NOTAS DE FÍSICA

VOLUME X

Nº 7

# TRANSITIONS ELECTROMAGNETIQUES DANS LES NOYAUX IMPAIR-IMPAIRS DEFORMÉS

par

Alceu de Pinho

CENTRO BRASILEIRO DE PESQUISAS FÍSICAS

Av. Wenceslau Braz, 71

RIO DE JANEIRO

1962

Notas de Física - Volume X - Nº 7

# TRANSITIONS ELECTROMAGNETIQUES DANS LES NOYAUX IMPAIR-IMPAIRS DEFORMÉS *

Alceu de Pinho**
Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas

(Reçu le 10 Octobre 1962)

RÉSUMÉ - Les probabilités de transition reduites dans les noyaux impair-impairs déformés sont écrites en termes de celles calculées pour un noyau A-impair. Certains cas particuliers sont discutés.

---

* Présentée à l'ACADEMIE DE SCIENCES DE PARIS par M. Francis Perrin.

** Actuellement au Laboratoire de Physique Nucléaire, Orsay - S. et O. - France.

Un noyau impair-impair est souvent décrit comme la super-position d'un "noyau impair de protons" et d'un "noyau impair de neutrons". Les deux dernières particules impaires couplent leurs moments angulaires donnant lieu à un multiplet dont la dégénéres cence est levée par l'interaction proton-neutron. Les régles de couplage qui déterminent l'état fondamental ont été données par Nordheim [1]. Dans le cas d'un noyau déformé le moment angulaire de chaque particule n'est plus un bon nombre quantique, mais si le noyau possède un axe de symétrie les projections $\Omega_p$ et $\Omega_n$ des moments angulaires sur cet axe le seront. L'introduction d'une déformation entraine qualques types de mouvements collectifs. Si la déformation est importante on est dans le domaine de l'approximation de couplage fort [2,3] et on peut séparer le mouvement collectif du mouvement intrinsèque des nucleons. Le mouvement collectif est entièrement décrit par I, moment angulaire total et ses projections K et M sur l'axe de symétrie et sur un axe fixe de l'espace, respectivement. Le problème du mouvement d'une particule dans un potentiel déformé a été étudié par Nilsson [4] dans le cas où le champ moyen est donné par un oscillateur harmonique avec symétrie axiale. Dans la limite des grandes déformations l'état d'un nucleon est complètement caracterisé par quatre nombres quantiques N, $n_z$ $\Lambda$ et $\Sigma$. Le nombre quantique prin cipal N correspond au nombre total de noeuds de la fonction d'on de et determine la parité de l'état: $\pi = (-)^N$; $n_z$ est le nombre de plans noeudaux orthogonaux à l'axe de symétrie et $\Lambda$ et $\Sigma$ sont les projections du moment angulaire orbital et du spin sur l'axe de symétrie. La projection du moment angulaire total est, dans ce cas asymptotique donnée par $\Omega = \Lambda + \Sigma$. Les orbites des particules autour de l'axe de symétrie ont une double dégénérescence qui correspond à des moments angulaires égaux mais de directions opposées ($\pm\Omega$). Dans un noyau impair-impair déformé le couplage des deux dernières particules impaires ne donne qu'un doublet $\Omega = \Omega_p + \Omega_n$ et $\Omega = |\Omega_p - \Omega_n|$. Gallagher et Moszkowski [5] ont adapté les règles de Nordheim aux noyaux impair-impairs déformés; l'etat de moindre énergie est celui où les projections des spins intrinsèques sur l'axe de symétrie sont parallèles ($\Sigma = \Sigma_p + \Sigma_n$). Si la symétrie est axial on doit avoir $K = \Omega$. La fonction d'onde d'un noyau impair-impair dans un état de parité P et spin I avec projections M et K ($= \Omega$) est donnée par:

$$|I(P)MK = \Omega = \Omega_1 \pm \Omega_2 > = \frac{(2I+1)^{\frac{1}{2}}}{4\pi} \sum_{\ell_1 \ell_2} \sum_{\Sigma_1 \Sigma_2} a_{\ell_1}^{\Omega_1 - \Sigma_1} a_{\ell_2}^{\Omega_2 - \Sigma_2} .$$

$$\left\{ \chi_{\Sigma_1}^{\Omega_1 - \Sigma_1}(1) \cdot \chi_{\pm\Sigma_2}^{\pm\Omega_2 \mp \Sigma_2}(2) \cdot \mathscr{D}_{M,K}^{I}(\theta_i) - P(-)^I \chi^{-\Omega_1 + \Sigma_1}(1) \right. .$$

$$\left. \chi_{\mp\Sigma_2}^{\mp\Omega_2 \pm \Sigma_2}(2) \cdot \mathscr{D}_{M,-K}^{I}(\theta_i) \right\} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (1).$$

Les fonctions d'onde intrinsèques $\chi$ sont les $|N\ell\Lambda\Sigma>$ de la représentation dite "non couplée" de Nilsson [4].

