

转动对电磁跃迁的影响 ——带交叉以后的区域*

邢正 吴兴举

(兰州大学现代物理系)

摘 要

利用推广的粒子-转子模型研究了 ^{159}Tm 负宇称 Yrast 态在带交叉以后区域的 $B(M1)$ 值以及动力学电四极矩 $Q^{(1)}$ 和 $Q^{(2)}$, 并同实验进行了比较, 得到了较好的符合, 指出二级柯里奥利作用对分析实验数据的重要性.

为了解释稀土区奇 Z 核 s 带的电磁性质, Hamamoto 和 Mottelson 认为, 由于跃迁算子是一元型算子, 因此准粒子数的改变(如增加一对 $(\nu i_{13/2})^2$ 中子)对 Signature 有关的矩阵元影响不大, 从 g 带到 s 带 Signature 依赖性的变化是由核的三轴形变 (γ 形变) 的变化引起的^[1]. 他们用单准粒子的简化模型, 成功地解释了 ^{159}Tm 和 ^{165}Lu 的 $B(M1; I \rightarrow I-1)/B(E2; I \rightarrow I-2)$ 的实验数据^[2,3]. 但是只有 $B(E2; I \rightarrow I-2)$ 是角动量的光滑函数, 不呈现明显的 Signature 依赖性, 才能把 $B(M1)/B(E2)$ 的 Signature 依赖性看作是由 $B(M1)$ 引起的; 如果 $B(E2; I \rightarrow I-2)$ 呈现明显的变化, 则从 $B(M1)/B(E2)$ 的数据难以导出 $B(M1)$ 的性质. 随着实验技术的发展, 对 ^{159}Tm (到自旋 $47^-/2$) 已经分别测量了 $B(M1; I \rightarrow I-1)$, $B(E2; I \rightarrow I-1)$, $B(E2; I \rightarrow I-2)$ 的数值^[4], ^{165}Lu ^[5] 实验也有新的进展, 因此应该用新的数据去检验已有的理论, 例如由三轴形变的变化能否解释 ^{159}Tm s 带的 $B(M1; I \rightarrow I-1)$, $B(E2; I \rightarrow I-1)$ 和 $B(E2; I \rightarrow I-2)$ 的实验值. 我们用推广的粒子-转子模型研究了转动对电磁跃迁的影响^[6-8], 指出除了 γ 形变以外, 转动哈密顿量中的二级柯里奥利作用对 $M1$ 和 $E2$ 跃迁会产生重要影响, 粒子-转子高级耦合项部分地等效于 γ 形变. 本文利用推广的粒子-转子模型^[7] 研究 ^{159}Tm 带交叉后负宇称 Yrast 态的约化跃迁几率 $B(M1)$, $B(E2)$ 并同实验进行了比较, 指出: 为了解释带交叉以后的实验数据, 二级柯里奥利作用的引入是必要的.

为避免三轴形变粒子-转子模型在处理三个准粒子态时出现的大量的组态, 我们采用文献[1]提出的方法处理三个准粒子态. 假定 s 态的中子自旋顺排角动量 $\vec{j}_n (\sim 10\hbar)$ 平行于核心的集体角动量 \vec{R} , 由于跃迁算子的单粒子特征, 准粒子数的变化不影响同 Signature 有关的矩阵元, 因此我们冻结顺排中子对的内禀自由度, 从而三个准粒子的问题简化为一个准粒子的问题^[1].

本文 1990 年 3 月 17 日收到.

* 国家自然科学基金资助项目.

