

ÉTUDE MICROSCOPIQUE DE QUELQUES NOYAUX MI-LOURDS PAR UNE MÉTHODE DE MÉLANGE DE CONFIGURATIONS

M. Rebhaoui^(*), K. Benrabia, M. Imadalou, D.E. Medjadi et B. Mohammed-Azizi

*Laboratoire N-corps et structure de la matière, Ecole Normale Supérieure,
BP 92 Vieux-Kouba, 16050, Alger, Algérie*

(Reçu le 15 Mars 2015 ; accepté le 06 Octobre 2015 ; publié en ligne le 11 Octobre 2015)

RESUME:

Notre travail dans cet article se situe dans la continuité d'autres travaux sur l'extension et l'amélioration de la méthode HTDA (Higher Tamm-Dancoff Approximation) qui utilise le principe de mélange de configurations, pour conserver de façon explicite le nombre de particules. Nous adoptons cette méthode pour étudier des noyaux mi-lourds (^{130}Ba et ^{124}Xe) ainsi que l'importance des différentes configurations possibles qui ont été prises. Pour cela, nous décrivons les états intrinsèques caractérisés par la valeur du moment angulaire total et de leur parité par un mélange d'états construits comme des excitations n particule(s)- n trou(s) sur le déterminant de Slater de plus basse énergie issu d'un calcul Hartree-Fock. Ces états se couplent au travers de l'interaction choisie pour définir l'interaction résiduelle qui est de type delta dans ce travail. Puis, nous comparons les résultats obtenus avec ceux obtenus par l'application de l'approximation HF+BCS.

MOTS CLES: Hartree-Fock, mélange de configurations, conservation du nombre de particules.

I. INTRODUCTION

Depuis plus d'un demi-siècle, la physique a constamment tenté d'expliquer la structure des noyaux et les phénomènes qui les font intervenir en terme de leurs constituants de base « les nucléons » et de leurs interactions mutuelles. Une telle description "microscopique" des noyaux possède évidemment de nombreux avantages puisqu'elle propose un cadre unifié permettant en principe de déduire les propriétés de tous les systèmes nucléaires imaginables. En quelques mots, la situation est comme suit : la théorie BCS [1], où les différents états sont décrits comme des excitations de quasi-particules (modèle de quasi-particules libres) sur un vide qui est l'état fondamental du noyau, essaie de décrire la structure des noyaux et leurs états isomériques. C'est une théorie qui est bien établie depuis pratiquement un demi-siècle. Cependant, elle présente quelques défauts qui dans certaines circonstances peuvent devenir assez fâcheux, entraînant ainsi une grande imprécision sur les résultats. Ces défauts résident essentiellement dans la non conservation du nombre de particules et la difficulté à traiter de façon correcte les corrélations

dans des conditions particulières telle qu'une densité de niveaux faible.

Pour corriger ces défauts, plusieurs remèdes ont été mis en œuvre, dont une méthode largement utilisée ces dernières années à savoir la méthode HTDA [2] qui utilise le principe de mélange de configurations, pour conserver de façon explicite le nombre de particules. En pratique, il est possible d'appliquer cette méthode dans des descriptions microscopiques self-consistantes de la structure et des excitations de basse énergie des noyaux atomiques selon les auteurs de la référence [2-5]. Et ce, en utilisant des interactions effectives phénoménologiques. Ses auteurs ont utilisé la méthode HTDA pour l'étude de l'état fondamental du noyau pair-pair ^{178}Hf et de ses isomères de haut K. Cette méthode a été étendue par la suite par T. L. Hà et P. Quentin [6] pour les noyaux impairs et avec H. Laftchiev et J. Libert [7] pour les noyaux triaxiaux et/ou en rotation. Nous adoptons cette méthode pour étudier des noyaux mi-lourds (^{130}Ba et ^{124}Xe) et particulièrement l'importance des différentes configurations possibles qui ont été prises.

