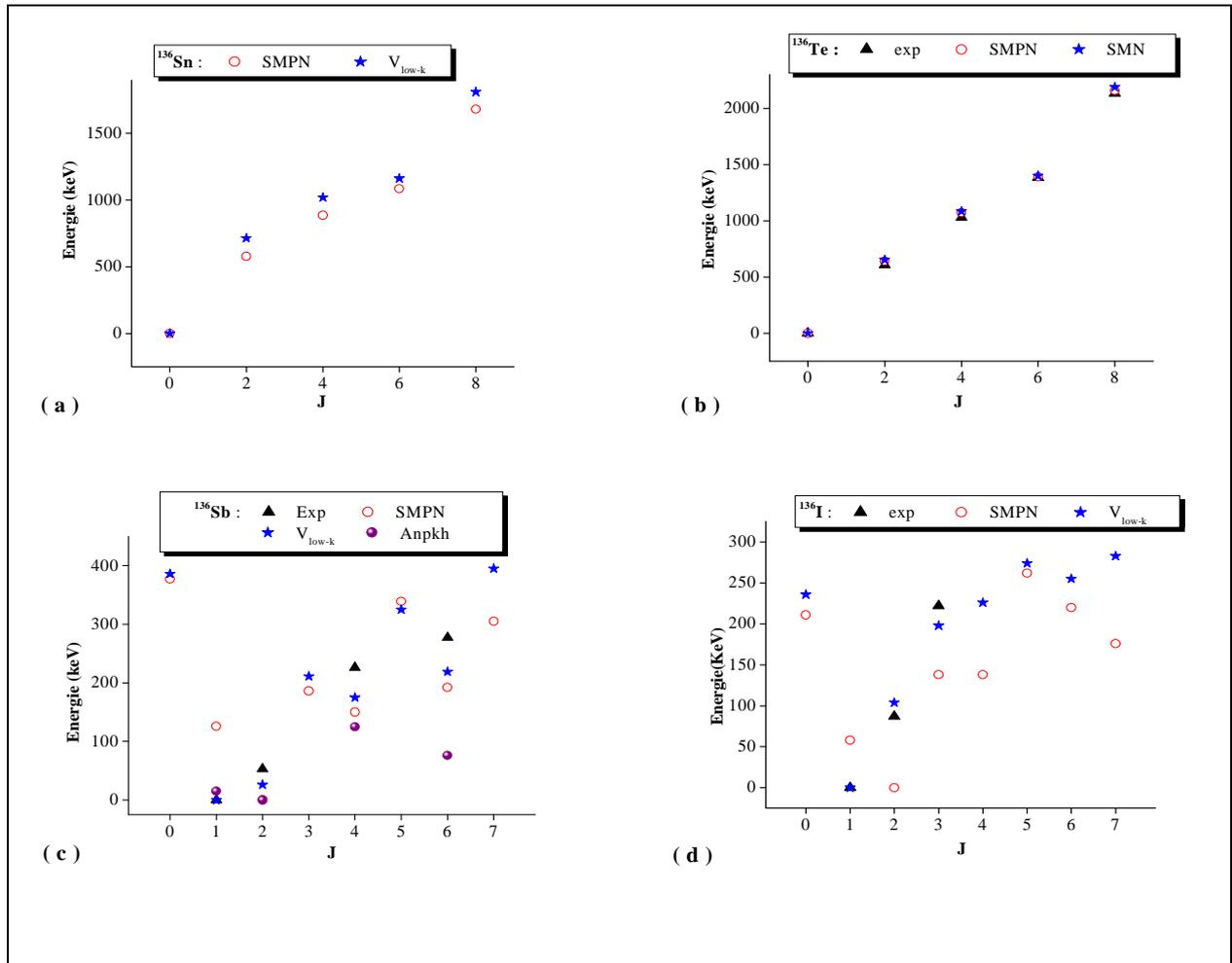


Figure (3-21): Comparaison des spectres énergétiques expérimentaux et calculés par l'interaction SMPN et d'autres théories, (a) le noyau de ^{136}Sn , (b) le noyau de ^{136}Te , (c) le noyau de ^{136}Sb et (d) le noyau de ^{136}I .

✚ Pour le noyau de ^{212}Pb , en comparant les énergies d'excitation expérimentales avec celles obtenues par E. K. Warburton et al. dans [26] avec l'interaction KHP et notre calcul avec l'interaction KHPE de la bibliothèque du code Oxbash, on remarque un bon accord entre tous les spectres, comme le montre la figure (3.22-a).

✚ Pour les noyaux de ^{212}Rn , ^{212}At et ^{212}Bi , en comparant les énergies d'excitation expérimentales avec celles obtenues par l'interaction KHPE et les calculs faits par $V_{\text{lov-k}}$ de L. Coraggio et al. dans [1, 35], on remarque que les deux interactions reproduisent la séquence des niveaux pour le noyau pair-pair seulement, et les énergies d'excitation calculées dans les deux cas sont proches de l'expérience, à l'exception de petits écarts pour quelques états dans les noyaux impair-impairs. Les spectres énergétiques sont présentés sur la figure (3-22. b, c et d) respectivement.

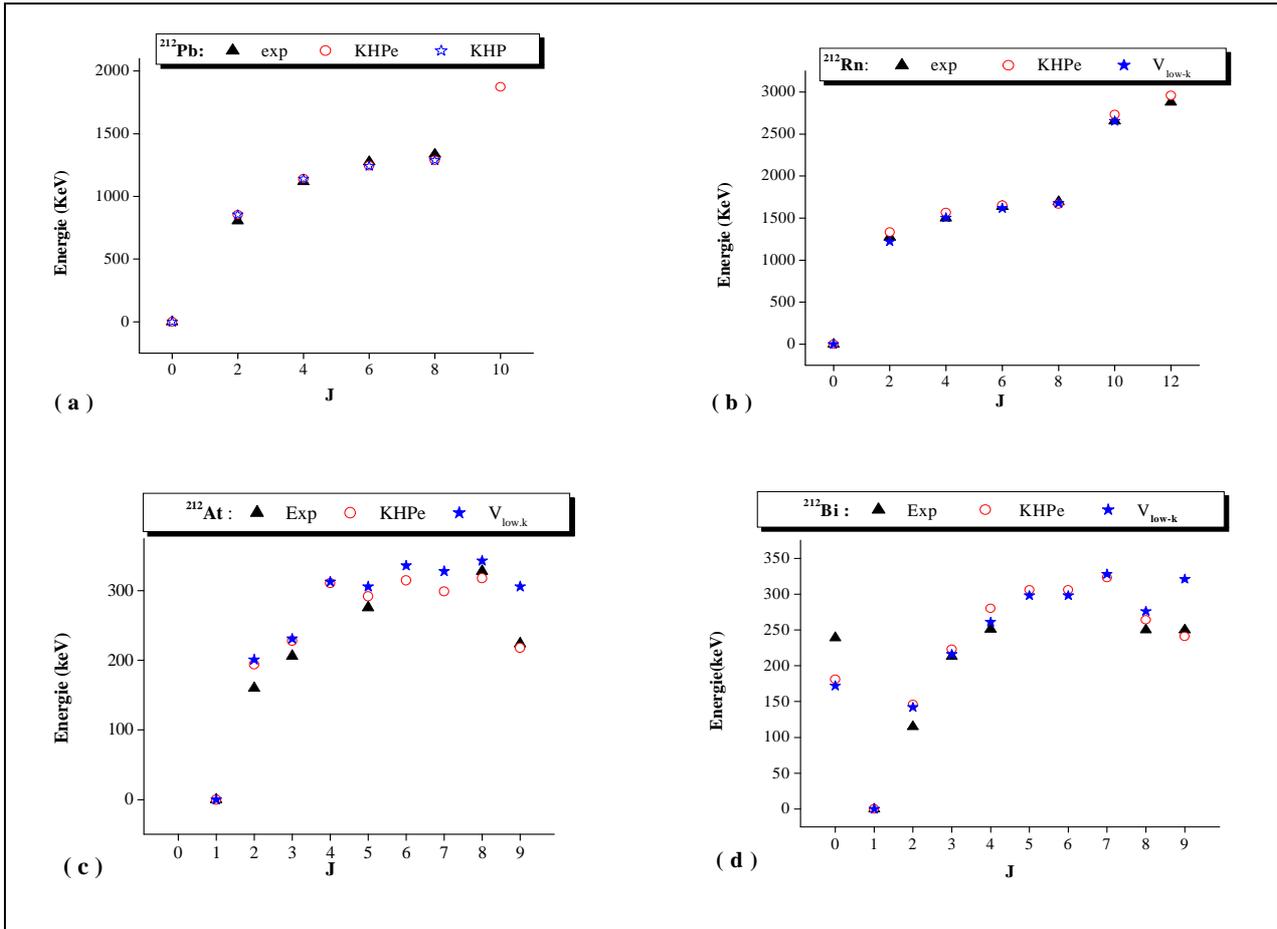


Figure (3-22): Comparaison des spectres énergétiques expérimentaux et calculés par l'interaction KHPe et d'autres théories, (a) noyau ²¹²Pb, (b) noyau ²¹²Rn, (c) noyau ²¹²At et (d) noyau ²¹²Bi.

