(2) 変形奇核の回転運動の微視的記述

京大理　松崎茂一郎　岩崎正春　山村正俊

我々の課題はGross－山村による偶数核の回転運動の微視的理論[1]（今研究会の西山氏の報告参照のこと）を奇数核の回転運動へも適用することである。この研究は京大の山村正俊，松崎茂一郎両氏との共同研究であり詳細は文献[2]を参照されたい。

今迄変形奇核の回転運動はボーア模型を用いて現象論的に分析され一定の成果を収めた。この模型で最も基本的なことは，奇核の運動は四重極変形した芯の自由度と一粒子自由度によって記述されると仮定することである。しかしこの描像は多体論的に見るとパウリ相関をもつ多体系から芯の自由度と一粒子自由度を分離することであり決して自明ではない。この経験事実を変形ポテンシャルの様な半古典的概念を用いることなく回転不変性を常に保った形で明らかにすることが我々の主な目的である。

今，偶核の場合と同様に次の基本的仮定を設定する。ⅰ）系のエネルギー準位はスピン I_0(半整数)から始まり I_0+1，I_0+2，…と続く基底帯とその他の励起状態よりなりその間の結合は無視しうる。　ⅱ）基底帯内ではE２行列要素は他の多重極行列要素に比べて非常に大きい。偶核の場合と異なる点は基底帯のスピンがある値 I_0 から始まり一づつ増加している点だけである。また仮定ⅰ）によりコリオリ効果はこの理論の枠外にあることに注意しておく。

簡単の為四重相互作用している同種粒子が単一軌道の中を運動している場合を考える。上記の仮定の下で基底帯の構造を理解する為次の方程式系を設定する。

A）E２演算子の運動方程式

B）対演算子間の運動学的及び力学和則

C）隣接偶核との間の一核子移行行列要素の性質

A），B）は偶核の場合と本質的には同等なレベルにおける枠組でありC）は I_0 の値を決める奇核に特有な条件となる。以上三つの方程式系を代表的に解くことによりE２及びM３行列要素，エネルギー準位，I_0 の値を求めることが可能となる。ここでは結果を記すに留める。（読者は偶核の結果を参照）

ⅰ）粒子数Nが次の値をとるとき以下に述べる回転状態の解が得られる。

$$N=\frac{2j+1}{2}\left[1\mp\frac{\sqrt{5}(2j-3)(2j+5)}{\sqrt{49\cdot 2j(2j+2)(2j-1)(2j+3)+5(2j-3)^2(2j+5)^2}}\right]$$

$$\xrightarrow[j\to\infty]{}\left\{\begin{matrix}0.348\\0.652\end{matrix}\right\}\times(2j+1)\qquad (\ j：軌道角運動量\ )$$

E 2 行列要素は基底帯の状態を $|r_0; II_z>$ とすると，

$$< r_0 : I' \| \hat{Q} \| r_0 ; I > = Q(r_0) < I' - I_0\, 2\, 0 \,|\, I - I_0 >$$

Q (ro) は四重極能率を表わし隣接偶核と同じ値をもつことがわかる。

ii) M 3 行列要素は次の様になる。

$$<r_0; I' \| \hat{O} \| r_0; I> = O(r_0)\sqrt{I(I+1)}\sum_{\Lambda=\pm1} <I - I_0 1\Lambda | I\,\Lambda - I_0>$$

$$\cdot <I' - I_0 3\Lambda | I\,\Lambda - I_0> + o(r_0)\, I_0 <I' - I_0\, 3\, 0 \,|\, I - I_0>$$

第一項は偶核の場合と同じ型 ($O(r_0)$ の 値も同じ) を持っており現象論でいう芯の自由度に対応している。しかし第二項は偶核では現われなかった全く新しい項であり，内部M 3 (M 1) 演算子に対応する[3]次の量の行列要素と一致するという意味で一粒子自由度に対応する。($\hat{B}^+_{JM}$：対演算子)

$$\hat{j}_{3M} \propto \sqrt{\frac{8}{7}}\sqrt{\frac{(2j-2)(2j+4)}{(2j-1)(2j+3)}}\sum_{K\Lambda} < 1K2\Lambda | 3M > [\hat{B}^+_{1K}, \hat{B}^+_{2\Lambda}]_+$$

$$+\sqrt{\frac{8}{3}}\sum_{K\Lambda} < 3K2\Lambda | 3M > [\hat{B}^+_{3K}, \hat{B}^+_{2\Lambda}]_+$$

iii) 基底帯のエネルギー基位は隣接偶核と同じ慣性能率を持つ回転準位となる。

$$E(r_0; I) - E(r_0; I_0) = \frac{1}{2\mathcal{J}}[I(I+1) - I_0(I_0+1)]$$

iv) I_0 の値は次式で与えられ同じ粒子数の変形ハートリー近似の値と良い一致を示す。(I_0 が角運動量の対称軸への射影であることを示せる[3])

$$I_0 = \sqrt{\frac{3}{7}} \sqrt{\frac{4j^2+4j-10/3}{(2j+1)^2}} \; \frac{2j+1}{2} \longrightarrow 0.655\,\frac{2j+1}{2}\;(j\to\infty)$$

以上から言えることは，一粒子自由度はM３（M１）演算子の様な時間反転に符号を変える量を通して現われ，慣性能率，四重極能率への寄与は芯の自由度に比べて非常に小さいことがわかる。そしてまたこのことは現象論の結果とも矛盾しない。（文責：岩崎）

参考文献

1） D. H. E. Gross and M. Yamamura, Nucl. Phys. A140 (1970), 625.

2） M. Matsuzaki, M. Iwasaki and M. Yamamura, Prog. Theor. Phys. 48 (1972), 2252.

3） M. Iwasaki, M. Matsuzaki and M. Yamamura, to be published in Prog. Theor. Phys.

(4) Cranking model． ハートリー場と回転．

福井大工　庄野義之

Cranking model は原子核の回転のきわめて直観的な表現として，また慣性モーメントの簡単な計算法として，この２０年間多くの人達によって用いられ，回転に関係した重要な性質の説明がこのmodel にもとづいてなされてきた。

しかし一方，このmodel は大へん不思議なmodelである。量子力学的多体系である原子核の回転をあらわすのに，ひずんだ入れ物（def. well）の中に粒子を入れ外力によりある角速度 ω で回転させると言う方法を使っている。入れ物の中の粒子は量子力学的に運動し，入れ物の回転は半古典的である。