

3. National soviet conference on neutron physics.  
Kiev, USSR, 9-13 June 1975

CEA-CONF--3292

FR7600347

ETUDE SUR LE  $^{152}\text{Sm}$  DES CORRELATIONS D'APPARIEMENT  
EN FONCTION DE LA DEFORMATION

J. DECHARGE, M. GIROD, D. GOGNY

Service de Physique Nucléaire  
Centre d'Etudes de Bruyères-le-Châtel  
B.P. n° 61 - 92120 Montrouge - France

RESUME

Les effets d'appariement en fonction de la déformation ont été étudiés sur le  $^{152}\text{Sm}$  à l'aide de la méthode Hartree-Fock-Bogoliubov (H.F.B.) complète utilisant l'interaction effective D1. Les résultats obtenus sont discutés et comparés aux approximations "gap constant" et "G proportionnel à la surface du noyau" habituellement faites pour traiter l'appariement.

ABSTRACT

Pairing effects versus deformation have been carried out for the  $^{152}\text{Sm}$  with the complete Hartree-Fock-Bogoliubov (H.F.B.) method using the effective D1 interaction. The results obtained are discussed and compared with approximations generally used to treat pairing, namely "constant gap" approximation and prescription of G proportional to the nucleus surface.

## I - INTRODUCTION

En raison des aspects très variés de leurs propriétés de déformation, les noyaux de la région des Terres rares sont très précieux pour contrôler les différents modèles statiques et dynamiques des déformations nucléaires. En particulier la déformation des noyaux dont le nombre de neutrons est voisin de 88, peut varier rapidement d'un noyau à l'autre. Ce changement rapide de la déformation est bien mis en évidence sur les isotopes du Samarium grâce à la réaction  $(\gamma, n)$  [1] qui permet de suivre l'évolution de la résonance géante dipolaire. Des effets notables de la déformation ont également été décelés sur les différences de sections efficaces totales et de diffusion élastique de neutrons sur les  $^{150}\text{Sm}$  et  $^{152}\text{Sm}$  d'une part, et les  $^{150}\text{Sm}$  et  $^{154}\text{Sm}$  d'autre part [2, 3, 4]. Du point de vue théorique, de nombreuses études sur les noyaux des Terres rares [5, 6] montrent aussi que la région  $N = 88$  est très privilégiée en ce qui concerne la grande sensibilité des propriétés des déformations au nombre de neutrons.

Nous rapportons dans cette communication nos derniers résultats sur les propriétés de déformation du  $^{152}\text{Sm}$ . Dans une publication récente [7], nous avons étudié les isotopes pairs du Samarium de masses 148 à 154 dans le cadre de la théorie Hartree-Fock (H.F.) en utilisant l'interaction effective D1. Pour des raisons de simplicité nous avons introduit les effets d'appariement en utilisant la prescription d'un gap constant, méthode proposée par le Groupe d'Orsay [8]. Dans le travail que nous présentons ici, les corrélations d'appariement sont prises en compte en utilisant les éléments de matrice de "pairing" de l'interaction D1 elle-même et la méthode Hartree-Fock-Bogoliubov (H.F.B.). Nous insistons sur le fait qu'il s'agit de calculs H.F.B. complets où tous les nucléons entrent dans la self-consistence et où la même interaction D1 est utilisée pour calculer le champ moyen H.F. et le champ d'appariement de Bogoliubov. Une présentation détaillée de l'interaction D1 et des calculs H.F.B. effectués avec cette interaction est donnée dans la référence [9]. Nous présentons également à titre de comparaison les résultats obtenus avec une force d'appariement proportionnelle à la surface du noyau ( $G \sim S$ ) [10].

