



République Algérienne Démocratique et Populaire



Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

Université de Larbi Tébessi-Tébessa

Faculté des Sciences Exactes et des Sciences de la Nature et de la Vie

Département : Sciences de la matière



MEMOIRE DE MASTER

Domaine: Sciences de la matière

Filière: physique

Option: Physique de la matière condensée

Etude de modèle en couches des premiers états excités 0^+ et 0^- dans les noyaux de la couche sd en utilisant l'interaction PSDPF

Présenté par:

Saidane Naima

Belaid Saadia

Devant le jury:

Zouai Souhiala

MCB

U. Tébessa

Président

Bouhlel Mouna

MCA

U. Tébessa

Rapporteur

Ziar Tofik

MCA

U. Tébessa

Examineur

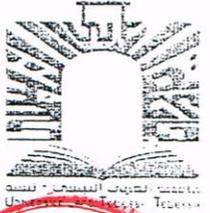
Date de soutenance : 24/05/2017

Note :

18/10

Mention :

Excellent



Déclaration sur l'honneur de non-plagiat

(à joindre obligatoirement au mémoire, remplie et signée)

Je soussigné(e),

Nom, Prénom : Saidane Naima Belaid Saadia

Régulièrement inscrit(e) en **Master** au département : Science de la matière

N° de carte d'étudiant : 40 199 65 / 40 17 74 4

Année universitaire : 2016 / 2017

Domaine : Science de la matière

Filière : physique

Spécialité : physique de la matière condensée

Intitulé du mémoire : Etude de modèle en couches des premiers états excités σ^+ et σ^- dans les moyeux de la couche Sd en utilisant l'interaction $PSDPF$

Atteste que mon mémoire est un travail original et que toutes les sources utilisées ont été indiquées dans leur totalité. Je certifie également que je n'ai ni recopié ni utilisé des idées ou des formulations tirées d'un ouvrage, article ou mémoire, en version imprimée ou électronique, sans mentionner précisément leur origine et que les citations intégrales sont signalées entre guillemets.

Sanctions en cas de plagiat prouvé :

L'étudiant sera convoqué devant le conseil de discipline, les sanctions prévues selon la gravité du plagiat sont :

- L'annulation du mémoire avec possibilité de le refaire sur un sujet différent ;
- L'exclusion d'une année du master ;
- L'exclusion définitive.

Fait à Tébessa, le : 07 06 2017

Signature de l'étudiant(e) :

Laboratoire de Physique Appliquée et Théorique LPAT



ملخص

العديد من الأعمال التجريبية و النظرية حققت في السنوات الأخيرة من أجل دراسة الخصائص الطيفية لأنوية منطقة الطبقات sd.

هاته الأنوية تتميز بوجود ، في طاقات الاثارة الضعيفة ، حالات عادية ذات زوجية موجبة و حالات دخيلة ذات زوجية سالبة . وصف خصائص الطاقة و الكهرومغناطيسية للحالات العادية ذات الزوجية الموجبة يتم باستعمال التفاعلات الفعالة المعروفة جيدا USD أو USDA/B . التفاعل p-sd-pf وجد لوصف في نفس الوقت الحالات ذات الزوجية الموجبة و الزوجية السالبة في الأنوية على كل طبقات sd . هذا التفاعل اثبت نجاحه في وصف الخصائص الطيفية لهاته الأنوية.

هدف هذا العمل هو وصف، باستعمال التفاعل p-sd-pf الحالات الخاصة ذات $J=0$. هاته الحالات صعبة الملاحظة تجريبيا ، في الأنوية زوجية- زوجية معروف جيدا أن الحالة الأساسية لها $J=0^+$ و منه نهتم لوصف الحالة المثارة الأولى 0^+ . نهتم أيضا بدراسة الحالات $0^-_{1,2}$ في كل الأنوية sd. مقارنة طاقات الإثارة التجريبية و النظرية لهاته الحالات عرضت.

هاته الدراسة سمحت لنا بإنجاز تنبؤات وجود الحالات 0^+ و $0^-_{1,2}$ في الأنوية التي لا تملك هاته الحالات أو أخذ فكرة على طاقات الإثارة لهم من أجل اقتراح تجارب في المستقبل .

Abstract

Many experimental and theoretical works have been carried out, in the last years, to investigate the spectroscopic properties of nuclei in the sd shell region.

These nuclei are characterized by the presence, at low excitation energies, of normal positive parity states and intruder negative parity states. The description of the energetic and electromagnetic properties of the normal positive parity states has been done using the well known USD or USDA/B effective interactions. The PSDPF interaction has been developed to describe simultaneously states with positive and negative parities in nuclei throughout the sdshell. This interaction proved its success in describing the spectroscopic properties of these nuclei.

The purpose of this work is to describe, using the PSDPF interaction, the particular states with $J = 0$. These states are difficult to be observed experimentally. In even-even nuclei, it is well known that the ground state has a $J^\pi = 0^+$ and therefore we are interested to describe the first excited 0^+_{2} states. We have also studied the $0^-_{1,2}$ states in all the sd nuclei. The experimental and theoretical excitation energies of these states were compared.

This study allowed us to make predictions of the existence of 0^+_{2} and/or $0^-_{1 \text{ and/or } 2}$ states in nuclei, which do not possess these states or to have an idea of their excitation energies for possible experiments in the future.

Résumé

De nombreux travaux expérimentaux et théoriques ont été réalisés, dans les dernières années, afin d'investiguer les propriétés spectroscopiques des noyaux de la région de la couche sd.

Ces noyaux sont caractérisés par la présence, à basses énergies d'excitation, des états normaux de parité positive et des états intrus de parité négative. La description des propriétés énergétiques et électromagnétiques des états normaux de parité positive s'effectue en utilisant les interactions effectives bien connues USD ou USDA/B. L'interaction PSDPF a été développée pour décrire simultanément les états de parités positive et négative dans les noyaux à travers toute la couche sd. Cette interaction a prouvé son succès de décrire les propriétés spectroscopiques de ces noyaux.

Le but de ce travail est de décrire, en utilisant l'interaction PSDPF, les états particuliers avec $J = 0$. Ces états sont difficilement à observer expérimentalement. Dans les noyaux pair-pair, il est bien connu, que l'état fondamental a un $J^\pi = 0^+$ et donc nous sommes intéressés à décrire le premier état excité 0^+_2 . Nous avons également étudié les états $0^-_{1,2}$ dans tous les noyaux sd. La comparaison des énergies d'excitation expérimentales et théoriques de ces états a été présentée.

Cette étude nous a permis d'effectuer des prédictions d'existence d'états 0^+_{2} et/ou 0^-_{1} et/ou 2 dans les noyaux qui ne possèdent pas ces états ou d'avoir une idée de leurs énergies d'excitation pour d'éventuelles expériences dans le futur.

Dédicace

Nous dédions cette mémoire:

Naima :

A mon père la lumière de ma vie.

*A ma mère qui a éclairé mon
chemin et m'a encouragé et soutenue
tout au long ma vie et mes études.*

*A mes frères : Saber et Houssam
(Compagnon de mon succès.)*

*et à ma sœur Habiba Pulse de ma vie,
pour leur soutien aux moments difficiles
dans ma vie et mes études, et surtout
pour leur patience.*

Saadia :

Pour mon père (qu'Allah lui miséricorde)

*alors qu'il était endormi dans sa tombe
sa voix les battements de cœur je vais
rester et continuer à suivre ses conseils*

*Pour ma mère, que je partageais
avec amour et d'affection*

*et d'encouragement pour la
poursuite de mes études*

*Pour mes frères et sœurs leur
souhaiter succès dans leur vie*

*A mes ami(e) s (**Surtout papillons**), toute ma famille*

Je ne saurais oublier ceux qui étaient à mes côtés lorsque j'en avais besoin



Remerciements

Après ces actions, nous remercions Dieu pour le succès et nous donne la force et la conception de la fin de ce travail de recherche, ce qui représente un terme très important pour notre avenir intellectuel et professionnel. Nous tenons à exprimer notre gratitude au Dr **M. Bouhelal**, les efforts déployés par nous, des conseils et de la patience et de la persévérance dans le suivi de l'information et des conseils précieux pour l'achèvement de ce travail au maximum. Nous remercions les membres du jury: S.Zouai et T.Ziar acceptent gentiment le comité du parti aux examinateurs. Aussi étendre mes remerciements à tous mes professeurs qui m'ont donné une base scientifique. A toute personne qui a participé de près ou de loin pour l'accomplissement de ce modeste travail.

Table des matières

Introduction	1
Chapitre 1 : Modèle en couche et transitions électromagnétiques: état de l'art	
1.1 Noyaux stables.....	2
1.2 Nombres magiques dans les noyaux	3
1.3 Modèle en couches des noyaux sphériques : Potentiel moyen.....	3
1.4 Ingrédients des modèles en couches	6
1.5 Transitions électromagnétiques	7
Chapitre 2 : Noyaux la couche sd: l'interaction PSDPF	
2.1 Etats normaux.....	10
2.2 Etats intrus.....	10
2.3 L'interaction PSDPF.....	11
2.5 Ingrédients de modèle en couche dans le cas des noyaux sd.....	13
2.4 Application de l'interaction PSDPF.....	13
Chapitre 3 : Etats 0^+_{2} et $0^-_{1,2}$: Revue expérimentale	
3.1 Etats 0^+_{2} et $0^-_{1,2}$ connus expérimentalement.....	18
3.2 Transitions électromagnétiques issues des états 0^+_{2} , $0^-_{1,2}$ connues dans les noyaux sd.....	20
Chapitre 4 : Etude des états 0^+_{2} et $0^-_{1,2}$: description et prédiction	
4.1 Description des états 0^+_{2} et $0^-_{1,2}$ dans les noyaux sd.....	23
4.2 Fonctions d'onde des états 0^-_{1} et 0^-_{2} dans les noyaux sd	30
Conclusion	33
Bibliographie	34

Liste des tableaux

Tableau N°	Titre	Page
Tableau 3.1	États 0^+_{2} et $0^-_{1,2}$ connus dans les noyaux de la couche sd	17
Tableau 3.2	Transitions électromagnétiques issues des états 0^+_{2} et $0^-_{1,2}$ connues expérimentalement dans les noyaux sd [10].	21
Tableau 4.1	Comparaison expérience versus théorie des énergies d'excitation (en keV) des états 0^+_{2} dans les noyaux de la couche sd, avec RMSD= 252 (keV).	24
Tableau 4.2	Comparaison expérience versus théorie des énergies d'excitation (en keV) des états 0^-_{1} dans les noyaux de la couche sd, avec RMSD = 194(keV)	26
Tableau 4.3	Comparaison expérience versus théorie des énergies d'excitation (en keV) des états 0^-_{2} dans les noyaux de la couche sd.	29

Liste des figures

Figure N°	Titre	Page
Figure 1.1	Noyaux naturels stables dans le plan N-Z.	2
Figure 1.2	la dégénérescence des niveaux n, l.	4
Figure 1.3	Niveaux nucléaires schématiques du champ moyen avec un terme spin-orbite.	5
Figure 1.4	Schéma des orbitaux formants le cœur, l'espace de valence et l'espace externe	6
Figure 1.5	Schéma de La transition électromagnétique $J_i^{\pi_i} \rightarrow J_f^{\pi_f}$	7
Figure 2.1	Charte des noyaux de la couche sd [10]. Pour les noyaux marqués d'une étoile « * », l'état fondamental est non lié, c'est-à-dire instable par rapport à l'émission de particule.	9
Figure 2.2	Charte des noyaux sd avec des états intrus de parité négative connus.	10
Figure 2.3	Spectre des premiers états de ^{17}O et leurs configurations.	11
Figure 2.4	Schématique des premiers niveaux excités de ^{40}Ca	12
Figure 2.5	Schématique des premiers niveaux excités de ^{36}S	13
Figure 2.6	Evolution des états 0^- dans les noyaux avec $N = Z$	14
Figure 2.7	Probabilités d'occupation de la couche p (trou) et de la couche pf (particule) des deux premiers états intrus avec $J = 0$. Dans les noyaux sd avec $N = Z$ pair-pair (à gauche) et impair-impair (à droite).	14
Figure 2.8	Schéma de niveaux expérimentaux et calculés des états de parité positive et négative de ^{40}Ca .	15
Figure 2.9	Comparaison entre le spectre expérimental [10] et calculé du ^{36}S . Les états + sont indiqués sur la gauche et les états - sur la droite.	15
Figure 2.10	Paramètres des transitions E2 et M1 [18] et les charges effectives des transitions E3 [19].	16
Figure 3.1	Noyaux sd possédants des états 0_2^+ et $0_{1,2}^-$ connus expérimentalement [10].	19

Figure 3.2	Noyaux sd ayant des états 0_2^+ connus expérimentalement [10].	19
Figure 3.3	Noyaux sd ayant des états 0_1^- connus expérimentalement [10].	20
Figure 3.4	Noyaux sd ayant des états 0_2^- connus expérimentalement [10].	20
Figure 4.1	Comparaison entre les énergies d'excitation expérimentales (en noir) et calculées (en rouge) du premier état 0_2^+ dans les noyaux sd avec $N = Z$ (à gauche) et $N = Z + 2$ (à droite).	25
Figure 4.2	Comparaison entre les énergies d'excitation expérimentales (en noir) et calculées (en rouge) du premier état 0_1^- dans les noyaux sd avec $N = Z$ (à gauche) et $N = Z + 2$ (à droite).	27
Figure 4.3	Comparaison entre les énergies d'excitation expérimentales (en noir) et calculées (en rouge) du premier état 0_2^- dans les noyaux sd avec $N = Z$ (à gauche) et $N = Z + 2$ (à droite).	30
Figure 4.4	Probabilités d'occupation de la couche p (trou) et de la couche pf (particule) des deux premiers états intrus avec $J = 0_1^-$ et 0_2^- dans les noyaux sd avec $N = Z$, $N = Z+2$ et $N = Z+4$ pair-pairs (à gauche) et impair-impairs (à droite).	31_32

Liste des symboles

- USD : Universel sd interaction
- $USDA$: Universel sd interaction A
- $USDB$: Universel sd interaction B
- h_i : L'hamiltonien du nucléon individuel « i »
- $PSDPF$: Interaction effective
- Ohw Ihw : l'espace de module sd
- V_{OH} : Oscillateur harmonique
- L : *Multipolarité* de la radiation
- EL : Transition électrique
- ML : Transition magnétique
- e_p : Charge *effectives* de proton
- e_n : Charge *effectives* de neutron
- π_γ : Parité d'une transition (du photon)
- Z : Nombre de protons
- N :Nombre de neutrons
- A :Nombre atomique (de nucléons, $A=Z+N$)
- TEM : Transitions Electromagnétique
- $B(\sigma L)$: Probabilité réduite de transition
- E_{Th} : Energie théoriques
- E_{Exp} : Energie expérimentales
- E_i : Energie de l'état initial
- E_f : Energie de l'état final
- m : Masse de nucléon
- Y_{LM} : Les harmoniques sphériques
- $RMSD$: Root Mean Square Deviation

Introduction

Les physiciens ont proposé plusieurs modèles pour interpréter les propriétés du noyau atomique. Le modèle en couches, introduit il y a 50 ans, est l'un des plus importants modèles et le plus utilisés en physique nucléaire. Ce modèle fournit une base essentielle pour décrire la structure des noyaux : Energies de liaisons, spin, parité, énergies des états excités, les moments électromagnétiques, probabilités de transitions ainsi que les transitions bêta.

Nous nous intéressons principalement aux noyaux de la couche *sd* qui possèdent un nombre de neutrons N et de protons Z compris entre les nombres magiques 8 et 20 (de ^{16}O au ^{40}Ca), dont la structure fait toujours l'objet de nombreuses études expérimentales et théoriques. Ces noyaux ont des états normaux de parité positive appelés aussi états $0\hbar\omega$. Ils sont bien étudiés dans l'espace *sd* en utilisant l'interaction USD (ou USDA/B) avec un cœur de ^{16}O . En plus de ces états, l'expérience montre également l'existence, à basse énergie d'excitation, d'états intrus de parité négative appelés aussi états $1\hbar\omega$. Afin de décrire les états intrus, l'espace de valence devrait être étendu à l'espace complet *p-sd-pf* avec un cœur de ^4He . Une nouvelle interaction $(0+1)\hbar\omega$ appelée PSDPF compatible avec cette extension de l'espace modèle a été développée par M. BOUHELAL, qui assure une description consistante d'états $0\hbar\omega$ et $1\hbar\omega$ à travers toute la couche *sd*.

Les états excités 0^+ et 0^- sont les moins compris de n'importe quel degré de liberté de faible énergie dans les noyaux. Les états excités 0^+ peuvent présenter dans les noyaux en association avec le degré de liberté de couplage du nucléon et de forme collective. Les états excités 0^- peuvent être obtenus avec des configurations étirées. Ces états sont très difficiles à observer expérimentalement et il est très intéressant de les étudier. Un examen des données expérimentales à travers les noyaux de la couche *sd* montre que le premier état excité 0^+ est connu dans 23 noyaux, dont 7 ont $N = Z$. Le premier état excité 0^- est connu dans 8 noyaux, 5 entre eux ont $N = Z$. Le second état excité n'est connu que dans 7 noyaux, 4 entre eux ont $N = Z$.

