

遷移核の高スピン状態における変形共存

埼玉大・教養 田 辺 孝 哉

1. はじめに

近年における核分光学の発展は著しく、yrast とそれより高い励起バンドに関する詳細な情報が続々と蓄積されつつある。高スピン状態において観測される現象の多くは集団運動と単一粒子運動の両方の側面が同時に関与するため、微視的な記述に立入らない限り最終的な解決はあり得ない。核構造がスピンと共に段階を追って変化していく様子は単一粒子準位の性質を抜きに理解することは不可能であるが、一方、その単一粒子が感ずる場は、回転を伴う集団運動の結果として構成されている。従って、その様な単一粒子軌道を与えると同時に系全体の集団運動を可能にする長距離力と短距離力の内容を追求することが一つの研究課題である。私共は、残留相互作用を仮定した上で、平均場近似の立場から、Cranked Hartree-Fock-Bogoliubov (CHFB) の自己無撞着計算を実行し、yrast 及び yrast 近傍の bands の性質の解析を試みて来た。高励起状態についても、平均場近似の考え方を拡張し、パリティと粒子数パリティの射影を含む一般的なCranked thermal HFB (CTHFB) の定式化を行い、高温領域での平均的振舞の解析を試みた。その結果、変形核に関する yrast 領域ばかりでなく、off-yrast 領域に亘る統一的な描像に到達した。この考え方を巨大共鳴に適用すると、平均場に反映する有効励起効果を取り入れた基本空間を構成した上で RPA 計算を行なうという定式化が可能となる。これ等についての詳細は科研費報告をかねた別の報告書¹⁾に述べたので、此处では、その一部から四重極対相関の必要性と遷移核の高スピン状態に関する計算結果について述べる。^{2,3)}

2. 四重極対相関相互作用 (Quadrupole pairing interaction, QPI) の必要性

多くの場合、アクティブな殻より内側の殻からの寄与として、芯の慣性能率を仮定し、系の慣性能率に対する理論値を大きくすることが行なわれる。しかし、異なる変形が共存したり、対称変形の範囲でも、対称軸の向きが場合によって異なるときでも、統一的な立場から記述を支えるためには、そのような芯の存在は追放する必要がある。此处では、比較的強い QPI を導入すれば、この問題を回避することができるばかりでなく、鋭い後方歪曲とその臨界角振動数 ω_C を正しく与えることができることを示す。図 1 [文献 2) による] における後方歪曲曲線 b は単極対相関プラス四重極相関相互作用 (PPQI) をとり、その交換相互作用を無視した場合であって、結合定数を適当なものとすれば比較的良く実験値を再現している。しかし、単極対相関に対して 30% の強度の QPI を導入した曲線 a は、低スピンの慣性能率を大きく、かつ歪曲を鋭くするばかりでなく、 ω_C を大きな値にずらせる効果を示している。曲線 c は b に対して全ての交換相互作用を含む場合であるが、a に対して全ての交換相互作用を含む曲線 d と比較すると分かる通り、d では同様な改善が認められる。曲線 e は b に対して単に芯の慣性能率 $\mathcal{J}_{\text{core}} = 6 \text{ MeV}^{-1}$ を加えた場合であって、全体を押し上げる以上の効果は無い。以下の計算でも単極子相関に対して 30% の強度の結合定数をもつ QPI を採用する。

3. 変形共存

遷移核において、集団運動の性質の変化があるばかりでなく、単一粒子軌道にも変化が起る。その機構を微視的な立場から解明するため $N=90$ の遷移核 ^{158}Er , ^{160}Yb について CHF B 計算を実行し、2種類の異なる collective bands と non-collective 状態の共存についての予測を得た。²⁾

図2〔文献2〕による〕は計算で得た ^{160}Yb の後方歪曲曲線を示す。黒丸は z 軸を対称軸とする prolate band ($\beta=0.2\sim 0.27$, $|\gamma|\lesssim 3^\circ$) を示しており、 $I=34$ 迄の実験値を説明している。それとは異なる collective 状態は図2で三角形で示した oblate band I ($\beta=0.14\sim 0.17$, $\gamma=-60^\circ\sim -68^\circ$) であって、 y 軸を対称軸とし、それに垂直な x 軸の周りに回転する。これ等2つの collective bands の他に、四角形で示した $50\leq I\leq 60$ に対する状態は殻模型的な superdizzy 状態であって、 $I=50$ の三軸変形状態 ($\beta=0.12$, $\gamma=88^\circ$) を経て x 軸を対称軸とする oblate band II ($\beta=0.12\sim 0.15$, $\gamma=60^\circ$) を構成する。

図3にエネルギー・ギャップの平均値を示すが、prolate band において既に非常に小さな値に到達しているのに、oblate band I では Δ_p が $I=50$ まで有限であって、内部構造が全く異なっていることを示唆する。

