

推转壳模型哈密顿量的粒子数守恒处理*

程檀生 吴崇试 曾谨言

(北京大学物理系)

摘 要

本文把处理对关联的粒子数守恒方法推广来处理推转壳模型哈密顿量的本征值问题。可提供有关低激发态的内部结构,包括 seniority 结构和 K 结构, 顺排角动量, signature 分裂以及对转移反应矩阵元的详细信息。

一、前 言

在过去十年中,推转壳模型(CSM)被广泛用来分析原子核高自旋态,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 变换来求解的^[5]。I. Hamamoto 曾经指出过该理论(无论考虑自洽与否)的一些严重缺点^[6,7],特别是在带交叉区域以及转动角频率 ω 很小时(即转动带首附近),这些计算是不可靠的。这些缺陷有的是推转壳模型本身所固有的^[7],例如角动量不守恒;而有的是由近似处理方法带来的,例如,P. Ring 指出^[8],利用 HFB 方法来处理原子核对关联相变的结果是靠不住的。

在本文中,处理原子核对关联的粒子数守恒(PNC)方法^[9,10]被推广来处理CSM哈密顿量的本征值问题^[1]。由于决定原子核低激发态性质的价核子数(~ 10)并不很大,而原子核对力平均强度 G 又不很强($G \lesssim d/2$, d 为费密面附近单粒子能级的平均间距),在原子核低激发态中重要的组态(例如,成份 $> 1\%$ 的组态)并不很多,因此,相当精确的PNC解并不难求出。在对关联的PNC处理中,准粒子处理所遇到的许多严重困难(堵塞效应以及准粒子剩余相互作用,能隙与组态灵敏相关,过多的假态等)都不再出现。可以期望,处理CSM哈密顿量本征值问题时由于HFB近似方法所带来的某些缺陷,有可能在PNC处理中得到克服。

本文将给出CSM的PNC处理的一般方案,其中包括低激发能量本征值及本征函数的求解,由此可进一步分析波函数的 K 结构和 seniority 结构,角动量顺排 $\langle J_x \rangle$ 及其涨落 $\sqrt{\langle J_x^2 \rangle - \langle J_x \rangle^2}$,带交叉频率及带相互作用, signature 分裂,对转移反应及对关联

* 高校博士点基金和中国科学院科学基金资助的课题。

本文于1986年4月8日收到。1987年2月10日收到修改稿。

1) PNC处理实质上是一种壳模型的计算方法,但与通常壳模型计算以及BCS和HFB方法不同是采用了“多粒子组态能量截断”概念,代替“单粒子能级截断”。这种做法的合理性见文[10]。对于处理低激发带,这种做法是方便可行的。

相变等。运用此理论去分析具体问题的计算结果将另文发表。

二、理论公式

1. 哈密顿量

与通常文献一样,轴对称变形核的推转哈密顿量取为

$$H_{\text{CSM}} = H_{\text{intr}} - \omega J_x, \quad (1)$$

其中 $-\omega J_x$ 是 Coriolis 作用, x 轴为集体转动的方向(垂直于原子核对称轴,即 z 轴),

$$J_x = \sum_{\mu\nu} \langle \mu | j_x | \nu \rangle a_{\mu}^{\dagger} a_{\nu}, \quad (2)$$

μ, ν 标记单粒子态。 H_{intr} 描述内部运动

$$H_{\text{intr}} = H_{\text{SP}} + H_{\text{P}}, \quad (3)$$

$$H_{\text{SP}} = \sum_{\nu} \epsilon_{\nu} (a_{\nu}^{\dagger} a_{\nu} + a_{\bar{\nu}}^{\dagger} a_{\bar{\nu}}),$$

$$H_{\text{P}} = -G \sum_{\mu, \nu > 0} a_{\mu}^{\dagger} a_{\bar{\mu}}^{\dagger} a_{\bar{\nu}} a_{\nu}.$$