^(*)Corresponding author, rebhaoui_phy@hotmail.com

II. FORMALISME

II.1 Principe général

L'Hamiltonien total d'un système nucléaire s'écrit :

$$\hat{H} = \hat{K} + \hat{V} \quad (1)$$

où \hat{K} est l'opérateur à un corps (énergie cinétique) et \hat{V} représente l'interaction effective à deux corps.

On décompose le Hamiltonien total sous la forme :

$$\hat{H} = (\hat{K} + \hat{\epsilon}_{HF}) + (\hat{V} - \hat{\epsilon}_{HF}) = \hat{H}_{HF} + \hat{V}_{res.} \quad (2)$$

où $\hat{V}_{res.}$ est l'interaction résiduelle ; la différence de l'opérateur à deux corps \hat{V} et l'opérateur à un corps $\hat{\epsilon}_{HF}$, définie par :

$$\hat{V}_{res.} = \hat{V} - \hat{\epsilon}_{HF} \quad (3)$$

et $\hat{\epsilon}_{HF}$ est la réduction à un corps de \hat{V} pour $|\Phi_0\rangle$ obtenu de manière self-consistante à partir de la matrice densité réduite à un corps $\hat{\rho}$. Donc, on a :

$$\hat{H}_{HF}|\Phi_0\rangle = E_0|\Phi_0\rangle \quad (4)$$

où :

$$\hat{H}_{HF} = \hat{K} + \hat{\epsilon}_{HF} \quad (5)$$

II.2. Formalisme HTDA

En fait, le formalisme HTDA est très général et applicable aux cas des noyaux pair-pairs, des noyaux impairs ou des états excités des noyaux pairs. Le calcul des éléments de matrice de \hat{H} dans la base $\{|\Phi_0\rangle, |\Phi_n^{(i)}\rangle\}$ choisie s'appuie sur (2). Ces éléments s'expriment alors selon :

$$\langle \Phi_i | \hat{H} | \Phi_j \rangle = u_{ij} (\langle \Phi_0 | \hat{H}_{HF} | \Phi_0 \rangle + E_{p-h}^i) + \langle \Phi_i | \hat{V}_{res.} | \Phi_j \rangle \quad (6)$$

avec :

$$E_{p-h}^i = \sum_p e_p^i - \sum_h e_h^i \quad (7)$$

où E_{p-h}^i est l'énergie d'excitation particule-trou de l'état à N corps $|\Phi_i\rangle$ par rapport au déterminant de Slater de plus basse énergie $|\Phi_0\rangle$.

Selon la définition (3), la formule (6) s'écrit :

$$\langle \Phi_i | \hat{H} | \Phi_j \rangle = u_{ij} (\langle \Phi_0 | \hat{H}_{HF} | \Phi_0 \rangle + E_{p-h}^i) + \langle \Phi_i | \hat{V} | \Phi_j \rangle - \langle \Phi_i | \hat{\epsilon}_{HF} | \Phi_j \rangle \quad (8)$$

où \hat{V} et $\hat{\epsilon}_{HF}$ sont des opérateurs à deux et un corps respectivement.

II.3 Interaction à deux corps U

S.J.Krieger, P.Bonche, H.Flocard, P.Quentin et M.S.Weiss [8] ont proposé et utilisé dans le cadre de calculs totalement microscopiques utilisant le formalisme HF+BCS pour l'étude des isomères de forme une force d'appariement de portée nulle (force delta).

Nous avons choisi d'utiliser cette force pour définir notre interaction résiduelle pour l'étude de nos noyaux. Elle s'exprime à l'aide des matrices de Pauli associées respectivement aux particules (1) et (2) :

$$\hat{U}_{\dagger}(r_1, r_2) = u_0^{\dagger} \frac{1 - \tau_1 \tau_2}{4} u(r_1 - r_2) \quad (9)$$

où l'indice \dagger désigne les deux différents états de charges et u_0^{\dagger} est l'intensité de cette force.