## II - RESULTATS OBTENUS ET DISCUSSION

Nous rappelons brièvement que ces applications sont effectuées dans la base des fonctions propres d'un oscillateur harmonique déformé caractérisé par

les deux fréquences  $\omega_1$  et  $\omega_2$ . Nous imposons la symétrie axiale autour de l'axe  $O_z$  et la symétrie de réflexion par rapport à un plan perpendiculaire à  $O_z$ . Compte tenu de ces symétries, nous écrivons la transformation de Bogoliubov sous la forme :

$$\gamma_{i \pi \Omega}^+ = \sum_{\alpha} U_{i \alpha}^{\pi \Omega} a_{\alpha \pi \Omega}^+ + (-)^{1/2 - \Omega} V_{i \alpha}^{\pi \Omega} a_{\alpha \pi \Omega}^-$$

Dans la sommation sur les indices  $\alpha \equiv \{n_1, m, n_2\}$ , le domaine de variation des  $\alpha$  est limité par la prescription :

$$2n_1 + |m| + 1 + (n_2 + 1/2)(\omega_2/\omega_1) \leq (N + 2)(\omega_2/\omega_1)^{1/3}$$

où  $N$  représente le nombre de couches principales de l'oscillateur. D'autre part nous rappelons qu'il s'agit de calculs H.F.B. avec contrainte sur le moment quadrupolaire de masse :

$$Q = \sum_{i=1}^A r_i^2 Y_2^0(i)$$

Nous minimisons par conséquent l'expression :

$$\langle \psi | H - \lambda_p \hat{N}_p - \lambda_n \hat{N}_n - \mu \hat{Q} | \psi \rangle$$

où  $|\psi\rangle$  est le vide de quasi-particules et  $\hat{N}_p$  et  $\hat{N}_n$  les opérateurs nombre de protons et de neutrons respectivement. L'ensemble des solutions  $\psi_Q$  telles que :

$$\langle \psi_Q | \hat{Q} | \psi_Q \rangle = Q$$

permet de déduire les surfaces d'énergie potentielle  $\langle \psi_Q | H | \psi_Q \rangle$  en fonction de la variable collective  $Q$ .

La figure 1 montre les surfaces d'énergie potentielle du  $^{152}\text{Sm}$  obtenues avec les différents traitements de l'appariement, c'est-à-dire "gap constant", choisi égal au gap expérimental ( $\Delta = \text{Cte}$ ), force d'appariement proportionnelle à la surface ( $G \sim S$ ) et méthode H.F.B.. Nous constatons que les méthodes  $\Delta \equiv \text{Cte}$  et H.F.B. donnent des énergies de liaison très voisines au-delà de la déformation d'équilibre mais diffèrent sensiblement à déformation nulle, alors que la courbe  $G \sim S$  est en bon accord avec la courbe H.F.B. pour les faibles

et moyennes déformations et s'en sépare nettement à haute déformation. On remarquera que l'énergie de liaison et la déformation d'équilibre sont pratiquement les mêmes pour les trois approches.

Les courbes de la figure 2 permettent de préciser les différences qui existent entre ces trois traitements de l'appariement. Elles représentent la variation du gap et de l'énergie d'appariement en fonction de la déformation, respectivement pour les neutrons et les protons. Le gap est ici pris au sens de la plus petite énergie de quasi-particule.

En ce qui concerne le gap neutron, ni la prescription  $\Delta = \text{Cte}$ , ni celle  $G \sim S$  ne reproduisent de façon satisfaisante les variations du gap obtenues avec H.F.B. . On remarquera surtout la surestimation du gap neutron à haute déformation dans le cas  $G \sim S$ . Pour les protons, cette surestimation du gap dans le cas  $G \sim S$  a lieu à des déformations supérieures à  $3500 \text{ fm}^2$  qui ne sont pas montrées ici. Par contre, le gap proton obtenu dans l'hypothèse  $\Delta = \text{Cte}$  est très proche du gap H.F.B. au-delà de la déformation d'équilibre.

Les courbes d'énergie d'appariement nous permettent de faire les constatations suivantes :

- L'énergie d'appariement obtenue avec  $\Delta = \text{Cte}$  est approximativement indépendante de la déformation.

- La forme de la courbe obtenue avec  $G \sim S$  suit relativement bien la courbe H.F.B. avec toutefois une surestimation de plusieurs MeV pour l'énergie neutron. Cette surestimation reflète la surestimation du gap.

- Les énergies d'appariement obtenues avec les trois méthodes sont assez différentes même à des déformations où les énergies totales coïncident, comme par exemple aux environs de  $900 \text{ fm}^2$ . Cela signifie que la répartition entre l'énergie H.F. et l'énergie d'appariement peut varier fortement selon la méthode utilisée.