高スピンの oblate band II が yrast に出現する可能性がある。 ^{158}Er と ^{160}Yb の Yrast 系列に関する $\beta-\gamma$ 平面上のプロットは図4〔文献2〕による〕の通りであって、 ^{160}Yb では $I\geq 50$ で yrast が superdizzy 状態に移行することが予測される(結合定数の大きさは文献2)に与えられている)。

prolate band から superdizzy 状態への変形遷移においては、RA 効果によって生起された陽子対の再結合がトリガーとなって、 $p-n$ 間において最も強い四重極

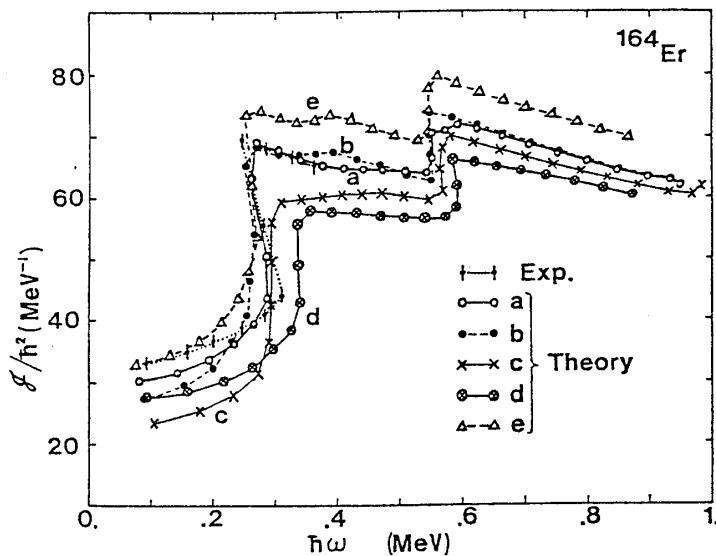


図 1

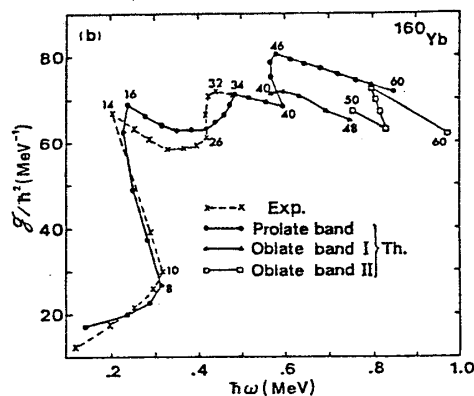


図 2

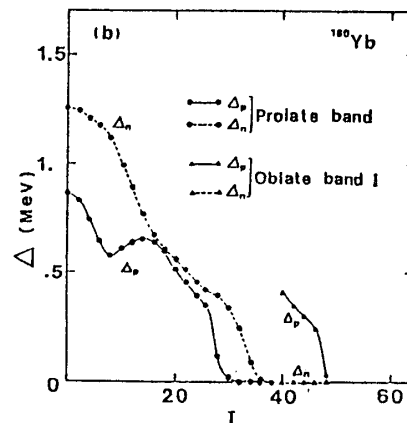


図 3

相互作用から結合エネルギーを稼ぐことができるように、陽子と類似の軌道にある中性子対が再結合することから、スピンのx軸の向きに整列した状態がyrastに降下するという機構が考えられる。

4. Mottelson-Valatin (MV)

効果

コリオリー反対相関 (CAP)

効果は、Fermi面の近くにあ

って、jは大きいがj_z(=Ω) になるべく小さい単一粒子軌道にある特定の核子対を解離して再結合させる回転整列 (rotational alignment, RA) を引き起すために慣性能率の後方歪曲や上方歪曲であるばかりでなく、ギャップの平均値を回転速度の増大と共に確実に減少させる。有限系であるため、ギャップはゆっくり零に近づくため、二次の相転移 (MV効果) があっても、明瞭な変化とはならない。従って、MV効果の確たる証拠は未だ見出されていない。

今、最も単純化したBCS模型を考えてみる。上下限の切断A₂とA₁の間に単一粒子準位が等間隔で、準位密度ρをもって分布し、そこにN個のフェルミオンが配分されているとすれば、ギャップΔが十分に小さければ、フェルミエネルギーλは

$$\lambda \cong A_1 + \frac{N}{\rho} - \frac{\rho}{4N} \frac{A_2 - A_1 - 2N/\rho}{A_2 - A_1 - N/\rho} \Delta^2$$