III.4. Shift monopolaire dans les noyaux impair-impairs:

Pour étudier les propriétés de base d'un hamiltonien effectif qui décrit de manière consistante une région donnée, il faut examiner avec prudence ses propriétés monopolaires. L'hamiltonien nucléaire peut être rigoureusement décomposé en deux parties séparables [51, 52, 53, 54]:

$$H_{\text{eff}} = H_m + H_M \quad (3-3)$$

Où l'hamiltonien monopolaire H_m est entièrement responsable des propriétés du champ sphérique. Il joue un rôle principal pour décrire les énergies de liaison, les gaps des couches, ainsi que les énergies des états possédant des configurations à couches fermées (CF) plus ou moins une particule:

$$\langle CF \pm 1 | H_{\text{eff}} | CF \pm 1 \rangle = \langle CF \pm 1 | H_m | CF \pm 1 \rangle \quad (3-4)$$

L'hamiltonien multipolaire H_M agit comme la partie contenant l'interaction résiduelle. Il comporte entre autres les termes d'appariement, quadrupolaires et d'ordre élevé.

Les valeurs propres de H_m constitué de l'interaction à deux-corps sont habituellement mentionnées comme les énergies effectives des particules individuelles [55] où:

✚ L'énergie effective de la particule individuelle d'une orbitale occupée est définie comme l'énergie de séparation de cette orbitale avec le signe opposé. Notons que l'énergie de séparation implique l'énergie minimum nécessaire pour arracher un nucléon hors de cette orbitale.

✚ L'énergie effective de la particule individuelle d'une orbitale non occupée est définie comme le gain d'énergie de liaison par la mise d'un nucléon dans cette orbitale avec le signe opposé.

L'hamiltonien monopolaire H_m représente la partie de l'interaction associée aux termes linéaires et quadratiques en nombres de particules n_j dans l'espace de valence. Il peut s'écrire sous la forme [51]:

$$H_m = \sum_j n_j \varepsilon_j + \sum_{j < j'} V_{jj'} n_j n_{j'} + \sum_{jj} V_{jj} \frac{n_j(n_j - 1)}{2} \quad (3-5)$$

n_j et $n_{j'}$ représentent les nombres d'occupation dans les couches j et j' respectivement, et ε_j dénote l'énergie individuelle de la couche j . Le centroïde $V_{jj'}$, s'exprimant comme la somme sur toutes les valeurs (J,T) permises des éléments de matrice à deux corps, est défini par:

$$V_{jj'} = \frac{\sum (2J + 1)(2T + 1) V_{jj'}^{JT}}{\sum (2J + 1) (2T + 1)} \quad (3-6)$$

L'élément de matrice diagonal $\langle j, j' | V | j, j' \rangle_{JT}$ représente l'état antisymétrique de moments angulaires de spin et d'isospin (J, T) du couplage des deux nucléons dans les orbitales j et j' .

Afin de comprendre les propriétés soulignées par la particule individuelle dans un noyau, on peut évaluer son énergie effective (ESPE) à partir de l'hamiltonien monopolaire comme mesurant les effets moyens des autres nucléons sur un nucléon dans une orbitale individuelle spécifique. Les configurations utilisées sont celles d'un remplissage normal. Notons, que seuls les éléments de matrice diagonaux sont pris en compte en gardant la dépendance d'isospin $T= 0$ ou 1 . Deux cas peuvent alors se présenter :

♣ Si seulement quelques neutrons sont ajoutés à l'orbitale j' , l'énergie de la particule individuelle neutron de l'orbitale j est changée. Elle est alors donnée par la formule [56]:

$$\Delta \varepsilon_n (j) = V_{j,j'}^{T=1} n_n (j') \quad (3-7)$$

Dans se cas l'énergie effective de cette particule individuelle est donnée par la relation :

$$\tilde{\epsilon}_n(j) = \epsilon_n(j) + V_{jj'}^{T=1} n_n(j') \quad (3-8)$$

♣ Dans le cas de l'interaction entre un seul proton de valence dans l'orbitale j et un certain nombre des neutrons de valence remplissant ensemble l'orbitale j' , le changement d'énergie de la particule individuelle peut être exprimé par [56, 57]:

$$\Delta\epsilon_p(j) = \frac{1}{2} (V_{jj'}^{T=0} + V_{jj'}^{T=1}) n_n(j') \quad (3-9)$$

L'énergie effective de la particule individuelle proton est donnée par la formule:

$$\tilde{\epsilon}_p(j) = \epsilon_p(j) + \Delta\epsilon_p(j) \quad (3-10)$$

Il est simple, à partir de la définition de H_m , de comprendre les "catastrophes" que peut engendrer une mauvaise détermination d'un élément de matrice (un centroïde) de l'interaction effective qui est multiplié par les opérateurs nombre $n_j n_{j'}$.

Nous utiliserons les relations définies ci-dessus pour calculer les énergies effectives neutron et proton dans les trois régions ^{212}Pb , ^{136}Sn et ^{72}Ni . Les valeurs obtenues définissent alors les nouvelles valeurs des énergies des espaces modèles correspondants à ces régions. Une tentative de calculs des énergies d'excitation dans le cas des noyaux impair-impairs est réalisée.

★ **La masse A = 212:**

Les résultats obtenus des énergies effectives de la particule individuelle neutron et proton sont montrés sur les tableaux (3-17) et la figure (3-23- a et b):

États ν	$V_{jj'}$	$\Delta\epsilon_n$	ϵ_n	$\tilde{\epsilon}_n$	États π	$V_{jj'}$	$\Delta\epsilon$	ϵ_p	$\tilde{\epsilon}_p$
1i_{11/2}	+0.025	+0.025	-3.158	-3.133	1h_{9/2}	-0.221	-0.110	-3.799	-3.909
2g_{9/2}	-0.046	-0.046	-3.937	-3.983	2f_{7/2}	-0.286	-0.143	-2.902	-3.045
2g_{7/2}	-0.016	-0.016	-1.446	-1.462	2f_{5/2}	-0.149	-0.075	-0.977	-0.976
3d_{5/2}	-0.147	-0.147	-2.370	-2.517	3p_{3/2}	-0.324	-0.162	-0.681	-0.843
3d_{3/2}	-0.084	-0.084	-1.400	-1.484	3p_{1/2}	-0.245	-0.122	-0.166	-0.288
4s_{1/2}	-0.474	-0.474	-1.905	-2.379	1i_{13/2}	-0.108	-0.054	-2.191	-2.245
1j_{15/2}	-0.040	-0.040	-2.514	-2.554					

Tableau (3-17): Les énergies effectives des particules individuelles (ESPE) neutron et proton en MeV pour l'interaction KHPe.

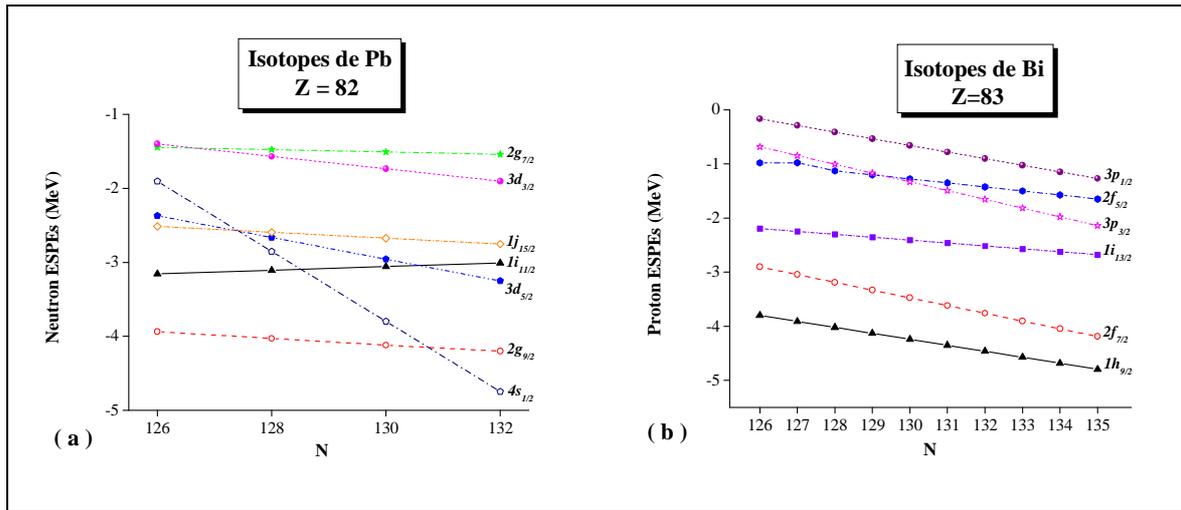


Figure (3-23): La variation des énergies effectives des particules individuelles neutron et proton en fonction de nombre des neutrons pour l'interaction KHPe.

♠ Dans le cas des énergies effectives de la particule neutron, on remarque que les différences énergétiques entre les énergies de la particule individuelle (SPEs) et celles effectives (ESPEs) sont très petites de l'ordre de 0.3 MeV pour l'ensemble des états à l'exception de l'état $4s_{1/2}$ où il devient le plus bas pour $N > 130$. Cette différence devient plus grande de l'ordre de 3 MeV pour $N = 132$ (figure (3-23.a)). Mais dans le cas de la particule proton, le gap énergétique atteint un maximum de 1 MeV pour l'état $3p_{3/2}$ (figure (3-23.b)).