当 $\omega = 0$ 时,角动量的 z 分量 J_z 为守恒量,即 $K = \sum_i Q_i$ 是好量子数, Q_i 表示第 i 个核子角动量的 z 分量。此时, H_{CSM} 的对角化可以在具有确定的 K, π (宇称)和 V (seniority 数,即不配对的粒子数)的各子空间中分别进行。例如, $2n$ 个粒子体系的对激发态 ($V = 0, K^{\pi} = 0^+$) 可表为

$$\mathcal{A}_{n\beta}^{+} |0\rangle = \sum_{\rho_1 \dots \rho_n} v_{\rho_1 \dots \rho_n}^{\beta} S_{\rho_1 \dots \rho_n}^{+} |0\rangle, \quad (4)$$

$$S_{\rho_1 \dots \rho_n}^{+} = S_{\rho_1}^{+} \dots S_{\rho_n}^{+}, \quad S_{\rho_i}^{+} = a_{\rho_i}^{\dagger} a_{\bar{\rho}_i}^{\dagger}, \quad i = 1, 2, \dots$$

$\beta = 0$ (基带), $1, 2, \dots$ (对激发带)

而有一对粒子被拆散的态 ($V = 2$) 可表为

$$\mathcal{A}_{\pi-1, \beta}^{+}(s, t) |0\rangle = a_s^{\dagger} a_t^{\dagger} \sum_{\rho_1 \dots \rho_{n-1}} v_{\rho_1 \dots \rho_{n-1}}^{\beta(s, t)} S_{\rho_1 \dots \rho_{n-1}}^{+} |0\rangle, \quad (5)$$

$$K = Q_s + Q_t, \quad \pi = \pi_s \cdot \pi_t$$

s, t 是不配对粒子所占据的单粒子能级。有更多不配对粒子的态 ($V = 4, 6, \dots$) 也可类似处理。

当 $\omega \neq 0$ 时,显然 K 和 V 不再是好量子数,但宇称 π 仍然是。此时, K, V 不同但宇称相同的组态要发生混合。为了使问题简化,通常假定单粒子哈密顿量 H_{SP} 对于绕 x 轴旋转 180° , $R_x(\pi)$, 具有不变性。Nilsson 哈密顿量(具有四极和十六极变形)就具有此性质。在此假定下, $R_x(\pi)$ 的本征值 r (称为 signature) 是好量子数。这样,哈密顿的对角化就可以在具有一定 (π, r) 的各子空间中进行。

2. 单粒子态的选取

当 $\omega \neq 0$ 时,单粒子角动量的 z 分量 j_z 不再是守恒量,因此 Q 并不适宜用来标记单粒子态。但若 H_{SP} 具有 $R_x(\pi)$ 不变性,则可用 r 来标记单粒子态, $r = \pm i$, 或者用与

大的
求解
时别
这
方法
靠不

1 哈
, 而
, 在
确的
(堵
可
有可

正函
其涨
关联

多
做法

它相当的相加性守恒量 $\alpha(r = e^{-i\pi\alpha})$ 来标记, $r = \mp i$ 分别相应于 $\alpha = \pm \frac{1}{2}$. 考虑到 $[\mathbf{j}_z^2, R_x(\pi)] = 0$, $R_x(\pi)$ 的本征态可以借助于 \mathbf{j}_z^2 的两重简并的本征态适当叠加来构成. 为确切起见, 令 χ_{Ω} 表示 \mathbf{j}_z 的本征态, \mathbf{j}_z 取值为 $\Omega > 0$. 令

$$\chi_{\bar{\Omega}} = R_x(\pi)\chi_{\Omega} = e^{-i\pi\mathbf{j}_z}\chi_{\Omega},$$

它也是 \mathbf{j}_z 的本征态, \mathbf{j}_z 取值为 $-\Omega$ ($\chi_{\bar{\Omega}}$ 与 χ_{Ω} 的时间反演态之间最多差一个相因子). χ_{Ω} 与 $\chi_{\bar{\Omega}}$ 同属 \mathbf{j}_z^2 的本征态, 本征值为 Ω^2 . 令

$$\begin{aligned} \varphi_{\Omega\alpha} &= \frac{1}{\sqrt{2}} [1 + e^{i\pi\alpha}R_x(\pi)]\chi_{\Omega} = \frac{1}{\sqrt{2}} (\chi_{\Omega} + e^{i\pi\alpha}\chi_{\bar{\Omega}}), & \alpha = \frac{1}{2} \\ \varphi_{\Omega\bar{\alpha}} &= \frac{1}{\sqrt{2}} [e^{i\pi\alpha} + R_x(\pi)]\chi_{\Omega} = \frac{1}{\sqrt{2}} (e^{i\pi\alpha}\chi_{\Omega} + \chi_{\bar{\Omega}}), & \bar{\alpha} = -\frac{1}{2} \end{aligned} \quad (7)$$