推广的粒子-转子哈密顿量为^[7]

$$H_{\text{EPR}} = \sum_{K=1}^3 \frac{R_K^2}{2J_K} + H_{\text{intr,p}} + H_{\text{intr,n}} + H'_c \quad (1)$$

其中 $H_{\text{intr,p}}$, $H_{\text{intr,n}}$ 分别为质子和中子的内禀哈密顿量, H'_c 是二级柯里奥利作用. 核心的集体角动量 \vec{R} 表为

$$\vec{R} = \vec{I} - \vec{j}_n - \vec{j}_p, \quad (2)$$

设角动量

$$\vec{X} = \vec{I} - \vec{j}_n, \quad (3)$$

根据我们的假设, 顺排中子对的内禀哈密顿量的贡献是一常数, 因此计算中可以略去, 于是(1)式化为通常的形式

$$H_{\text{EPR}} = \sum_{K=1}^3 \frac{1}{2J_K} (\vec{X} - \vec{j}_p)_K^2 + H_{\text{intr,p}} + H'_c, \quad (4)$$

质子内禀哈密顿量为

$$H_{\text{intr,p}} = \sum_{\nu} (\epsilon_{\nu} - \lambda) a_{\nu}^{\dagger} a_{\nu} + \frac{\Delta}{2} \sum_{\mu\nu} \delta(\bar{\mu}\nu) (a_{\mu}^{\dagger} a_{\nu}^{\dagger} + a_{\nu} a_{\mu}), \quad (5)$$

这儿 ϵ_{ν} 是三轴形变势 V 中单粒子运动的能量, λ 是费米能量, Δ 是能隙参数, $\bar{\mu}$ 是状态 μ 的时间反演态. 三轴形变势 V 是

$$V = -\kappa \left[\cos\gamma Y_{20}(\theta, \varphi) - \frac{\sin\gamma}{\sqrt{2}} (Y_{22}(\theta, \varphi) + Y_{2-2}(\theta, \varphi)) \right], \quad (6)$$

其中 κ 是能量单位, 同四极形变 β 有关. 我们采用不可压缩无旋流体模型的惯量矩

$$J_K = \frac{4}{3} J_0 \sin^2 \left(\gamma + \frac{2}{3} \pi K \right), \quad (K = 1, 2, 3) \quad (7)$$

二级柯里奥利作用为

$$H'_c = B_0 (X_+^2 + X_-^2) (j_+^2 + j_-^2). \quad (8)$$

我们的计算过程如下: 给定角动量 X (半整数), 对角化粒子-转子哈密顿量(4)式, 得到本征能量和本征态, 利用简单的几何关系(图 1 所示)求得核心集体角动量 R , 进一步计算 s 态的集体转动 g 因子^[4]

$$g_{R'} = g_R + (g_{j_n} - g_R) \frac{j_n}{R + j_n}, \quad (9)$$

计算约化跃迁矩阵元

$$B(O\lambda; X_i \rightarrow X_j) = \frac{1}{2X_i + 1} |\langle X_j || \mu(O\lambda) || X_i \rangle|^2, \quad (10)$$

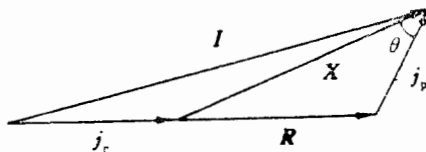


图 1 总角动量 I , 集体角动量 R , 中子顺排角动量 j_n 及质子角动量 j_p 之间的几何关系

由图1, 从角动量 X 值求得对应的 I 值, 从而得到 $B(O\lambda; I_i \rightarrow I_j)$,

我们的计算结果如下:

1. $B(M1; I \rightarrow I-1)$ 值同角动量 I 的关系

图2给出了 ^{159}Tm s 带的 $B(M1; I \rightarrow I-1)$ 值同角动量 I 的关系, 并同实验值进行了比较. 其中实线 $B_0 = 2 \times 10^{-5}\kappa$, 虚线 $B_0 = 0$, 其它参数均相同. 参数的选取主要考虑到 $B(M1)$ 数据的如下特征:

(1) $B(M1)$ 的平均值由带交叉前 $\sim 0.3 [\mu_N^2]$ 增大到带交叉后 $\sim 1.1 [\mu_N^2]$.

(2) 带交叉以后 $B(M1)$ 值的 Signature 依赖性依然很大.

