

关于超带和基带的角动量差 $i(\omega)$

张敬业

(中国科学院近代物理研究所)

摘 要

对于 Bohr 和 Mottelson 引入的 $i(\omega)$ 的意义进行了讨论。

这几年来,关于高自旋态的回弯现象的机理引起了许多人的重视,在理论和实验方面都有不少工作^[1-5]。

最近看到 Bohr 和 Mottelson 在1977年9月东京会议上^[2]提出了一个新的量,其定义是

$$i(\omega) \equiv I_s(\omega) - I_g(\omega), \quad (1)$$

其中 $I_s(\omega)$ 和 $I_g(\omega)$ 分别为超带和基带的角动量。转动频率 $\omega(I)$ 和转动能谱 $E(I)$ 间的关系是

$$\omega(I) = \frac{\partial E(I)}{\partial I}, \quad (2)$$

于是由超带和基带的实验能谱很容易求得 $I_s(\omega)$ 和 $I_g(\omega)$ 以及它们的差值 $i(\omega)$ 。

Bohr 和 Mottelson 指出,这样定义的角动量差值“在对 Yrast 能谱进行分类和解释方面起着决定性的作用”。它能够反映激发的单粒子角动量向总角动量方向排列的程度。当 Coriolis 力足够强使得脱耦合单粒子的角动量完全排列到转动轴方向上,亦即对应于 Stephens 的转动排列带^[3]时,这个角动量差应该趋于单粒子贡献的全部角动量 j 。而当转动缓慢,即 ω 很小时,单粒子角动量和核形变的耦合很强,则 $i = 0$ 亦即无转动排列的效应,如图 1 所示(详见文献[2]图 10)。

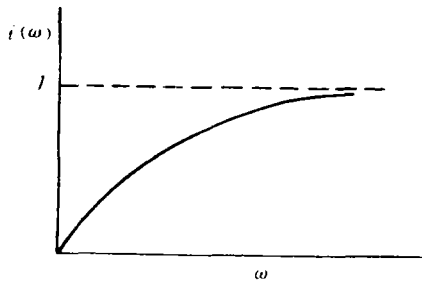


图 1 $i(\omega)$ 的特征

1978年10月初, J. H. Hamilton 来兰州访问期间,在学术报告^[5]中也重申了上述观点,还具体分析了 Kr 和 Ge 的一些同位素各超带的性质,讨论了转动排列的效应。

为了更深入地讨论 $i(\omega)$ 的意义及上述观点成立的条件,让我们从普遍的带交叉图象出发^[3]。由图 2 可知,对于未混杂的基带和超带近似地可假设为刚性转子带:

$$E_g(I) = I(I + 1)/2\mathcal{F}_g, \quad (3)$$

$$E_s(I) = I(I + 1)/2\mathcal{F}_s + E_p. \quad (4)$$

而实验上观察到的 Y_{rast} 带, 低 I 时的渐近带正是 $E_g(I)$, 高 I 时的渐近带正是 $E_s(I)$.

利用 (2) 式, 由 (3) 及 (4) 式可求得:

$$I_s(\omega) = \frac{2\mathcal{F}_s\omega - 1}{2}, \quad (5)$$

$$I_g(\omega) = \frac{2\mathcal{F}_g\omega - 1}{2}, \quad (6)$$

而

$$i(\omega) = I_s(\omega) - I_g(\omega) = (\mathcal{F}_s - \mathcal{F}_g)\omega, \quad (7)$$

由于这是由渐近带定义下来的角动量差值, 所以它反映了 $i(\omega)$ 所能达到的渐近值.

从 (7) 式可以看到, $i(\omega)$ 就其渐近行为来说, 是直接依赖于基带和超带的转动惯量的. 只要发生交叉的基带和超带的转动惯量不相等从而出现了回弯, 那么就会有不为零的 $i(\omega)$ 出现. 所以由实验能谱定出来的 $i(\omega)$ 的大小并不能直接用来判定超带的性质, 亦即不能用来作为确定回弯机制的判据. 因为对崩溃效应、转动排列效应和形状相变效应均可导致回弯的出现, 亦即均可给出转动惯量不同于基带的超带, 于是由 (7) 式可见其 $i(\omega)$ 均不为零. 这个结果是在意料之中的, 既然 $I(\omega)$ 是由实验能谱确定的, 而要确定回弯的机制光分析能谱是不够的, 还必须同时从高自旋态的其它性质, 如电磁性质等提取讯息才行^[4-5].

当然, 实际上不论 $E_g(I)$ 或是 $E_s(I)$, 都不是刚性转子带. 但是只要发生交叉的超带和基带的转动惯量不同, Y_{rast} 带出现了回弯, 那么由实验能谱定出来的 $i(\omega)$ 就不会等于零, 只是其变化规律会更复杂些. 一般说来, 将取决于超带和基带波函数的区别以及两带混杂的具体机制.

