

推转壳模型波函数的 seniority 结构和 K 结构* (I) 偶偶核

林纯镇 吴崇试 曾谨言

(北京大学物理系)

摘 要

随转动角频率 ω 增大,推转壳模型波函数不再具有单一的 seniority (V) 结构。在 $\hbar\omega \lesssim 0.5\text{MeV}$ 范围内, $V = 0, 2, 4$ 的成份都很重要,但 $V \geq 6$ 的成份可以忽略。同时,相当多的 K 值(主要是 $|K| \lesssim 10$) 都将以可观的权重出现在低激发带中,使原子核远远偏离轴对称。也分析了能隙随 ω 变化的规律。

一、前 言

在过去十年中,推转壳模型(CSM)和准粒子概念被广泛用来分析原子核的高自旋态,取得了很大的成功^[1-4]。通常,CSM哈密顿量的本征值问题是借助于推广的 Bogoliubov 粒子-准粒子变换来近似求解的^[5],简称为 CHFB 方法。关于 CSM 本身及其 CHFB 方法所存在的困难已有不少讨论^[6,7]。本文将利用粒子数守恒(PNC)方法来处理 CSM 哈密顿量的本征值问题。这方法在文[8]中已简要提到。但该文分析原子核低激发带时,只考虑了 seniority (不配对粒子数) $V \leq 3$ 的组态。在转动角频率 ω 较小时这是可以的。在本文计算中,各种可能的 seniority 的组态 ($V = 0, 2, 4, 6, \dots$ 或 $1, 3, 5, 7, \dots$), 只要出现在一定的组态截断能量 E_c 之下,就都统统考虑。这样,只要 E_c 取得足够大,总可以得到足够精确的低激发态解。在 PNC 处理中,不仅平常 CHFB 处理中碰到的某些严重困难可以避免,而且还可以提供更仔细的有益的信息,特别是 CSM 低激发带波函数的 seniority 结构和 K 结构 (K 指原子核角动量沿对称轴的投影)。

本文目的只在于分析 CSM 波函数内部结构的定性特点,所以采用不少文献中采用过的单 j 模型^[6,9]。推广到更为实际的单粒子能级(例如 Nilsson 能级或 Woods-Saxon 势能级)是直截了当的,只是计算量大一些^[1]。有关的计算结果将另文发表。在单 j 模型中,

* 教委博士点基金和中国科学院科学基金资助的课题

本文 1987 年 3 月 12 日收到。

1) 与通常壳模型计算不同,我们采用了“多粒子组态能量截断”概念,而不是“单粒子能级截断”。对于大家感兴趣的低激发带(晕带, s 带等),其重要组态的数目依赖于费密面附近的单粒子能级的分布情况,对于实际的单粒子能级,这些重要组态的数目将有所增加,但计算表明,低激发带中重要组态数目,例如成份 $> 1\%$ 的组态数,一般不超过 20。本文目的是定性讨论 CSM 波函数的结构,所以与很多文章^[6,9,10]一样,采用了单 j 模型。计算结果当然不能直接与实验比较。

单粒子能级取为^[6,9]

$$\varepsilon_{|Q|} = \kappa \frac{3Q^2 - j(j+1)}{j(j+1)} + \varepsilon_0, \quad |Q| = \frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \dots, j \quad (1)$$

当取 $\varepsilon_0 = 6.655\hbar\omega_0$, $\kappa = 0.392\hbar\omega_0$, $j = 13/2$, (1)式给出的能级与变形参数 $\varepsilon_2 = 0.27$, $\varepsilon_4 = 0.02$ 下的稀土核中子正宇称 Nilsson 能级 ($i13/2$) 几乎完全一样, 偏离 $< 0.1\%$ ^[9]. 所以它具有一定的真实性.

本文限于讨论偶数粒子体系. 在单 j 模型 ($j = 13/2$) 下, 粒子数 $N \leq 14$. 本文的计算包括了 $N = 2, 4, 6, 8, 10, 12$ 各体系的低激发带.