III. RESULTATS ET DISCUSSIONS

Dans un premier temps, pour effectuer les calculs HF+BCS, nous avons fixé un certain nombre de paramètres et développé les états individuels HF sur la base tronquée de l'oscillateur harmonique à symétrie axiale (B.O.H.S.A).

A partir des valeurs des masses [9], En suivant la méthode exposée dans l'article [10], on a obtenu les valeurs de l'intensité de la force d'appariement au voisinage des masses $A \sim 127$, où se trouvent les deux noyauxmi-lourds étudiés :

$$G_n = 18.0 \text{ MeV} \text{ et } G_p = 17.5 \text{ MeV}$$

On présente, sur la Figure 1, le remplissage des états individuels i neutrons et protons ($i > 0$) ou ($i < 0$) de part et d'autre d'un niveau de Fermi à la déformation d'équilibre, obtenus dans un calcul HF+BCS pour les noyaux étudiés. les niveaux de Fermi sont égaux à :

$$\}n = -9.05 \text{ MeV} \text{ et } \}p = -5.51 \text{ MeV} \text{ pour le noyau } {}^{130}_{56}\text{Ba}_{74} \text{ .}$$

$$\text{et } \}n = -9.39 \text{ MeV} \text{ et } \}p = -5.13 \text{ MeV} \text{ pour le noyau } {}^{124}_{54}\text{Xe}_{70} \text{ .}$$

Puis nous avons représenté, sur la Figure 2, l'évolution de l'énergie de condensation de paires pour les deux noyaux (${}^{130}\text{Ba}$ et ${}^{124}\text{Xe}$).