(3) 带交叉以后, $B(M1)$ 值的 Signature 依赖性发生了反向 (inversion), 这儿反向是指从 f 态 (favoured-signature states) 到 u 态 (unfavoured-signature states) 跃迁的 $B(M1; I \rightarrow I-1)$ 值小于从 u 态到 f 态的跃迁的值, 即

$$B(M1; \alpha_u I \rightarrow \alpha_f I - 1)$$

$$> B(M1; \alpha_f I + 1 \rightarrow \alpha_u I),$$

α_f, α_u 分别是 f 态和 u 态的 Signature, 其中

$$\alpha_f = \frac{1}{2} (-)^{j-\frac{1}{2}}, \quad \alpha_u = \frac{1}{2} (-)^{j+\frac{1}{2}} \quad (11)$$

研究表明 $B(M1)$ 值的 Signature 依赖性的反向, $B(M1)$ 平均值的加大, 是系统可能具有正 γ 形变的一个标志, 但是正 γ 形变值, $B(M1)$ 值不可能得到明显的 Signature 依赖关系^[9]. 而二级柯里奥利作用则可使 $B(M1)$ 值的 Signature 分离加大, 因此 $B(M1)$ 的数据表明研究 ^{159}Tm s 带的电磁性质, 应选用正 γ 值的三轴形变参数, 同时必须包括粒子-转子的高级耦合作用.

我们的计算(实线)再现了实验数据的主要特征表明: (1) 讨论 s 带的电磁跃迁矩阵元时, 冻结一对顺排粒子的内禀自由度, 从而使三准粒子问题简化为单准粒子问题似乎是一个好的近似. (2) 为了进行比较, 图2同时给出了 $B_0 = 0$ 的结果, 参数基本上同文献[1], 差别在于文献[1]中 J_0 是角动量 I 的增函数 $J_0(I)$, g_R 是 I 的减函数 $g_R(I)$. 而我们为了简化计算, 均取为常数. 计算结果同文献[1]无本质区别, $B(M1; I \rightarrow I-1)/B(E2; I \rightarrow I-2)$ 重现了实验数据的主要特征. 然而图2表明在 $B_0 = 0$ 时(虚线所示), $B(M1; I \rightarrow I-1)$ 不能显示实验数据的主要特征, 不出现大的 Signature 分离, 甚至位相也不一致, 因此为拟合 $B(M1; I \rightarrow I-1)$ 的实验值, 包括二级柯里奥利项是必要的. (3) B_0

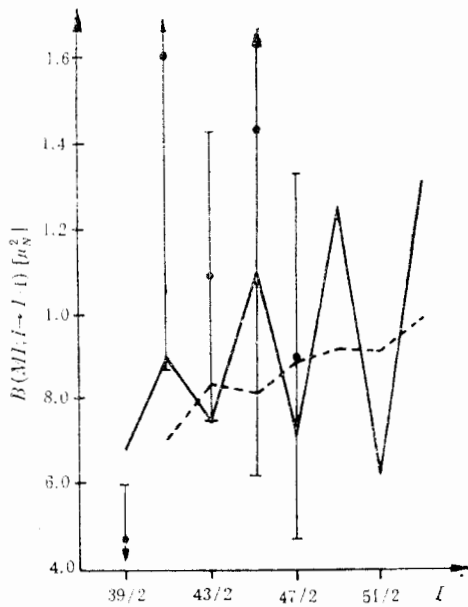


图2 ^{159}Tm 负宇称 Y_{rast} 态带交叉后的 $B(M1)$ 值同角动量 I 的关系

理论计算参数为: $\gamma = +15^\circ$, $\Delta = 0.45\kappa$, $\lambda = 0.15\kappa$, $J_0 = 69/\kappa$, $g_l = 1.0$, $g_s = 3.91$, $g_R = 0.31$, $j_n = 10\hbar$, $g_{i_n} = -0.2$, $B_0 = 2 \times 10^{-5}\kappa$ (实线所示), 虚线 $B_0 = 0$, 其它参数同实线. 实验值取自文献[4]