二、理论简述

按通常习惯^[3,4], CSM 哈密顿量取为

$$H = H_{intr} + H_c, \quad (2)$$

$$H_{intr} = H_{sp} + H_p$$

$$= \sum_{\nu > 0} \varepsilon_\nu (b_\nu^\dagger b_\nu + b_{\bar{\nu}}^\dagger b_{\bar{\nu}}) - G \sum_{\mu, \nu \geq 0} b_\mu^\dagger b_{\bar{\mu}}^\dagger b_{\bar{\nu}} b_\nu \quad (3)$$

$$H_c = -\omega J_x$$

$$= -\omega \sum_{\mu\nu} \langle \mu | j_x | \nu \rangle b_\mu^\dagger b_\nu \quad (4)$$

μ, ν 标记单粒子态, $\bar{\mu}, \bar{\nu}$ 分别为其时间反演态. 考虑到 Coriolis 作用 H_c , 单粒子角动量沿对称轴(取为 z 轴)方向的分量 Q 不再是守恒量, 但宇称仍然是. 通常假定 H_{sp} 对于绕 x 轴旋转 180° , $R_x(\pi)$, 具有不变性(例如具有四极和十六极变形的 Nilsson 哈密顿量就具有此性质). 在此情况下, 单粒子态取为空间反射和 $R_x(\pi)$ 的共同本征态是方便的, 相应的量子数记为 (π, r) . $\pi = \pm$ 为宇称; $r = \mp i$, 或令 $r = e^{-i\pi\alpha}$, 则 $r = \mp i$ 相当于 $\alpha = \pm \frac{1}{2}$, r 或 α 称为 signature. 相应地, 多粒子体系的波函数也是空间反射和 $R_x(\pi)$

的共同本征态.

由于 Coriolis 作用 H_c , 多粒子体系的 seniority V 不再是好量子数. 把 H_{CSM} 对角化时, 具有各种可能的 seniority 的组态都应考虑. 例如, 对于偶数 ($N = 2n$) 个粒子组成的体系的低激发带 ($\pi = +, \alpha = 0$), 要考虑的组态有下列形式:

(1) 完全配对 ($V = 0$) 组态 ($K^\pi = 0^+$)

$$|\rho_1 \bar{\rho}_1 \cdots \rho_n \bar{\rho}_n\rangle = b_{\rho_1}^\dagger b_{\bar{\rho}_1}^\dagger \cdots b_{\rho_n}^\dagger b_{\bar{\rho}_n}^\dagger |0\rangle \quad (5)$$

(2) 有两个拆散粒子 ($V = 2$) 的组态

$$|\nu_1 \bar{\nu}_2 \rho_1 \bar{\rho}_1 \cdots \rho_{n-1} \bar{\rho}_{n-1}\rangle = b_{\nu_1}^\dagger b_{\bar{\nu}_2}^\dagger b_{\rho_1}^\dagger b_{\bar{\rho}_1}^\dagger \cdots b_{\rho_{n-1}}^\dagger b_{\bar{\rho}_{n-1}}^\dagger |0\rangle, \\ \pi_{\nu_1} \cdot \pi_{\nu_2} = +, K = \pm |Q_{\nu_1} - Q_{\nu_2}|, \pm (Q_{\nu_1} + Q_{\nu_2}) \quad (6)$$

注意, $|\nu_1 \bar{\nu}_2 \rho_1 \bar{\rho}_1 \cdots \rho_{n-1} \bar{\rho}_{n-1}\rangle$ 与 $|\nu_2 \bar{\nu}_1 \rho_1 \bar{\rho}_1 \cdots \rho_{n-1} \bar{\rho}_{n-1}\rangle$ 是不同的组态, 必须同时加以考虑.