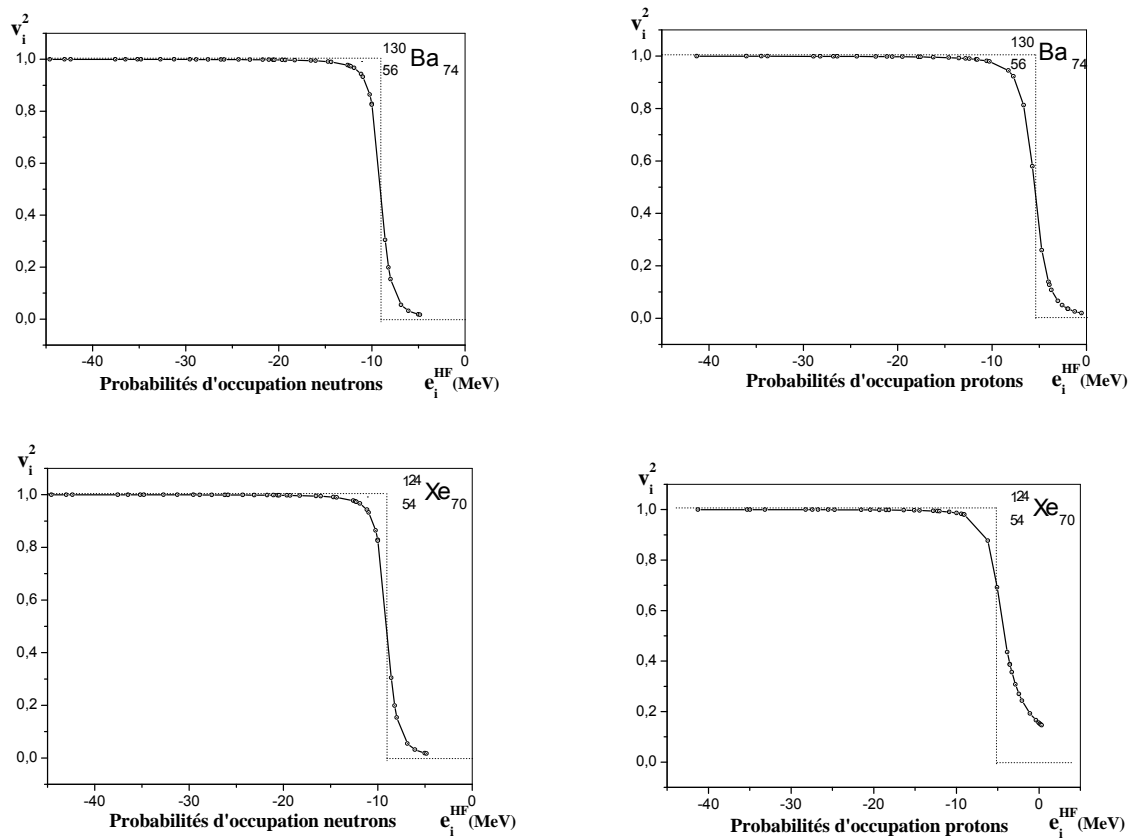


Figure 1 : Probabilités d'occupation des états individuels v_k^2 déduites d'un calcul HF(SIII)+BCS(G) pour les noyaux $^{130}_{56}\text{Ba}_{74}$ et $^{124}_{54}\text{Xe}_{70}$.

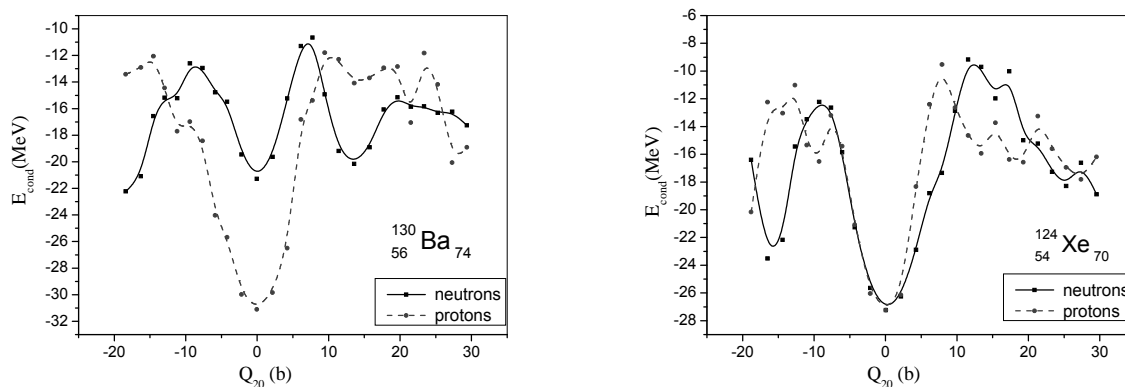


Figure 2 : Evolution des énergies de condensation de paires neutron $E_{cond.n}$ et proton $E_{cond.p}$ en fonction de la déformation quadripolaire pour les noyaux $^{130}_{56}\text{Ba}_{74}$ et $^{124}_{54}\text{Xe}_{70}$

On a observé que ces noyaux ne représentent pas de transition de phase normal-superfluide. La violation de la conservation du nombre de particules, par exemple dans l'approche BCS, fait que l'approximation du vide de quasi-particules est tout à fait inadaptée et que dans la plupart des cas, la phase de transition normale-superfluide est en effet tout à fait fautive. En effet, on observe sur la courbe représentant l'énergie de corrélation ou de condensation en fonction de la déformation une coupure dû à des énergies de corrélation ou de condensation positives. En rétablissant la symétrie de conservation du nombre de particules dans la méthode HTDA, cette coupure disparaît comme on peut le constater sur les courbes d'énergie de corrélation ou de condensation HTDA.