的值由 g 带的 $-2 \times 10^{-5} \kappa^{[8]}$ 变到 s 带的 $2 \times 10^{-5} \kappa$, 随着自旋的增高, B_0 值逐渐增加, 这同我们对 ^{161}Lu 的研究是一致的^[11]. 图 3 我们给出了二级柯里奥利强度 B_0 值对 Signature 依赖性的影响. 当 B_0 从 $-1 \times 10^{-5} \kappa$ 变到 $1 \times 10^{-5} \kappa$ 时, $B(M1)$ 值的 Signature 依赖性发生了反向. 图 3 表明, 当 $B_0 = -1 \times 10^{-5} \kappa$ 时在计算的自旋范围内, $B(M1)$ 值的 Signature 依赖性是正常的位相 (即 f 态到 u 态跃迁的 $B(M1)$ 值大于从 u 态到 f 态跃迁的 $B(M1)$ 值). 当 $B_0 = 0$ 时, 在 $I = 49/2$ 发生反向, 而 B_0 增到 $1 \times 10^{-5} \kappa$ 时, 在 $I = 41/2$ $B(M1)$ 值就发生了反向.

2. 动力学电四极矩 $Q^{(1)}$, $Q^{(2)}$ 同角动量 I 的关系

图 4 和图 5 分别给出了动力学电四极矩 $Q^{(2)}$ 和 $Q^{(1)}$, 并同实验进行了比较. $Q^{(1)}$, $Q^{(2)}$ 由下述公式定义:

$$B(E2; I \rightarrow I - 1) = \frac{5}{16\pi} \langle IK20 | I - 1K \rangle^2 Q^{(1)2}, \quad (12)$$

$$B(E2; I \rightarrow I - 2) = \frac{5}{16\pi} \langle IK20 | I - 2K \rangle^2 Q^{(2)2}.$$

我们看到如下特征: (1) 实验数据表明 $Q^{(2)}$ 的平均值由带交叉前的 $5.53 \pm 0.14 \text{eb}$ 减小到带交叉后的 $5.17 \pm 0.28 \text{eb}$. 因此 $Q_s^{(2)}/Q_g^{(2)} \approx 0.9$, 按照 Cranking 近似, $Q^{(2)} \propto \beta \cos \times (\gamma + 30^\circ)^{[9,10]}$ 所以通常带交叉后 $Q^{(2)}$ 的减少暗示 γ 的增加 (假定 $\gamma > -30^\circ$), 但 $Q^{(2)}$ 的减少也可能来自 β 的减少, 或初末态核的形状有较大的不同, 或核的形状有较大的涨落. 然而我们模型的基本假定是平均场近似是成立的, 因此核应该有一确定的形状. 粒子-转子模型对 $Q^{(2)}$ 的描述是一个平均的结果. 我们计算中, g 带 γ 值为 $\gamma_g = -5^\circ$ ^[8], 而 s 带 γ 值为 $\gamma_s = 15^\circ$, 因此若带交叉前后 β 值不变, 则 $Q_s^{(2)}/Q_g^{(2)} = \cos 45^\circ / \cos 25^\circ \approx 0.78$, 而我们的数值计算有 $Q_s^{(2)}/Q_g^{(2)} \approx 0.8$. 理论同实验的一致, 表明带交叉后 β 值没有明显的减少. 这同 Bengtsson 等人用推转模型的计算是一致的^[12]. (2) 在 $B_0 = 2 \times 10^{-5} \kappa$ 时 $Q^{(1)}$, $Q^{(2)}$ 的平均值同实验值基本一致, 位相同实验值相同, 但给出的 Signature 分离远小于实验值. 而对 $B_0 = 0$, 理论值同实验值位相反 (虚线所示), 因此 $Q^{(1)}$, $Q^{(2)}$ 实验数据也表明包含二级柯里奥利项的重要性. (3) 应该指出, 由于 $Q^{(2)}$ 的实验值有较大的 Signature 分离, 而理论值过小, 因此当 $B_0 = 2 \times 10^{-5} \kappa$ 时, 虽然 $B(M1)$ 值、 $Q^{(2)}$ 值同实验符合较好 (图 2、4 中的实线), 但是 $B(M1; I \rightarrow I - 1)/B(E2; I \rightarrow I - 2)$ 不能很好地拟合实验数据, 相反, 当 $B_0 = 0$ 时, $B(M1)$ 值、 $Q^{(2)}$ 值均不能很好拟合实验数据 (图 2、4 中虚线所示), 但 $B(M1; I \rightarrow I - 1)/B(E2; I \rightarrow I - 2)$ 再现了实验数据的