容易证明, 它们是 $R_x(\pi)$ 的本征态,

$$\begin{aligned} R_x(\pi)\varphi_{\Omega\alpha} &= e^{-i\pi\alpha}\varphi_{\Omega\alpha} = -i\varphi_{\Omega\alpha}, \\ R_x(\pi)\varphi_{\Omega\bar{\alpha}} &= e^{i\pi\alpha}\varphi_{\Omega\bar{\alpha}} = i\varphi_{\Omega\bar{\alpha}}. \end{aligned} \quad (8)$$

采用两次量子化形式, 正则变换(7)可表为

$$\begin{aligned} b_v^{\dagger} &= \frac{1}{\sqrt{2}} (a_v^{\dagger} + e^{i\pi\alpha}a_{\bar{v}}^{\dagger}), \\ b_{\bar{v}}^{\dagger} &= \frac{1}{\sqrt{2}} (e^{i\pi\alpha}a_v^{\dagger} + a_{\bar{v}}^{\dagger}). \end{aligned} \quad (9)$$

容易证明,

$$\{b_v, b_{\bar{v}}^{\dagger}\} = \delta_{v\bar{v}}, \quad \{b_{\bar{v}}, b_v^{\dagger}\} = \delta_{v\bar{v}}, \quad (10)$$

其它反对易式 = 0.

在此变换下, H_{CSM} 表示式(1)形式上保持不变, 只需把 a 换成 b 即可. 特别是, 可以验证

$$a_v^{\dagger}a_{\bar{v}}^{\dagger} = b_v^{\dagger}b_{\bar{v}}^{\dagger} \quad (11)$$

在此新表象中, 单粒子角动量 \mathbf{j}_x 的矩阵元公式如下:

(1) 具有不同 signature 的两态之间, \mathbf{j}_x 矩阵元为 0,

$$\langle \varphi_{\Omega_1\alpha} | \mathbf{j}_x | \varphi_{\Omega_2\bar{\alpha}} \rangle = 0. \quad (12)$$

(2) signature 相同的两态之间, \mathbf{j}_x 的矩阵元为

$$\begin{aligned} \langle \varphi_{\Omega_1\alpha} | \mathbf{j}_x | \varphi_{\Omega_2\alpha} \rangle &= \langle \chi_{\Omega_1} | \mathbf{j}_x | \chi_{\Omega_2} \rangle \\ &+ e^{i\pi\alpha} \langle \chi_{\bar{\Omega}_1} | \mathbf{j}_x | \chi_{\Omega_2} \rangle \delta_{\Omega_1, \frac{1}{2}} \delta_{\Omega_2, \frac{1}{2}}, \quad \alpha = \pm \frac{1}{2} \end{aligned} \quad (13)$$

$\langle \chi_{\Omega_1} | \mathbf{j}_x | \chi_{\Omega_2} \rangle$ 与 $\langle \chi_{\bar{\Omega}_1} | \mathbf{j}_x | \chi_{\Omega_2} \rangle$ 可以用熟知的 Nilsson 波函数来计算. 应注意, 在本文的约定[见(6)式]下

$$\begin{aligned} \langle \chi_{\Omega_1} | \mathbf{j}_x | \chi_{\bar{\Omega}_2} \rangle &= -\langle \chi_{\bar{\Omega}_1} | \mathbf{j}_x | \chi_{\Omega_2} \rangle, \\ \langle \chi_{\bar{\Omega}_1} | \mathbf{j}_x | \chi_{\bar{\Omega}_2} \rangle &= \langle \chi_{\Omega_1} | \mathbf{j}_x | \chi_{\Omega_2} \rangle. \end{aligned} \quad (14)$$

(3) 特别要提到, 当 $\Omega_1 = \Omega_2 = \frac{1}{2}$ 时,

这

低下

应同

需6

a =

表态时

为

间

$$\langle \varphi(\frac{1}{2})_1, \alpha | \mathbf{J}_x | \varphi(\frac{1}{2})_2, \alpha \rangle = e^{-i\pi\alpha} \langle \chi(\frac{1}{2})_1 | \mathbf{J}_x | \chi(\frac{1}{2})_2 \rangle, \quad \alpha = \pm \frac{1}{2} \quad (15)$$