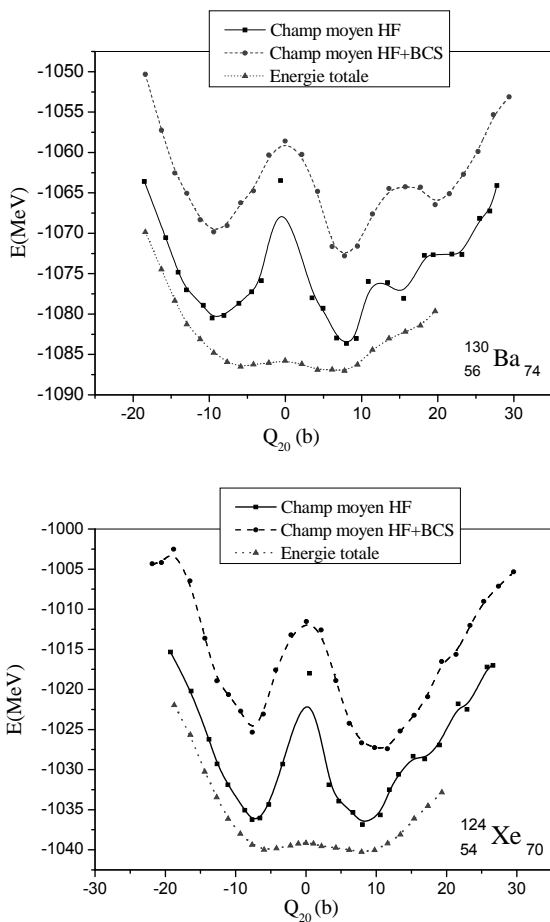


Figure 3 : Evolution du champ moyen HF, du champ HF+BCS et l'énergie totale en fonction du moment quadripolaire pour les noyaux $^{130}_{56}\text{Ba}_{74}$ et $^{124}_{54}\text{Xe}_{70}$.

Ensuite, après la représentation de l'évolution de l'énergie totale, Figure 3, on a constaté qu'il y a deux puits pour chaque noyau, l'un est minimum local pour les déformations oblates et l'autre est minimum absolu pour les déformations prolates. On retrouve que les deux noyaux ^{130}Ba , ^{124}Xe sont déformés prolates dans leurs états fondamentaux 0^+ .

Dans un second temps, pour effectuer les calculs HTDA dans la région de masse que nous avons étudiée, nous avons fixé un certain nombre de paramètres avec indication de leur influence.

On a porté sur la Figure 4, l'évolution des énergies totales en fonction de la déformation quadripolaire