### III - CONCLUSION

Cette étude sur le  $^{152}\text{Sm}$  montre que les deux prescriptions  $\Delta = \text{Cte}$  et  $G \sim S$  ne peuvent décrire de façon satisfaisante les effets d'appariement sur une gamme étendue de déformations. Or ces effets peuvent être prépondérants, en particulier pour l'évaluation des barrières sphériques qui renseignent sur la stabilité de la déformation d'équilibre statique et pour le calcul des barrières de fission. Il est donc important de pouvoir les traiter par une

méthode exacte. Pour ces raisons, nous étendons actuellement la méthode H.F.B. aux autres isotopes du Sm étudiés en référence [7], ainsi qu'au calcul de la barrière de fission du  $^{240}\text{Pu}$ .

## REFERENCES

- [1] P. CARLOS et al., Nucl. Phys. A225 (1974) 171
- [2] R.E. SHAMU et al., Phys. Lett. 45B (1973) 241
- [3] Ch. LAGRANGE, J. de Physique-Lettres 35 (1974) p L111
- [4] R.E. SHAMU, Communication à cette Conférence
- [5] K. KUMAR et M. BARANGER, Nucl. Phys. A110 (1968) 529
- [6] U. GOTZ, H.C. PAULI, K. ALDER et K. JUNKER, Nucl. Phys. A192 (1972) 1
- [7] J. DECHARGE, M. GIROD, D. GOGNY, Phys. Lett. 55B (1975) 361
- [8] D. VAUTHERIN, Phys. Rev. C7 (1973) 296
- [9] D. GOGNY, "Invited talk" à paraître dans le compte rendu de la Conférence de Trieste sur les théories des champs Hartree-Fock et self-consistants (février - mars 1975)
- [10] S.G. NILSSON et al., Nucl. Phys. A131 (1969) 1

LEGENDE DES FIGURES

Fig. 1 - Courbes d'énergie H.F. du  $^{152}\text{Sm}$  en fonction du moment quadrupolaire de masse et pour les trois traitements de l'appariement :

- en trait plein, méthode H.F.B.
- en pointillé, prescription  $\Delta$  constant
- en traits tirés, prescription  $G \sim S$

Les énergies sont en MeV, les moments quadrupolaires en  $\text{fm}^2$ .

Fig. 2 - Energie d'appariement en fonction du moment quadrupolaire de masse :

- a) neutron
- b) proton

et variation du "gap", c'est-à-dire la plus petite énergie de quasi-particule, en fonction de la déformation :

- c) neutron
- d) proton

pour le  $^{152}\text{Sm}$ .