(3) 有四个拆散粒子 ($V = 4$) 的组态

$$|\nu_1\nu_2\bar{\nu}_3\bar{\nu}_4\rho_1\bar{\rho}_1\cdots\rho_{n-2}\bar{\rho}_{n-2}\rangle, \pi_{\nu_1}\cdot\pi_{\nu_2}\cdot\pi_{\nu_3}\cdot\pi_{\nu_4} = + \quad (7)$$

要特别注意,当四个不配对粒子所占据的单粒子能级给定后,在 $r = +1$ 的 8 个组态中, $\alpha = 0$ 的组态有 6 个. 例如 $(\nu_1\nu_2\nu_3\nu_4) = (1234)$, 则 $\alpha = 0$ 的 6 个组态为

$$|12\bar{3}\bar{4}\rangle, |13\bar{2}\bar{4}\rangle, |14\bar{2}\bar{3}\rangle, |23\bar{1}\bar{4}\rangle, |24\bar{1}\bar{3}\rangle, |34\bar{1}\bar{2}\rangle \quad (8)$$

另外还有两个组态

$$|1234\rangle \text{ 和 } |\bar{1}\bar{2}\bar{3}\bar{4}\rangle \quad (9)$$

α 分别为 +2 和 -2.

(4) $V \geq 6$ 的组态也可以类似处理,不再赘述. 但具体计算表明,在转动角频率不太大的区域(例如 $\hbar\omega \lesssim 0.5\text{MeV}$), $V \geq 6$ 组态在低激发带中所占比例微乎其微(见图 2). 这与文献[10]中的结论一致. 文[10]在分析粒子-转子模型时发现, $V \geq 6$ 的成份 $\leq 10^{-5}$, 因此可以忽略.

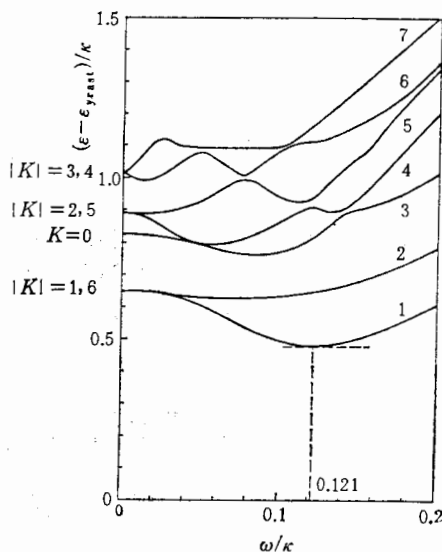


图 1 6 粒子体系的低激发带能量,以晕带为参照系. ω 为转动角频率, κ 为能量单位[见公式(1)]

为节省篇幅, $H_c = -\omega J_x$ 在各多粒子组态之间矩阵元的计算公式不再给出. 此处只指出下列几条选择定则:

(1) J_x 的角动量选择定则, $\Delta K = \pm 1$. 由此可以立即推出: 完全配对组态 ($V = 0$, $K^\pi = 0^+$) 之间 H_c 的矩阵元一定为 0.

(2) seniority 的选择定则, $\Delta V = 0, \pm 2$. 这是因为 H_c 为单体算子, 两个组态最多可以差一个单粒子态, 否则 H_c 的矩阵元必为 0.

(3) signature 的选择定则, $\Delta\alpha = 0$. 其根据是 $R_x(\pi)$ 不变性及 J_x 为单体算子, 所以只有当两组态 $\Delta\alpha = 0$, H_c 的矩阵元才可能不为 0. 要注意, α 的选择定则 $\Delta\alpha = 0$ 比 r 的选择定则 (Δr , 否) 更强. r 相同但 α 不同的组态, 例如 $V = 4$ 组态中的 $\alpha = 0$ 组态 [见(8)式] 和 $\alpha = \pm 2$ 组态 [见(9)式], 并不能相混.