Le but de notre travail est l'étude de ces états 0^+ et 0^- dans les noyaux à travers la couche *sd* et de savoir où sont bien connus expérimentalement dans les noyaux : impair-impair, pair-pair et ceux avec $N=Z$. La comparaison expérience versus théorie des énergies d'excitation de ces états mène à des prédictions importantes.

Le plan de ce manuscrit sera réparti comme suit :

- Le premier chapitre est consacré à introduire les notions de base du modèle en couches nucléaire et transitions électromagnétiques
- Dans le second chapitre, sont résumées les propriétés des noyaux la couche *sd* et l'interaction PSDPF.
- Dans le troisième chapitre, nous présentons une Revue expérimentale des états $0^+_{2\text{et}} 0^+_{1,2}$
- Le quatrième chapitre est dédié à la description et prédictions des états 0^+ et 0^-

Nous terminons ce mémoire par une conclusion globale de ce projet.

Chapitre 1

Modèle en couche et transitions électromagnétiques: état de l'art

Le noyau d'atome est un ensemble complexe de neutrons et de protons marqués par d'énormes découvertes au cours du siècle dernier. La puissance d'interaction nucléaire (nucléon-nucléon) a aidé les physiciens de comprendre la structure du noyau le long de la ligne de la stabilité.

Dans ce chapitre, nous allons expliquer les notions de base du modèle en couches, ce qui offre la possibilité de décrire les différentes caractéristiques des noyaux, en particulier les noyaux magiques.

1.1 Noyaux stables

Les noyaux stables ont un nombre, approximativement, égal de neutrons et de protons ($N = Z$) dans le cas des noyaux légers; tandis qu'ils ont un surplus de neutrons dans le cas des noyaux lourds, comme l'illustré sur la Fig (1-1) ci-dessous.

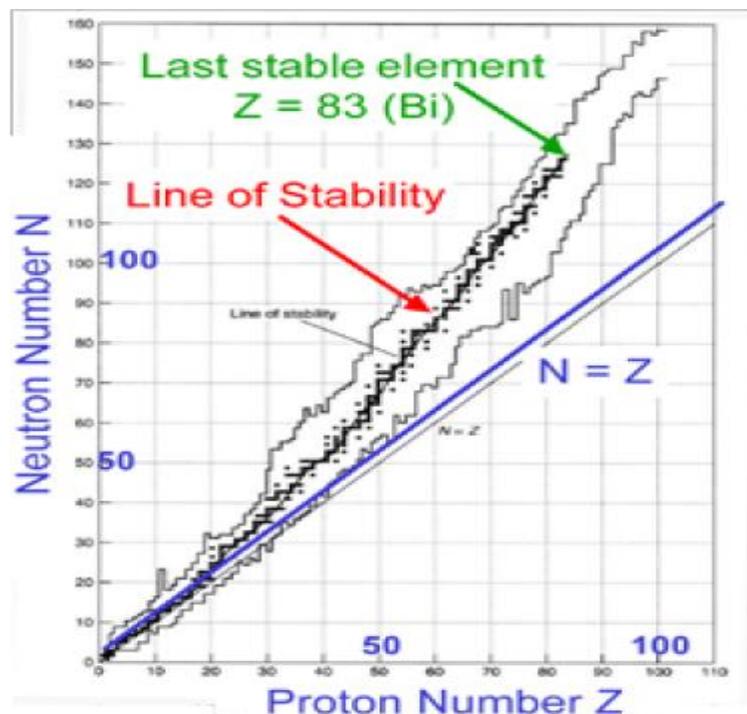


Figure 1.1 : Noyaux naturels stables dans le plan N-Z

1.2 Nombres magiques dans les noyaux

2, 8, 20, 28, 50, 82, 126 est la séquence des nombres dits magiques en physique nucléaire. Lorsque le nombre de protons, ou de neutrons, d'un noyau stable est magique on dit que ce noyau est magique. Ces nombres marquent la structure en couches de la matière nucléaire. Les noyaux ayant le nombre de neutrons et/ou de protons égale à un nombre magique semblent être particulièrement favorables en terme de stabilité. Les noyaux qui ont un nombre de neutron et de proton égal à un de ces nombres magiques se nomment 'doublement magique' et sont encore plus stables. Les noyaux magiques possèdent une grande énergie de liaison, ils sont donc très stables et de forme sphérique dans leurs états fondamentaux. L'énergie de séparation d'un proton ou d'un neutron dans de tels noyaux est plus élevée que celles de leurs voisins, leur premier état excité est aussi plus haut en énergie d'excitation.

1.3 Modèle en couches des noyaux sphériques : potentiel moyen

Le modèle à particules indépendantes, à base du modèle en couches, repose sur l'hypothèse qu'en première approximation tous les nucléons sont en mouvement indépendant dans un potentiel représentant l'interaction moyenne d'un nucléon avec les autres nucléons du noyau. Le potentiel de forme le plus simple est celui de l'oscillateur harmonique de la forme : $V_{O-H}(r) = \frac{1}{2} m \omega^2 r^2$. Ce potentiel reproduit seulement les trois premiers nombres magiques 2, 8 et 20. Une amélioration a été apportée en introduisant un terme représentant l'effet de bord $DL^2 (D < 0)$. Il a permis de lever la dégénérescence en L des solutions de l'oscillateur harmoniques [1].

En 1949, Goeppert-Mayer [2] (suite à une remarque de Fermi) ainsi que Haxel Jensen et Suess [3], proposaient l'ajout d'un troisième terme dit « spin-orbite » au potentiel moyen. En effet, ce couplage spin-orbite permet de lever la dégénérescence d'un niveau étiqueté par n et l et d'expliquer naturellement tous les nombres magiques de 2 à 126. L'hamiltonien d'un nucléon individuel « i » s'écrit alors :

$$h_i = T_i + \frac{1}{2} m \omega^2 r_i^2 + D l_i^2 + f(r) \vec{l}_i \cdot \vec{s}_i \quad (1-1)$$

En première approximation, l'hamiltonien du modèle de particules indépendantes peut

$$H_0 = \sum_i^A h_i \quad (1-2)$$

L'équation de Schrödinger a la forme suivante :

$$H_0 \Phi = E_0 \Phi \quad (1-3)$$

Les fonctions d'ondes propres de l'hamiltonien du nucléon « i » qui en résultent sont de la forme :

$$\phi_{nljm}^i(r, \sigma) = R_{nl}(r) \sum_{m_l, m_s} \langle l m_l \frac{1}{2} m_s | jm \rangle Y_l^{m_l}(\theta, \varphi) \chi_s^{m_s}(\sigma) \text{ avec } m = m_l + m_s \quad (1-4)$$

Les énergies correspondantes sont données par :

$$E_{nlj}^i = (N + \frac{3}{2})\hbar\omega + Dl(l+1)\hbar^2 + \frac{\hbar^2}{2} \langle f(r) \rangle_{nl} \begin{cases} -(l+1) \\ l \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} j = l - \frac{1}{2} \\ j = l + \frac{1}{2} \end{cases} \quad (1-5)$$

Avec $\hbar\omega = 41A^{-1/3}$ MeV.

Les couches de l'oscillateur harmoniques sont appelées couches majeures noté $n\hbar\omega$.

* La dégénérescence en $j = l \pm 1/2$ est levée, $\langle f(r) \rangle_{nl}$ est négatif, ce qui signifie que les états avec $j = l + 1/2$ sont toujours plus bas en énergie que les états ayant $j = l - 1/2$. À ce niveau, la dégénérescence des niveaux est $2j+1$. (Voir Figure 1-2):

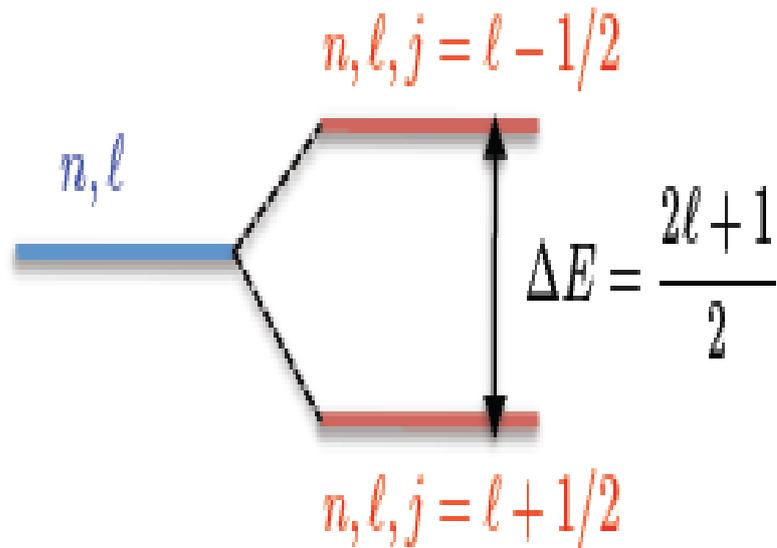


Figure 1.2 : la dégénérescence des niveaux $n l$.

Le spectre de niveaux individuels obtenu est représenté sur la Fig (1-3).

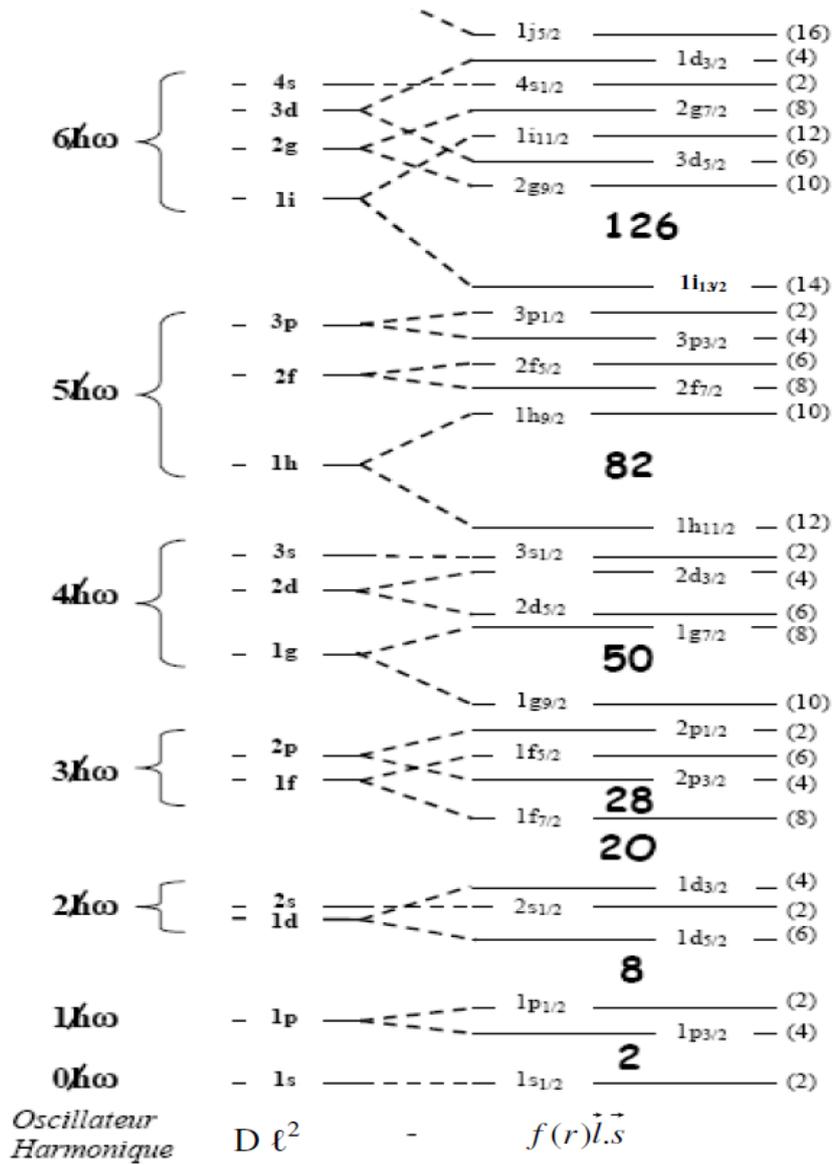


Figure 1.3 : Niveaux nucléaires schématiques du champ moyen avec un terme spin-orbite.

Au-delà du champ moyen

Le modèle de particules indépendantes (champ moyen) est applicable seulement pour des noyaux sphériques (couche fermée ou proche d'une couche fermée). Dans le cas d'un noyau à A nucléons en interaction, nous supposons que ces nucléons interagissent deux à deux. Le champ moyen sphérique fournit une vision globale d'ordre zéro de la structure de ce noyau. La description correcte d'un tel noyau nécessite de prendre en compte l'interaction à 2 corps. L'hamiltonien de ce noyau se met alors sous la forme :

$$H = \sum_{i=1}^A (T_i + U_i) + \left(\sum_{i>j}^A V_{ij} - \sum_{i=1}^A U_i \right) = H_0 + H_r = \sum_{i=1}^A h_i + H_r \quad (1-6)$$

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

T_i : L'énergie cinétique du nucléon i.

H_0 : Le mouvement indépendant des nucléons dans le noyau.

H_r :représente l'interaction résiduelle à 2 corps.

1.4 Ingrédients des modèles en couches

Tout calcul de modèle en couches nécessite donc la réalisation des trois points suivants [4]. (Voir Figure 1–4):

- ✓ Déterminer l'espace de valence (cœur inerte, couches actives).
- ✓ Développer une interaction effective compatible avec l'espace de valence.
- ✓ Un code de calcul pour construire et diagonaliser la matrice d'énergie.

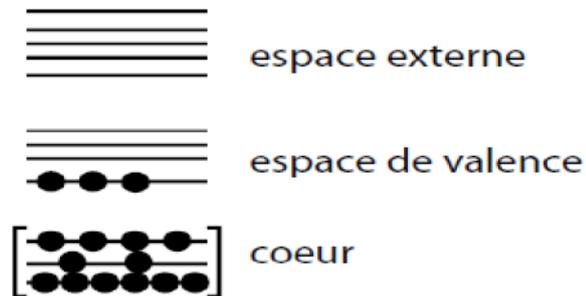


Figure 1.4 : Schéma des orbitaux formants le cœur, l'espace de valence et l'espace externe

L'espace de valence

L'espace de valence appelé aussi espace modèle doit contenir les degrés de liberté nécessaires à la description de certains états et de leurs propriétés dans un contexte donné. Certains espaces peuvent être adéquats pour décrire certains états et pas pour d'autres dans le même noyau [4]. Examinons quelques cas typiques des espaces modèles :

- **La couche p** est l'espace formé des deux orbitales $0p_{3/2}$ et $0p_{1/2}$, dans lequel peuvent être décrites les propriétés des noyaux avec $2 < N, Z < 8$, le cœur inerte est le ${}^4\text{He}$.
- **La couche sd** est l'espace composé des trois orbitales $0d_{5/2}, 1s_{1/2}$ et $0d_{3/2}$, seuls les états de parité positive des noyaux avec $8 < N, Z < 20$ sont décrits dans cet espace de valence, le cœur inerte est le ${}^{16}\text{O}$.
- **La couche pf** est l'espace contenant les quatre sous-couches $0f_{7/2}, 1p_{3/2}, 0f_{5/2}$ et $1p_{1/2}$ qui est adéquat pour les noyaux avec $20 < N, Z < 40$, le cœur inerte est le ${}^{40}\text{Ca}$.
- **La couche r_3g_7** est l'espace formé de $r_3 \equiv 1p_{3/2}, 0f_{5/2}$ et $1p_{1/2}$ et $g \equiv 0g_{9/2}$, r_p est l'ensemble des orbites nlj avec $p = 2n + l$ à l'exception de l'orbite $j_{\max} = (2p + 1)/2$, dans cet espace sont décrits les noyaux avec $28 < N, Z < 50$, le cœur inerte est le ${}^{56}\text{Ni}$.
- **La couche r_4h_9** est l'espace formé de $0g_{7/2}, 1d_{5/2}, 1d_{3/2}, 2s_{1/2}$ et $0h_{11/2}$ pour étudier les noyaux avec $50 < N, Z < 82$, le cœur inerte est le ${}^{100}\text{Sn}$.

Interaction effective

L'interaction nucléon-nucléon ne peut pas être utilisée directement à cause de la forte répulsion, pour les calculs de type modèle en couches. Ces calculs reposent donc sur la définition d'une interaction effective qui est fortement liée à l'espace de valence utilisé. Il y a deux types d'interactions effectives : les interactions effectives réalistes et les interactions

effectives phénoménologiques. Le premier type est produit à partir de potentiels réalistes tirés des résultats d'expériences de diffusion nucléon–nucléon. Le second type est obtenu en ajustant les énergies individuelles et les éléments de matrice à deux corps aux données expérimentales.

Codes du modèle en couches

Des codes de calcul de modèle en couches ont été développés. A notre connaissance, les codes les plus utilisés sont : ANTOINE [6], MSHELL [7] OXBASH [8], et NATHAN [6,9].