Les transitions électromagnétiques et beta intéressant les noyaux impair-impairs déformés ont été discutées de façon très générale par Gallagher [6]. Il a observé que les opérateurs responsables par les transitions étant des opérateurs à une seule particule on ne peut pas changer à la fois l'état des deux particules. En fait, une des deux donnera lieu à une integral $\langle N'\ell'\Lambda'\Sigma' | N\ell\Lambda\Sigma \rangle$ égal au produit de fonctions $\delta$ de Kronecker.

Avec le modèle adopté pour les noyaux impair-impairs les probabilités de transition électromagnétiques dans ces noyaux peuvent être exprimées en termes des probabilités de transition calculées par Nilsson pour les noyaux impairs. Pour qualques probabilités de transition reduites typiques, auxquelles on peut reduire toutes les autres nous avons trouvé:

$$\Omega_1 + \Omega_2 \rightarrow \Omega'_1 + \Omega'_2 ; \; B(\lambda) = A^{(1)}(\lambda) C |G^{(1)}(\lambda)|^2 \quad \ldots \quad (2\text{-}1)$$

$$\Omega_1 + \Omega_2 \rightarrow \Omega_1 - \Omega'_2 ; \; B(\lambda) = A^{(2)}(\lambda) C \left| P'(-)^{I' - \Omega'_2 - \Omega'_2 + \frac{1}{2}} b^{(2)}(\lambda) G^{(2)}(\lambda) \right|^2 \quad \ldots \quad (2\text{-}2)$$

$$\Omega_1 + \Omega_2 \rightarrow \Omega'_1 - \Omega_2 ; \; B(\lambda) = A^{(1)}(\lambda) \, C' \left| P'(-)^{I' - \Omega'_1 \; \ell'_1 + \frac{1}{2}} b^{(1)}(\lambda) G^{(1)}(\lambda) \right|^2 \quad \ldots \quad (2\text{-}3)$$

$$\Omega_1 - \Omega_2 \rightarrow \Omega_2 - \Omega'_1 ; \; B(\lambda) = A^{(1)}(\lambda) \, C' \left| G^{(1)}(\lambda) \right|^2 \quad \ldots \quad (2\text{-}4)$$

où C et C' sont, respectivement, les carrés des coefficients de Clebsch-Gordan $\langle IK, \lambda K' - K | I\lambda, I' K' \rangle$ et $\langle IK, \lambda - K' - K | I\lambda, I' - K' \rangle$, les fonctions $G(\lambda)$ et $b(\lambda)$ sont definies par Nilsson (4, pg. 32) et les $A^{(p)}(\lambda)$ sont constantes numeriques:

$$A^{(p)}(E\lambda) = \frac{2\lambda+1}{4\pi} \cdot \nu^{\lambda} \cdot \left[ e^{(p)} + (-)^{\lambda} \frac{Ze}{A^{\lambda}} \right]^2 \quad .... \tag{3-1}$$

$$A(M_1 \lambda) = \frac{2\lambda+1}{4\pi} \cdot \nu^{\lambda-1} \cdot \mu^2 \quad .... \tag{3-2}$$

L'indice p = (1) ou (2) indique que les constantes et les nombres quantiques se reférent à la particule qui change d'état, $\mu$ est le magneton nucleaire et $\nu = \hbar/M\,\omega_0(\delta)$ est la constante de l'oscillateur déformé.

A part les règles de sélection usuelles et celle imposé par le fait qu'une seule particule peut changer d'état [6] on trouve encore qualques restrictions imposées par le fait qu'il faut tenir compte des nombres quantiques du "niveau" et de ceux de la "particule". Dans les transitions 2- 2, par example, où il y a an changement du couplage relatif proton-neutron une transition pour être permise ne doit avoir simplement $\lambda \geqslant |K - K'|$, il faut avoir $\lambda \geqslant K'_1 + K_1$, une conditions beaucoup plus sévère. En général, les transitions avec changement du couplage relatif sont séverèment interdites.

Nous donnerons ensuite qualques résultats particuliers. On notera que les transitions M1 entre les membres d'une nême bande de rotation sont données toujours par la même expression (on ne trouvera pas dans le noyaux impair-impairs, même quand K = 0, les complications qu'on trouve dans les noyaux impairs avec K = 1/2). Pour une transition M1 d'énergie E entre les niveaux I' + 1 et I' on a:

$$T(M1) = \frac{\mu^2}{3\hbar}\left(\frac{E}{\hbar c}\right)^3 \frac{2I'+1}{I'+1}\left[\Omega\left(g_\Omega - g_R\right)\right]^2 \ldots \qquad (4)$$

où $g_\Omega \Omega = g_\Omega^{(1)}\Omega_1 + g_\Omega^{(2)}\Omega_2$, $g_\Omega^{(p)}$ est donné par Nilsson (3) et $g_R \simeq Z/A$.