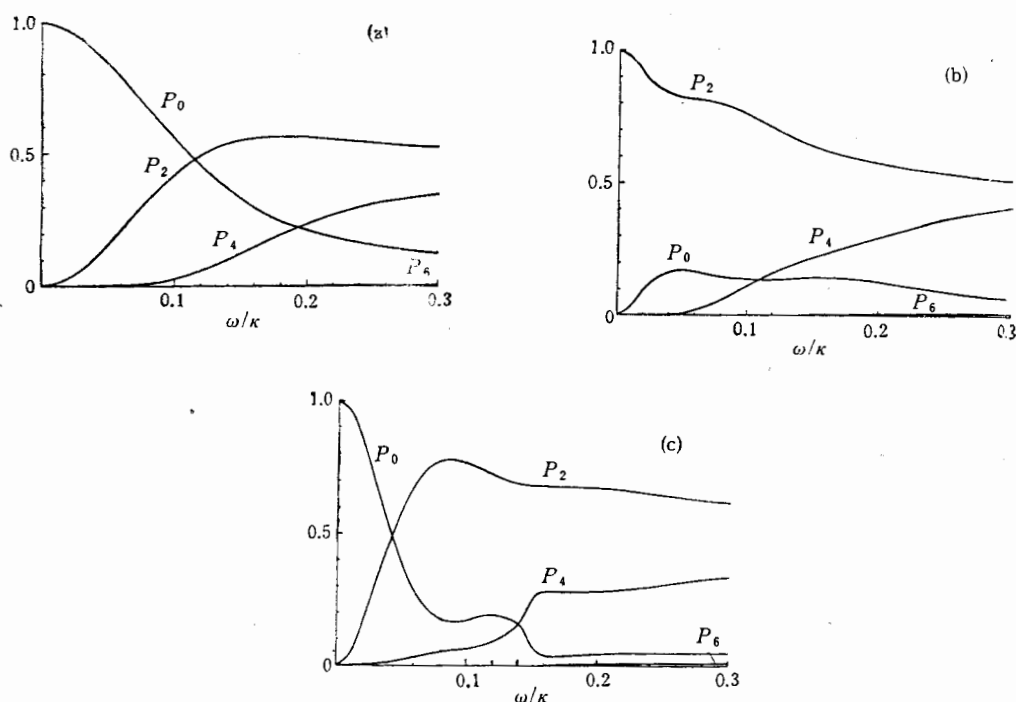


图 2 6 粒子体系低激发带的 sceniority 结构. P_V 表示有 V 个拆散粒子的组态所占成分 ($V = 0, 2, 4, 6, \dots$).
(a) 晕带 (b) 第一激发带 (c) 第三激发带

三、计算结果及讨论

在求解 H_{CSM} 低激发带的本征能量及本征态时, 我们在一个足够大的组态空间中把 H_{CSM} 对角化, 即把组态能量 $E \leq E_c$ (E_c 足够大) 的一切组态都考虑在内. 由于所处理的体系是一个多粒子体系, 采用截断多体组态能量的概念比截断单粒子态的概念要更合理些, 也较为实际可行. 其理由已在文[11]附录中说明. 只要 E_c 取得足够大, 则解就足够精确. 本文计算中曾采用 $E_c/\kappa = 2.5, 3.0$ 及 3.5 ($\kappa \approx 2.5\text{MeV}$) 几种情况(当然采用不同 E_c 时, 要考虑对力强度 G 的重整化问题.) 所得出结果非常接近. 在对力强度 G 的合理变化范围内, 我们曾经取了几组 G 值进行计算. 下面给出的是 $E_c/\kappa = 3.5, G/\kappa = 0.15$ 的计算结果. 此时组态空间维数 ≤ 300 , 但在低激发带中, 当 ω 不太大时 ($\hbar\omega \lesssim 0.5\text{MeV}$), 较重要的组态(成份 $> 1\%$)一般不超过 20 个.