1.5 Transitions électromagnétiques

Les transitions électromagnétiques (TEM) sont l'un des moyens les plus sûrs de tester les fonctions d'onde nucléaires obtenues à l'aide d'une interaction donnée, car nous comprenons bien leur mécanisme qui est dû au couplage des nucléons au champ électromagnétique. Tout noyau dans un état initial possède une certaine probabilité de se désexciter vers un état final plus lié par une transition électromagnétique, c'est-à-dire par émission de rayonnements gamma " γ "[5].

En principe, les propriétés de transitions électromagnétiques peuvent être décrites par les modèles nucléaires. Lors de la transition électromagnétique d'un nucléon (l'opérateur est un opérateur à 1 corps) dans un noyau de masse A, entre le niveau initial (d'énergie d'excitation E_i , de moment angulaire total J_i et de parité π_i) et le niveau final (d'énergie d'excitation E_f , de moment angulaire total J_f et de parité π_f), le nucléon émet un photon γ d'énergie E_γ , de moment angulaire total L et de parité π_γ . La conservation du moment angulaire, d'énergie et de la parité impose que le moment angulaire L et la parité π_γ d'une transition γ satisfait aux relations suivantes [5] et (voir Figure 1–5):

$$E_\gamma = E_i - E_f, \quad |J_f - J_i| \leq L \leq J_f + J_i, \quad \pi_i \pi_\gamma \pi_f = +1 \quad (1-7)$$

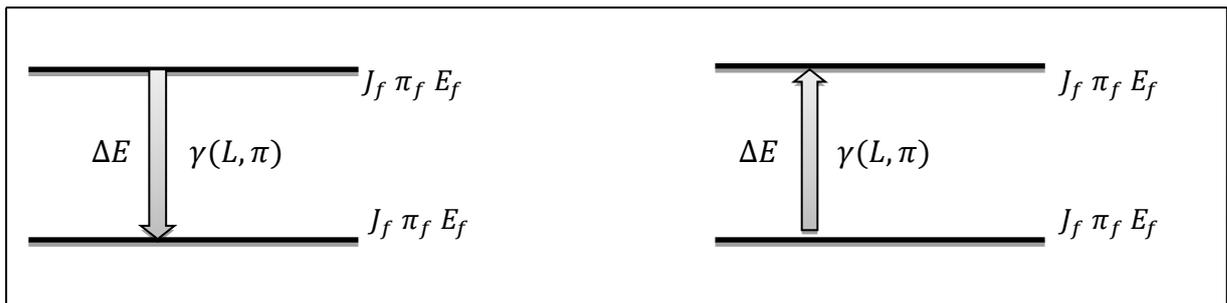


Figure 1.5 : Schéma de la transition électromagnétique $J_i^{\pi_i} \rightarrow J_f^{\pi_f}$

Le moment angulaire de la transition « L » est appelé multipolarité de la radiation. Le caractère de la radiation 2L –pole, Le multiple est du type électrique EL lorsque $\pi_\gamma = (-1)^L$ et du type magnétique ML lorsque $\pi_\gamma = (-1)^{L+1}$. Par conséquent, les transitions γ qui connectent des états de même parité auront des EL pairs et ML impairs. Il est possible de dériver l'expression des opérateurs de transition électromagnétique directement de l'expression

d'hamiltonien représentant l'interaction entre les densités de charge et de courant du noyau et le champ électromagnétique. La relation finale des opérateurs est alors donnée par [5] :

Opérateur électrique :

$$Q_{LM} = \sum_{j=1}^A e(j) r^L(j) Y_{LM}(r(j)) \quad (1-8)$$

Où $e(j)$ est la charge du nucléon j . Pour des nucléons libres, $e(j)$ vaut 0 pour les neutrons et e pour les protons [5].

Opérateur magnétique :

$$M_{LM} = \mu_N \sum_{j=1}^A \left[\frac{2}{L+1} g_l(j) l(j) + g_s(j) s(j) \right] \cdot \nabla_j [r^L(j) Y_{LM}(r(j))] \quad (1-9)$$

Avec μ_N , le magnéton nucléaire qui vaut : $\mu_N = \frac{e\hbar}{2mc}$

et m la masse du nucléon. $g_s(j)$ et $g_l(j)$ sont respectivement les facteurs gyromagnétiques de spin et orbital du nucléon j . Pour des nucléons libres leurs valeurs sont :

* $g_s(j) = 5.586$, $g_l(j) = 1$ pour un proton.

* $g_s(j) = -3.826$, $g_l(j) = 0$ pour un neutron.

Les unités des probabilités de transition réduites sont [6] :

Charges effectives

On sait par ailleurs que pour les transitions E_2 , les dimensions réduites de l'espace modèle considéré peuvent être compensées par l'introduction de charges "*effectives*". Les valeurs typiques de ces charges effectives pour une transition E_2 valent : $e_p=1.5e$ pour les protons et $e_n=0.5e$, pour les neutrons. Ces charges effectives, comme d'ailleurs les facteurs gyromagnétiques dépendent donc de l'espace modèle considéré et devraient retrouvées.

Nous avons présenté dans ce chapitre les notions de base du modèle en couches, permettant de décrire la structure nucléaire. Nous avons également montré la dépendance importante entre le choix adéquat de l'espace de valence et les codes ainsi que les différents types les interactions. Nous avons montré les différentes transitions électromagnétiques.

2.1 Etats normaux

Les états normaux dans les noyaux sd résultent de la distribution des nucléons actifs ($A-16$) au sein de la couche sd, sachant que les couches s et p sont remplies et inactives en formant un cœur inerte de « ^{16}O ». Ceci implique la configuration 0 particules–0 trous ($0p-0t$) d'où l'appellation d'états $0\hbar\omega$. Les noyaux de la couche sd possédant des états normaux ont alors une masse allant de 17 à 39.

2.2 Etats intrus

Deux types d'états intrus peuvent exister dans les noyaux sd. Ces états se différencient par leur parité positive ou négative mais possèdent un point commun du fait qu'ils résultent de la promotion de nucléons entre couches majeures. Leur description nécessite l'extension de l'espace de valence et du coup la construction d'une nouvelle interaction propre à cet espace.

2.2.1 Etats intrus de parité négative

Ces états, appelés aussi états $1\hbar\omega$, résultent de saut d'un seul nucléon (configuration $1p-1t$) entre deux couches majeures. En début de couche sd, pour les noyaux proches du ^{16}O , ces états résultent de la promotion d'un nucléon entre les couches p et sd. En fin de couche sd, pour les noyaux autour du ^{40}Ca , ces états résultent de saut d'un nucléon entre les couches sd et pf. Leur description n'est pas possible dans l'espace modèle sd (espace $0\hbar\omega$) mais requière un espace plus large qui renferme les couches majeures p, sd et pf. Les noyaux sd qui possèdent des états intrus $1\hbar\omega$ observés expérimentalement sont présentés sur la Fig(2–3).

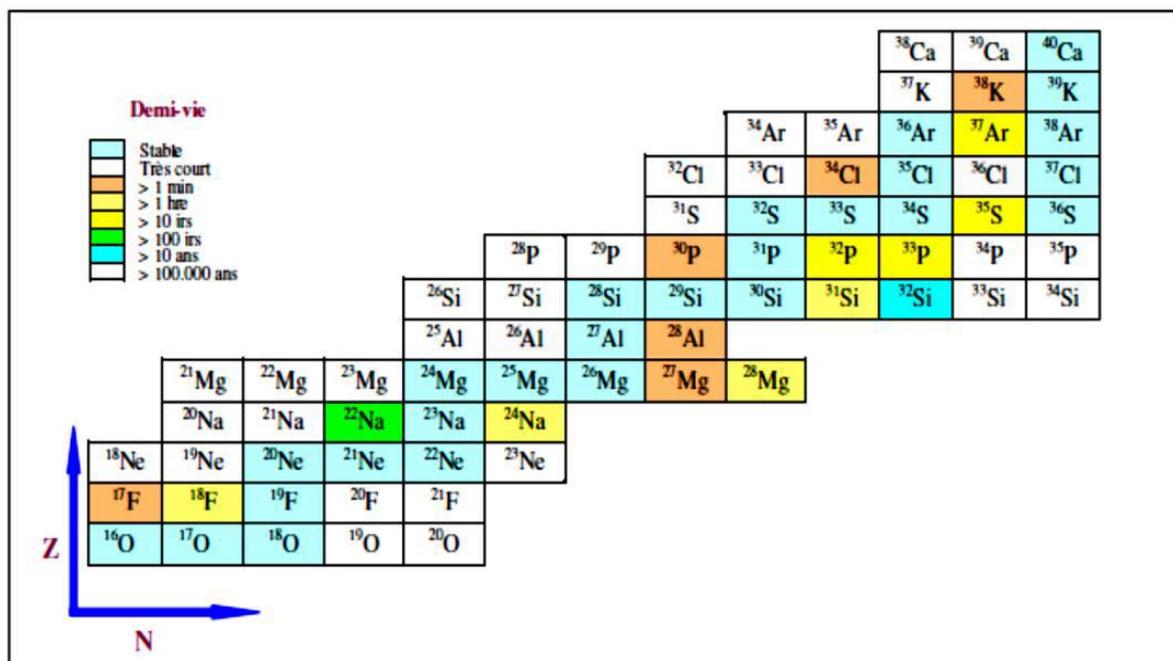


Figure 2.2 : Carte des noyaux sd avec des états intrus de parité négative connus [10].

Comme exemple illustrant la présence des différents états de parité positive et négative à basse énergie d'excitation, nous présentons sur la Fig (2–3) le spectre en énergie ainsi que les différentes occupations de couches pour le neutron célibataire du ^{17}O donnant

lieu aux spins de l'état fondamental et des premiers états excités. Notons que les protons ne sortent pas du cœur et ne contribuent donc pas en première approximation aux excitations à basse énergie. L'état fondamental $5/2^+$ et le premier état excité $1/2^+$ résultent d'un neutron dans les orbites $0d_{5/2}$ et $1s_{1/2}$, respectivement. Le saut du neutron de l'orbite $0p_{1/2}$ à l'orbite $0d_{5/2}$ donne un état intrus $1/2^-$.

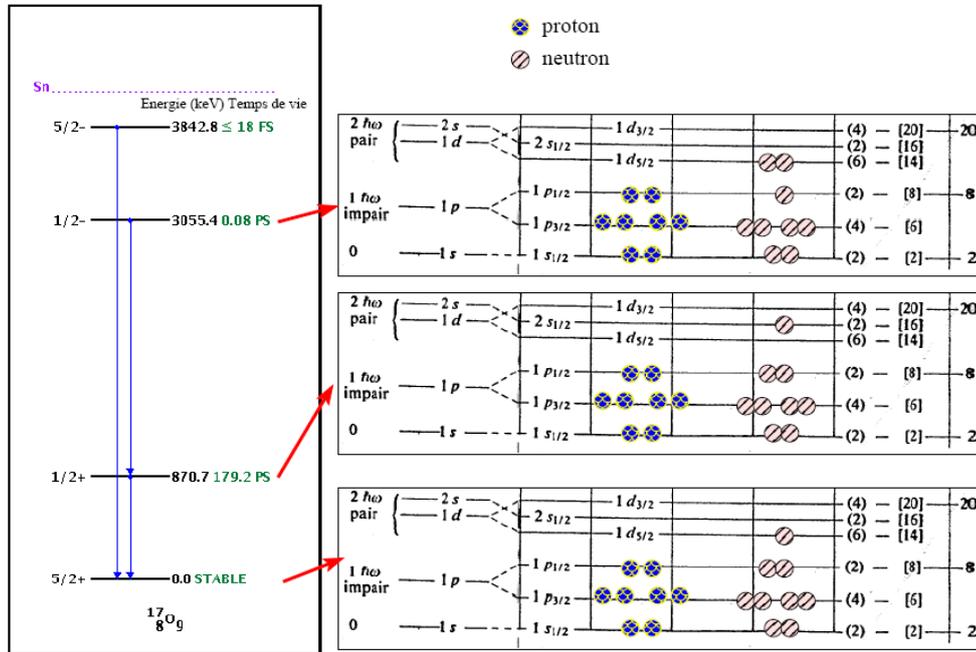


Figure 2.3 : Spectre des premiers états de ^{17}O et leurs configurations.

2.2.2 Etats intrus de parité positive

Dans un noyau sd, nous pouvons trouver éventuellement un état intrus de parité + dont la configuration est en dehors de l'espace de valence sd. Ce type de niveau possède une configuration du type $2p-2t$, $4p-4t$, ..., il est généralement déformé voir super-déformé ($8p-8t$) et contribue fortement au caractère collectif du noyau. Il se trouve que ces effets sont observés près et dans les noyaux doublement magiques ^{16}O et ^{40}Ca .

2.3 L'interaction PSDPF

La région des noyaux de la couche sd, délimitée par les noyaux doublement magique de ^{16}O et ^{40}Ca , possèdent un N et Z entre les nombres magiques 8 et 20, dont leurs nucléons de valence sont distribués sur les orbites $d_{5/2}$, $s_{1/2}$ et $d_{3/2}$.

L'utilisation de l'interaction USD [11] (ou encore USDA/B [12]) dont l'espace model sd avec un cœur de ^{16}O , fournit une image réaliste des états normaux dits états $0\hbar\omega$ dans les noyaux de la couche sd. Dans les mêmes noyaux, il existe également un ensemble d'états $1\hbar\omega$ de parité négatifs (états intrus). Leur description requière l'extension de l'espace de valence du sd à l'espace complet p-sd-pf avec un cœur de ^4He . Ceci exige le développement d'une interaction $1\hbar\omega$ convenable avec cet espace modèle. L'interaction décrivant de façon consistante les états normaux et intrus à travers toute la couche sd est l'interaction PSDPF développée par M. BOUHELAL [4, 13-15].

Afin d'illustrer les configurations des états normaux et intrus dans la région sd, nous prenons comme premier exemple, le cas du noyau de ^{40}Ca (voir Figure 2-4). L'état 0_1^- est le niveau excité intrus appelé "état $1\hbar\omega$ " (une configuration 1 particule - 1 trou ($1p-1t$)). Cet état résulte de la promotion soit d'un proton ou d'un neutron, avec la même probabilité car $N=Z$, de la sous-couche $d_{3/2}$ (de la couche majeure sd) à celle du $p_{3/2}$ (de la couche majeure fp). Les sous-couches fermées de la couche-sd donnent un spin $J^\pi=0^+$, et les 3 nucléons restants (3 protons ou 3 neutrons) dans $d_{3/2}$ se couplant à un $J^\pi=3/2^+$, alors dans ce cas le spin total du noyau est 0^- résultant du couplage des $3/2^-$ et $3/2^+$.

Le J obtenu comme suit : $|\frac{3}{2} - \frac{3}{2}| \leq J \leq \frac{3}{2} + \frac{3}{2}$ J=0 à 3.

La parité $\pi = \pi_1 * \pi_2 = (-) * (+) = -$

L'état intrus 0_2^+ résultant de l'excitation de 4 nucléons (2 protons et 2 neutrons) de la couche majeure sd à la couche majeure fp (excitation $4p-4t$) est appelé "état $4\hbar\omega$ ". Les sous-couches fermées donnent un spin $J=0$ et parité $\pi=+$, il reste 2 protons et 2 neutrons dans la couche $d_{3/2}$ se couplant à un $J^\pi=0^+$ et les 4 nucléons (2 protons-2 neutrons) de la couche $f_{7/2}$ donnent également un $J^\pi=0^+$. On dit dans ce cas que cet état est collectif.

Le J obtenu comme suit : $|\frac{3}{2} - \frac{3}{2}| \leq J \leq \frac{3}{2} + \frac{3}{2}$ J=0 à 3.