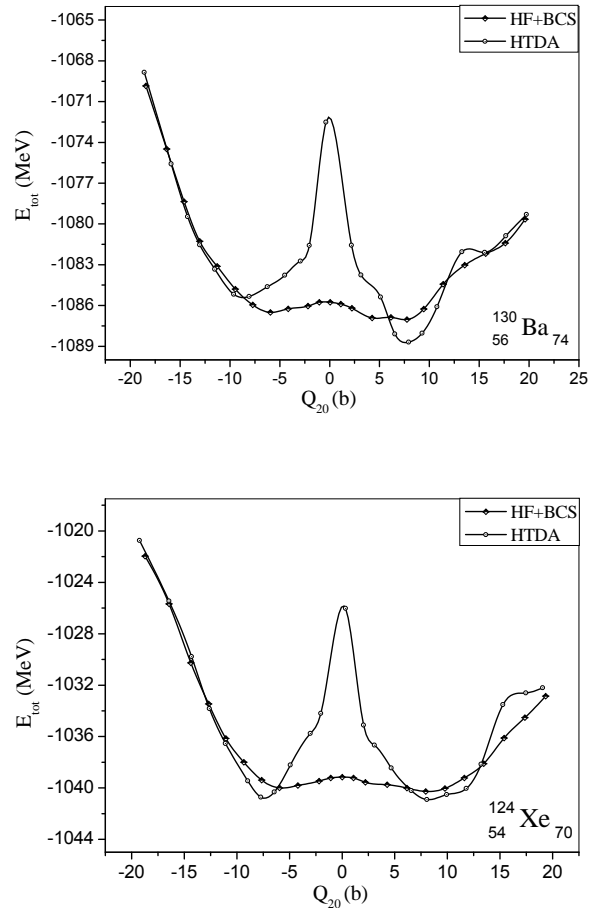


Figure 4 : Evolution de l'énergie totale en fonction du moment quadripolaire par les deux méthodes (HF+BCS et HTDA) pour les noyaux $^{130}_{56}\text{Ba}_{74}$ et $^{124}_{54}\text{Xe}_{70}$ (calcul fait pour $V_{0n} = -325 \text{ MeV} \cdot \text{fm}^3$ et $V_{0p} = -420 \text{ MeV} \cdot \text{fm}^3$)

pour les noyaux mi-lourds $^{130}_{56}\text{Ba}_{74}$ et $^{124}_{54}\text{Xe}_{70}$, obtenue à l'aide du code HF+BCS, inspiré du premier graphe de la figure 3, et par le code HTDA en utilisant les paramètres calculés précédemment. Ce dernier calcul, inclut l'effet auto-cohérent pour évaluer l'influence de la taille de la base $|n_p pn_h\rangle$.

L'approximation de HF+BCS révèle le caractère plutôt mou de ces noyaux, par contre l'approximation HTDA se comporte de façon beaucoup plus marquée. La mollesse des noyaux a tendance à disparaître. Nous avons résumé les résultats obtenus par les deux méthodes dans le tableau suivant :

Tableau 1 : Comparaison entre les valeurs des énergies minimales obtenues par les deux méthode (HF+BCS et HTDA) pour les deux noyaux $^{124}_{54}Xe_{70}$, $^{130}_{56}Ba_{74}$.

Noyau	Méth.	oblate		sphérique		prolate		La différence entre les deux fonds de puits (MeV)	La barrière sphérique du côté prolate (MeV)
		$E_{tot.}$ (MeV)	Q_{20} (b)	$E_{tot.}$ (MeV)	Q_{20} (b)	$E_{tot.}$ (MeV)	Q_{20} (b)		
$^{130}_{56}Ba_{74}$	HF+BCS	-1086,50	-5,9468	-1085,76	0,0	-1087,03	7,7589	0,53	1,27
	HTDA	-1085,34	-8,0776	-1072,52	0,0	-1088,70	7,9254	3,36	16,18
$^{124}_{54}Xe_{70}$	HF+BCS	-1039,99	-5,9514	-1039,15	0,0	-1040,27	7,9396	0,28	1,12
	HTDA	-1040,72	-7,7212	-1026,02	0,0	-1040,91	8,0599	0,19	14,89

Pour chaque noyau, il y a deux puits d'énergie : un minimum local (pour les déformations oblate) et un minimum absolu (pour les déformations prolate).

Nous remarquons aussi que l'énergie totale du système obtenue au point d'équilibre par la méthode HTDA pour chacun des deux noyaux $E_{HTDA}(^{130}Ba) = -1088.70 MeV$, $E_{HTDA}(^{124}Xe) = -1040.91 MeV$ est plus proche de la valeur expérimentale [11] $E_{exp.}(^{130}Ba) = -1092.74 MeV$, $E_{exp.}(^{124}Xe) = -1046.26 MeV$ que celle obtenue par l'approche HF+BCS $E_{HF+BCS}(^{130}Ba) = -1087.03 MeV$ $E_{HF+BCS}(^{124}Xe) = -1040.27 MeV$.

Finalement, en s'appuyant sur le tableau précédent, la déformation d'équilibre que nous allons utiliser dans la suite est de $Q_{20} = 7.9254 b$ pour le noyau $^{130}_{56}Ba_{74}$ et de $Q_{20} = 8.0599 b$ pour le noyau $^{124}_{54}Xe_{70}$.