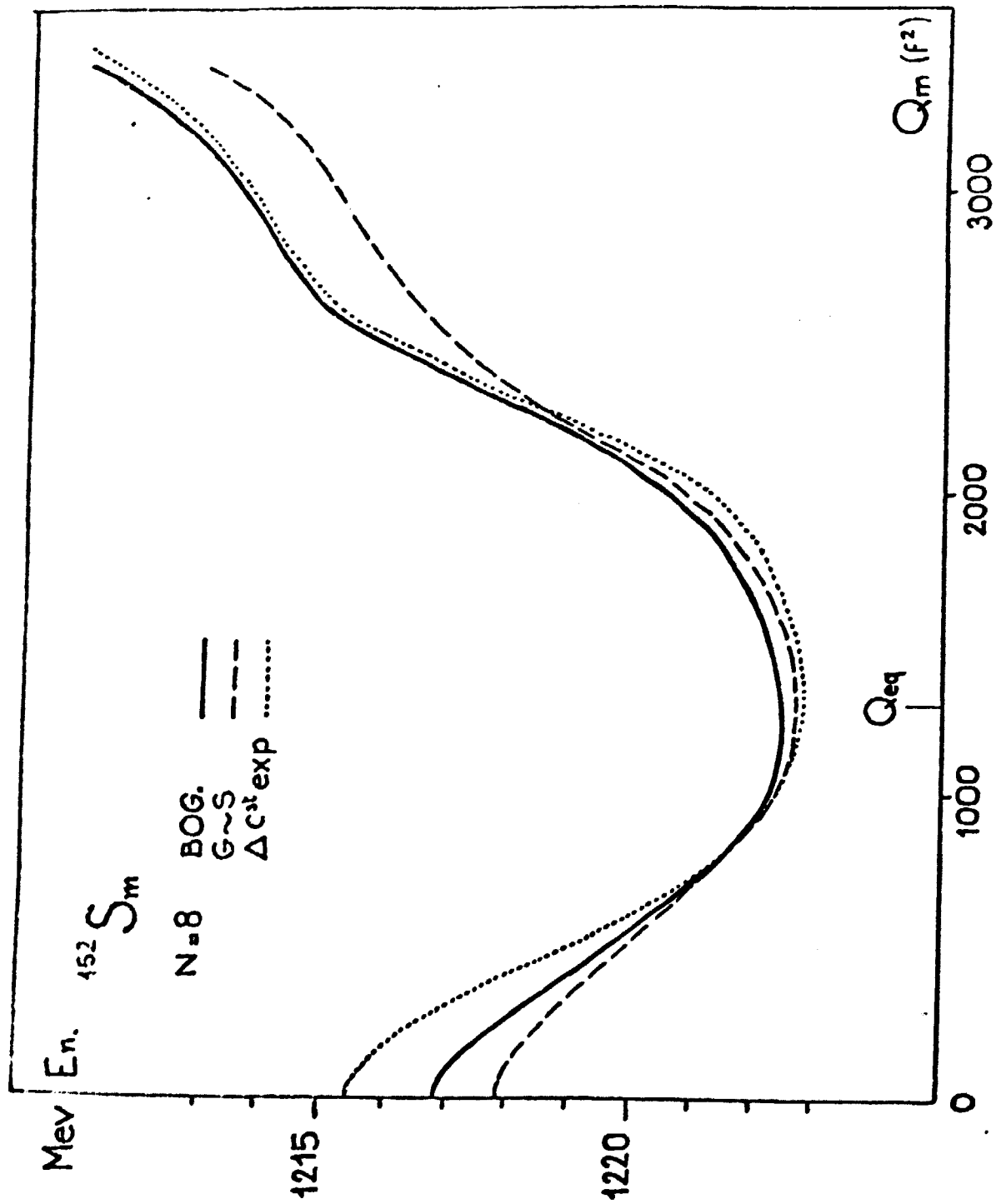
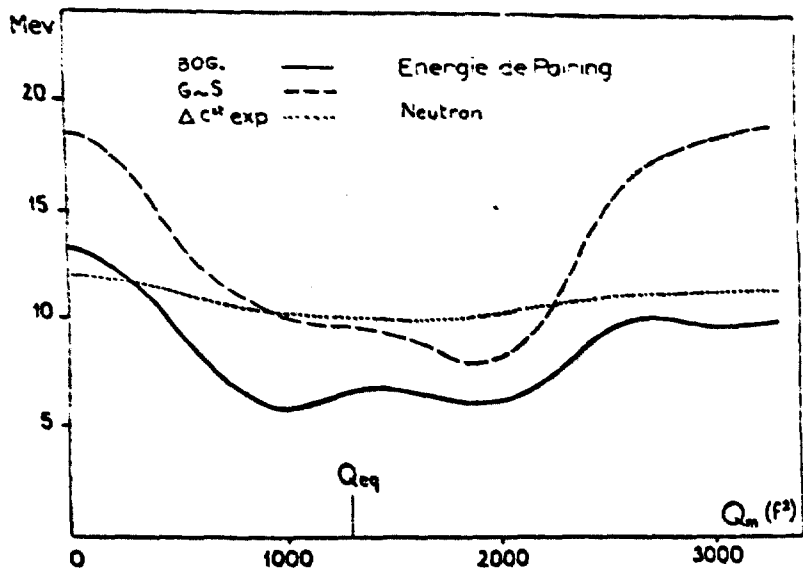
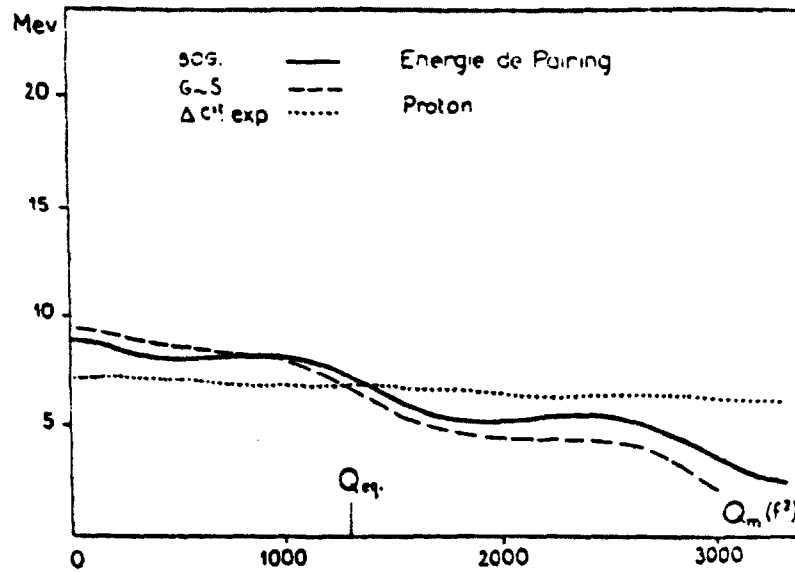