这是唯一的依赖于 signature 的矩阵元, 是造成一切 signature 分裂的根源。

3. 多粒子组态的形式及矩阵元公式

为了简洁起见, 这里, 我们只考虑偶偶核基带 ($\pi = +$, $r = +1$) 和与它有关联的低激发带(偶偶核中的其它带及奇 A 核的情形可以类似地讨论)。此时, 要考虑的组态如下:

(a) 完全配对组态 ($V = 0$)

$$|\rho_1 \bar{\rho}_1 \cdots \rho_n \bar{\rho}_n \rangle = b_{\rho_1}^+ b_{\bar{\rho}_1}^+ \cdots b_{\rho_n}^+ b_{\bar{\rho}_n}^+ |0\rangle, \quad K^\pi = 0^+, \quad r = +1 \quad (16)$$

(b) 一对粒子拆散组态 ($V = 2$)

$$|\nu_1 \bar{\nu}_2 \rho_1 \bar{\rho}_1 \cdots \rho_{n-1} \bar{\rho}_{n-1} \rangle = b_{\nu_1}^+ b_{\bar{\nu}_2}^+ b_{\rho_1}^+ b_{\bar{\rho}_1}^+ \cdots b_{\rho_{n-1}}^+ b_{\bar{\rho}_{n-1}}^+ |0\rangle, \quad (17)$$

$$K = \pm |\Omega_{\nu_1} - \Omega_{\nu_2}|, \quad \pm (\Omega_{\nu_1} + \Omega_{\nu_2}),$$

$$\pi = \pi_{\nu_1} \cdot \pi_{\nu_2} = +, \quad r = +1,$$

应当指出, 给定两条被堵单粒子能级 ($\nu_1 \nu_2$), $r = +1$ 的组态形式有两种, 即

$$|\nu_1 \bar{\nu}_2 \rho_1 \bar{\rho}_1 \cdots \rho_{n-1} \bar{\rho}_{n-1} \rangle \quad \text{和} \quad |\nu_2 \bar{\nu}_1 \rho_1 \bar{\rho}_1 \cdots \rho_{n-1} \bar{\rho}_{n-1} \rangle \quad (18)$$

同时都应予以考虑。

(c) 两对粒子拆散组态 ($V = 4$), $r = +1$ 组态的形式为

$$|\nu_1 \nu_2 \bar{\nu}_3 \bar{\nu}_4 \rho_1 \bar{\rho}_1 \cdots \rho_{n-2} \bar{\rho}_{n-2} \rangle, \quad \pi_{\nu_1} \pi_{\nu_2} \pi_{\nu_3} \pi_{\nu_4} = + \quad (19)$$

需要说明, 对于给定 4 条被堵的单粒子能级 ($\nu_1 \nu_2 \nu_3 \nu_4$), $r = +1$ 的组态共有 8 个, 其中 6 个 $\alpha = 0$, 其余两个 $\alpha = \pm 2$ 。例如, 取 $(\nu_1 \nu_2 \nu_3 \nu_4) = (1234)$, 则 $\alpha = 0$ 的组态有

$$|12\bar{3}\bar{4}\rangle, |13\bar{2}\bar{4}\rangle, |14\bar{2}\bar{3}\rangle, |23\bar{1}\bar{4}\rangle, |24\bar{1}\bar{3}\rangle, |34\bar{1}\bar{2}\rangle, \quad (20)$$

$\alpha = \pm 2$ 的组态为

$$|1234\rangle \quad \text{和} \quad |\bar{1}\bar{2}\bar{3}\bar{4}\rangle \quad (21)$$

(d) 三对或更多对粒子拆散的组态 ($V = 6, 8, \dots$) 也可以类似处理。但具体计算表明, 在大家感兴趣的转动频率区 ($\hbar\omega \lesssim 0.50 \text{ MeV}$), 在基带与低激发带中, $V \geq 6$ 组态所占成份极微。此结论与文[11]中结论完全一致。文[11]中分析粒子-转子模型的解时发现 $V = 6$ 组态成份 $< 10^{-5}$, 因此可以不必考虑。