✱ Nous avons utilisé ces énergies effectives dans l'interaction KHPe pour évaluer les énergies d'excitation des noyaux impair-impair: ^{212}Bi et ^{212}At . La nouvelle interaction est dénommée KHPem. La figure (3-24) représente les spectres énergétiques calculés.

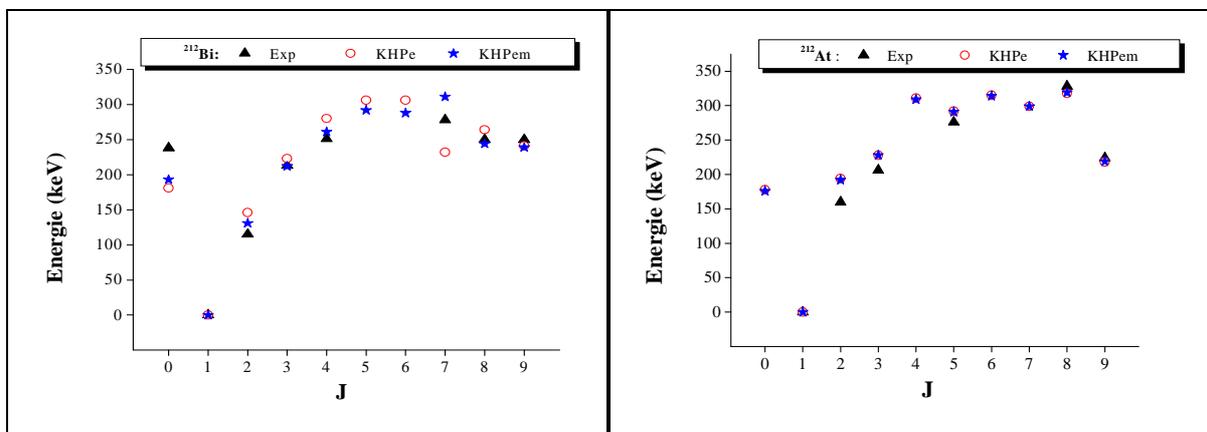


Figure (3-24): Spectres énergétiques expérimentales [40] et calculés par les interactions KHPe et KHPem pour les noyaux de ^{212}Bi et ^{212}At .

♣ On observe que l'effet des énergies effectives des particules individuelles est bien montré dans le cas du noyau de ^{212}Bi , où les résultats obtenus par l'interaction KHPem sont très proches des données expérimentales disponibles mieux que celle de l'interaction KHPe. Mais pour le noyau ^{212}At on remarque que les deux interactions donnent les mêmes spectres énergétiques.

★ **La masse A = 136:**

Les valeurs calculées des énergies effectives des particules individuelles neutron et proton sont citées sur le tableau (3-18) et représentées sur la figure (3-25.a et b) ci-dessous:

États ν	$V_{jj'}$	$\Delta\varepsilon_n$	ε_n	$\tilde{\varepsilon}_n$	États π	$V_{jj'}$	$\Delta\varepsilon_p$	ε_p	$\tilde{\varepsilon}_p$
$1h_{9/2}$	+0.074	+0.074	-0.894	-0.820	$1g_{7/2}$	-0.233	-0.116	-9.663	-9.779
$2f_{7/2}$	-0.258	-0.258	-2.455	-2.713	$2d_{5/2}$	-0.322	-0.161	-8.700	-8.861
$2f_{5/2}$	+0.004	+0.004	-0.451	-0.447	$2d_{3/2}$	-0.186	-0.093	-7.223	-7.316
$3p_{3/2}$	-0.209	-0.209	-1.602	-1.811	$3s_{1/2}$	-0.589	-0.295	-6.966	-7.260
$3p_{1/2}$	-0.048	-0.048	-0.799	-0.848	$1h_{11/2}$	-0.188	-0.094	-6.871	-7.965
$1i_{13/2}$	-0.022	-0.022	+0.239	+0.218					

Tableau (3-18): Les énergies effectives des particules individuelles neutron et proton en MeV pour l'interaction SMPN.

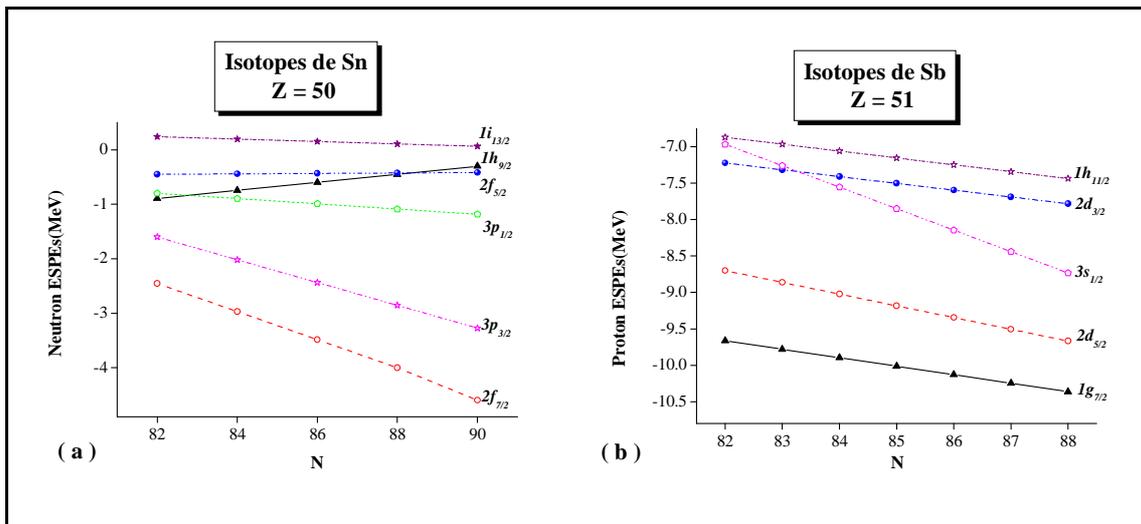


Figure (3-25): La variation des énergies effectives des particules individuelles neutron et proton avec le nombre des neutrons pour l'interaction SMPN.

♣ Les énergies effectives des configurations $\nu(2f_{7/2})^n$ dans $^{132-140}\text{Sn}$ avec le nombre de neutrons de valence variant de 0 à 8 sont montrées dans la figure (3-25.a) ci-dessus pour l'interaction SMPN.

Le gap énergétique entre les orbitales de la particule individuelle $\nu(2f_{7/2})$ et $\nu(2p_{3/2})$ est de 0.854 MeV pour le cœur ^{132}Sn . Mais le gap entre les ESPEs correspondant augmente à 1.322 MeV pour $N=90$. Pour les énergies effectives de la particule individuelle proton, le gap énergétique entre deux orbitales successives reste inférieur à 2 MeV pour l'ensemble des états (figure (3-25.b)).

✱ Nous utiliserons les énergies effectives des particules individuelles neutron et proton dans l'interaction SMPN, la nouvelle interaction est appelée SMPNm. Puis nous calculerons les spectres énergétiques des noyaux impair-impairs de ^{136}Sb et ^{136}I . Les résultats obtenus sont montrés sur la figure (3-26).

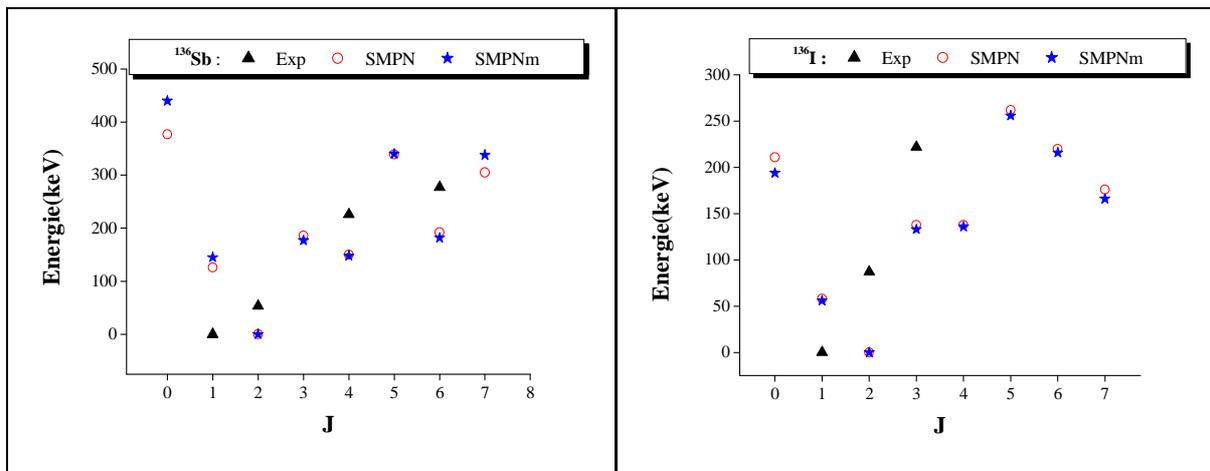


Figure (3-26): Spectres énergétiques expérimentaux [41] et calculés par SMPN et SMPNm pour les noyaux de ^{136}Sb et ^{136}I .

♠ On remarque que les énergies d'excitation de tous les états sont très proches pour les deux interactions et reproduisent globalement les spectres expérimentaux des deux noyaux .