La parité $\pi = \pi_1 * \pi_2 = (+) * (+) = +$

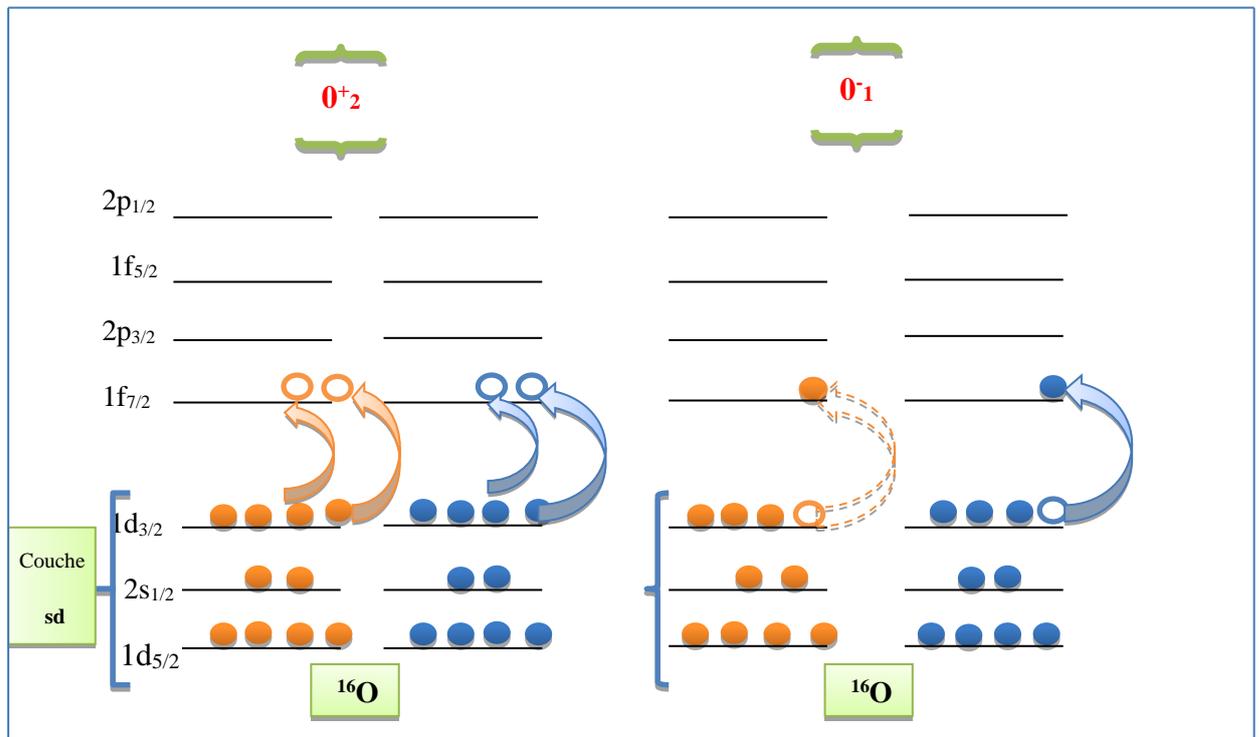


Figure 2.4 : Schématisation des premiers niveaux excités du ^{40}Ca .

L'état fondamentale 0_1^+ de ce noyau est obtenu avec la configuration suivante d'une probabilité égale à **88%** : $\pi (1d_{5/2})^6 (2s_{1/2})^2 \nu (1d_{5/2})^6 (2s_{1/2})^2 (1d_{3/2})^6$, qui est une configuration (0p-0t) et appelé état $0\hbar\omega$. Cependant, le premier état excité 0_1^+ de ce noyau est obtenu avec la

configuration suivante d'une probabilité égale à **86%** : $\pi(1d_{5/2})^6(2s_{1/2})^0(1d_{3/2})^2\nu(1d_{5/2})^6(2s_{1/2})^2(1d_{3/2})^6$, qui est une configuration $(0p-0t) 0\hbar\omega$.

Nous prenons comme deuxième exemple le cas du ^{36}S (voir Figure 2-5). L'état 0_1^- est le niveau excité de configuration $(1p-1t)$. Cet état résulte de la promotion d'un neutron de la sous-couche $1d_{3/2}$ à celle du $2p_{3/2}$ (avec une probabilité égale à **67%**). Les sous-couches fermées de neutrons et de protons ($1d_{5/2}, 2s_{1/2}$) de la couche sd donnent un spin $J^\pi=0^+$, et les 3 neutrons restants dans la $1d_{3/2}$ se couplant à un $J^\pi=3/2^+$, et celui transféré à la couche $2p_{3/2}$ aura un spin $J^\pi=3/2^-$. Alors dans ce cas le spin total du noyau est 0^- . Cet état est dit état $1\hbar\omega$.

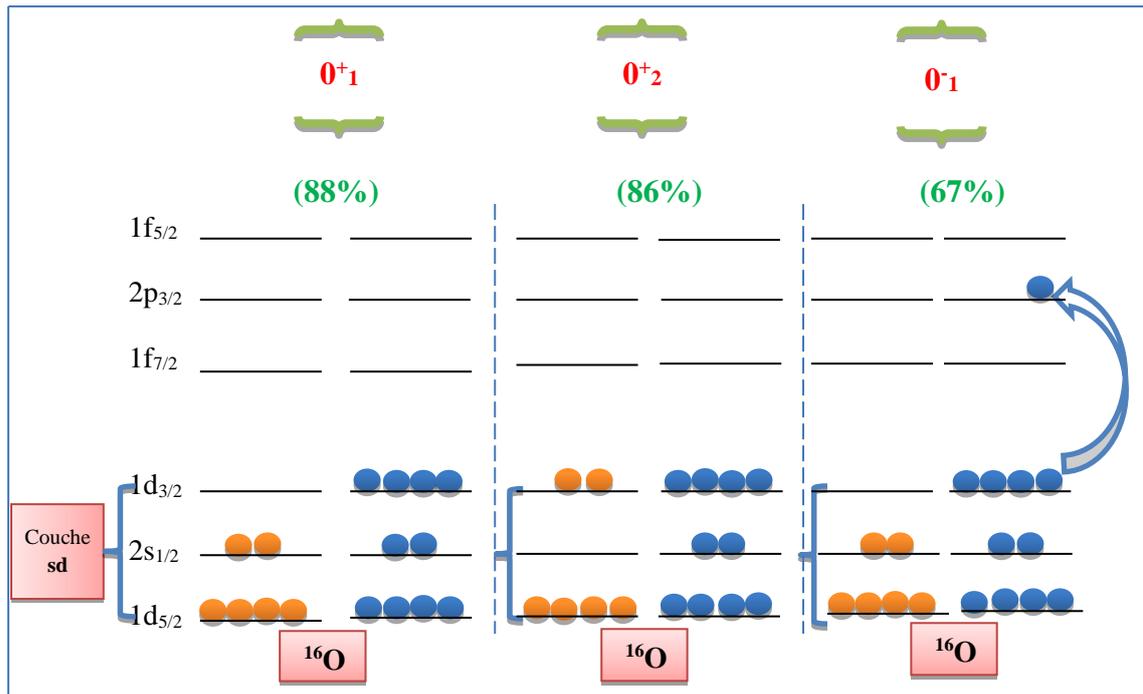


Figure 2.5 : Schématisation des premiers niveaux excités de ^{36}S .

2.4 Ingrédients de modèle en couche dans le cas des noyaux sd

- ✓ Espace de valence est l'espace complet p-sd-pf
- ✓ Interaction est l'interaction PSDPF
- ✓ Code de calcul : NATHAN

2.5 Application de l'interaction PSDPF

L'interaction PSDPF a été déterminée pour décrire, de façon cohérente, les états de parités positive et négative dans les noyaux de couche sd. Cette interaction a été utilisée pour calculer les spectres en énergie et les probabilités de transitions électromagnétiques issues des intrus dans les noyaux sd. Nous présentons dans les sections suivantes quelques exemples de l'utilisation de l'interaction PSDPF.

2.5.1 Les états 0^- dans les noyaux $N = Z$

Dans la Fig (2–6) est présentée la comparaison entre les énergies d'excitation expérimentales [10] et calculées avec PSDPF [4] des états intrus de spins 0 dans les noyaux $N = Z$ à travers la couche sd. Notons que les énergies expérimentales et calculées des premiers états 0^- sont indiquées en noir et en rouge, et celles des deuxièmes états 0^- en grenat et en bleu, respectivement. Les premiers états 0^- sont bien connus dans les noyaux impair-impair et sont situés à une énergie d'excitation relativement faible. Cet emplacement est bien reproduit avec notre interaction. Nous montrons sur la Fig (2–7), leurs probabilités d'occupation de couches dans les noyaux pair-pair et impair-impair.

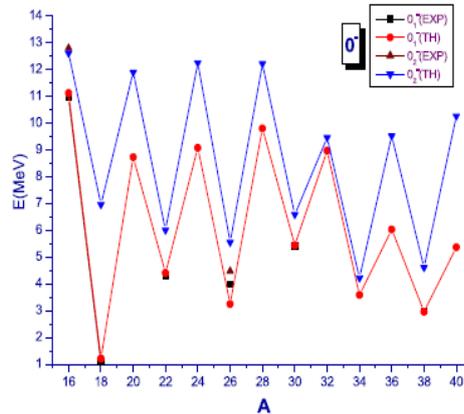


Figure 2.6 :Evolution des états 0^- dans les noyaux avec $N = Z$

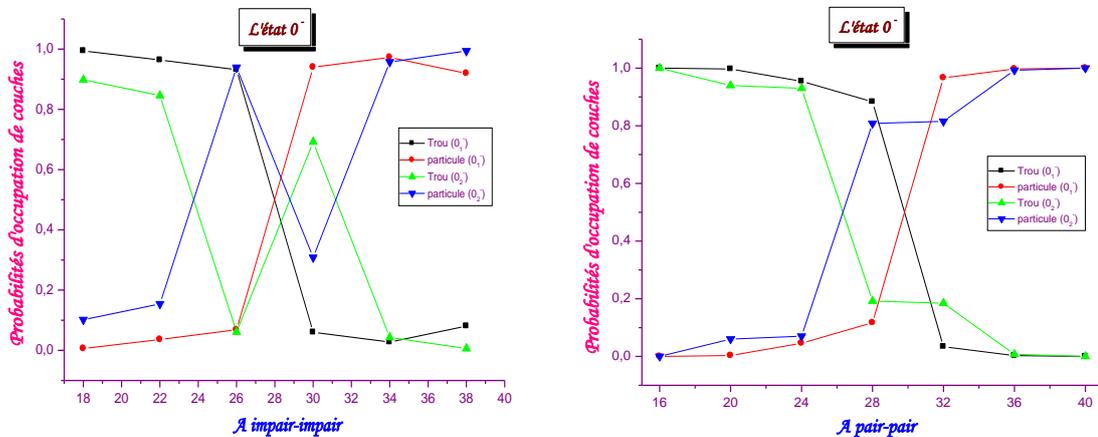


Figure 2.7 :Probabilités d'occupation de la couche p (trou) et de la couche pf (particule) des deux premiers états intrus avec $J = 0$. Dans les noyaux sd avec $N = Z$ pair-pair (à gauche) et impair-impair (à droite).

2.5.2 Prédiction des états 0^- dans les noyaux sd

Comme il est illustré sur la Fig (2–6), l'énergie de l'état 0^- est décroissante et devrait être à 5,09 MeV pour ^{40}Ca . Le spectre en énergie complet de ce noyau a été calculé jusqu'à 6 MeV [15]. La comparaison avec l'expérience [10] est montrée sur la Fig (2-8). Le spin et la parité des niveaux des noyaux doublement magique avec $N=Z=20$; ^{40}Ca sont bien établis et il

y a une correspondance un à un à l'exception de l'état 0^- prédit à 5,09 MeV. Cet état a une configuration $d_{3/2}^{-1}-p_{3/2}^1$ pure (voir Figure 2-4). Du point de vue expérimental, il y a un niveau de spin et parité inconnus à 5,35 MeV qui est un candidat pour être un 0^- .

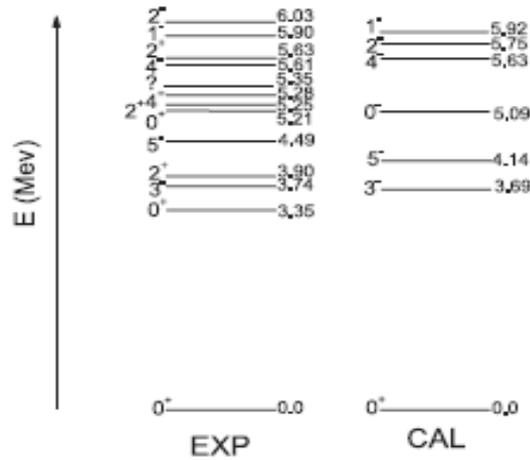


Figure 2.8 : Schéma de niveaux expérimentaux et calculés des états de parité positive et négative de ^{40}Ca .

Une autre application de l'interaction PSDPF, concerne la structure du noyau semi-magique ^{36}S avec $N = 20$. Le spectre en énergie expérimental [10] est comparé à celui calculé [4, 16, 17] sur la Fig(2-9) pour des énergies inférieures à 6 MeV des états de parité + et -.

Examinons le spectre des états - sur la Fig(2-9) (droite), on constate que les états calculés à 5.40 et 5.52 MeV avec $J^\pi = 0^-_1$ et 2^-_1 , respectivement, n'ont pas de correspondance expérimentale. L'état reporté dans la Ref.[10] à 5.34 MeV correspondrait à l'état 0^-_1 prédit à 5.40 MeV. Tandis que l'état à 5.51 MeV avec $J = (2-4)$ est en fait l'état 2^-_1 calculé à 5.52 MeV.

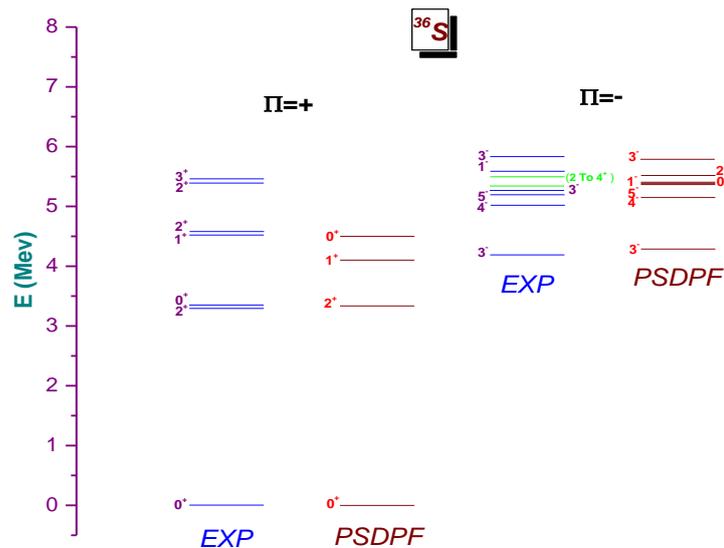


Figure 2.9 : Comparaison entre le spectre expérimental [10] et calculé du ^{36}S . Les états + sont indiqués sur la gauche et les états - sur la droite.

2.5.3 Utilisation de l'interaction PSDPF pour le calcul des TEM

L'une des applications d'interaction PSDPF les plus importantes dans le noyau de la couche sd est de calculer les grandeurs des TEM telles que: Les probabilités et les forces de transitions. Les TEM entre états de parité positive de type E_2 et M_1 ont été étudiées en utilisant les interactions USDA/B par Richter et al. [18]. Les TEM entre états de parités opposées de type E_3 ont été investiguées par Labidi [19]. Ces grandeurs utilisent des paramètres, (facteurs gyromagnétiques et charges effectives). Les paramètres des transitions E_2 et M_1 [18] et les charges effectives des transitions E_3 [19] sont présentés sur (la Fig2–10).

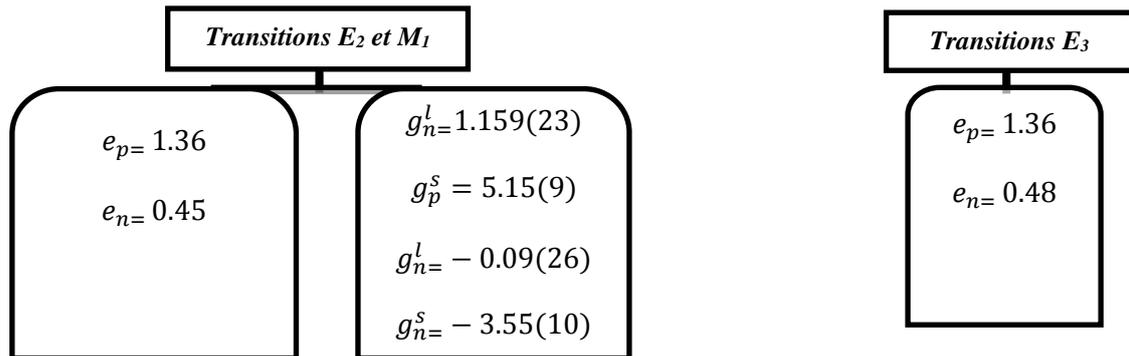


Figure 2.10 : Paramètres des transitions E_2 et M_1 [18] et les charges effectives des transitions E_3 [19]

Nous avons, dans ce chapitre, présenté un état de l'art des noyaux de la région des noyaux de la couche sd, caractérisés par la coexistence d'états normaux de parité positive et intrus de parité négative. Ces états peuvent être décrits simultanément en utilisant l'interaction $(0+1) \hbar\omega$ PSDPF. Quelques applications de cette interaction ont été discutées.

Nous avons utilisé l'interaction PSDPF pour étudier les états 0_2^+ et $0_{1,2}^-$ dans les noyaux à travers la couche sd. Avant de discuter nos résultats nous présentons dans le prochain chapitre une revue expérimentale de ces états connus dans les noyaux sd du ^{16}O au ^{40}Ca .

Chapitre 3

Etats 0^+_2 et $0^-_{1,2}$: Revue expérimentale

Nous nous intéressons dans notre travail à l'étude des états 0^+_2 et $0^-_{1,2}$ dans les noyaux à travers la couche sd. Les noyaux ayant Z–N pair–pair ont un état fondamental de $J^\pi=0^+$, et ça serait bien de connaître où se trouve le premier état excité 0^+ . Les états 0^- ont une grande importance et sont bien connus dans les noyaux impair–impair contrairement aux noyaux pair–pair. Il est intéressant d'étudier ces états à travers toute la couche sd. (Voir tableau 3–1).