Un point important de notre travail a été d'étudier en profondeur le rôle des différents types d'excitation possibles qu'apporte le processus HTDA auto-cohérent à l'énergie de déformation sur tous les points de déformation et particulièrement sur le point de déformation d'équilibre

Nous traçons, Figure 5, les graphes d'énergie de déformation sans et avec les différentes configurations possibles pour les noyaux $^{130}_{56}Ba_{74}$ et $^{124}_{54}Xe_{70}$

Nous avons effectué les calculs HTDA auto-cohérents au point de déformation d'équilibre pour les deux noyaux. Le tableau 2 rapporte la contribution de tous les états 0p0h, 1p1h, 2p2h et 2p2h (correspondant seulement à la diffusion d'une paire) à l'état fondamental corrélé pour chaque noyau et pour chaque état d'isospin.

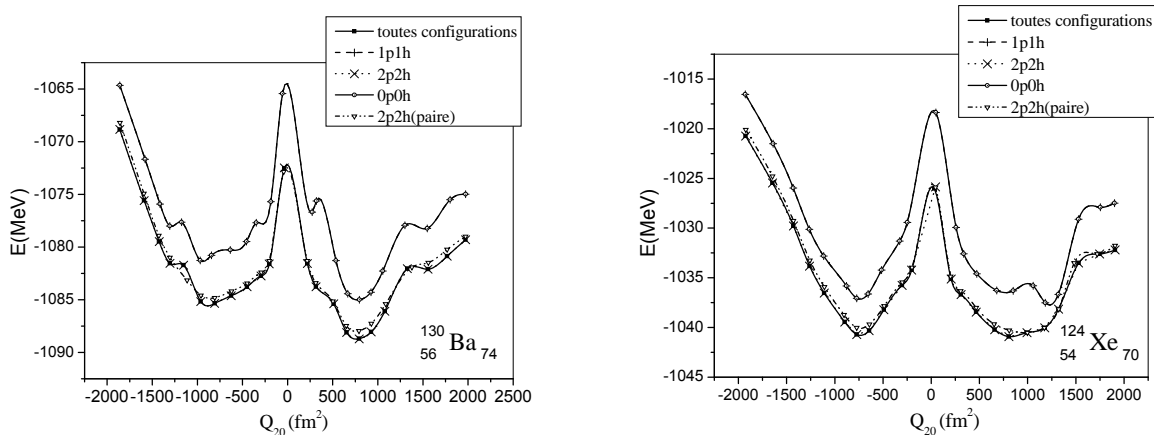


Figure 5 : Evolution de l'énergie de déformation pour différentes configurations possibles en fonction du moment quadripolaire pour les noyaux $^{130}_{56}Ba_{74}$ et $^{124}_{54}Xe_{70}$

Tableau 2 : Contributions des différentes configurations à l'état fondamental corrélées obtenues par la méthode HTDA auto-cohérente au point de déformation d'équilibre pour les deux noyaux $^{124}_{54}\text{Xe}_{70}$, $^{130}_{56}\text{Ba}_{74}$ ($N_{\text{confi.}}$ est le nombre de configurations)

Noyau	Charge	0p0h		1p1h		2p2h				Energie de corrélation (MeV)
		$N_{\text{confi.}}$	%	$N_{\text{confi.}}$	%	Toutes les possibilités		Seulement les paires		
		$N_{\text{confi.}}$	%	$N_{\text{confi.}}$	%	$N_{\text{confi.}}$	%	$N_{\text{confi.}}$	%	
$^{130}_{56}\text{Ba}_{74}$	Neutrons	1	81,80	44	0,004	7476	18,200	224	16,126	-1,5108
	Protons	1	74,37	38	0,005	4830	25,628	176	23,243	-2,2015
$^{124}_{54}\text{Xe}_{70}$	Neutrons	1	62,50	42	0,002	6354	37,502	204	36,034	-1,7632
	Protons	1	72,83	38	0,013	4181	27,160	165	25,051	-2,1827