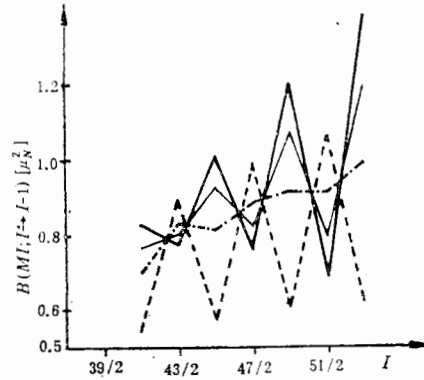


图 3 二级柯里奥利强度 B_0 值对 $B(M1; I \rightarrow I - 1)$ Signature 依赖性的影响, 使用参数分别为: $B_0 = -1 \times 10^{-5} \kappa$ (虚线), $B_0 = 0$ (点划线), $B_0 = 0.5 \times 10^{-5} \kappa$ (细实线), $B_0 = 1 \times 10^{-5} \kappa$ (粗实线) 其它参数同图 2

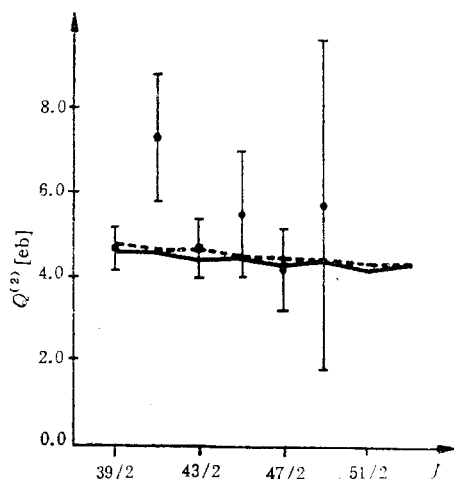


图4 ^{159}Tm 负宇称 Yrast 态带交叉后的动力学电四极矩 $Q^{(2)}$ 同角动量 I 的关系
理论计算参数为: $Q_0^2 = 24.4e^2b^2$, 等效电荷 $e_{\text{eff}}\langle r^2 \rangle / Q_0 = 0.28e$. 其它参数同图2
实验值取自文献[4]

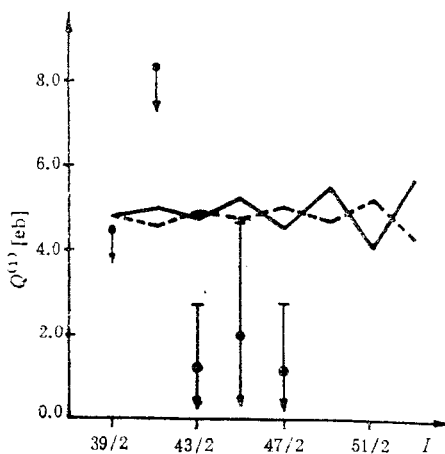


图5 ^{159}Tm 负宇称 Yrast 态带交叉后的动力学电四极矩 $Q^{(1)}$ 同角动量 I 的关系
理论参数同图4. 实验值取自文献[4]