Noyaux	E _{exp} (keV)			Rang			Noyaux	E _{exp} (keV)			Rang		
	0^+_2	0^-_1	0^-_2	0^+_2	0^-_1	0^-_2		0^+_2	0^-_1	0^-_2	0^+_2	0^-_1	0^-_2
$^{16}_8\text{O}$	6049	10957	12796	1	5	9	$^{26}_{13}\text{Al}$	/	3978	4480	/	1	3
$^{18}_8\text{O}$	3634	6880	/	3	7	/	$^{28}_{13}\text{Al}$	/	5406(0 à 2) ⁻	/	/	10	/
$^{20}_8\text{O}$	4456	/	/	4	/	/	$^{28}_{14}\text{Si}$	4980	15051 (0 à 6) ⁻	/	4	11	/
$^{22}_8\text{O}$	4909	7649 (0,1,2)	/	3	1	/	$^{30}_{14}\text{Si}$	3788	9688(0 à 3) ⁻	/	5	26	/
$^{19}_9\text{F}$	/	1081	/	/	1	/	$^{32}_{14}\text{Si}$	4984	/	/	4	/	/
$^{20}_9\text{F}$	/	7067 ?	/	/	15	/	$^{30}_{15}\text{P}$	/	5993(0, 1,2) ⁻	8209	/	5	19
$^{20}_{10}\text{Ne}$	6725	/	/	3	/	/	$^{32}_{15}\text{P}$	/	4410	8017	/	8	28
$^{22}_{10}\text{Ne}$	6235	/	/	8	/	/	$^{32}_{16}\text{S}$	3778	/	/	3	/	/
$^{24}_{10}\text{Ne}$	4767	/	/	4	/	/	$^{34}_{16}\text{S}$	3916	6685(0:3) ⁻	/	4	10	/
$^{26}_{10}\text{Ne}$	3815	/	/	4	/	/	$^{36}_{16}\text{S}$	3346	/	/	3	/	/
$^{22}_{11}\text{Na}$	/	4296 (0 ⁻)	/	/	4	/	$^{34}_{17}\text{Cl}$	/	8272	/	/	71	/
$^{24}_{11}\text{Na}$	/	4048	7086	/	4	22	$^{36}_{17}\text{Cl}$	/	3207 (0,3) ⁻	4031 (0,1, 2) ⁻	/	8	89
$^{24}_{12}\text{Mg}$	6432	/	/	6	/	/	$^{36}_{18}\text{Ar}$	9700	8806 (0, 1, 2,3) ⁻	9607 (0,1, 2) ⁻	26	29	49
$^{26}_{12}\text{Mg}$	3589	/	/	4	/	/	$^{38}_{18}\text{Ar}$	3378	6846 (0 : 4) ⁻	11374 (0- :4 ⁻)	3	25	185
$^{28}_{12}\text{Mg}$	3862	/	/	3	/	/	$^{38}_{19}\text{K}$	/	2993	4331	/	5	10
$^{30}_{12}\text{Mg}$	1788	/	/	/	/	/	$^{38}_{20}\text{Ca}$	3083	/	/	3	/	/
$^{32}_{12}\text{Mg}$	1058	/	/	/	/	/	$^{40}_{20}\text{Ca}$	3353	7972 (LE 3) 8359(0,1,2) ⁻	11261	2	22 28	145

Tableau 3.1 : Etats 0_2^+ et $0_{1,2}^-$ connus dans les noyaux de la couche sd

3.1 Etats 0_2^+ et $0_{1,2}^-$ connus expérimentalement

Nous avons fait une recherche, dans la compilation NDS [10], de tous les états 0_2^+ et $0_{1,2}^-$ connus expérimentalement dans les noyaux à travers toute la couche sd. Les énergies expérimentales de chacun des états 0_2^+ et $0_{1,2}^-$ sont présentées sur le Tableau (3-1). Le rang de chaque état par rapport aux états + pour le 0_2^+ et aux états - pour les $0_{1,2}^-$ est également présenté sur ce Tableau. Nous nous intéressons aux états 0_2^+ seulement dans les noyaux pair-pair. Sur ce Tableau, les noyaux pair-pair sont colorés en bleu et les impairs-impairs sont colorés en noir ; les noyaux avec $N=Z$ sont colorés en rouge. Pour quelques noyaux qui ne possèdent pas d'états 0_2^+ et $0_{1,2}^-$ bien déterminés, nous avons pris en compte les états incertains. Le calcul de l'énergie d'excitation de ces états permet de confirmer les états incertains et de faire même une prédiction des 0_2^+ et $0_{1,2}^-$ inconnus. Nous avons en tout rassemblé 37 noyaux possédant des états 0_2^+ et/ou $0_{1,2}^-$ connus ou incertains dont 13 noyaux avec $N = Z$, ces noyaux sont présentés sur la Fig (3-1). Nous citons dans la suite nos remarques pour chaque état séparément.

Cas de 0_2^+

Le 0_2^+ est connu expérimentalement dans 23 noyaux, présentés sur la Fig (3-2). Tous les noyaux pair-pair avec $N=Z$ possèdent des états 0_2^+ bien déterminés. Nous remarquons sur le Tableau (3-1) que les énergies d'excitation de l'état 0_2^+ sont en-dessous de 7.0 MeV dans la plupart des noyaux. Cet état est le premier niveau excité seulement dans le ^{16}O .

Cas de 0_1^-

Le Tableau (3-1) montre que l'état 0_1^- est connu expérimentalement dans 8 noyaux dont 2 sont pair-pair, présentés sur la Fig(3-3). Seulement 5 noyaux avec $N=Z$ ont des états 0_1^- connus ou incertains. Les énergies d'excitation de cet état varient de ~ 1 MeV dans ^{18}F à ~ 15 MeV dans ^{28}Si .

Cas de 0_2^-

L'état 0_2^- est connu expérimentalement, d'après le Tableau (3-1), dans 7 noyaux dont 3 sont impair-impair, présentés sur la Fig(3-4). Uniquement 4 noyaux avec $N=Z$ ont des états 0_2^- certains ou incertains. Les énergies d'excitation de cet état varient de ~ 4 MeV dans à ~ 12 MeV.

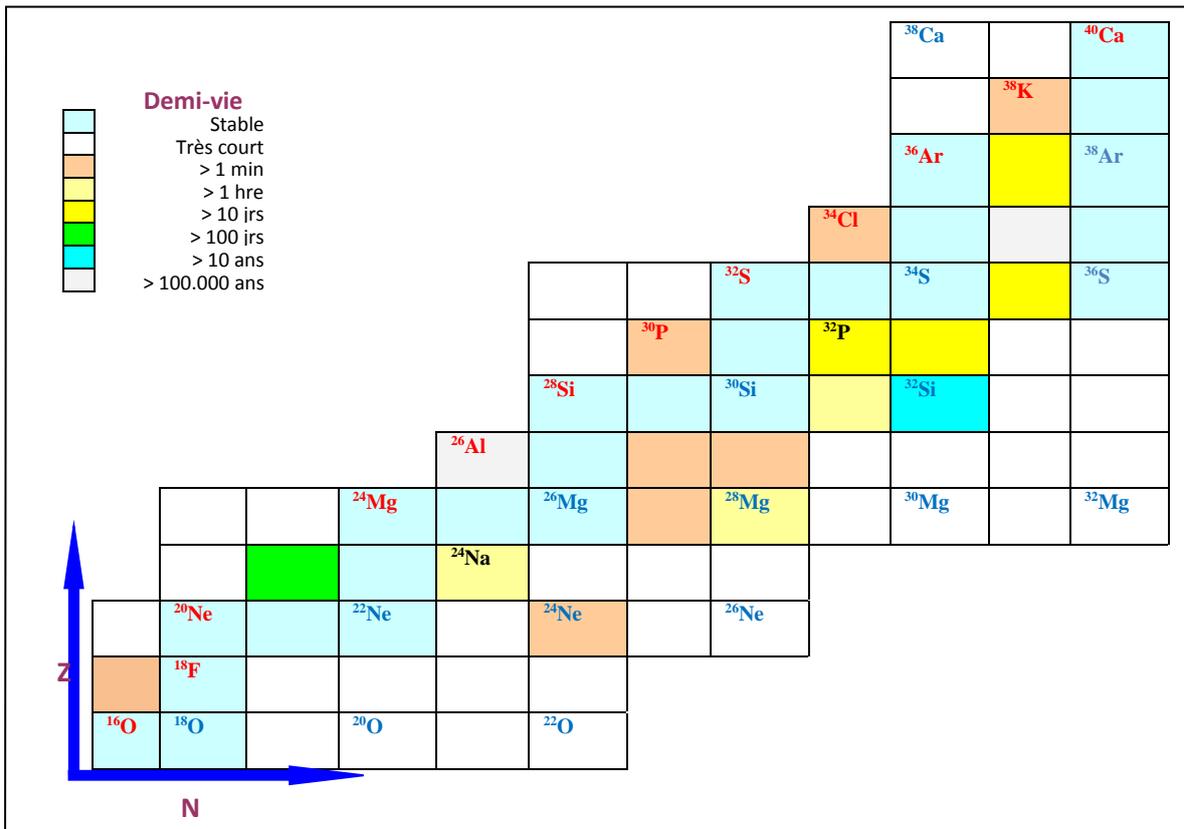


Figure 3.1 : Noyaux sd possédants des états 0_2^+ et $0_{1,2}^-$ connus expérimentalement [10].

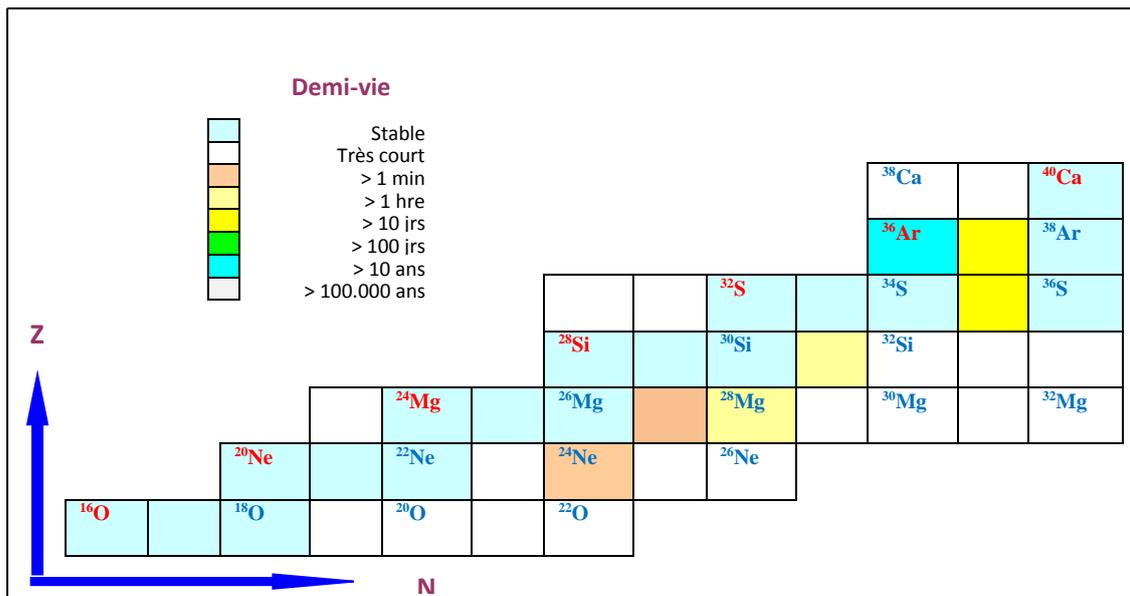


Figure 3.2 : Noyaux sd ayant des états 0_2^+ connus expérimentalement [10].

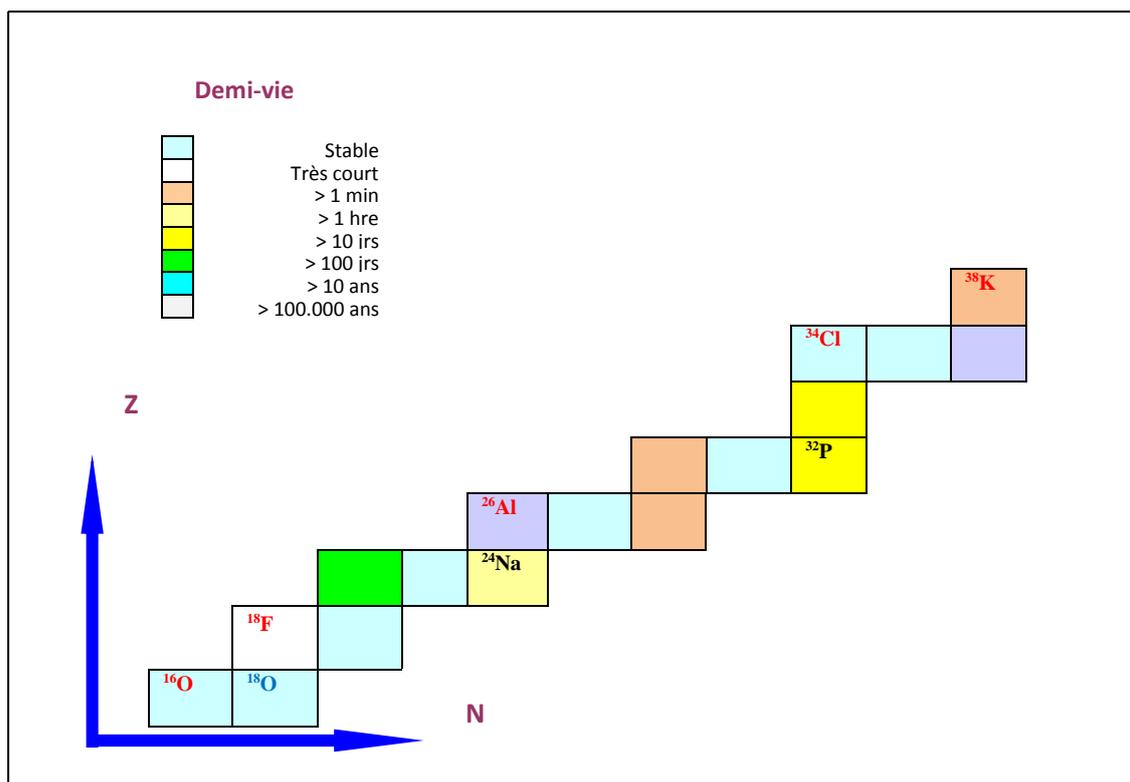


Figure 3.3 : Noyaux sd ayant des états 0_1^- connus expérimentalement[10].

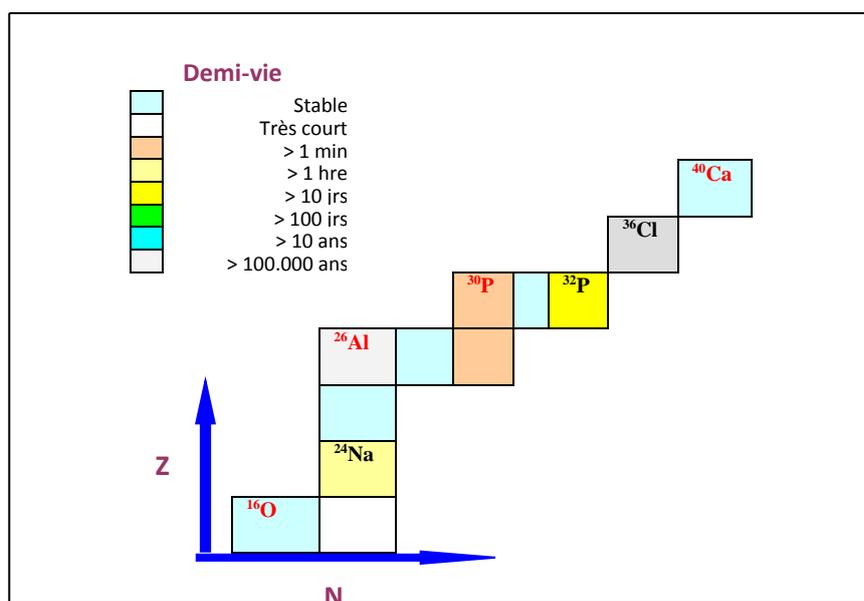


Figure 3.4 : Noyaux sd ayant des états 0_2^- connus expérimentalement[10].

3.2 Transitions électromagnétiques issues des états 0_2^+ , $0_{1,2}^-$ connues dans les noyaux sd

Nous avons, pour chaque état 0_2^+ et $0_{1,2}^-$ connu, cherché ses transitions γ [10], si elles sont connues bien sûr et les regroupées dans le Tableau (3-2).