✱ **La masse $A = 72$:**

Les calculs des énergies effectives des particules individuelles neutron et proton sont montrés sur le tableau (3-19), et représentés sur la figure (3-27.a et b) ci-dessous.

États	$V_{jj'}$	$\Delta\varepsilon$	ε	$\tilde{\varepsilon}$
$\nu 1g_{9/2}$	+0.2663	+0.2663	-4.586	-4.3197
$\pi 1f_{5/2}$	-0.6018	-0.301	-8.347	-8.648
$\pi 3p_{3/2}$	-0.3223	-0.1611	-9.561	-9.722
$\pi 3p_{1/2}$	-0.1406	-0.0703	-8.451	-8.5213
$\pi 1g_{9/2}$	-0.086	-0.043	-7.008	-7.051

Tableau (3-19): Les énergies effectives des particules individuelles neutron et proton en MeV pour l'interaction JUN45M.

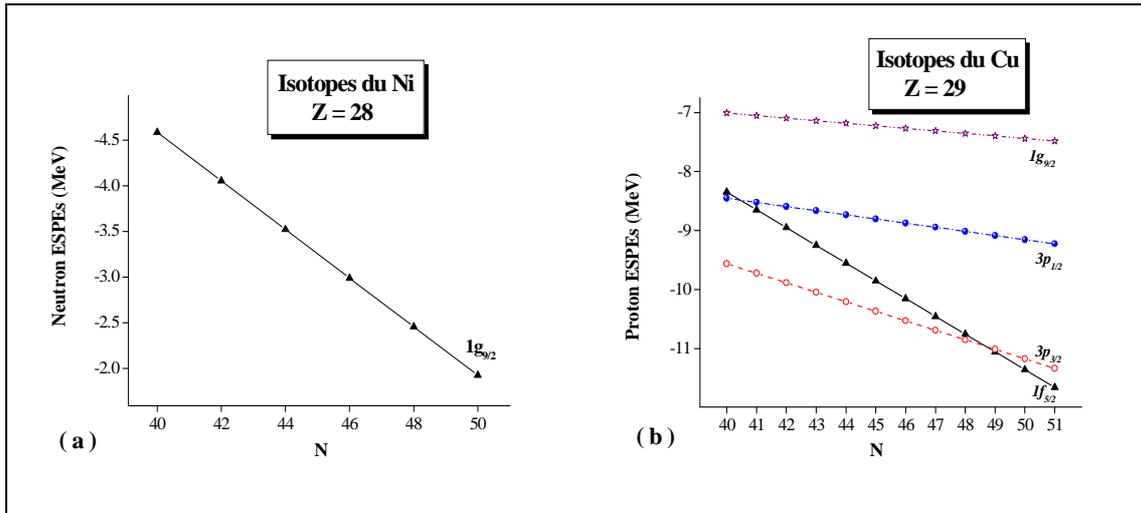


Tableau (3-27): La variation des énergies effectives des particules individuelles neutron et proton avec le nombre des neutrons pour l'interaction JUN45m.

♠ On remarque que les valeurs calculées des énergies effectives de la particule individuelle neutron pour les isotopes pair-pairs du nickel croissent rapidement avec N où l'écart énergétique d'un isotope à l'autre est constant de l'ordre de 0.53 MeV (figure (3-27.a)).

♠ Dans la figure (3-27.b), la variation des énergies effectives de la particule individuelle proton dans les isotopes Cu montre que l'énergie effective de la particule individuelle (ESPE) de l'orbitale proton $f_{5/2}$ décroît rapidement relativement à l'orbitale $p_{3/2}$. Elle devient plus bas pour $N > 48$.

✱ Nous utiliserons ces énergies effectives dans l'interaction JUN45M, la nouvelle interaction est dénommée JUN45Mm. On calculera les spectres énergétiques des noyaux impair-impairs: ^{72}Cu ($1p,3n$) et ^{72}Ga ($3p,1n$). Les résultats obtenus sont représentés sur la figure (3-28).

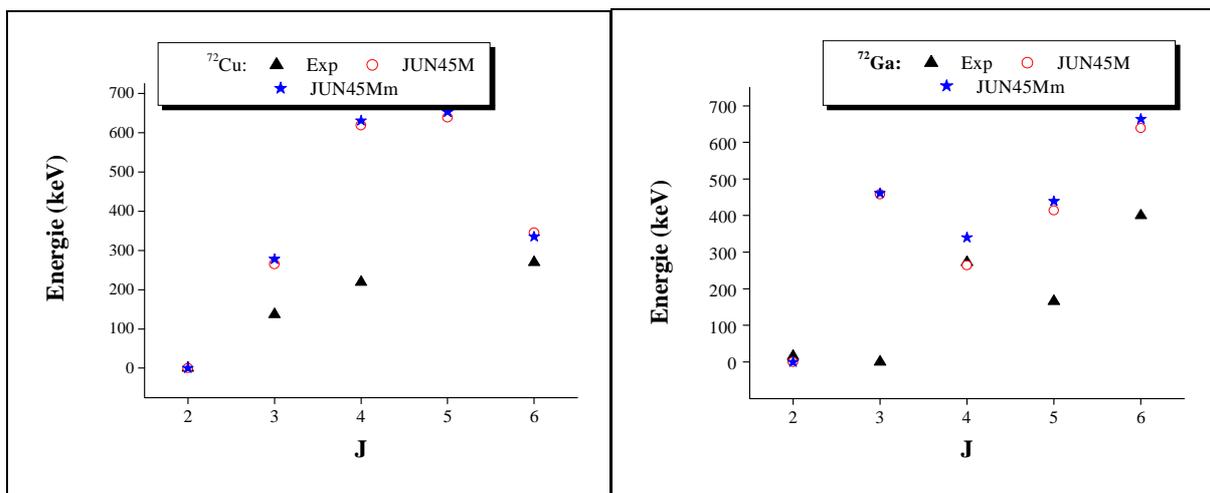


Figure (3-28): Spectres énergétiques expérimentaux [46] et calculés par les interactions JUN45M et JUN45Mm pour les noyaux de ^{72}Cu et ^{72}Ga .

♠ Dans ces deux cas, les ESPEs n'améliorent pas l'interaction JUN45M où les énergies d'excitation des deux interactions JUN45M et JUN45Mm sont très proches mais très éloignées à celles de l'expérience.

III.5. Similarités et multiplet proton-neutron:

Dans cette section, on s'intéresse à l'étude de la structure des noyaux exotiques riches en neutrons autour des couches fermées $Z = 28, 50, 82$ dans le cadre du modèle en couche à l'aide des interactions du code OXBASH. D'après l'ensemble des résultats obtenus, nous avons remarqué que toutes les données expérimentales disponibles sont reproduites par nos calculs avec parfois certaines déviations et inversions des niveaux dues à l'effet du multiplet proton-neutron. Par ailleurs, on a essayé d'élargir la similarité existante entre les deux régions de l'étain et du plomb vers la région du nickel sur la base des données expérimentales (spin, parité et énergie des états ...). À partir des configurations possibles des noyaux ayant quatre nucléons de valence dans les trois régions, on montre que quelques états dans les régions de ^{68}Ni et de ^{132}Sn ont leurs homologues dans la région de ^{208}Pb avec la même parité et moins de deux unités en spin. Les similarités possibles sont bien détaillées ci-après.

★ *Système n-n:*

Nous nous intéressons aux niveaux du ^{212}Pb qui ont une ressemblance avec ceux de ^{136}Sn et ^{72}Ni , comme le montre le tableau (3-20) :

^{212}Pb	^{136}Sn	^{72}Ni
$(\nu 2g_{9/2})^4 \rightarrow 2^+, 4^+, 6^+, 8^+$	$(\nu 2f_{7/2})^4 \rightarrow 0^+, 2^+, 4^+, 6^+$	$(\nu 1g_{9/2})^4 \rightarrow 0^+, 2^+, 4^+, 6^+$

Tableau (3-20): États homologues et leurs configurations dans les noyaux ^{212}Pb , ^{136}Sn et ^{72}Ni .

La figure (3-29) représente les spectres énergétiques et la similarité existante entre les noyaux [^{212}Pb , ^{136}Sn , ^{72}Ni]. Ces trois noyaux sont parfaitement similaires.

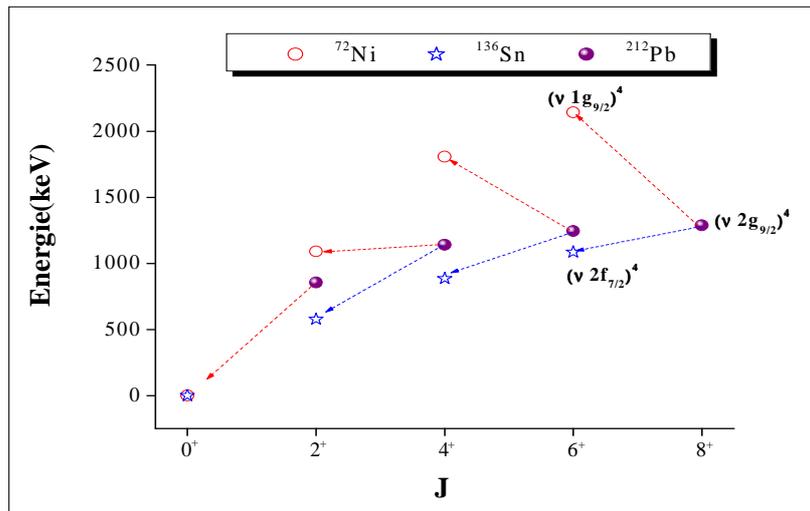


Figure (3-29): Comparaison entre les spectres calculés des noyaux ^{212}Pb , ^{136}Sn et ^{72}Ni .