となる。従って、Δ²=0となれば、λは一定値A₁+N/ρに近づく。単一粒子準位が半分以下しか占有されない場合(A₂-A₁-2N/ρ>0)と、半分以上占有されている場合(A₂-A₁-2N/ρ<0)とに応じて、λはそれぞれ、右又は左からその一定値に近づく。λに依存する物理量、例えば

$$\Omega_N(\lambda, I) = E - \lambda N$$

というポテンシャルの模式的にプロットすれば、それぞれの場合について、図5(a)又は(b)となる。³⁾ 何れの場合でもMV効果はcuspに対応する。このようなλとIを独立変数とする熱力学的ポテンシャル

$$\Omega_p(T, \lambda_p, N, I) = E - ST - \lambda_p Z$$

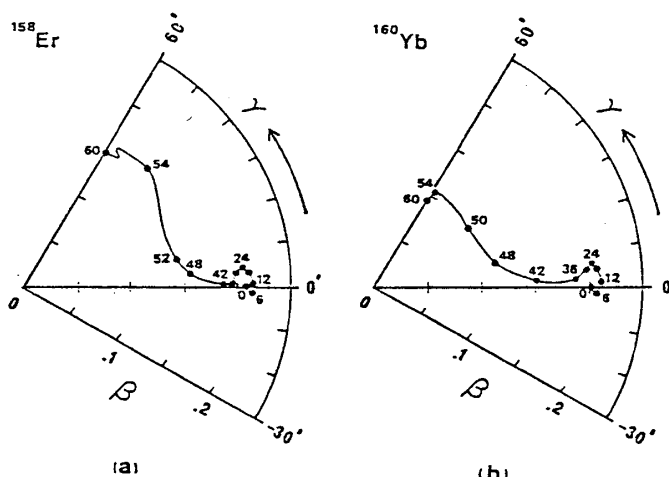


図 4

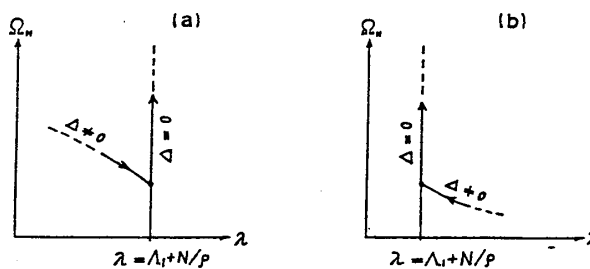


図 5

$$Q_n(T, Z, \lambda_n, I) = E - ST - \lambda_n N$$

の等温線 (yrast では $T=0$) を λ_p 又は λ_n に対してプロットすることによって MV 効果を見出す有効な手がかりを与えるということについては文献 4) で指摘した通りである。

現存するデータのうちで、隣合った 2 つの核において最も高スピンまでエネルギー準位が測られている対として ^{158}Er と ^{160}Yb を取り挙げ、 I を共通とする準位差から

$$\lambda_p = \frac{1}{2} \{ E(^{160}\text{Yb}) - E(^{158}\text{Er}) \},$$

$$Q_p = E(^{158}\text{Er}) - \lambda_p Z, \quad (Z=68)$$

を計算して得たプロットを図 6 に示す。実験値 (点線) を示す $I=40^+$ での急降下は、理論値 (実線) にみられる $I=42^+$ の cusp に対応するかも知れない。計算では ^{160}Yb では $I=44^+$ で既に \bar{A}_p が零になっている。

5. 今後の課題

高スピン状態での g -因子、 $E2$ や $M1$ 遷移確率、混合比等の理論と実験の比較を行なうと共に、同位核・同調核に亘って系統的な変化を調べることから、残留相互作用の性質をもっと詳細に分析する必要がある。もっと定量的に精度の高い議論を行なうために、理論計算に粒子数と角運動量の同時射影を実行することが望ましい。

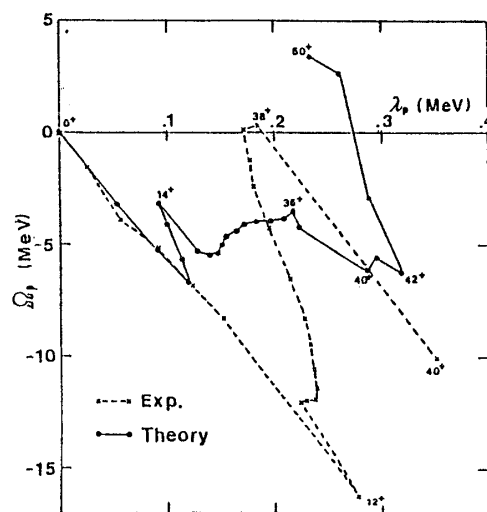


図 6

文 献

- 1) K. Tanabe, Mean field theory of nuclear collective motion, 埼玉大学紀要 (総合編, 第2巻, 昭和59年3月), 昭和58年度科学研究費補助金 [一般研究(C)] 研究成果報告書.
- 2) K. Tanabe and K. Sugawar-Tanabe, Phys. Lett. **135B** (1984) 353.
- 3) K. Tanabe and K. Sugawara-Tanabe, Shape transition and shape coexistence at high spins in transitional nuclei, Proc. Intern. Symposium on Nuclear Spectroscopy and Nuclear Interactions, Osaka, March 20-24, 1984, to be published.
- 4) K. Tanabe and K. Sugawar-Tanabe, Nucl. Phys. **A390** (1982) 385.