在通常 CSM 计算中, 把能隙 Δ 作为参数(代替 G). 在 PNC 处理中, 能隙不能用

$$\Delta = G\langle S^+ \rangle \equiv G \left\langle \sum_{\nu} b_{\nu}^+ b_{\nu}^+ \right\rangle$$

来定义, 而应采用 $\tilde{\Delta} = G\sqrt{\langle S^+ S \rangle} = \sqrt{G|\langle H_p \rangle|^{[12]}}$. 在 BCS 或 HFB 近似下, $\tilde{\Delta}$ 与 Δ 等价. 本文计算得出 $\tilde{\Delta}/\kappa \approx 0.30$ (见图 5), 与文献[13]中取值接近. 文[13]是摹拟实际

核情况而取的。

现在就几个方面对计算结果进行讨论。着重分析 $N = 6$ 和 8 的粒子体系, 其它 $N = 2, 4, 10, 12$ 的情况相对来说比较简单。

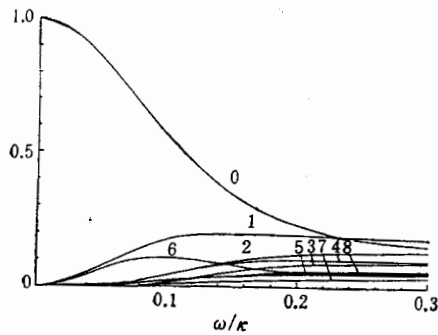


图 3 6 粒子体系晕带的 K 结构。纵坐标表示具有各种 $|K|$ 值的组态所占成份 图中各曲线旁所注数字即为相应的 K 值

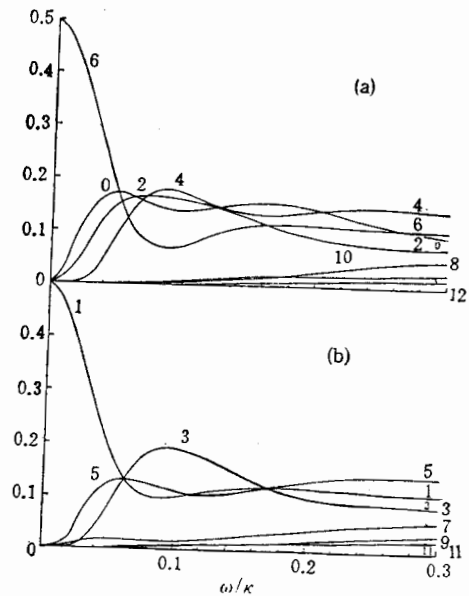


图 4 6 粒子体系第一激发带的 K 结构。为了看得清楚, $|K| =$ 偶数和奇数的成份分开画出

(1) seniority 结构¹⁾

图 1 给出 $N = 6$ 体系的几个 $\omega = 0$ 低激发带能量(以晕带为参照系, 即 $\epsilon - \epsilon_{\text{yrast}}$)随 ω 变化的曲线。在 $\omega = 0$ 时, 晕带由完全配对组态构成。第一激发态为对拆散态 ($V = 2, |K| = 1, 6$)。再往上的激发态依次为对激发态 ($V = 0, K^\pi = 0^+$), 对拆散态 $|K| = 2, 5$ 和 $|K| = 3, 4$ 。当 $\omega \neq 0$ 时, 由于 Coriolis 作用, 这些态将彼此混合而发生分裂。在图 1 中及以后, 我们用 no. k 来标记第 k 激发态。

图 2(a) 给出晕带的 seniority 结构随 ω 的变化。可以看出, 随 ω 增大, 晕带中的 $V = 2, 4$ 的成份逐渐增加。当 $\omega/\kappa \sim 0.1$ 时, $V = 2$ 与 $V = 0$ 成份已很接近。到 $\omega/\kappa \sim 0.2$ 时, $V = 4$ 成份已相当可观, 绝不可忽视。但直到 $\omega/\kappa \sim 0.3$, $V = 6$ 成份仍然微不足道, 可以略去。图 2(b) 给出第一激发带(图 1 中 no.1)的 seniority 结构。在 $\omega = 0$ 时, 它是对拆散态 ($V = 2$), $\omega \neq 0$ 时, 在 H_c 的作用下, 首先有 $V = 0$ 成份逐渐混入。当 $\omega/\kappa > 0.1$ 之后, $V = 4$ 成份也明显增长。 $\omega/\kappa > 0.2$ 之后, $V = 2, 4$ 成为其主要成份。图 2(c) 给出第三激发带(图 1 中 no.3)的 seniority 结构。在 $\omega = 0$ 时, 它是与基态正交的对激发态 ($V = 0, K^\pi = 0^+$)。由于有很多激发带与它相邻, 随 ω 增加, 它们剧烈相混(在图 1 中亦可明显看出), 因此 seniority 结构迅速改变, $V = 2$ 成份急剧增大, $V = 0$ 成份急剧减少。到 $\omega/\kappa > 0.15$ 后, $V = 2, 4$ 组态已成为最主要成份。