★ *Système p-p:*

À l'aide des configurations des noyaux ^{212}Rn , ^{136}Xe et ^{72}Ge , on obtient entre les niveaux une homologie en n, l et j comme le montre le tableau (3-21):

^{212}Rn	^{136}Xe	^{72}Ge
$(\pi 1h_{9/2})^4 \rightarrow 2^+, 4^+, 6^+, 8^+, 10^+$	$(\pi 1g_{7/2})^4 \rightarrow 0^+, 2^+, 4^+, 6^+, 8^+$	$(\pi 3p_{3/2})^4 \rightarrow 0^+$

Tableau (3-21): États homologues et leurs configurations dans les noyaux ^{212}Rn , ^{136}Xe et ^{72}Ge .

La figure (3-30) montre que les deux noyaux ^{212}Rn et ^{136}Xe présentent une similarité parfaite pour tous les états mais pour l'état fondamental 0^+ de ^{72}Ge seulement.

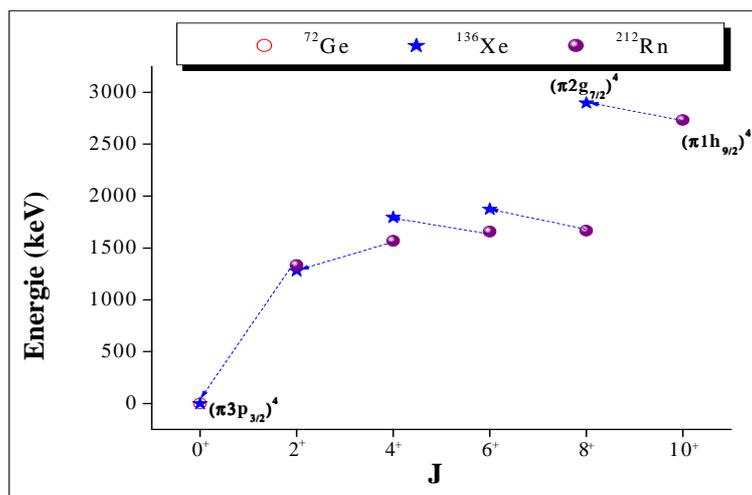


Figure (3-30): Comparaison entre les spectres calculés des noyaux ^{212}Rn , ^{136}Xe et ^{72}Ge .

★ **Multiplet p-n:**

Le système, constitué d'un proton et d'un neutron au-dessus d'un cœur inerte, est le plus complexe : appelé parfois système proton-neutron (p-n). Ce système a $T_z = 0$ ($t_z = -1/2$ pour le proton et $t_z = +1/2$ pour le neutron) et $T = 0, 1$. L'interaction entre ces nucléons non identiques joue un rôle très important dans la structure des noyaux. Dans le cas des noyaux ayant $N=Z$ où les protons et les neutrons occupent les mêmes orbitales, cette interaction devient plus forte. Si le nombre des nucléons de valence augmente ($N \neq Z$), l'énergie de l'interaction résiduelle proton-neutron s'accumule [58]. Les noyaux impair-impairs autour des couches doublement fermées fournissent le meilleur essai fondamental pour les éléments de matrice de l'interaction proton-neutron entre les nucléons de valence. Dans ce contexte d'intérêt spécial, les noyaux à proximité limitée de ^{208}Pb , ^{32}Sn , et ^{100}Sn , montrent des fermetures de couches fortes pour les protons et les neutrons. Du point de vue expérimental, les voisins de ^{208}Pb ont été intensivement étudiés où une grande quantité de données est disponible. Tandis que, les voisins de ^{132}Sn et de ^{100}Sn se trouvant loin de la vallée de stabilité rendent très difficiles l'obtention d'informations sur leurs propriétés spectroscopiques. Ces dernières années, cependant, un progrès substantiel dans le développement des techniques spectroscopiques a ouvert la voie vers l'exploration de la structure nucléaire dans les régions de fermetures de couches loin de la stabilité. Ceci a mené à de nouvelles données expérimentales pour les voisins impair-impairs de ^{132}Sn et de ^{100}Sn . Actuellement, toute information disponible pour les noyaux de cette sorte est de grande valeur pour la compréhension de l'interaction effective proton-neutron dans ces deux régions aussi bien que pour une comparaison avec celle dans la région de ^{208}Pb [59].

Dans cette partie, nous discuterons de manière systématique, l'effet du multiplet j_p-j_n en comparant les énergies d'excitation calculées des états correspondants aux fonctions d'ondes dominées par des configurations spécifiques classées en termes de type j_p-j_n à celles obtenues expérimentalement. Les similarités existantes entre les noyaux étudiés sont établies.

Dans la figure (3-31), nous représentons les multiplets j_p-j_n calculés et comparés aux données expérimentales disponibles pour les noyaux impair-impairs dans les trois régions étudiées. La règle de Nordheim indique que l'état fondamental est donné par $J^\pi = 0^-$ pour les deux multiplets "h9g9" et "g7f7" dans les noyaux [^{212}Bi , ^{212}At] et [^{136}Sb , ^{136}I] respectivement. Nos calculs montrent que l'état fondamental correspond à 1^- et réconforte le résultat expérimental, tandis que l'état 0^- se trouve au-dessus à une énergie d'excitation d'environ de 200 keV dans le cas des noyaux ^{212}Bi et ^{212}At . Alors que, dans le cas des noyaux ^{136}Sb et ^{136}I , l'état 0^- se trouve au-dessus de l'état fondamental calculé 2^- à une énergie d'environ 400 keV et 200 keV respectivement. Pour l'ensemble de ces noyaux, on

note le non respect de la règle de Nordheim et l'influence du comportement du multiplet liée directement à l'interaction effective proton-neutron.

Dans la région du ^{68}Ni , le noyau ^{72}Cu a 2^- comme état fondamental (expérience et théorie) issu d'une configuration pure du multiplet "f5g9" et respectant la règle de Nordheim. L'état expérimental 3^- dans le noyau ^{72}Ga pourrait quant à lui, être expliqué par une configuration mélangée dans l'espace de valence des protons. Signalons que le calcul nous donne 2^- comme résultat.

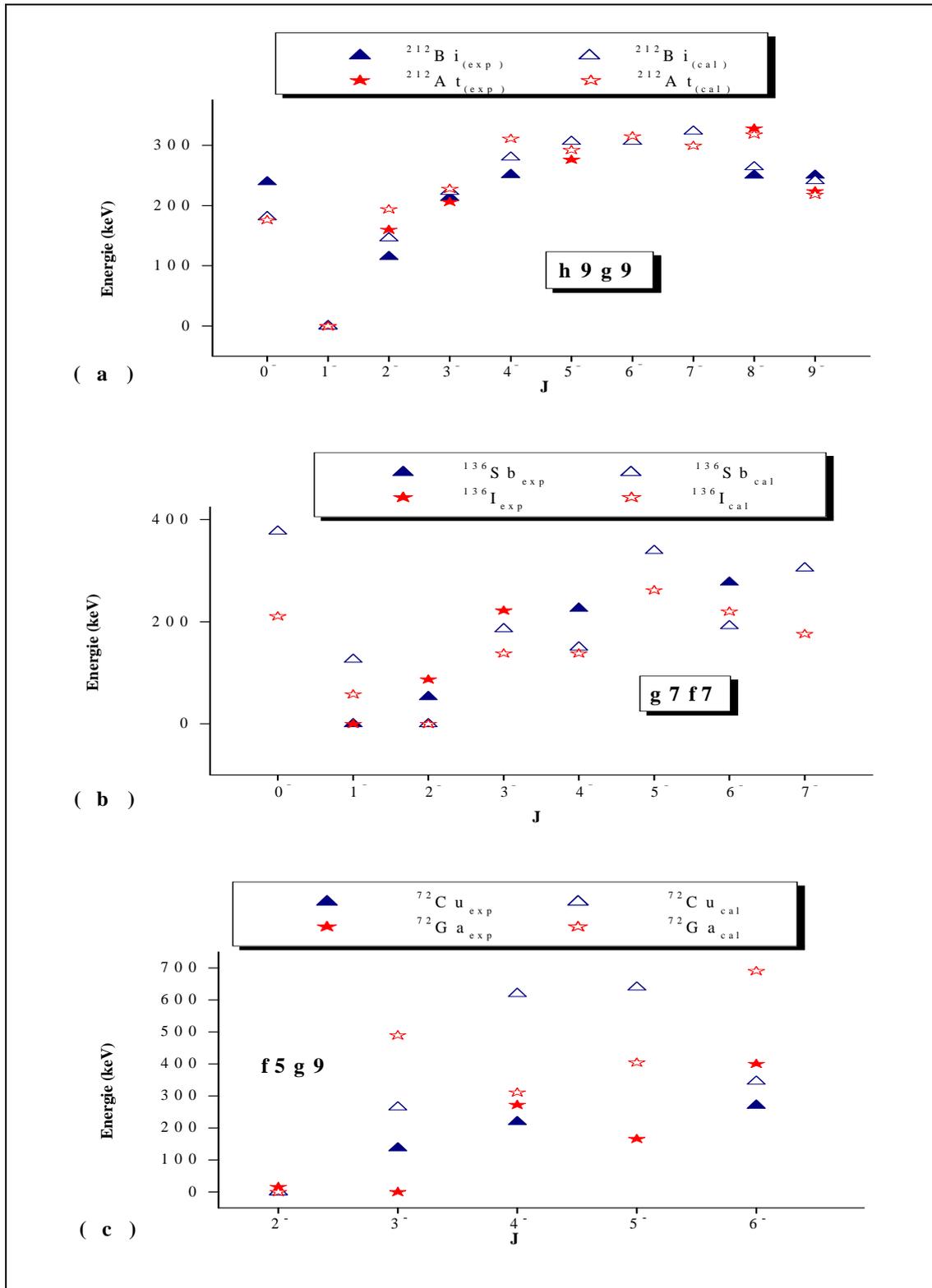


Figure (3-31): Les énergies d'excitation des multiplets proton-neutron en fonction des moments angulaires pour les états de parité négative pour les masses $A=212$, 136 et 72 .