N	Etat initial (E _i) [keV]		E _γ	Etat final (E _f) [keV]			N	Etat initial (E _i) [keV]		E _γ	Etat final (E _f) [keV]		
	E _{exp}	J _i ^π		J _f ^π	E _{exp}	TEM		E _{exp}	J _i ^π		J _f ^π	E _{exp}	TEM
¹⁶ ₈ O	6049	0 ₂ ⁺	6048	0 ⁺	0.0	M ₁	²⁶ ₁₃ Al	3978	0 ₁ ⁻	1906	1 ⁺	2072	E ₁
	10957	0 ₁ ⁻	3840	1 ⁻	7117	E ₀		4480	0 ₂ ⁻	2740	1 ⁺	1740	E ₁
	12796	0 ₂ ⁻	5678	1 ⁻	7117	M ₁							
¹⁸ ₈ O	3634	0 ₂ ⁺	1652	2 ⁺	1982	E ₂	²⁸ ₁₃ Al	5406 (0 à 2) ⁻	0 ₁ ⁻	/	/	/	/
	6880	0 ₁ ⁻	2424	1 ⁻	4456	/							
²⁰ ₈ O	4456	0 ₂ ⁺	/	/	/	/	²⁸ ₁₄ Si	4980	0 ₂ ⁺	3201	2 ⁺	1779	E ₂
								15051 (0 à 6) ⁻	0 ₁ ⁻	/	/	/	/
²² ₈ O	4909 ? (0 ⁺)	0 ₂ ⁺	1710	2 ⁺	3199	/	³⁰ ₁₄ Si	3788	0 ₂ ⁺	1552	2 ⁺	2235	E ₂
	7649(0,1,2)	0 ₁ ⁻	/	/	/	/		9688 (0 à 3)	0 ₁ ⁻	2944	1 ⁻	6744	/
¹⁸ ₉ F	1081	0 ₁ ⁻	1081	1 ⁺	0.0	E ₁	³² ₁₄ Si	4984	0 ₂ ⁺	3042	2 ⁺	1941	E ₂
²⁰ ₉ F	7067 ?	0 ₁ ⁻	/	/	/	/	³⁰ ₁₅ P	5993 (0,1,2) ⁻	0 ₁ ⁻	/	/	/	/
								8209	0 ₂ ⁻	/	/	/	/
²⁰ ₁₀ Ne	6725	0 ₂ ⁺	5090	2 ⁺	1634	E ₂	³² ₁₅ P	4410	0 ₁ ⁻	3260	1 ⁺	1149	/
								8017(0)	0 ₂ ⁻	/	(0)	/	/
²² ₁₀ Ne	6235	0 ₂ ⁺	905	1 ⁺	5330	/	³² ₁₆ S	3778	0 ₂ ⁺	1549	2 ⁺	2231	E ₂
²⁴ ₁₀ Ne	4767	0 ₂ ⁺	2784.9	2 ⁺	1982	E ₂	³⁴ ₁₆ S	3916	0 ₂ ⁺	1789	2 ⁺	2128	E ₂
								6685 (0;3) ⁻	0 ₁ ⁻	929	1 ⁻	5756	/
²⁶ ₁₀ Ne	3815(0 ⁺)	0 ₂ ⁺	1797	2 ⁺	2018	E ₂	³⁶ ₁₆ S	3346	0 ₂ ⁺	3346	0 ⁺	0.0	E ₀
²² ₁₁ Na	4296 (0)	0 ₁ ⁻	1725	2 ⁻	2572	E ₂	³⁴ ₁₇ Cl	8272	0 ₁ ⁻	/	/	/	/
²⁴ ₁₁ Na	4048	0 ₁ ⁻	3576	1 ⁺	472	E ₁	³⁶ ₁₇ Cl	3207(0 :3) ⁻	0 ₁ ⁻	1256	2 ⁻	3660	/
	7086	0 ₂ ⁻	/	/	/	/		4032 (0,1,2) ⁻	0 ₂ ⁻	/	/	/	/
²² ₁₂ Mg	5954	0 ₂ ⁺	/	/	/	/	³⁶ ₁₈ Ar	8806 (0,1, 2,3) ⁻	0 ₁ ⁻	6835	/	1970	/
								9607 (0, 1,2) ⁻	0 ₂ ⁻	1896	/	7710	/
								9700	0 ₂ ⁺	/	/	/	/
²⁴ ₁₂ Mg	6432	0 ₂ ⁺	2193	2 ⁺	4238	E ₂	³⁸ ₁₈ Ar	3378	0 ₂ ⁺	1209	2 ⁺	2168	E ₂
								6846(0,4)	0 ₁ ⁻	1762	(2 :	5084	E ₂
								11374 (0:4 ⁺)	0 ₂ ⁻	7470	2 ⁻	6904	/
²⁶ ₁₂ Mg	3589	0 ₂ ⁺	1780	2 ⁺	1809	E ₂	³⁸ ₁₉ K	2993	0 ₁ ⁻	2535	1 ⁺	459	E ₁
								4331 (0;4 ⁺)	0 ₂ ⁻	400	2 ⁻	3931	/
²⁸ ₁₂ Mg	3862	0 ₂ ⁺	2389	2 ⁻	1474	E ₂	³⁸ ₂₀ Ca	3084	0 ₂ ⁺	871	2 ⁺	2213	/
³⁰ ₁₂ Mg	1788	0 ₂ ⁺	306	2 ⁺	1483	E ₂	⁴⁰ ₂₀ Ca	3353	0 ₂ ⁺	3353	0 ⁺	0.0	E ₀
								7973 (LE 3) ⁻	0 ₁ ⁻	/	/	/	/
³² ₁₂ Mg	1058	0 ₂ ⁺	172	2 ⁺	886	E ₂		8359(0, 1,2) ⁻	0 ₂ ⁻	1405	/	6950	/

Tableau 3.2 : Transitions électromagnétiques issues des états 0₂⁺ et 0_{1,2}⁻ connues expérimentalement dans les noyaux sd [10].

Les TEM des états 0_2^+ sont bien déterminées dans tous les noyaux sd pair-pair montrés sur le Tableau (3–2). Les TEM issues des états 0_1^- sont également connues dans la plupart des noyaux sd, principalement les noyaux impair-impair. Ce n'est pas le cas pour les états 0_2^- où leurs TEM sont connues dans quelques noyaux de fin de couche sd.

En conclusion : nous soulignons que les états 0^- sont bien connus principalement dans les noyaux impair-impair. Certains noyaux n'ont pas d'états 0^- bien étudiés expérimentalement, et quelques autres n'ont aucun état 0^- observés.

Le calcul des énergies d'excitation des états 0_2^+ et $0_{1,2}^-$ dans tous ces noyaux sd en utilisant l'interaction PSDPF [13] est primordial. L'étude théorique de ces états nous permet de voir comment cette interaction reproduit les états connus, confirmer ceux incertains et prédire ceux qui ne sont pas observés. Cette étude sera présentée avec une discussion détaillée dans le prochain chapitre.

Chapitre 4

ETUDE DES ETATS 0^+_2 ET $0^-_{1,2}$: DESCRIPTION ET PREDICTIONS

L'interaction PSDPF a eu un grand succès dans la description des états 0 et $1 \hbar\omega$ dans les noyaux à travers toute la couche *sd*. Nous avons donc utilisé cette interaction pour étudier les états + et - avec $J=0$, difficilement à observer. Nous avons rassemblé dans le chapitre précédent toutes les énergies d'excitation connues de ces états à travers toute la couche *sd*, du ^{16}O au ^{40}Ca . Nous allons dans ce chapitre présenter les résultats de calcul et les discuter selon les données expérimentales.

4.1 Description des états 0^+_2 et $0^-_{1,2}$ dans les noyaux *sd*

Nous avons calculé, en utilisant l'interaction PSDPF, les énergies d'excitation ainsi que les fonctions d'onde des premiers états de spin 0 : 0^+_2 dans les noyaux *sd* pairs, 0^-_1 et 0^-_2 dans tous les noyaux *sd*. La comparaison entre nos résultats et les données expérimentales [10] est présentée sur les Tableaux : (4-1) pour le 0^+_2 , (4-2) pour le 0^-_1 et (4-3) pour le 0^-_2 . Dans les Tableaux, nous avons rajouté une colonne pour mettre les énergies d'excitation prédites. Notons que tous calcul a été réalisé en utilisant le code NATHON [6, 9]. Nous avons pris en considération dans nos prédictions les points suivants :

- La région de l'énergie théorique et le rang de l'état
- Les TEM, ce qui contribue à confirmer les résultats prédits
- Les expériences qui ont abouti à cette énergie d'excitation de l'état concerné

Nous allons discuter les résultats cas par cas pour chaque état. La déviation du calcul de l'expérience peut être exprimée en fonction du RMSD "*Root Mean Square Deviation*" donné

par:
$$RMSD = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{k=1}^N \frac{(S_{Exp}^k - S_{Th}^k)^2}{erreur^k}}$$

Cas des états 0^+

Nous avons calculé le deuxième état 0^+ dans les noyaux *sd* pairs avec $N = Z, Z+2, Z+4$ et $Z+6$. La comparaison des énergies d'excitation expérimentales [10] et calculées est présentée sur le Tableau (4-1) et la Fig (4-1). Dans le Tableau est ajouté également les configurations de cet état dans chaque noyau. L'état 0^+ n'est connu dans aucun noyau avec $N = Z+4, Z+6$. Si on revient à la Fig (4-1), on constate que pour tous les noyaux *sd* pairs l'état 0^+_2 est observé à basse énergie d'excitation généralement inférieure à ~ 7000 (keV). L'accord expérience - théorie est excellent. Une exception a été trouvée dans le ^{36}Ar qui sera discuté ci-dessous. Notons que les états prédits à des énergies d'excitation plus hautes que l'expérience de > 500 keV sont des états collectifs de type *np-nt*. Ces états ne rentrent pas dans notre espace modèle *p-sd-pf* et ne peuvent donc pas être décrit avec l'interaction $(0+1)\hbar\omega$ PSDPF.

N	J_{exp}^{π}	EexpkeV	J_{th}^{π}	E thkeV	ΔE keV	EprékeV	ΔE_{keV}	Configuration
¹⁸ O	0 ⁺	3634	0 ⁺ ₂	4814	1180			(78%) $\nu(1d_{5/2})^2(1s_{1/2})^0(1d_{3/2})^0$ $\pi(1d_{5/2})^0(1s_{1/2})^0(1d_{3/2})^0$
²⁰ O	0 ⁺	4456	0 ⁺ ₂	5545	1089			
²² O	(0+)	4909 ?	0 ⁺ ₂	4916	7			
²⁰ Ne	0 ⁺	6725	0 ⁺ ₂	6455	-270			(32%) $\nu(1d_{5/2})^2(1s_{1/2})^0(1d_{3/2})^0$ $\pi 1d_{5/2})^2(1s_{1/2})^0(1d_{3/2})^0$
²² Ne	0 ⁺	6235	0 ⁺ ₂	6273	38			(18%) $\nu(1d_{5/2})^4(1s_{1/2})^0(1d_{3/2})^0$ $\pi(1d_{5/2})^2(1s_{1/2})^0(1d_{3/2})^0$
²⁴ Ne	0 ⁺	4767	0 ⁺ ₂	5065	298			
²⁶ Ne	(0+)	3815	0 ⁺ ₂	4313	498			
²⁴ Mg	0 ⁺	6432	0 ⁺ ₂	7192	760			(14%) $\nu(1d_{5/2})^2(1s_{1/2})^2(1d_{3/2})^0$ $\pi(1d_{5/2})^2(1s_{1/2})^2(1d_{3/2})^0$
²⁶ Mg	0 ⁺	3589	0 ⁺ ₂	3829	240			
²⁸ Mg	0 ⁺	3862	0 ⁺ ₂	4034	172			(27%) $\nu(1d_{5/2})^6(1s_{1/2})^2(1d_{3/2})^0$ $\pi(1d_{5/2})^4(1s_{1/2})^0(1d_{3/2})^0$
³⁰ Mg	0 ⁺	1788	0 ⁺ ₂	5655	3867			
³² Mg	0 ⁺	1058	0 ⁺ ₂	7584	6526			
²⁸ Si	0 ⁺	4980	0 ⁺ ₂	4801	-179			(41%) $\nu(1d_{5/2})^6(1s_{1/2})^0(1d_{3/2})^0$ $\pi(1d_{5/2})^6(1s_{1/2})^0(1d_{3/2})^0$
³⁰ Si	0 ⁺	3788	0 ⁺ ₂	4061	273			(27%) $\nu(1d_{5/2})^6(1s_{1/2})^0(1d_{3/2})^2$ $\pi(1d_{5/2})^6(1s_{1/2})^0(1d_{3/2})^0$
³² Si	0 ⁺	4984	0 ⁺ ₂	5186	202			(32%) $\nu(1d_{5/2})^6(1s_{1/2})^2(1d_{3/2})^2$ $\pi(1d_{5/2})^6(1s_{1/2})^0(1d_{3/2})^0$
³⁴ Si			0 ⁺ ₂	7123				(81%) $\nu(1d_{5/2})^6(1s_{1/2})^2(1d_{3/2})^4$ $\pi(1d_{5/2})^6(1s_{1/2})^2(1d_{3/2})^0$
³² S	0 ⁺	3778	0 ⁺ ₂	3550	-228			(38%) $\nu(1d_{5/2})^6(1s_{1/2})^2(1d_{3/2})^0$ $\pi(1d_{5/2})^6(1s_{1/2})^2(1d_{3/2})^0$
³⁴ S	0 ⁺	3916	0 ⁺ ₂	3747	-169			(49%) $\nu(1d_{5/2})^6(1s_{1/2})^2(1d_{3/2})^2$ $\pi(1d_{5/2})^6(1s_{1/2})^2(1d_{3/2})^0$
³⁶ S	0 ⁺	3346	0 ⁺ ₂	4498	1152			(87%) $\nu(1d_{5/2})^6(1s_{1/2})^2(1d_{3/2})^4$ $\pi(1d_{5/2})^6(1s_{1/2})^2(1d_{3/2})^0$
³⁶ Ar	0 ⁺	9700	0 ⁺ ₂	4641	-5059	4329 (0,1,2) ⁺	316	(29%) $\nu(1d_{5/2})^6(1s_{1/2})^2(1d_{3/2})^2$ $\pi(1d_{5/2})^6(1s_{1/2})^2(1d_{3/2})^2$
³⁸ Ar	0 ⁺	3378	0 ⁺ ₂	6078	2700			(95%) $\nu(1d_{5/2})^6(1s_{1/2})^2(1d_{3/2})^4$ $\pi(1d_{5/2})^6(1s_{1/2})^0(1d_{3/2})^4$

Tableau 4.1 Comparaison expérience versus théorie des énergies d'excitation (en keV) des états 0⁺₂ dans les noyaux pairs de la couche sd. RMSD= 252 keV.

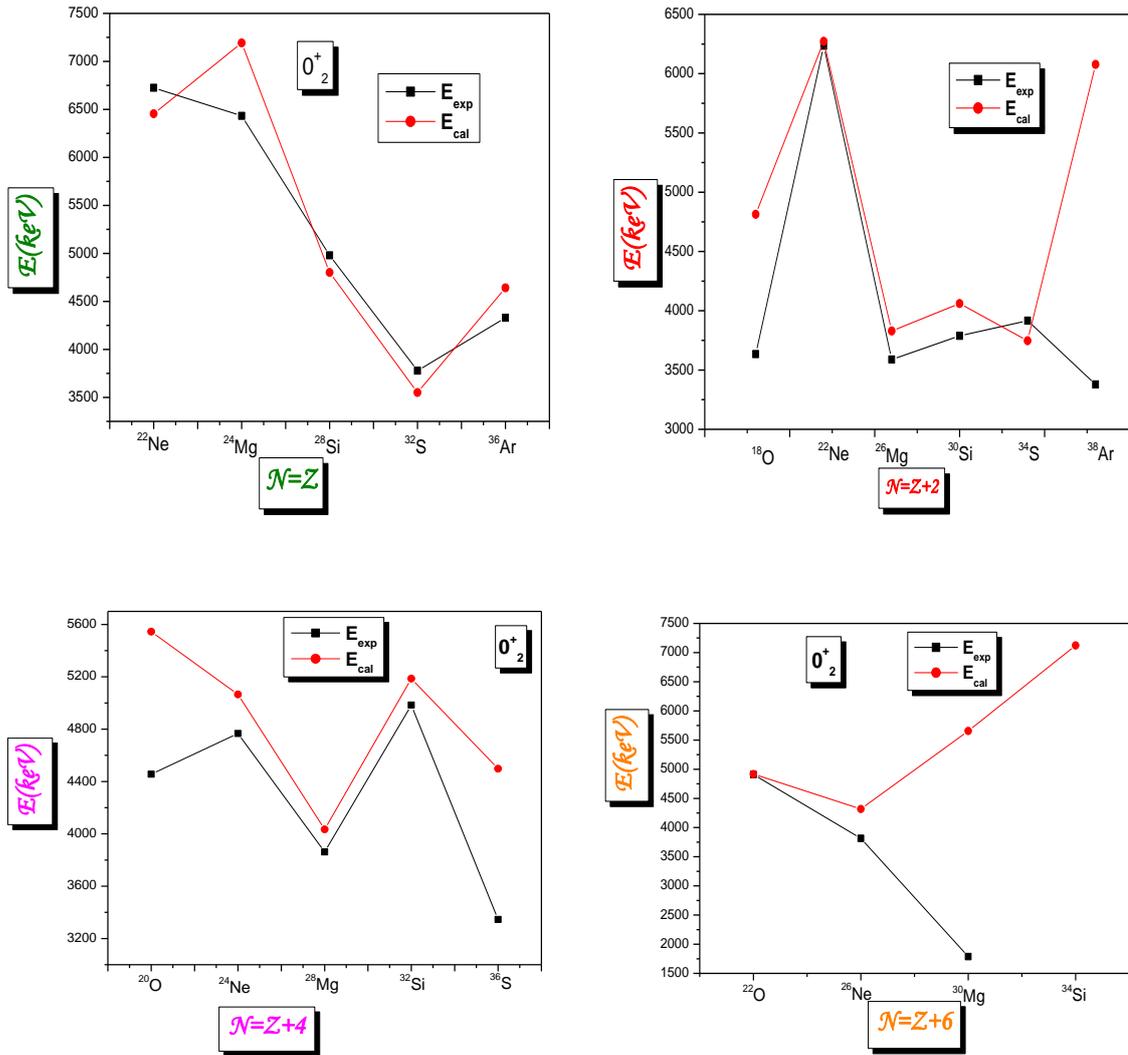


Figure 4.1: Comparaison entre les énergies d'excitation expérimentales (en noir) et calculées (en rouge) du premier état 0^+_2 dans les noyaux sd avec $N=Z$ (à gauche) et $N = Z+2$ (à droite).