图 3—图 6 给出一些有回弯的偶偶核的 $I_s(\omega)$, $I_g(\omega)$, 从而 $i(\omega)$ 的图形, 能谱实验值, Hg 同位素取自 [8], ^{156}Er 取自 [9], 其余均取自 [7], 和 Bohr 及 Mottelson 一样, 取

$$\omega(I) = \frac{E(I+1) - E(I-1)}{2}.$$

由图可见对于一般认为^[1] 是由于转动排列一对 $i_{13/2}$ 中子而导致回弯出现的核. 如 $^{160, 162}\text{Er}$

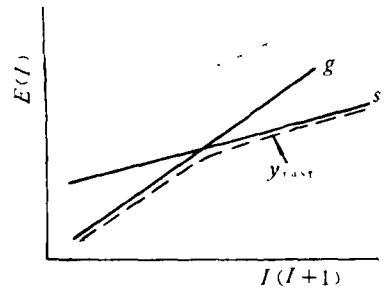


图 2 带交叉

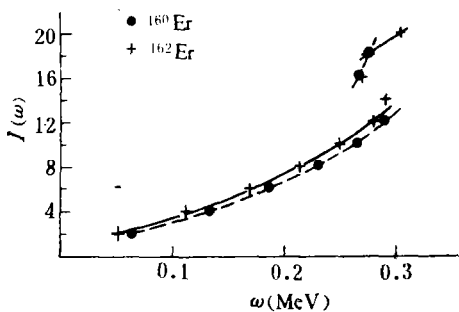


图 3 $^{160}\text{Er}^{162}\text{Er}$ 的 $I(\omega)$,

—●— ^{160}Er + ^{162}Er

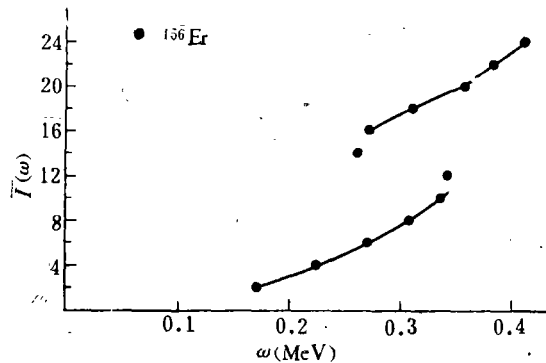


图 4 ^{156}Er 的 $I(\omega)$

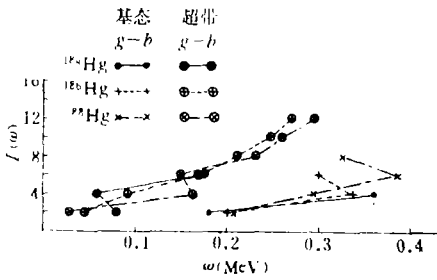


图5 Hg的 $I(\omega)$

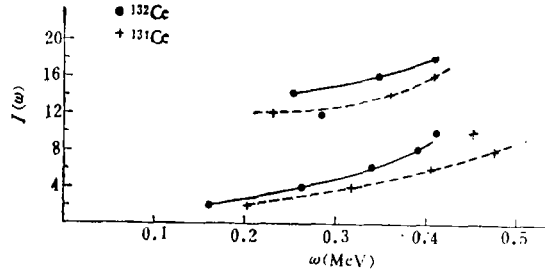
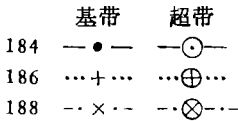
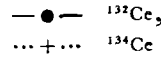


图6 Ce的 $I(\omega)$



(图5), 其 Y_{rast} 带的 $I(\omega)$ 可以明显地区分为两个部分, 亦即近似地对应于 $I_s(\omega)$ 和 $I_g(\omega)$, 给出了不为零的 $i(\omega)$ 值。但其值均小于按转动排列模型^[2]所预计的值

$$2j - 1 = 12.$$

而对于 ¹⁵⁶Er (图4), 它出现回弯有可能主要是由于形状相变^[5,10], 同样也给出了不为零的 $i(\omega)$ 值。

此外, 对于比较公认的由于形状相变而导致出现回弯的 ^{184, 186, 188}Hg 等核 (图5), 也同样给出了不为零的 $i(\omega)$ 值。

类似的还有 ¹³⁴Ce 和 ¹³²Ce (图6), 也可能主要是由于形状相变而导致回弯的出现^[4,5] (¹³²Ce 在回弯处的 $R(E2)$ 值约为 0.15^[11], 按照文献 [4]、[5] 所作的分析, 其回弯出现的主要原因也应是形状相变) 但也有不为零的 $i(\omega)$ 值。