En ce qui concerne la similarité entre les trois contre parties indiquées ci-dessus, des noyaux ^{212}Bi , ^{212}Po et ^{212}At , nous nous intéressons aux niveaux qui ont une ressemblance à ceux de ^{136}Sb , ^{136}Te et

^{136}I ainsi qu'à ceux de ^{72}Cu , ^{72}Zn et ^{72}Ga , respectivement. Les configurations de ces niveaux sont montrées dans le tableau (3-22):

^{212}Bi	^{136}Sb	^{72}Cu
$(\pi 1h_{9/2})^1(v 2g_{9/2})^3 \rightarrow 4^-, 5^-, 6^-, 7^-, 8^-$	$(\pi 1g_{7/2})^1(v 2f_{7/2})^3 \rightarrow 2^-, 3^-, 4^-, 5^-, 6^-$	$(\pi 1f_{5/2})^1(v 1g_{9/2})^3 \rightarrow 2^-, 3^-, 4^-, 5^-, 6^-$
^{212}Po	^{136}Te	^{72}Zn
$(\pi 1h_{9/2})^2(v 2g_{9/2})^2 \rightarrow 2^+, 4^+, 8^+$	$(\pi 1g_{7/2})^2(v 2f_{7/2})^2 \rightarrow 0^+, 2^+, 6^+$	$(\pi 3p_{3/2})^2(v 1g_{9/2})^2 \rightarrow 0^+, 2^+, 6^+$
^{212}At	^{136}I	^{72}Ga
$(\pi 1h_{9/2})^3(v 2g_{9/2})^1 \rightarrow 6^-, 7^-$	$(\pi 1g_{7/2})^3(v 2f_{7/2})^1 \rightarrow 4^-, 5^-$	$(\pi 3p_{3/2})^3(v 1g_{9/2})^1 \rightarrow 4^-, 5^-$

Tableau (3-22): États homologues et leurs configurations dans les noyaux [^{212}Bi , ^{136}Sb , ^{72}Cu], [^{212}Po , ^{136}Te , ^{72}Zn] et [^{212}At , ^{136}I , ^{72}Ga].

La figure (3-32) ci-dessous présente les spectres énergétiques calculés de ces noyaux. Les similarités existantes entre chaque trois noyaux sont montrées par des flèches (rouge et blue) mais pour quelques états seulement.

♠ Dans les deux systèmes n-n et p-n, on note que les similarités déduites par Blomqvist sont respectées par tous les états qui ont la même ressemblance en J, π et les homologies en n, l et j. Mais dans le système p-n, on trouve que quelques états théoriques de ^{72}Cu , ^{72}Zn et ^{72}Ga peuvent avoir des homologues en n, l et j avec leurs contre parties seulement pour la partie neutronique des configurations. Où les états 2^- , 3^- , 4^- et 5^- du ^{72}Cu ont leurs homologues 2^- , 3^- , 4^- et 5^- dans le ^{136}Sb et 4^- , 5^- , 6^- et 7^- dans le ^{212}Bi . Aussi, les états 0^+ , 2^+ et 6^+ du ^{72}Zn ont leurs homologues 0^+ , 2^+ et 6^+ dans le ^{136}Te et 2^+ , 4^+ et 8^+ dans le ^{212}Po . Enfin, les états 4^- et 5^- du ^{72}Ga ont leurs homologues 4^- et 5^- dans le ^{136}I et 6^- et 7^- dans le ^{212}At (tableaux (3-20) et (3-22)).

♠ Dans le cas du système p-p, tous les états de ^{136}Xe ont leurs homologues dans la région de ^{212}Rn . Mais les états proposés spécialement pour le ^{72}Ge ne respectent pas les homologies en n, l et j des autres systèmes mais respectent les similarités en J et π , sauf l'état fondamental 0^+ qui est similaire aux autres noyaux (voir tableau (3-21)).

Toutes les homologies identifiées pour les trois systèmes précédents sont résumées sur le tableau (3-23) ci-dessous.

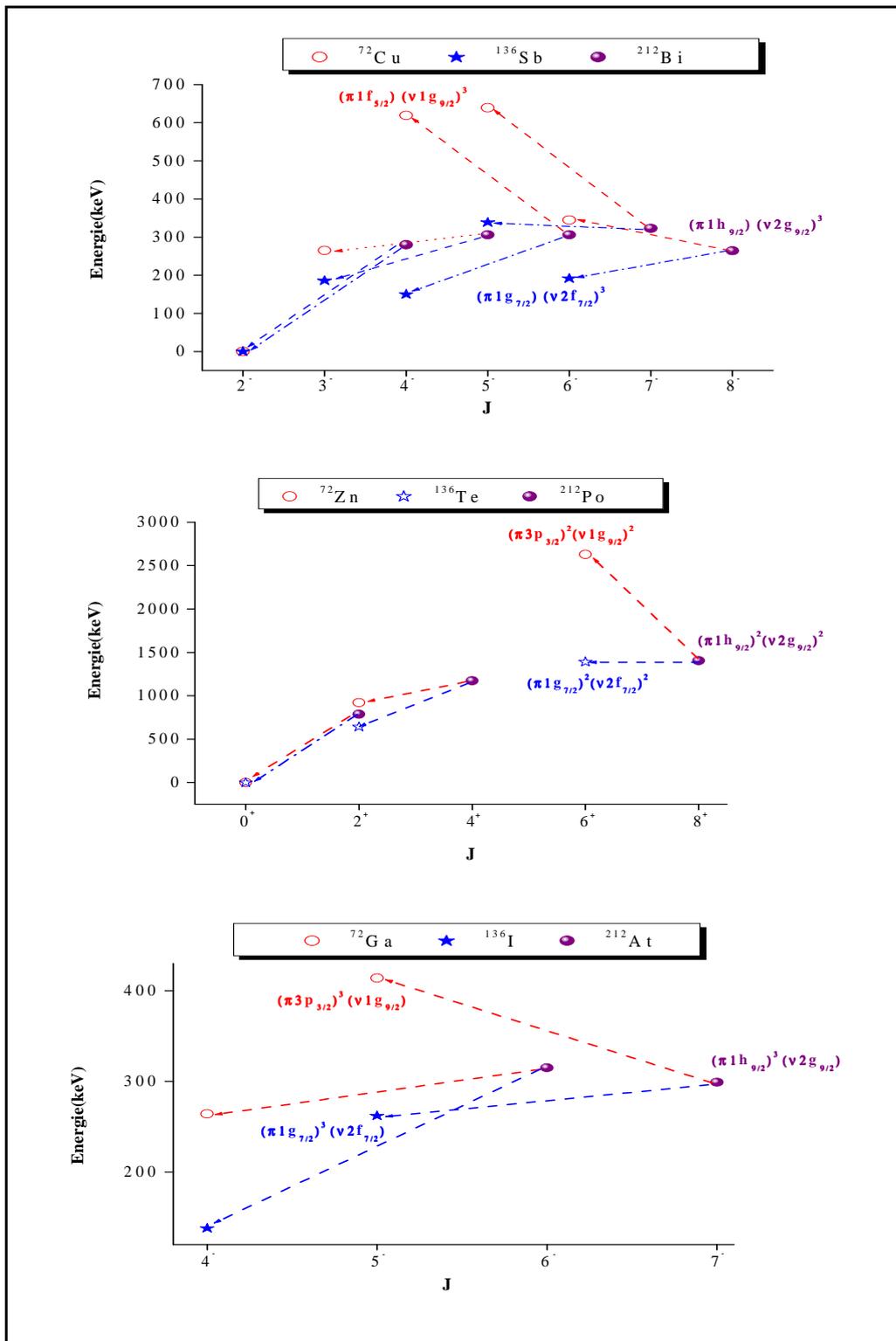


Figure (3-32): Comparaison entre les spectres calculés des noyaux [^{212}Bi , ^{136}Sb , ^{72}Cu], [^{212}Po , ^{136}Te , ^{72}Zn] et [^{212}At , ^{136}I , ^{72}Ga].