^{36}Ar : le 0^+_2 confirmé est observé à 9700 keV et son contrepartie théorique est à 4641 keV, nous pensons que cet état n'est pas le 0^+_2 . Nous avons examiné son spectre expérimental et avons trouvé 2 états de J^π incertains qui peuvent être des candidats, le 1^{er} à 4329 keV de $J^\pi = (0,1,2)^+$ et le second est observé à 5194 keV de $J^\pi = 0^+, 1^+, 2^+, 3^+$.

Nous remarquons sur ce Tableaux qu'il y a une correspondance un à un des états bien connus. Nous pouvons confirmer les états incertains, ceux entre parenthèse.

Cas des états 0_1

N	J^π_{exp}	E_{exp}	J^π_{th}	E_{th}	ΔE	$E_{pré}$	$\Delta E_{pré}$	N	J^π_{exp}	E_{exp}	J^π_{th}	E_{th}	ΔE	$E_{pré}$	$\Delta E_{pré}$
¹⁶ O	0 ⁻	10957	0 ₁	11123	166			²⁸ Mg			0 ₁	6519		6599*	-80
¹⁸ O	0 ⁻	6880	0 ₁	6509	-371			³⁰ Mg			0 ₁	3621		3304	317
²⁰ O			0 ₁	6509				³² Mg			0 ₁	3034			
²² O	(0 ⁻ ,1 ⁻ ,2 ⁻)	7649	0 ₁	7381	-268			²⁶ Al	0 ₁	3978	0 ₁	3254	-724		
²⁴ O			0 ₁	7655				²⁸ Al	(0 à 2) ⁻	5406	0 ₁	3472	-1934	3601*	-129
¹⁸ F	0 ⁻	1081	0 ₁	1216	135			³⁰ Al			0 ₁	3250			
²⁰ F	0 ⁻	7067 ?	0 ₁	3081	-3986	3590*	-509	³² Al			0 ₁	2314			
						3669*	-588								
²² F			0 ₁	2829		2920*	-91	²⁸ Si	(0 à 6) ⁻	15051	0 ₁	9795	-5256		
						(1 ⁺ ,0 ⁺)	-341								
						3170*(0 ⁺ ,1 ⁺)									
²⁴ F			0 ₁	3312				³⁰ Si	(0 à 3) ⁻	9688	0 ₁	7917	-1771	7634*	283
²⁶ F			0 ₁	3470				³² Si			0 ₁	5416			
²⁰ Ne			0 ₁	8733				³⁴ Si			0 ₁	4913			
²² Ne			0 ₁	6288				³⁰ P	0 ⁻	5993	0 ₁	5454	-539		
²⁴ Ne			0 ₁	6738		6858*	-120	³² P	0 ⁻	4410	0 ₁	4112	-298		
²⁶ Ne			0 ₁	5876				³⁴ P			0 ₁	3205		3201*	4
²⁸ Ne			0 ₁	2700				³² S			0 ₁	8966			
³⁰ Ne			0 ₁	2330				³⁴ S	(0;3) ⁻	6685	0 ₁	5910	-775		
²² Na	(0 ⁺)	4296	0 ₁	4409	113			³⁶ S			0 ₁	5398		5338*	-30
²⁴ Na	0 ⁻	4048	0 ₁	3479	-569			³⁴ Cl	0 ⁻	8272	0 ₁	3588	-4684	3847*	-259
²⁶ Na			0 ₁	3066		3417*	-351	³⁶ Cl	(0,3) ⁻	3207	0 ₁	3267	60		
²⁸ Na			0 ₁	2702				³⁶ Ar	(0 ⁻ , 1 ⁻ , 2,3 ⁻)	8806	0 ₁	6032	-2774		
³⁰ Na			0 ₁	1970				³⁸ Ar	(0 :4) ⁻	6846	0 ₁	5346	-1500		
²⁴ Mg			0 ₁	9080				³⁸ K	0 ⁻	2993	0 ₁	2959	-34		
²⁶ Mg			0 ₁	8004	-30	8034*	-30	⁴⁰ Ca	(LE 3) ⁻	7973	0 ₁	5373	-2600	5349*	24

Tableau 4.2 : Comparaison expérience versus théorie des énergies d'excitation (en keV) des états 0_1 dans les noyaux de la couche sd. RMSD = 194 keV.

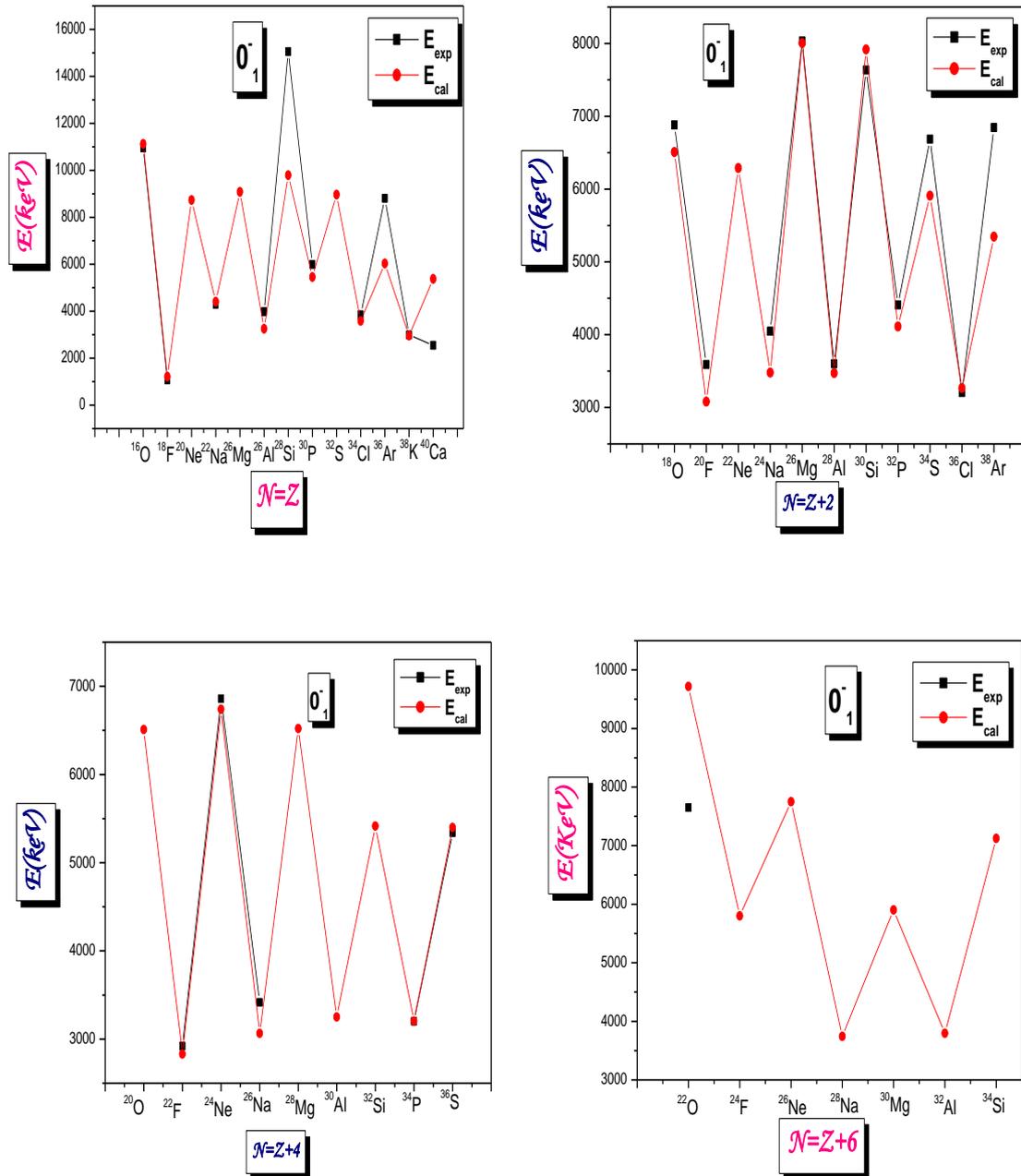


Figure 4.2 : Comparaison entre les énergies d'excitation expérimentales (en noir) et calculées (en rouge) du premier état 0^-_1 dans les noyaux sd avec $N = Z$ (à gauche) et $N = Z+2$ (à droite).

Nous avons calculé le premier état 0^- dans les noyaux sd avec $N = Z, Z+2, Z+4$ et $Z+6$, les résultats sont montrés sur le Tableau (4-2) et la Fig (4-2). L'état 0^- n'est connu dans aucun noyau de $N = Z+6$. Nous avons ainsi pu faire quelques prédictions d'attributions $J^\pi = 0^-$ à des états non encore connus expérimentalement (voir le détail ci-dessous). On constate sur la Fig (4-2), que pour tous les noyaux sd impair-impairs avec $N=Z$ et $Z+2$, l'état 0^-_1 est observé à basse énergie d'excitation généralement inférieure à ~ 5000 keV. L'accord expérience-théorie est excellent dans ce cas. Maintenant en ce qui concerne les noyaux pair-pairs, l'état 0^-_1 est définitivement établi seulement dans les cas des noyaux $^{16}\text{O}, ^{18}\text{F}, ^{22}\text{Na}, ^{30}\text{P}, ^{34}\text{Cl}$ et ^{38}K où il est bien reproduit par le modèle. Comme déjà dit, et contrairement aux noyaux impair-

impairs, l'état 0^-_1 dans les noyaux pair-pairs est prédit à haute énergie d'excitation rendant son identification expérimentale difficile. Dans la 2ème moitié de la couche et quand on s'approche du ^{40}Ca , l'état 0^- dans les pair-pairs commence à descendre en énergie d'excitation (voir Fig 4-2). L'explication que nous proposons est que le gap $d_{3/2}-f_{7/2}$ (~ 7000 keV) étant nettement plus petit que le gap $p_{1/2}-d_{5/2}$ (~ 11500 keV), l'excitation d'un nucléon de p vers sd requiert plus d'énergie que l'excitation de sd vers pf. Ceci explique aussi la différence en énergies d'excitation des états 0^-_1 dans les noyaux doublement magiques ^{16}O et ^{40}Ca . Ces effets de gaps sont moins sensibles en milieu de couche où les 0^-_1 sont prédits à une excitation voisine et de 8000 keV pour tous les noyaux pair-pairs.

Nous remarquons également que l'état 0^-_1 est prédit dans les pair-pairs à des énergies d'excitation plus élevées que celles des impair-impairs. En effet, pour un noyau impair-impairs, exciter un nucléon célibataire de sd vers pf demande moins d'énergie que pour un pair-pairs où il faut d'abord casser une paire avant l'excitation. Au début de la couche, le processus d'excitation de p vers sd nécessite obligatoirement la cassure d'une paire de nucléons dans p suivie pour les pair-pairs d'une éventuelle autre cassure de nucléons dans sd et d'un recouplage. Tout ceci explique les zigzags en énergie très marqués des pair-pairs et impair-impairs observés pour les 0^- des noyaux de la couche sd.

Nous expliquons dans la suite nos arguments de prédictions des 0^-_1 dans les différents noyaux, comme le montre le Tableau (4-2) :

^{20}F : $E_{\text{exp}}=7067$? keV, n'est pas le 0^-_1 ni le 0^-_2 . Le 0^-_1 calculé à 3081 keV et le 0^-_2 à 3878 keV et quand on examine son spectre expérimental, nous trouvons des états à basse énergie d'excitation avec des spins inconnus tels ceux à 3590 keV (qui se désexcite vers les états 2^+_{gs} , 3^+_1 et 2^+_2) et à 3669 keV qui peuvent être de bons candidat.

Les prédictions des 0^-_1 dans les noyaux qui n'ont pas de 0^- connus expérimentalement sont :

^{22}F : $E_{\text{th}}=2829$ keV, nous trouvons des énergies d'excitation avec des spins incertains tels ceux à 2920 et 3170 keV de $J^\pi=(0^+,1^+)$.

^{24}Ne : $E_{\text{th}}=6738$ keV, quand examine son spectre expérimentale nous trouvons une énergie très proche à 6858 keV.

^{26}Na : $E_{\text{th}}=3060$ keV, nous trouvons des états à basse énergie d'excitation égale à 3417 keV.

^{26}Mg , ^{28}Mg et ^{30}Mg : les 0^-_1 sont prédits à des énergies d'excitation : 8004, 6519, 3621 keV, respectivement. L'examen de leur spectres expérimentaux, nous a conduit aux états d'énergies proches: 8034, 6599, 3304 keV, respectivement.

^{28}Al : le 0^-_1 est plus bas en énergies d'excitation que son contrepartie expérimental de ~ 2000 keV. Nous pensons que cet état n'est pas le 0^-_1 . Nous avons donc examiné le spectre expérimental, l'état de J^π inconnu observé à 3601 keV est un bon candidat.

^{34}P : $E_{\text{th}}=3205$ keV, nous lui proposons l'état d'énergie 3201 keV.

^{36}S : $E_{\text{th}}=5398$ keV, nous lui proposons l'état d'énergie 5338 keV.

^{34}Cl : le 0^-_1 est plus bas en énergies d'excitation que son contrepartie expérimental de ~ 5000 keV. Nous pensons que cet état n'est pas le 0^-_1 . Nous avons donc examiné le spectre expérimental, l'état de J^π inconnu observé à 3847 keV est un bon candidat.

^{40}Ca : le 0^-_1 est plus bas en énergies d'excitation que son contrepartie expérimental de ~ 2600 keV. Nous pensons que cet état n'est pas le 0^-_1 . Nous avons donc examiné le spectre expérimental, l'état de J^π inconnu observé à 5349 keV est un bon candidat.

Cas des états 0_2

N	J ^{exp}	E _{exp}	J th	E _{th}	ΔE	E _{pré}	ΔE _{pré}	N	J ^{exp}	E _{exp}	J th	E _{th}	ΔE	E _{pré}	ΔE _{pré}
¹⁶ O	0 ⁻	12796	0 ₂	12611	-185			³⁰ Mg			0 ₂	5904			
¹⁸ O			0 ₂	8949		9270*	-321	³² Mg			0 ₂	5855			
						(0, 1, 2) ⁻									
²⁰ O			0 ₂	8121				²⁶ Al	0 ⁻	4480	0 ₂	5551	1071		
²² O			0 ₂	9717				²⁸ Al			0 ₂	4622		4928*	-306
¹⁸ F				6956				³⁰ Al			0 ₂	4009			
²⁰ F			0 ₂	3878		4208*	330	³² Al			0 ₂	3797			
²² F			0 ₂	4383				²⁸ Si			0 ₂	12221			
²⁴ F			0 ₂	5800				³⁰ Si			0 ₂	8529			
²⁶ F			0 ₂	4915				³² Si			0 ₂	7616			
²⁰ Ne			0 ₂	11896				³⁴ Si			0 ₂	7123			
²² Ne			0 ₂	8810		8976*	-166	³⁰ P	0 ⁻	8209	0 ₂	6588	-1621		
²⁴ Ne			0 ₂	8244		8039*	205	³² P	(0 ⁻)	8017	0 ₂	5252	-2765		
²⁶ Ne			0 ₂	7750				³⁴ P			0 ₂	4355			
²⁸ Ne			0 ₂	5780				³² S			0 ₂	9464			
³⁰ Ne			0 ₂	5930				³⁴ S			0 ₂	8133		8138*	-5
														(1) ⁻	
²² Na			0 ₂	6008		5988*	20	³⁶ S			0 ₂	7766		7710*	56
²⁴ Na	0 ⁻	7086	0 ₂	4754	-2332	4459*	295	³⁴ Cl			0 ₂	4222			
						4772*	-18								
²⁶ Na			0 ₂	4642				³⁶ Cl	(0,1,2)-	4032	0 ₂	4091	59		
²⁸ Na			0 ₂	3744				³⁶ Ar	(0,1,2)-	9607	0 ₂	9515	-92		
³⁰ Na			0 ₂	2650				³⁸ Ar	(0 ⁻ ;4 ⁺)	11374	0 ₂	6711	-4663	6846*	-135
														(0 ⁻ ;4)	
²⁴ Mg			0 ₂	12250				³⁸ K	(0;4)-	4331	0 ₂	4608	277		
²⁶ Mg			0 ₂	8826		8576*	250	⁴⁰ Ca	(0,1,2)-	8359	0 ₂	10263	-998	10232*	31
²⁸ Mg			0 ₂	7989		6759*	1230								

Tableau 4.3 : Comparaison expérience versus théorie des énergies d'excitation (en keV) des états 0_2 dans les noyaux de la couche sd. RMSD=191 keV.