Une autre situation où les élements de matrice se simplifient est la transition entre les membres du doublet $K = \Omega_1 + \Omega_2$ et $K' = \Omega_1 - \Omega_2$ ; $\Omega_1 > \Omega_2$. Les fonctions d'onde intrinsèques étant les mêmes dans les deux niveaux la transition doit être plus rapide que les transitions de particule. Considerons la transitions entre les niveaux $I = K$ et $I' = K'$; avec $\lambda = |\Delta K| = 2\Omega_2$. Les transitions de ce genre sont magnétiques et la probabilité de transition reduite est donnée par:

$$B(M, 2\Omega_2) = A(M, 2\Omega_2)\cdot 4\Omega_2 \cdot \frac{2K+1-4\Omega_2}{2K+1}\cdot(4\Omega_2 - 1)$$

$$\left|\sum_{\ell_2 \ell_2'} \sqrt{\frac{2\ell_2+1}{2\ell_2'+1}} \langle N_2' \ell_2' | r^{2\Omega_2 - 1} | N_2 \ell_2 \rangle \langle \ell_2\, 0,\ 2\Omega_2 - 1\, 0 | \ell_2'\, 0 \rangle\right.$$

$$\left\{ g_s^{(2)}\, a_{\ell_2}^{\Omega_2 - \frac{1}{2}}\, a_{\ell_2'}^{\Omega_2 - \frac{1}{2}} \langle \ell\, \Omega_2 - \frac{1}{2}\ ,\ 2\Omega_2 - 1 - 2\Omega_2 + 1 | \ell_2' - \Omega_2 + \frac{1}{2} \rangle \right.$$

$$+ \frac{2\, g_\ell^{(2)}}{2\Omega_2 + 1}\left[ a_{\ell_2}^{\Omega_2 - \frac{1}{2}}\, a_{\ell_2'}^{\Omega_2 + \frac{1}{2}} \sqrt{\left(\ell_2' + \Omega_2 + \frac{1}{2}\right)\left(\ell_2' - \Omega_2 + \frac{1}{2}\right)}\right. .$$

$$\langle \ell_2 \Omega_2 - \frac{1}{2}, 2\Omega_2 - 1 - 2\Omega_2 + 1 | \ell'_2 - \Omega_2 + \frac{1}{2} \rangle + a_{\ell_2}^{\Omega_2 + \frac{1}{2}} a_{\ell'_2}^{\Omega_2 - \frac{1}{2}}$$

$$\sqrt{\left(\ell'_2 + \Omega_2 - \frac{1}{2}\right)\left(\ell'_2 - \Omega_2 + \frac{3}{2}\right)} \langle \ell_2 \Omega_2 + \frac{1}{2}\ 2\Omega_2 - 1 - 2\Omega_2 + 1 | \ell'_2 - \Omega_2 + \frac{3}{2} \rangle \Big] \Big\} \Big|^2 \qquad \ldots \quad (5)$$

Quand $\Omega_2 = 1/2$ on peut introduire la partie collective de l'opérateur par les substitutions $g_s \longrightarrow g_s - g_R$ et $g_1 \longrightarrow g_1 - g_R$; nous avons pour la probabilité de transition:

$$T(M1) = \frac{2}{3} \cdot \frac{1}{\hbar} \left(\frac{e\hbar}{2Mc}\right)^2 \left(\frac{E}{\hbar c}\right)^2 \frac{K_1}{K_1 + 1} \Bigg| \left(g_s^{(2)} - g_R\right) \sum_{\ell_2} |a^0_{\ell_2}|^2 + $$

$$+ 2 \left(g_\ell^{(2)} - g_R\right) \sum_{\ell_2} a^0_{\ell_2} a^1_{\ell_2} \sqrt{\ell_2(\ell_2 + 1)} \Bigg|^2 \qquad (6)$$

* * * *

L'auteur, détaché du Centre Brésilien de Recherches Physiques, remercie vivement le Conselho Nacional de Pesquisas, du Brésil, pour une bourse.

* * *

BIBLIOGRAPHIE

1. L. W. NORDHEIM - Phys. Rev. 78, 294, 1950.

2. A. BOHR - Dan. Mat. Fys. Medd. 26, nº 14, 1952.

3. A. BOHR et B. A. MOTTELSON - Dan. Mat. Fys. Medd. 27, nº 16, 1953.

4. S. G. NILSSON - Dan. Mat. Fys. Medd. 29, nº 16, 1955.

5. C. J. GALLAGHER et S. A. MOSZKOWSKI - Phys. Rev. 111, 1282, 1958.

6. C. J. GALLAGHER - Nucl. Phys. 16, 215, 1960.

* * *