<i>Système n-n</i>	$\pi_{Ni} = \pi_{Sn} = \pi_{Pb}$ $J_{Ni} = J_{Sn} = J_{Pb} - 2$ $n_{Ni+1} = n_{Sn} = n_{Pb}$ $l_{Ni} = l_{Sn} + 1 = l_{Pb}$ $j_{Ni} = j_{Sn} + 1 = j_{Pb}$
<i>Système p-p</i>	$\pi_{Ge} = \pi_{Xe} = \pi_{Rn}$ $J_{Ge} = J_{Xe} = J_{Rn} - 2$ $n_{Ge} + 2 = n_{Xe} = n_{Rn}$ $l_{Ge} + 4 = l_{Xe} + 1 = l_{Rn}$ $j_{Ge} + 3 = j_{Xe} + 1 = j_{Rn}$
<i>Système p-n</i>	$\pi_{Cu} = \pi_{Sb} = \pi_{Bi}$ $J_{Cu} = J_{Sb} = J_{Bi} - 2$ $n_{Cu+1} = n_{Sb} = n_{Bi}$ $l_{Cu} = l_{Sb} + 1 = l_{Bi}$ $j_{Cu} = j_{Sb} + 1 = j_{Bi}$
	$\pi_{Zn} = \pi_{Te} = \pi_{Po}$ $J_{Zn} = J_{Te} = J_{Po} - 2$ $n_{Zn+1} = n_{Te} = n_{Po}$ $l_{Zn} = l_{Te} + 1 = l_{Po}$ $j_{Zn} = j_{Te} + 1 = j_{Po}$
	$\pi_{Ga} = \pi_{I} = \pi_{At}$ $J_{Ga} = J_{I} = J_{At} - 2$ $n_{Ga+1} = n_{I} = n_{At}$ $l_{Ga} = l_{I} + 1 = l_{At}$ $j_{Ga} = j_{I} + 1 = j_{At}$

Tableau (3-23): Similarités déduites pour les trois systèmes.

CONCLUSION

Dans ce travail, l'étude de la structure des noyaux exotiques riches en neutrons autour des couches fermées $Z=28, 50, 82$ est élaborée dans le cadre du modèle en couches. À l'aide du code Oxbash, les calculs des énergies d'excitation pour les noyaux de ces trois régions sont réalisés. Cette étude porte sur les noyaux excédentaires en neutron loin de la ligne de stabilité de masses $A=72, 136$ ($^{72}\text{Ni}, ^{72}\text{Ge}, ^{72}\text{Cu}, ^{72}\text{Zn}, ^{72}\text{Ga}; ^{136}\text{Sn}, ^{136}\text{Xe}, ^{136}\text{Sb}, ^{136}\text{Te}, ^{136}\text{I}$) et celle proche de la ligne de stabilité de masse $A=212$ ($^{212}\text{Pb}, ^{212}\text{Rn}, ^{212}\text{Bi}, ^{212}\text{Po}, ^{212}\text{At}$) ayant quatre nucléons de valence en dehors des cœurs inertes $^{68}\text{Ni}, ^{132}\text{Sn}$ et ^{208}Pb . Les motivations de ce choix sont liées au fait que ces noyaux présentent une bonne source d'information sur l'interaction N-N et ont un intérêt incontestable pour les processus astrophysiques. De plus, les similarités existantes entre les deux régions de ^{132}Sn et ^{208}Pb jouent un rôle clef pour tester les ingrédients de base des calculs de modèle en couches, particulièrement les éléments de matrice des interactions effectives.

✚ L'étude de l'évolution du gap de couches dans les noyaux doublement magiques a montré qu'il existe deux comportements différents suivants que $N=Z$ ou $N>Z$. La contribution à l'interaction à deux corps est plus importante dans le premier cas.

Les résultats des calculs des spectres en énergie d'excitation se résument de la manière suivante:

✚ Pour les isotopes du nickel de masse $A=72$, les éléments de matrice à deux corps TBME pp et pn de l'interaction de base JUN45 proposée par M. Honma sont utilisés, auxquels sont associés les TBME nn de l'interaction SLGM. La nouvelle interaction JUN45M est construite. Cette dernière ne permet de reproduire que partiellement les données expérimentales disponibles.

✚ Pour les isotopes de l'étain de masse $A=136$, l'interaction SMPN proposée par S. Sarkar donne des résultats très satisfaisants pour les isotopes pair-pairs. Mais pour les isotopes impair-impairs, on trouve que quelques niveaux ont des énergies éloignées de celles de l'expérience.

✚ Pour les isotopes du plomb de masse $A=212$, l'interaction KHPe donne des résultats en bon accord avec les données expérimentales disponibles et reproduit correctement la séquence des niveaux. On remarque néanmoins que les noyaux à système p-n présentent des inversions entre les états.

✚ Pour améliorer les spectres énergétiques calculés des noyaux impair-impairs dans les trois régions, nous avons pris en considération l'effet du hamiltonien monopolaire et calculer les

Conclusion.

énergies effectives des particules individuelles (ESPE). L'introduction de cet effet est plus observé dans la région du plomb (région proche de la stabilité).

✚ Les noyaux ayant des nucléons de valence non identiques sont appropriés pour les calculs de modèle en couches, car ils peuvent fournir des informations utiles sur l'interaction p-n, où les multiplets *proton-neutron* jouent un rôle important.

✚ L'élargissement de la similarité entre les deux régions de l'étain et du plomb vers la région du nickel est globalement reproduite entre les états des noyaux à quatre nucléons de valence. Nous avons obtenu les correspondances entre les spins et parités des noyaux dans les trois régions. Remarquons que l'homologie en n , l , et j est bien vérifiée pour les systèmes n-n et p-n et n'est que partielle pour le système p-p, ceci est due au fait que les noyaux ^{132}Sn et ^{208}Pb possèdent des doubles fermetures des couches et sont favorables à cette similarité au contraire de celle du noyau semi fermé ^{68}Ni , où l'espace de valence est dans ce cas réduit à l'orbitale $1g_{9/2}$ pour les neutrons, et ne donne pas la possibilité d'avoir plusieurs configurations de couplage neutrons au contraire des espaces larges de l'étain et du plomb.

RÉFÉRENCES

- [1] L. Coraggio et al., Phys. Rev. C 80, 021305 (2009).
- [2] I. Meta, Thèse de Doctorat. Université de CAEN (2003).
- [3] G. Audi et al., Nucl. Phys. A 729, 337 (2003).
- [4] S. Pèru et al., Eur. Phys. J. A 26, 25 (2005).
- [5] W. F. van Gunsteren et al., Z. Phys. 267, 87 (1974).
- [6] M. P. Kartamyshev et al., Phys. Rev. C 76, 024313 (2007).
- [7] A. Covello et al., Acta. Phys. Polon. B 40, n°3, 401 (2009).
- [8] J. Blomqvist, "Single-Particle States Around Double-Magic ^{132}Sn ", Proceeding of the 4th International Conference On Nuclei Far From Stability, CERN Geneva, report N°81-09, pp. 536 (1981).
- [9] A. Covello et al., J. Phys. Conf. Ser. 205, 012004 (2010).
- [10] A. M. Oros-Peusquens and P.F. Mantica., Nucl. Phys. A 669, 81 (2000).
- [11] R. Broda et al., Phys. Rev. Lett. 74, 868 (1995).
- [12] O. Sorlin et al., Phys. Rev. Lett. 88, 1 (2002).
- [13] O. Sorlin, Diplôme d'Habilitation à Diriger des Recherches. Université de CAEN (2005).
- [14] F. Benrachi et al., Revue Algérienne de physique n°02, 50 (2007).
- [15] M. Houry, Thèse de Doctorat, Université Paris XI ORSAY(2000).
- [16] La recherche n° 335, 107 (2000)
- [17] H. Saïfi, Thèse de magistère. Université Mentouri Constantine (2007).
- [18] M. Belleguic-Pigeard de Gurbert, Thèse de Doctorat. Université Paris-XI ORSAY (2000).
- [19] J. Meyer , 'Interactions effectives, Théories de champ moyen, Masses et rayons nucléaires', Cours de l'école Joliot-Curie, 2000.
- [20] F. Nowacki, Thèse de Doctorat. Université Louis Pasteur Strasbourg (1996) .
- [21] E. Chabanat, Thèse de Doctorat. Université Claude Bernard LYON-1 (1995).
- [22] X. W. Pan et al., xxx.arxiv.org, nucl-th/ 9505020 (1995).
- [23] M. Lacombe et al., Phys. Rev. C 21, 861(1980).
- [24] A. Covello et al., xxx. arxiv. org, nucl-th/ 9811066 (1998).
Invited Talk presented at Nuclear Structure Gatlinburg, Tennessee, August 10-15 (1998).
- [25] P. J. Brussard and P. W. M. Glaudemans, ' shell model application in nuclear spectroscopy', (North Holland) (1977).
- [26] E. K. Warburton et al., Phys. Rev. C 43, 602 (1991).
- [27] L. Aissaoui, Thèse de magistère. Université Mentouri Constantine (2006).