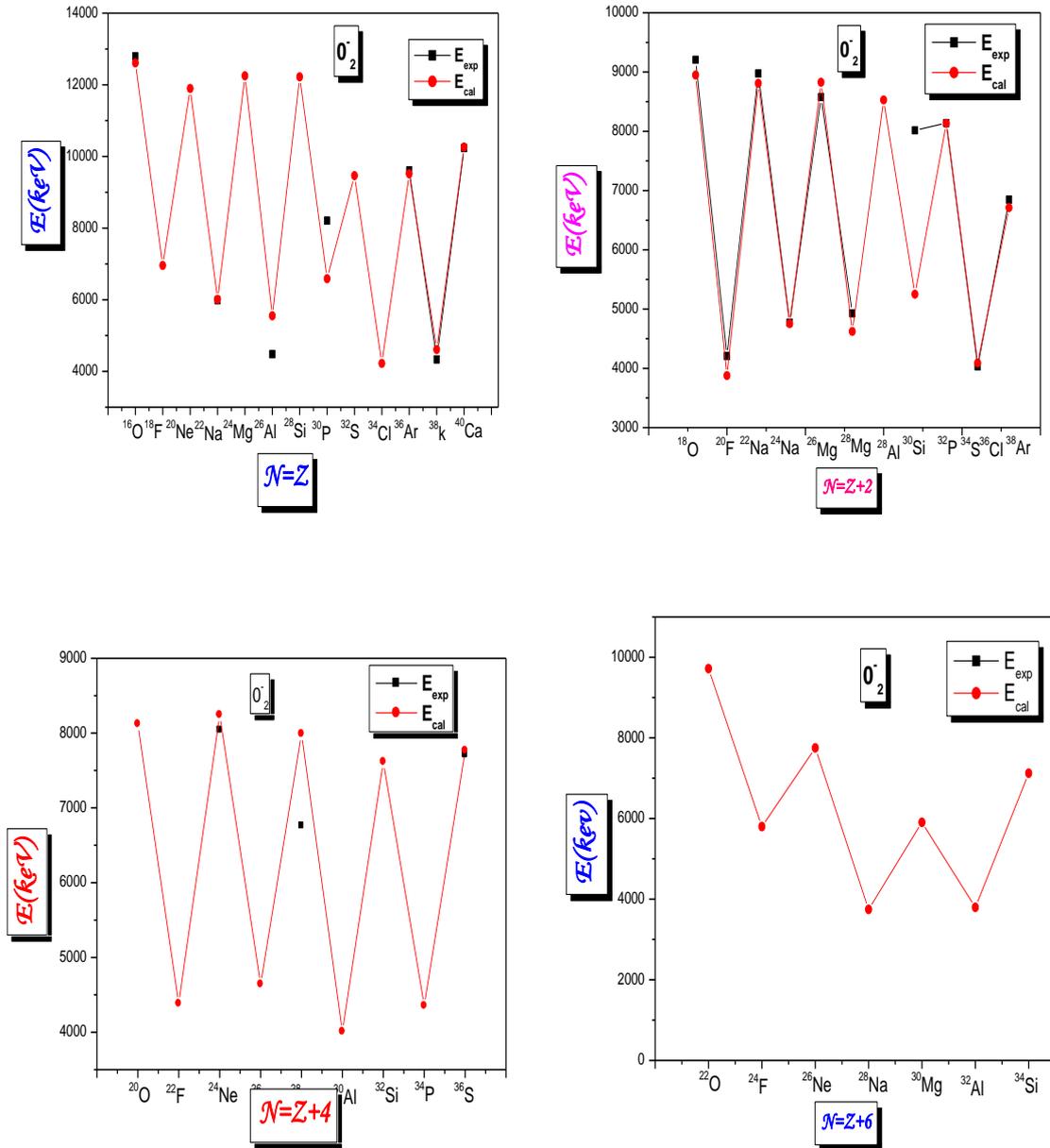


Figure 4.3: Comparaison entre les énergies d'excitation expérimentales (en noir) et calculées (en rouge) du premier état 0^-_2 dans les noyaux sd avec $N = Z$ (à gauche) et $N = Z + 2$ (à droite).

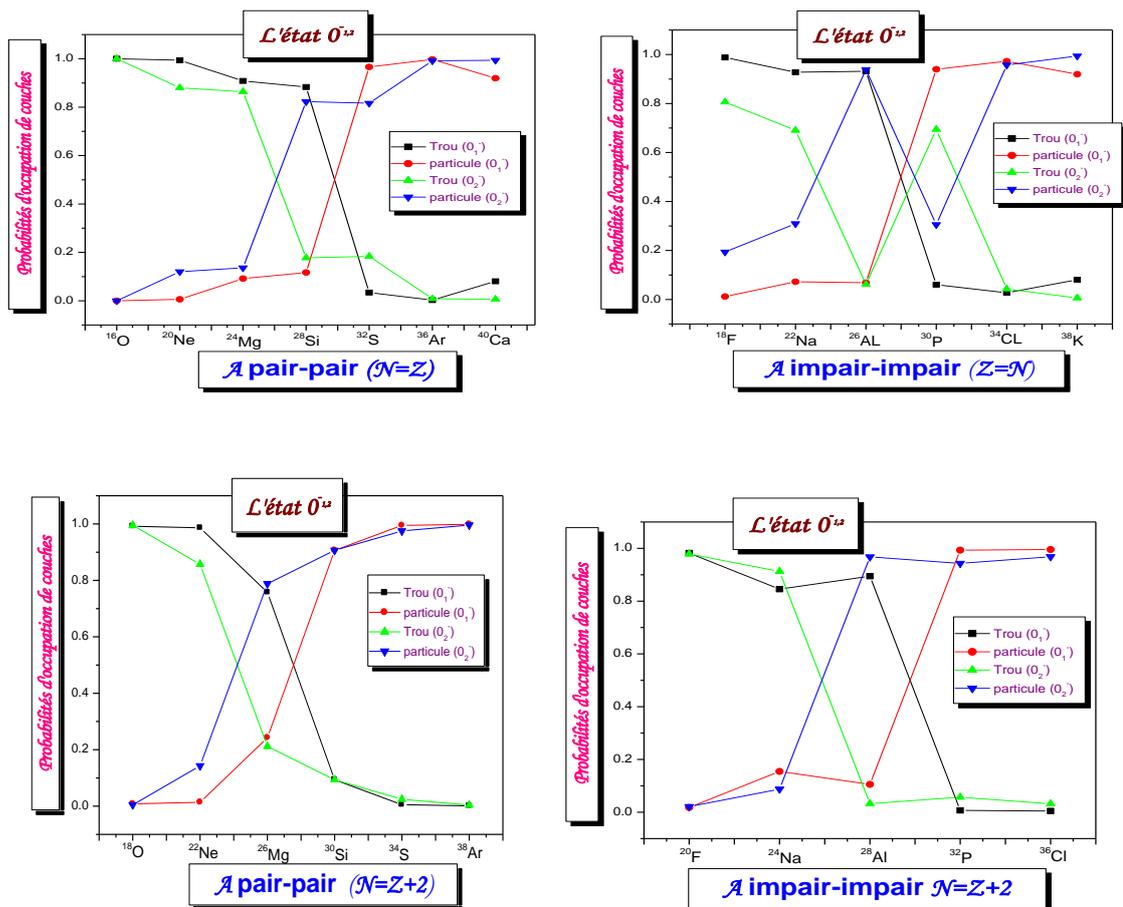
Nous comparons les résultats de calcul en utilisant l'interaction PSDPF et les données expérimentales existantes des énergies d'excitation des états 0^-_2 dans les noyaux sd sur le Tableau (4-3) et la Fig (4-3). Pareillement à l'état 0^-_1 nous avons fait des prédictions importantes dans plusieurs noyaux, comme il est montré sur le Tableau.

4.2 Fonctions d'onde des états 0^-_1 et 0^-_2 dans les noyaux sd

Nous avons calculé les fonctions d'onde des deux premiers états 0^- . La probabilité d'occupation de la couche p (trou) et de la couche pf (particule) des deux premiers états intrus avec $J = 0^-_1$ et 0^-_2 est montrée sur Fig (4-4). Contrairement aux pair-pairs, le premier 0^- est connu dans plusieurs noyaux impair-impairs avec $N = Z$. Il se situe à relativement basse

énergie d'excitation entre 1081 keV dans le ^{18}F et 5993 keV dans le ^{30}P . L'interaction PSDPF décrit très bien cet état dans tous les cas. En ce qui concerne les noyaux pair-pairs, cet état est prédit à une énergie élevée au-delà de 9000 keV pour $A < 32$. Il est connu expérimentalement seulement dans ^{16}O à $E=10957$ keV et il est bien reproduit par PSDPF. A partir du ^{32}S , le calcul prédit que l'énergie de cet état décroît et que sa configuration (voir Fig4-4) change brutalement de trou p vers une configuration pure du type $sd^{-1}pf^1$.

Comme il a été montré sur la Fig (4-4), l'état 0^- a une configuration pure p-sd pour les noyaux de début de couche et sd-pf pour ceux de la fin de couche. Ces configurations comme on pouvait s'y attendre sont mélangées pour les noyaux du milieu de couche sd. Pour quantifier cela, donnons quelques chiffres de composition des fonctions d'ondes de l'état 0^- dans ^{18}F , début de couche, et ^{38}K , fin de couche. Ces fonctions d'ondes sont très mélangées en ce qui concerne l'occupation des différentes orbitales d'une couche majeure. En effet pour ^{18}F $J^\pi = 0^-$, la contribution de l'excitation $p_{1/2}-s_{1/2}$ est de 38 %, celle de l'excitation $p_{1/2}-d_{5/2}$ de 34 % ; pour ^{38}K et $J^\pi = 0^-$ les contributions suivantes sont obtenues ; 34 % pour $d_{3/2}-f_{7/2}$, 18 % pour $s_{1/2}-f_{7/2}$ et 14 % pour $d_{3/2}-p_{3/2}$. Notons que pour obtenir un spin 0 pour les configurations $p_{1/2}-d_{5/2}$ ou $d_{3/2}$, $s_{1/2}-f_{7/2}$, il faut coupler le spin des autres nucléons dans sd à 5/2 ou 7/2, respectivement.



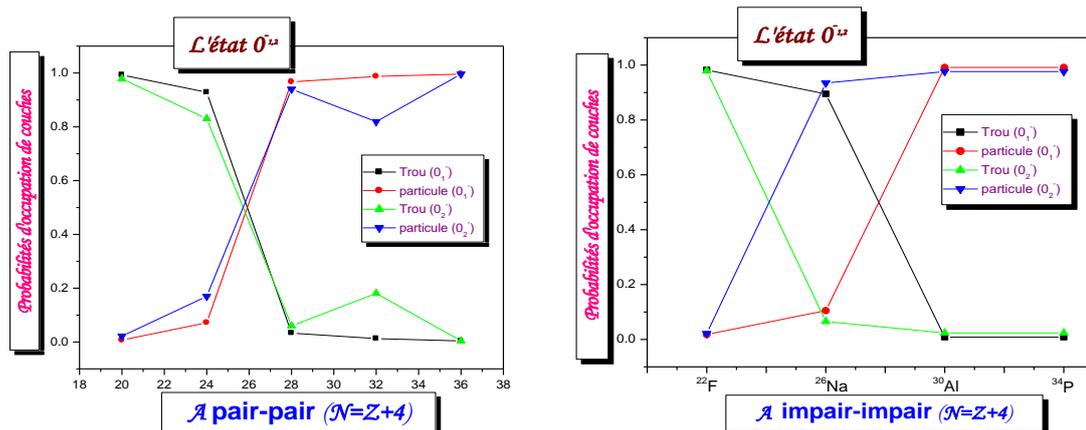


Figure 4.4: Probabilités d'occupation de la couche p (trou) et de la couche pf (particule) des deux premiers états intrus avec $J = 0^-_1$ et 0^-_2 dans les noyaux sd avec $N = Z$, $N = Z+2$ et $N = Z+4$ pair-pairs (à gauche) et impair-impairs (à droite).

Nous avons dans ce chapitre utilisé l'interaction PSDPF en vue de calculer les énergies d'excitation des premiers états 0^+ (dans les noyaux pair-pair) et 0^- (dans tous les noyaux sd) ainsi que leurs fonctions d'onde.

La comparaison de nos résultats avec les énergies d'excitation observées montre un bon accord expérience versus théorie. Cette étude nous a permis de faire des prédictions importantes de ces états dans les noyaux non seulement qui ne possèdent pas ces états mais également d'avoir une idée des énergies d'excitation dans ceux qui possèdent des énergies, particulièrement, des états 0^- bien déterminées mais ils ne sont pas les premiers. Cette étude importante montre la fiabilité de l'interaction PSDPF dans la détermination des différentes propriétés dans les noyaux de la couche sd.

Conclusion

Le travail principal de ce mémoire est consacré à la description d'états 0^+_{2} et $0^-_{1,2}$ dans les noyaux de la couche sd, et de savoir où sont bien connus expérimentalement. Ces états ont, en général, une grande énergie d'excitation et sont difficilement observés. Une comparaison détaillée entre expérience et théorie a été présentée pour ces trois états.

Nous avons utilisé l'interaction PSDPF, pour calculer les énergies d'excitation de états concernés. Les résultats obtenus sont en accord raisonnable avec les données expérimentales. Cette interaction décrit de façon consistante les propriétés spectroscopiques de ces états.

Cette étude nous a permet de confirmer les états incertains et d'effectuer des prédictions d'existence d'états 0^+_{2} et/ou $0^-_{1\text{et}/\text{ou } 2}$ dans les noyaux qui ne possèdent pas ces états ou d'avoir une idée de leurs énergies d'excitation pour d'éventuelles expériences dans le future. Les états collectifs, sur tout les 0^+_{2} , ont été également déterminés.

Bibliographies

- [1] L. Valentin, Physique Nucléaire, IPN, CNRS/IN2P3-Université Paris-Sud.
- [2] M. Mayer, Phys.Rev .75 (1949) 1969.
- [3] O.Axel, J.H.D.Jensen, H.E.Suess, Phys.Rev .75 (1949) 1766.
- [4] M. Bouhelal, Thèse de Doctorat, Université de Batna, Algérie et Université de Strasbourg, France (2010).
- [5] P.J. Brussaard, P.W.M. Glaudemans, “Shell–Model Applications in Nuclear Spectroscopy”, North–Holland, (1977).
- [6] E. Caurier, F. Nowacki, Acta Phys. Pol., B 30 (1999) 705.
- [7] T. Mizusaki, RIKEN Accelerator Progress Report Vol. 33, 15 (2000).
- [8] B. A. Brown et al, MSU–NSCL Report No. 524 (1985).
- [9] E. Caurier, G. Martínez-Pinedo, F. Nowacki, A. Poves, J. Retamosa, A.P. Zuker, Phys. Rev., C 59 (1999) 2033.
- [10] <http://www.nndc.bnl.gov/nudat2>
- [11] B. A. Brown, B.H. Wildenthal, Nucl. Phys, A474 (1987) 290.
- [12] B. A. Brown, W. A. Richter, Phys. Rev., C 74 (2006) 034315.
- [13] M.Bouhelal, F.Haas, E.Caurier, F.Nowacki, A.Bouldjedri, *Nucl. Phys.A* 864, 113, 2011.
- [14] M. Bouhelal, F. Haas, E. Caurier, F. Nowacki, A. Bouldjedri, *Eur. Phys. J.*, A 42 (2009) 529.
- [15] M. Bouhelal, F. Haas, E. Caurier, F. Nowacki, A. Bouldjedri, *Acta Phys. Pol.*, B 40 (2009) 639.
- [16] M. Bouhelal, F. Haas, E. Caurier, F. Nowacki, A. Bouldjedri, *Nucl. Phys.*, A 864 (2011) 113.
- [17] M. Bouhelal, M. Labidi, F. Haas, *Few-Body Syst*, (2017) 58: 58. doi:10.1007/s00601-017-1225-2.
- [18] W. A. Richter, S. Mkhize, and B. Alex Brown, *Phys. Rev. C* 78 (2008) 064302.
- [19] M. Labidi, Mémoire de Master, Université de Tébessa, Algérie (2013).
- [20] S.NADJI, Mémoire de Master, Université Tébessa, Algérie (2014).