下面分析各种组态之间 \mathbf{J}_x 的矩阵元。

(a) 考虑到 \mathbf{J}_x 的选择定则, $\Delta K = \pm 1$, 完全配对组态 ($V = 0$) 之间 \mathbf{J}_x 的矩阵元为 0,

$$\langle \bar{\rho}_n \rho_n \cdots \bar{\rho}_1 \rho_1 | \mathbf{J}_x | \rho_1 \bar{\rho}_1 \cdots \rho_n \bar{\rho}_n \rangle = 0 \quad (22)$$

(b) 由于 \mathbf{J}_x 为单体算子, 完全配对组态 ($V = 0$) 与一对粒子拆散组态 ($V = 2$) 之间只有相差一个单粒子态时, \mathbf{J}_x 的矩阵元才可能不为 0。例如,

$$\begin{aligned} & \langle \bar{\rho}_{n-1} \rho_{n-1} \cdots \bar{\rho}_1 \rho_1 \bar{2}1 | \mathbf{J}_x | \rho \bar{\rho} \rho_1 \bar{\rho}_1 \cdots \rho_{n-1} \bar{\rho}_{n-1} \rangle \\ & \equiv \langle \cdots \bar{2}1 | \mathbf{J}_x | \rho \bar{\rho} \cdots \rangle \\ & = \langle \chi_{\Omega_1} | \mathbf{J}_x | \chi_{\Omega_2} \rangle (\delta_{\rho_1} + \delta_{\rho_2}) \\ & \quad + e^{-i\pi\alpha} \langle \chi_{\bar{\Omega}_1} | \mathbf{J}_x | \chi_{\bar{\Omega}_2} \rangle \delta_{\Omega_1, \frac{1}{2}} \delta_{\Omega_2, \frac{1}{2}} (\delta_{\rho_1} - \delta_{\rho_2}), \end{aligned} \quad (23)$$

式中及以后“...”都表示初态与末态中共有的不涉及跃迁的配对粒子组态。注意,仅当 $Q_1 = Q_2 = \frac{1}{2}$, $\pi_1 = \pi_2$, 但其它量子数不完全相同时,(23)式右方第二项才不为0。

(c) $V = 2$ 组态之间的矩阵元

对角元

$$\langle \dots \bar{2}1 | J_x | 1\bar{2} \dots \rangle = (\mathbf{j}_x)_{11} + (\mathbf{j}_x)_{22}; \quad (24)$$

非对角元

$$\langle \dots \bar{2}'1 | J_x | 1\bar{2} \dots \rangle = (\mathbf{j}_x)_{2'2}, \quad (25)$$

$$\langle \dots \bar{2}1' | J_x | 1\bar{2} \dots \rangle = (\mathbf{j}_x)_{1'1},$$

$$\langle \dots \bar{2}2\bar{2}'1 | J_x | 1\bar{2}2'\bar{2}' \dots \rangle = -(\mathbf{j}_x)_{22'}, \quad (26)$$

$$\langle \dots \bar{1}1\bar{2}1' | J_x | 1\bar{2}1'\bar{1}' \dots \rangle = -(\mathbf{j}_x)_{11'}.$$

其中,

$$(\mathbf{j}_x)_{ij} = \langle \varphi_{Q_i \alpha} | J_x | \varphi_{Q_j \alpha} \rangle,$$

$$(\mathbf{j}_x)_{ij} = \langle \varphi_{Q_i \alpha} | J_x | \varphi_{Q_j \alpha} \rangle.$$

(d) $V = 4$ 组态之间的矩阵元.