- [28] S. Sarkar and M. S. Sarkar, *Eur. Phys. J. A* 21, 61 (2004),.
- [29] S. Sarkar and M. S. Sarkar, *Phys. Rev. C* 78, 024308 (2008).
- [30] X. Ji et al., *Phys. Rev. C* 37, 1256 (1988).
- [31] J. P. Schiffer and W. W. True, *Phys. Rev. Mod.* 48, 191 (1976).
- [32] A. F. Lisetskiy et al., *Phys. Rev. C* 70, 044314 (2004).
- [33] M. Honma et al., *Phys. Rev. C* 80, 064323 (2009).
- [34] F. J. D. Serduke et al., *Phys. Nucl. A* 256, 56 (1976).
- [35] B.A. Brown, A. Etchegoyen, W.D.M. Rae and N.S. Godwin, MSU-NSCL Report N°. 524, (1985).
- [36] P. Vingerhoets et al., *Phys. Rev. C* 82, 064311 (2010).
- [37] K. Langanke et al., *Phys. Rev. C* 67, 044314 (2003).
- [38] B. A. Brown, *Prog. Part. Nucl. Phys* 47, 517 (2001).
- [39] M. Hjorth-Jensen et al., *J. Phys. G* 22, 321 (1996).
- [40] E. Browne, *Nuclear Data Sheets* 104, 427 (2005).
- [41] A. A. Sonzogni, *Nuclear data Sheets* 95, 837 (2002).
- [42] T. Ishii et al., *Phys. Rev. Lett.* 84, n°1, 39 (2000).
- [43] I. Deloncle and B. Roussière, xxx.arxiv.org, nucl-th / 0309050 (2003).
- [44] N. A. Smirnova et al., *Phys. Rev. C* 69, 044306 (2004).
- [45] J. Van Roosbroeck et al., *Phys. Rev. C* 69, 034313 (2004).
- [46] D. Abriola, *Nuclear data Sheets.* 111, 1 (2010).
- [47] M. Sawicka et al., *Phys. Rev. C* 68, 044304 (2003).
- [48] K. Flanagan, “ISOLDE Winter Workshop” Université Leuven (2007).
- [49] A. Covello et al., *Eur. Phys. J. ST.* 149, 93 (2007).
- [50] N. Laouet, Thèse de magistère. Université Mentouri Constantine (2010).
- [51] A. Cortes and A. P. Zuker, *Phys. Lett. B* 84, 25 (1979).
- [52] A. Abzouzi et al., *Phys. Rev. Lett.* 66, 1134 (1991).
- [53] M. Dufour and A. P. Zuker, *Phys. Rev. C* 54, 1641 (1996).
- [54] A. M. Benstein et al., *Phys. Rev. Lett.* 42, 425 (1979).
- [55] T. Otsuka et al., *Phys. Rev. Lett.* 87, 082502 (2001).
- [56] S. Sarkar and M. S. Sarkar, *Proceedings of the DAE Symp. On Nucl. Phys.* 55, 127 (2010).
- [57] T. Otsuka et al., *Phys. Rev. Lett.* 95, 232502 (2005).
- [58] K. Kaneko and M. Hasegawa, *Prog. Theo.* 106, 1179 (2001).
- [59] A. Covello et al., *Phys. Atom. Nul.* 67, 1611 (2004).

RÉSUMÉ

L'étude théorique et expérimentale des noyaux loin de la stabilité est un thème important aussi bien en physique nucléaire qu'en astrophysique. Les informations sur les énergies d'excitation des états individuels et sur l'interaction nucléon-nucléon que l'on peut tirer dans cette partie de la charte nucléaire permettent de tester les ingrédients de base des calculs des modèles nucléaires. Dans ce mémoire, la présentation de l'évolution du gap en énergie dans les noyaux magiques et semi magique permet d'obtenir un bon accord avec l'expérience. L'étude des spectres énergétiques est basée sur les calculs des énergies d'excitation des noyaux riches en neutrons à quatre particules de valence dans les trois régions de ^{68}Ni , ^{132}Sn et ^{208}Pb . Dans la région du nickel, en se basant sur l'interaction JUN45 avec l'espace modèle f5pg9, nous effectuons des modifications citées dans la littérature. Les valeurs expérimentales récentes des énergies de la particule individuelle sont utilisées. Une nouvelle interaction nommée JUN45M est alors déduite. Dans la région de l'étain, l'interaction SMPN proposée par S. Sarkar et al. est fondée sur la modification de l'interaction de base CW5082 avec l'espace modèle Z50N82. Pour la région du Plomb, on s'intéresse à l'interaction KHPE avec l'espace modèle KHP qui est modifiée à partir de l'interaction de Kuo-Herling. Les calculs sont réalisés dans le cadre du modèle en couches au moyen du code de structure nucléaire OXBASH.

Les spectres énergétiques montrent un bon accord entre l'expérience et les calculs pour les isotopes des deux régions similaires ^{132}Sn et ^{208}Pb et sont meilleurs que ceux proposés dans la littérature, contrairement à ceux des isotopes du nickel qui ne trouvent pas un accord satisfaisant. En améliorant les interactions effectives utilisables par l'introduction des énergies effectives des particules individuelles, l'effet est bien observé sur les noyaux impair-impairs dans les trois régions étudiées. Les multiplets j_p-j_n jouent un rôle principal dans les interactions effectives. La similarité déduite par Blomqvist entre les deux régions Sn et Pb a été respectée par ces isotopes à quatre nucléons de valence. Nous avons tenté d'étendre la similarité existante entre les régions du plomb et de l'étain à celle de la région du nickel.

Mots clés: Modèle en couche, interactions: JUN45M, SMPN et KHPE, similarité, shift monopolaire, gap en énergie, Oxbash, multiplet p-n.

ABSTRACT

Theoretical and experimental study of nuclei far from the stability is an important subject in nuclear physics and astrophysics. The information about excitation energies and nucleon-nucleon interaction obtained in this part of nuclear chart can be the basic test of nuclear models calculations.

In this thesis, we present the evolution of the shell gap on double magic nuclei. The study is based on the calculation of excitation energies of nuclei with four valence nucleons on the ^{68}Ni , ^{132}Sn and ^{208}Pb regions. For these we obtain a good agreement with experiment.

The nickel region is based on the JUN45 interaction with f5pg9 space model, we effect the modifications indicated on literature. The recent experimental value of single particle energies are used. The new interaction is JUN45M. In the tin region, the interaction SMPN proposed by S. Sarkar and al is based on the modification of CW5082 interaction with Z50N82 space model. The lead region is interested by KHPe interaction with KHP space model, this interaction is modified from the Kuo-Herling interaction. The calculations is realized in the frame work of the shell model, using the nuclear structure OXBASH code.

The calculated energies spectrum are in very good agreement with the experimental data in the ^{132}Sn and ^{208}Pb regions, contrarily to those of the nickel isotopes witch deos not find a good agreement. To ameliorate the usable effective interactions we introduce the effective energies of the individuals particles, the effect is well observed in the odd-odd nuclei of the three studied regions. The j_p-j_n multiplets play a principal role in the effective interactions. The similarity deduced by Blomqvist between the two regions Sn and Pb is respected by the isotopes with four valence nucleons, We have expanded this similarity towards the nickel region.

Key words: Shell model, JUN45M, SMPN, KHPe interactions, similarity, monopole shift, energy gap, Oxbash, p-n multiplet.

ملخص

الدراسة التجريبية و النظرية للانوية البعيدة عن الاستقرار هي موضوع مهم في الفيزياء النووية و الفلكية أيضا. المعلومات المتوفرة حول طاقات الاثارة و التفاعل نكليون-نكليون تسمح بحساب القواعد الاساسية للنماذج النووية. في هذه المذكرة، نقدم تطور التفاوت الطبقي في الانوية ثنائية السحريه، و قد حصلنا على توافق جيد مع التجربة. الدراسة تعتمد على حساب طاقات الاثارة للانوية الغنية بالنوترونات ذات الأربع نكليونات تكافؤ في المناطق ذات الكتل 68، 132، 208

★ في منطقة النيكل، نعتمد على التفاعل JUN45 مع فضاء التكافؤ f5pg9. بإتباع التغييرات المذكورة في المصادر وذلك باستعمال القيم الطاقويه التجريبية الحديثة للجسيمة المنفردة. التفاعل الجديد يسمى JUN45M.

★ في منطقة القصدير، التفاعل SMPN المقترح من طرف S. Sarkar و M. S. Sarkar يعتمد على تغيير التفاعل CW5082 مع فضاء التكافؤ Z50N82.

★ منطقة الرصاص تهتم بالتفاعل KHPe مع فضاء التكافؤ KHP. هذا التفاعل طور انطلاقا من تفاعل Kuo-Herling، الحساب اجري في إطار النموذج الطبقي و ذلك باستعمال نظام البنية النووية Oxbash.

حساب الأطياف الطاقوية في منطقتي الرصاص و القصدير يبين توافق جيد مع المعطيات التجريبية كما كانت أفضل من المعطيات المتوفرة في المراجع على خلاف بعض النظائر في منطقة النيكل.

لتحسين التفاعلات المستخدمة، استعملنا الطاقات الفعالة للنكليونات الفردية، حيث يظهر تأثيرها في الانوية فردي-فردي في المناطق الثلاثة. الثنائية بروتون-نوترون تلعب دور مهم في هذه التفاعلات. نستطيع القول ان هذه النظائر تحقق التشابه المقترح من طرف Blomqvist بين منطقتي القصدير و الرصاص. سنحاول توسيع هذا التشابه إلى منطقة النيكل.

الكلمات المفتاحية: النموذج الطبقي، التفاعلات: JUN45M، SMPN و KHPe، التشابه، التغير الاحادي القطب، الفاصل الطاقوي، OXBASH، الثنائية بروتون-نوترون.