Comme on peut le constater du tableau ci-dessus, pour les deux noyaux étudiés, la contribution la plus importante correspond bien à l'état 0p0h. En revanche, la contribution des configurations de type 1p1h et de type 2p2h (qui ne correspondent pas à une diffusion de paires) sont faibles et apportent peu de corrélations au système. Toutefois, les configurations de type 2p2h décrivant la diffusion d'une paire dominent l'essentiel des corrélations. Par exemple, pour le noyau $^{130}_{56}\text{Ba}_{74}$, cette contribution est de 16,126% pour les neutrons alors que les protons contribuent à hauteur de 23,243%

IV. CONCLUSION

La méthode HTDA appliquée au calcul des énergies de déformation des noyaux mi-lourds Baryum 130 et Xénon 124 donne des résultats satisfaisants, elle améliore le résultat donné par la méthode HF+BCS pour le Baryum 130 de 1.7 MeV et pour le Xénon 124 de 0.7 dans un temps très réduit.

Il apparaît que la fonction d'onde de l'état fondamental est assez mélangée, où la plus grande composante correspond bien à l'état quasi-vide 0p0h et les autres composantes sont loin d'être négligeables ; elles correspondent à des états 2p2h décrivant la diffusion de l'état « paire trou » dans un état « paire particule ». Ceci confirme l'hypothèse physique sous-jacente à la construction des fonctions d'onde de type BCS.

Nous nous sommes intéressés à quelques propriétés statiques, la méthode HTDA livre une multitude d'autres résultats que nous n'avons pas encore exploités.

Vu les bons résultats obtenus pour les noyaux pair-pairs étudiés, cette méthode sera généralisée à l'étude des noyaux pair-impairs et impair-impairs

Voisins de ces noyaux, ainsi qu'à l'isomère 8⁻ des noyaux ^{136}Sm , ^{134}Nd , ^{132}Ce , ^{130}Ba et ^{128}Xe [12,13].

Remerciements

Nous tenons à remercier vivement le Pr P. Quentin du CENBG et son équipe de recherche pour nous avoir fourni le code HTDA et particulièrement H. Naidja qui nous a facilité son usage.

- [1] J. Bardeen, L.N. Cooper, J.R. Schrieffer, *Phys. Rev.* **108**, 1175 (1957).
- [2] N. Pillet, P. Quentin, J. Libert, *Nucl. Phys. A* **697**, 141 (2002).
- [3] K. Sieja, T.L. Ha, P. Quentin, and A. Baran, *Int. J. Mod. Phys. E* **16**, 289 (2007).
- [4] L. Bonneau, P. Quentin, and K. Sieja, *Phys. Rev. C* **76**, 014304 (2007).
- [5] H. Naïdja, P. Quentin, T.L. Ha, and D. Samsœn, *Phys. Rev. C* **81**, 044320 (2010).
- [6] T.L. Ha. PhD thesis, Université Bordeaux 1. 2004.
- [7] H. Lafchiev, J. Libert, P. Quentin, and T.L. Ha, *Nucl. Phys. A* **845**, 33 (2010).
- [8] S.J. Krieger, P. Bonche, H. Flocard, P. Quentin, M.S. Weiss, *Nucl. Phys. A* **517**, 275-284 (1990).
- [9] G. Audi, A.H. Wapstra and C. Thibault, *Nucl. Phys. A* **729**, 337-676 (2003).
- [10] David G. Madland and J. Rayford, *Nucl. Phys. A* **476**, 1 (1988).
- [11] G. Audi, A.H. Wapstra, *Nucl. Phys. A* **595**, 409 (1995).
- [12] H.F. Brinckmann, C. Heiser, K.F. Alexander, W. Neubert and H. Rotter, *Nucl. Phys. A* **81**, 233 (1966).
- [13] A.M. Bruce et al., *Phys. Rev. C* **55**, 620 (1997)