概括起来说, 在 PNC 处理中, 晕带, 特别是激发带, 它们的 seniority 结构是随 ω 而

1) 由于我们采用了不随 ω 改变的单 j 能级, 以下讨论的 seniority 结构和粒子配对概念都是对此不随 ω 改变的单粒子基而言。

不断变化的。当 $\omega/\kappa > 0.1$ 之后，根本不存在具有单一的 seniority 结构的激发带。一般说来，它们都包含了相当可观的 $V = 2, 4$ 和 0 的成份。并且，对于 seniority 结构急剧变化的某些激发态，看来也难以使用转动带的概念。

(2) K 结构

通常假定大变形核是轴对称的。在带首附近，这个假定一般认为是合理的。此时角动量沿对称轴方向的分量 K 是近似的好量子数。对于偶偶核晕带， $K = 0$ 。随 ω 增大，由于 Coriolis 作用， $K \neq 0$ 成份将逐渐混入，但由于能隙存在， $K \neq 0$ 成份的混入是比较平缓的(见图 3) 在 $\omega/\kappa < 0.1$ 范围内， $K = 0$ 成份仍然占较大优势。但在 $\omega/\kappa > 0.1$ 之后， $K \neq 0$ 的成份已相当可观。而当 $\omega/\kappa > 0.2$ 之后，在众多的 K 成份中，已没有某一个 K 值占优势。换言之，原子核已经远远偏离了轴对称。

对于激发带，由于多个带比较靠近，它们的 K 结构的变化要快得多。图 4 给出 $N = 6$ 体系的第一激发带 (no.1, 即 yrare 带) 的 K 结构的变化。为了清楚， $K =$ 偶数和奇数的成份分别画在图 4(a) 和 4(b) 中。当 $\omega = 0$ 时，此带由 $|K| = 1, 6$ 成份等权组成。随 ω 增加，不同 K 成份迅速相混。在 $\omega/\kappa \geq 0.06$ 之后， $|K| = 0, 1, 2, 3, 4, 5, 6$ 等成份都各占相当比重 ($> 10\%$)，即也远远偏离了轴对称。

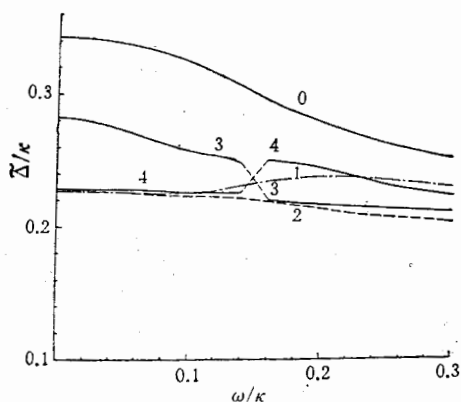


图 5 6 粒子体系的能隙参数 $\bar{\Delta}$ 随 ω 的变化。图中曲线旁所注的数字 0, 1, 2, 3, 4 分别表示晕带和第一、二、三、四激发带

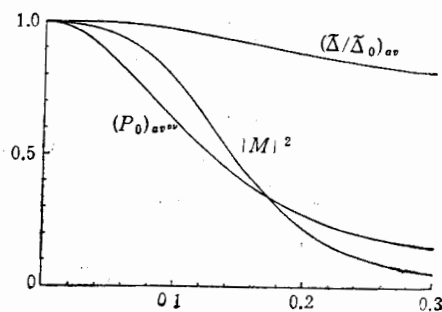


图 6 图中 M 是 6 粒子体系与 8 粒子体系晕带之间的对转移反应矩阵元 [见公式(10)]。 P_0 表示晕带中完全配对组态的成分， $\bar{\Delta}$ 表示晕带的能隙， $\bar{\omega}$ 表示对 6 粒子体系和 8 粒子体系求平均。