Fig. 1

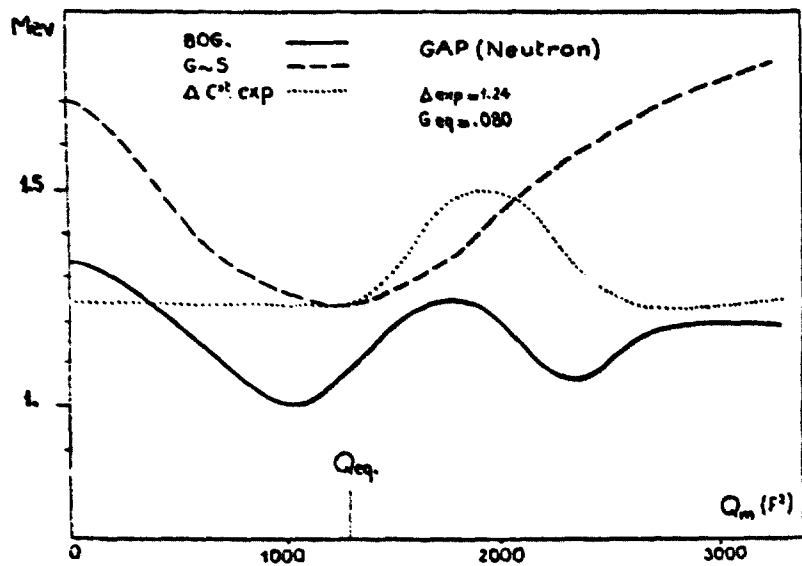




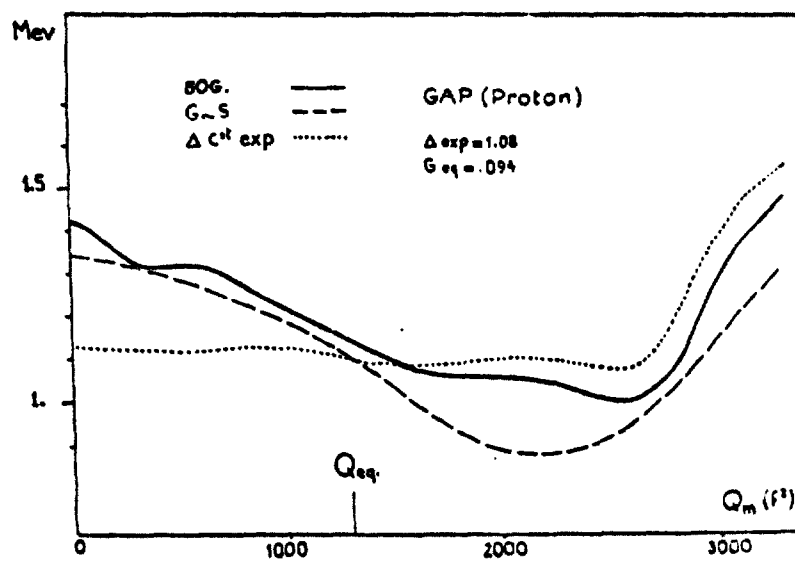
a) Neutron



b) Proton



c) Neutron



d) Proton

Fig. 2