特征. 我们认为, 同 $B(M1; I \rightarrow I-1)/B(E2; I \rightarrow I-2)$ 比较, $B(M1)$ 、 $Q^{(2)}$ 值是更为本质的东西, 因为 $B(M1)$ 值同核内核子流的大小和取向有关, 而 $Q^{(2)}$ 直接同核的形状有关, 度量了核的集体性. $B(M1; I \rightarrow I-1)/B(E2; I \rightarrow I-2)$ 反映了 $B(M1)$ 和 $B(E2; I \rightarrow I-2)$ 的共向特性, 仅当 $B(E2; I \rightarrow I-2)$ 变化比较平缓时, 才能反映 $B(M1; I \rightarrow I-1)$ 的主要特征. $B(M1; I \rightarrow I-1)/B(E2; I \rightarrow I-2)$ 拟合实验数据, 不能保证反映了 $B(M1; I \rightarrow I-1)$ 和 $B(E2; I \rightarrow I-2)$ 的主要特征(见图2、4、5中的虚线). 我们认为, 为了使 $B(M1)$ 值、 $Q^{(1)}$ 、 $Q^{(2)}$ 和 $B(M1)/B(E2)$ 同时拟合实验数据, 考虑形状涨落也许是必要的.

3. 简短的结论

我们利用推广的粒子-转子模型, 研究了 ^{159}Tm 负宇称 Yrast 态在带交叉后的 $B(M1; I \rightarrow I-1)$ 值, $B(E2; I \rightarrow I-1)$ 值和 $B(E2; I \rightarrow I-2)$ 值并同实验进行了比较, 得到了较为满意的结果. 我们的分析表明:

- (1) ^{159}Tm 带交叉前后, 平均的 β 值变化不大.
- (2) 带交叉前后, 平均的 γ 值有一明显的增加, 从带交叉前的一 5° , 增至带交叉后的 15° .
- (3) 为了拟合现有的 $B(M1; I \rightarrow I-1)$ 、 $Q^{(1)}$ 、 $Q^{(2)}$ 的实验值, 必须包括二级柯里奥利项.

本文使用的计算程序是在 Hamamoto 教授提供的三轴转子程序的基础上编制的, 计算在兰州大学计算中心 M-340S 机上完成. 作者对 Hamamoto 教授和兰州大学计算中心提供的帮助表示感谢.

参 考 文 献

- [1] I. Hamamoto and B. Mottelson, *Phys. Lett.*, **167B**(1986), 370.
- [2] A. J. Larabee et al., *Phys. Rev.*, **29C**(1984), 1934.
- [3] S. Jonsson et al., *Phys. Lett.*, **177B**(1986), 287.
- [4] J. Gascon et al., *Nucl. Phys.*, **A467**(1987), 508.
- [5] P. Frandson et al., *Nucl. Phys.*, **A489**(1988), 508.
- [6] 谢红星, 邢正, 兰州大学学报, **24**(1989), 71.
- [7] 邢正, 谢红星, 高能物理与核物理, **13**(1989)269.
- [8] 邢正, 陈星渠, 高能物理与核物理, **13**(1989), 569.
- [9] I. Hamamoto and B. Mottelson, *Phys. Lett.*, **132B**(1983), 7.
- [10] I. Hamamoto and Z. Xing, *Phys. scripta*, **33**(1986), 210.
- [11] 吴兴举, 邢正, ^{161}Lu 电磁跃迁几率的研究, 高能物理与核物理(待发表).
- [12] R. Bengtsson et al., *Nucl. Phys.*, **A405**(1983), 221.

ROTATIONAL EFFECT ON ELECTROMAGNETIC
TRANSITIONS AFTER BAND-CROSSING

Xing Zheng Wu Xingju

(Department of Modern Physics, Lanzhou University)

ABSTRACT

The signature-dependence of $B(M1)$ -values and dynamical quadrupole moments $Q^{(1)}$ and $Q^{(2)}$ after the band-crossing are investigated by means of the extended particle-rotor model. The calculated values are in qualitative agreement with the measured data. It was noted that in ^{159}Tm the γ -value is quite different before and after the band-crossing.