关于原子核形状随转动角动量增大而变化的问题，已经有过不少工作。近年来还取得了一些实验上肯定的证据。特别是稀土边缘区一些原子核在角动量并不很高时，已观测出明显的形状变化、有关工作，例如可参阅文献^[19, 20]及其中所引文献。特别是 Hamamoto 系统分析了在转动下原子核发生三轴变形的四个方面的实验证据。

(3) 能隙参数 $\bar{\Delta}$ 的变化

能隙参数随 ω 变化的问题是一个大家感兴趣的重大理论问题^[14]，它与对关联相变的研究密切相关。在 CHFb 的自洽处理中，当 ω 增大到一定值时，就会发生对崩溃^[15] ($\Delta \rightarrow 0$)。但 P. Ring 等^[14, 16]指出，不进行粒子数投影而得出的结果是靠不住的。他们发现如在变分之前进行粒子数投影，则随 ω 增加 Δ 下降很缓慢。图 5 给出 $N = 6$ 体系的晕带和

较低的几个激发带的 $\bar{\Delta}$ 随 ω 的变化. 可以看出, 由于 Coriolis 反配对效应^[17], 晕带 $\bar{\Delta}$ 随 ω 增大而逐渐减小, 但减小过程极为缓慢, 即使当 $\omega/\kappa \approx 0.30$, $\bar{\Delta}_{yr}/\bar{\Delta}_{yr}(\omega=0)$ 仍然 > 75%.

P. Ring 等^[14]指出, 判断原子核是否发生了从超导态到正常态的对关联相变的最直接手段是对转移反应. 在图 6 中给出了 $N=6$ 体系与 $N=8$ 体系晕带之间对转移反应相对强度

$$|M|^2 = \left| \frac{\langle N=8 \text{ 晕带} | S^+ | N=6 \text{ 晕带} \rangle}{\langle N=8 \text{ 晕带} | S^+ | N=6 \text{ 晕带} \rangle_{\omega=0}} \right|^2 \quad (10)$$

随 ω 的变化. 可以看出, 它随 ω 增大而减小, 比能隙参数的减小要快得多. 图 6 中同时给出了 $\bar{\Delta}_{yr}/\bar{\Delta}_{yr}(\omega=0)$ 和 P_0 随 ω 的变化 (图中给出的是它们对 $N=6$ 和 $N=8$ 体系晕带的平均值). P_0 与对转移反应相对强度 $|M|^2$ 的变化趋势比较接近, 而 $\bar{\Delta}/\bar{\Delta}(\omega=0)$ 则变化极为缓慢. P_0 (完全配对组态成份) 是描述 CSM 波函数内部结构的重要参量. 当 P_0 减小到 0.5 之下时, 应该说晕带性质已发生了显著的变化, 但 $\bar{\Delta}/\bar{\Delta}(\omega=0)$ 的变化却依然很小. 因此, 用 $\bar{\Delta}$ 值的变化来判断是否发生了对关联相变, 看来是不大合适的. 我们建议用 P_0 值来判断是否发生了“对关联相变”^[18].

从图 5 还可以看出, 对于激发带, 由于拆散粒子的堵塞效应, $\bar{\Delta}$ 要明显小一些. 而且堵塞效应的影响比 Coriolis 作用导致的 $\bar{\Delta}$ 减弱要明显得多.

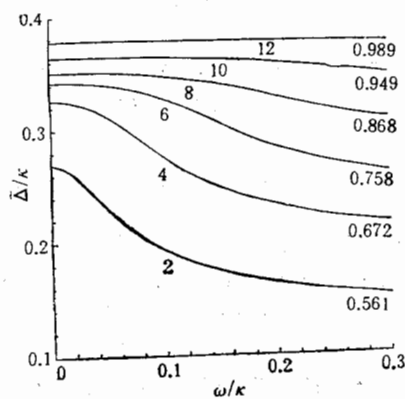


图 7 能隙 $\bar{\Delta}$ 随粒子数 N 的变化.