图3—图6进一步表明, 只要和基带交叉的超带具有不同于基带的转动惯量, 有回弯出现, 则就有不为零的 $i(\omega)$ 出现。

对于出现双回弯的 ¹⁵⁸Er^[12] (图7), Y_{rast} 带的 $I(\omega)$ 可以分为三部分, 说明存在两次带交叉, 可以给出两个 $i(\omega)$, 它们均不为零。这再一次说明, 实验 Y_{rast} 带对应的 $i(\omega)$ 的是否为零是直接和是否出现回弯相联系的, 然而仅由它并不能对回弯的机制作出判断。

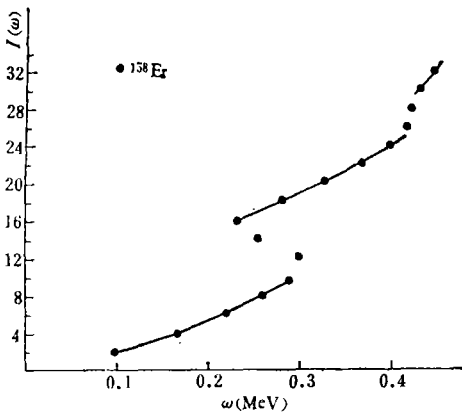


图7 ¹⁵⁸Er 的 $I(\omega)$

如果按照能谱, 约化电四极跃迁几率所决定的参数 k_1, k_2 , 迴转磁比 g 因子^[4] 以及在规范空间中转动带的性质^[5] 已能确定某个核的 Y_{rast} 带出现回弯的主要原因确为转动排列, 亦即其超带是转动排列带在这种情况下, 也只有在这种情况下才可能通过由实验能谱定出的 $i(\omega)$ 近似地确定单粒子的排列角动量 j , 因为此时, 可近似地认为:

$$E_s(I) = \frac{(I-j)(I-j+1)}{2\mathcal{I}_g} + E_p, \tag{8}$$

$$I_s(\omega) = \frac{2\mathcal{F}_g\omega - 1}{2} + j, \quad (9)$$

于是

$$i(\omega) = I_s(\omega) - I_g(\omega) = j. \quad (10)$$

实际上 \mathcal{F}_g 并不是不依赖于 I 的, 因此 $i(\omega)$ 的变化更复杂些. 即使对于比较公认的由于转动排列而导致回弯出现的核 ^{164}Er , 其 $i(\omega)$ 也小于应有的值^[2]. 这可能和 I 还不是足够大、一些高 Q 轨道贡献的影响的存在, 转动排列并未充分实现等有关^[6].

综上所述可见, 我们认为 Bohr 和 Mottelson 所提出的角动量差 $i(\omega)$ 实验值的意义, 在于当通过其它判据可以肯定一个带的性质是转动排列带之后, 用它可以估计转动排列效应的大小. 并且由于即使对于典型的转动排列带, 有时 $i(\omega)$ 也小于预期值, 于是这又开拓了新的研究方面, 去探讨 $i(\omega)$ 小于预期值的原因.

作者感谢兰州大学徐躬耦教授所作的有益的讨论, 并感谢卓益忠同志给我寄来了 Bohr 和 Mottelson 在东京会议上报告的抽印本.

参 考 文 献

- [1] F. S. Stephens, *Rev. of Mod. Phys.*, **47**(1975), 43.
- [2] A. Bohr and B. Mottelson, in Conf. of Nucl. Struc. Tokyo, 1977.
- [3] F. S. Stephens and S. Simon, *Nucl. Phys.*, **A183**(1972), 257.
- [4] 张敬业、李君清、高元义, 高能物理与核物理 **2**(1978), 67.
- [5] 徐躬耦、张敬业, 高能物理与核物理 **3**(1979), 232.
- [6] J. H. Hamilton, 赴兰州学术报告, Invited paper in Conf. on Nucl. Interaction, Canberra, Australia. (1978), 10.
- [7] R. O. Sayer et al., *Atomic Data and Nucl. Data tab.*, **15**(1975), 85.
- [8] D. Proetel et al., *Phys. Rev. Lett.*, **31**(1973), 896;
D. Ward et al., *ibid.*, **31**(1973), 1421;
J. H. Hamilton et al., *ibid.*, **35**(1975), 562;
J. D. Cole et al., *ibid.*, **37**(1976), 1185.
- [9] A. W. Sunyar et al., *Phys. Lett.*, **B62**(1976), 283.
- [10] 张敬业, 高能物理与核物理, **2**(1978), 558.
- [11] D. Husar et al., *Nucl. Phys.*, **A292**(1977), 267;
M. Reinecke et al., *Z. Phys.*, **A282**(1977), 407.
- [12] I. Y. Lee et al., *Phys. Rev. Lett.*, **38**(1977), 1454.

ON THE ANGULAR MOMENTUM DIFFERENCE $i(\omega)$ BETWEEN SUPER-BAND AND GROUND-BAND

ZHANG JING-YE

(Institute of Modern Physics, Academia Sinica)

ABSTRACT

Some discussion is made for the angular momentum difference $i(\omega)$ introduced by A. Bohr and B. Mottelson.