图 7 比较了不同粒子数的体系的 $\bar{\Delta}$ 随 ω 的变化. 随着 N 增大, 一方面, 对关联加强, 另一方面, 体系的费密面移向高 Q 单粒子能级, Coriolis 作用逐渐减弱. 所以 $\bar{\Delta}$ 随 ω 变化愈来愈慢.

参 考 文 献

- [1] A. Bohr and B. R. Mottelson, J. Phys. Soc., Japan, Suppl., 44(1978), 152.
- [2] R. Bengtsson and S. Fraundorf, Nucl. Phys., A327(1979), 139.
- [3] R. Bengtsson and J. D. Garrett, The Cranking Model—Theoretical and Experimental Basis, see Collective Phenomena in Atomic Nuclei, Int. Rev. of Nuclear Physics, Vol. 2(World Scientific Publishing Co., Singapore, 1984).
- [4] I. Hamamoto, High Angular Momentum Phenomena, Treatise on Heavy-Ion Science, Vol. 3, ed. D. A. Bromley (Plenum, New York, 1985).

- [5] A. L. Goodman, *Advances in Nuclear Physics* (ed. J. W. Negele and E. Vogt, Plenum, New York, 1979), Vol. 11.
- [6] I. Hamamoto, *Nucl. Phys.*, A271(1976), 15.
I. Hamamoto, *Critical Analysis of the Cranking*, in *Nuclear Structure* (ed. R. Broglia, G. B. Hagemann and B. Herskind, Elsevier Science Publishers, 1985), p. 129.
- [7] R. A. Sorensen, *Rev. Mod. Phys.*, 45(1973), 353.
- [8] Cheng Tan-sheng, Wu Chong-shi and Zeng Jin-yan, *Chin. Phys. Lett.*, 3(1986), 125.
Wu Chong-shi and Zeng Jin-yan, *Chin. Phys. Lett.*, 3(1986), 149.
- [9] R. Bengtsson and H. B. Hakansson, *Nucl. Phys.*, A357(1981), 61.
- [10] C. G. Anderson and J. Krumlinde, *Nucl. Phys.*, A334(1980), 486.
- [11] J. Y. Zeng, T. S. Cheng, L. Cheng and C. S. Wu, *Nucl. Phys.*, A421(1984), 125.
- [12] P. Ring and P. Schuck, *The Nuclear Many-Body Problem*, Springer-Verlag (1980).
- [13] H. B. Hakansson, *Phys. Lett.*, 94B(1982), 288.
- [14] L. F. Canto, P. Ring and J. O. Rasmussen, LBL-19519(1985).
- [15] 例如, 见 A. Goodman, *Nucl. Phys.*, A256(1976), 113.
- [16] J. L. Edigo and P. Ring, *Nucl. Phys.*, A388(1982), 19.
- [17] B. R. Mottelson and J. G. Valatin, *Phys. Rev. Lett.*, 5(1960), 511.
- [18] 吴崇试, 曾谨言, *科学通报*, 22(1987), 1696.

SENIORITY AND K-STRUCTURE OF THE CRANKED SHELL MODEL WAVE FUNCTION (I) EVEN-EVEN NUCLEI

LIN CHUNZHEN WU CHONGSHI ZENG JINYAN

(Peking University, Beijing)

ABSTRACT

With increasing the rotational frequency ω , the seniority V -structure and the K -structure of the CSM wave function become very complicated. For not too high ω ($\hbar\omega \leq 0.5$ MeV) configurations with $V=0, 2, 4$ are dominant for the low-lying bands, while those with $V \geq 6$ are negligibly small. Configurations with various K -values ($|K| \leq 10$) are comparable and the nucleus deviates from axial-symmetry significantly. The variation of the gap parameter with ω are analysed also.