由于 H_c (或 J_x) 为单体算子, 不难证明, 在 $\alpha = 0$ 与 $\alpha = \pm 2$ 组态之间 J_x 的矩阵元为0, 尽管它们的 r 都是+1, 换言之, J_x 矩阵元只在 $\Delta\alpha = 0$ 态之间不为0. 它比 r 选择定则 (Δr , 否) 更强一些. 因此, 在分析偶偶核基带和有关的低激发带时, $v = 4$ 组态中只需考虑 $\alpha = 0$ 的6种组态. 这时, 对角元为

$$\langle \dots \bar{4}\bar{3}21 | J_x | 12\bar{3}\bar{4} \dots \rangle = (\mathbf{j}_x)_{11} + (\mathbf{j}_x)_{22} + (\mathbf{j}_x)_{33} + (\mathbf{j}_x)_{44}, \quad (27)$$

非对角元只有当 $v = 4$ 组态之间相差一个单粒子态时, 才可能不为0,

$$\begin{aligned} \langle \dots \bar{4}\bar{3}21' | J_x | 12\bar{3}\bar{4} \dots \rangle &= (\mathbf{j}_x)_{1'1}, \\ \langle \dots \bar{4}\bar{3}2'1 | J_x | 12\bar{3}\bar{4} \dots \rangle &= (\mathbf{j}_x)_{2'2}, \\ \langle \dots \bar{4}\bar{3}'21 | J_x | 12\bar{3}\bar{4} \dots \rangle &= (\mathbf{j}_x)_{3'3}, \\ \langle \dots \bar{4}'\bar{3}21 | J_x | 12\bar{3}\bar{4} \dots \rangle &= (\mathbf{j}_x)_{4'4}, \end{aligned} \quad (28)$$

$$\begin{aligned} \langle \dots \bar{1}\bar{4}\bar{3}21' | J_x | 12\bar{3}\bar{4}1'\bar{1}' \dots \rangle &= -(\mathbf{j}_x)_{11'}, \\ \langle \dots \bar{2}\bar{2}\bar{4}\bar{3}2'1 | J_x | 12\bar{3}\bar{4}2'\bar{2}' \dots \rangle &= -(\mathbf{j}_x)_{22'}, \\ \langle \dots \bar{3}\bar{3}\bar{4}\bar{3}'21 | J_x | 12\bar{3}\bar{4}3'\bar{3}' \dots \rangle &= -(\mathbf{j}_x)_{33'}, \\ \langle \dots \bar{4}\bar{4}\bar{4}'\bar{3}21 | J_x | 12\bar{3}\bar{4}4'\bar{4}' \dots \rangle &= -(\mathbf{j}_x)_{44'}. \end{aligned} \quad (29)$$

(e) $v = 4$ 组态与 $v = 2$ 组态的 J_x 矩阵元有

$$\begin{aligned} \langle \dots \bar{4}\bar{3}21 | J_x | 1\bar{3}\rho\bar{\rho} \dots \rangle &= -(\mathbf{j}_x)_{42}(\delta_{\rho^1} + \delta_{\rho^4}), \\ \langle \dots \bar{4}\bar{3}21 | J_x | 1\bar{4}\rho\bar{\rho} \dots \rangle &= +(\mathbf{j}_x)_{32}(\delta_{\rho^3} + \delta_{\rho^2}), \\ \langle \dots \bar{4}\bar{3}21 | J_x | 2\bar{3}\rho\bar{\rho} \dots \rangle &= (\mathbf{j}_x)_{41}(\delta_{\rho^4} + \delta_{\rho^1}), \\ \langle \dots \bar{4}\bar{3}21 | J_x | 2\bar{4}\rho\bar{\rho} \dots \rangle &= -(\mathbf{j}_x)_{31}(\delta_{\rho^3} + \delta_{\rho^1}). \end{aligned} \quad (30)$$

涉及更大 seniority 数的组态之间的矩阵元也可以类似处理.

4. 推转哈密顿量本征值的一般形式

以 $2n$ 粒子体系为例, 宇称 $\pi = +$, signature $r = +1$ 态的一般形式可表为 $|2n, \beta\rangle$,

仅当

$\pi = +, r = +1\rangle$, 或简记为 $|2n, \beta++\rangle$, $\beta = 0$ (晕带), $1, 2, 3, \dots$ (激发带).

(24)

$$\begin{aligned} |2n, \beta++\rangle = & \sum_{\rho_1 \dots \rho_n} v_{\rho_1 \dots \rho_n}^\beta |\rho_1 \bar{\rho}_1 \dots \rho_n \bar{\rho}_n\rangle \\ & + \sum_{\nu_1 \nu_2} \sum_{\rho_1 \dots \rho_{n-1}} v_{\rho_1 \dots \rho_{n-1}}^{\beta(\nu_1 \nu_2)} |\nu_1 \bar{\nu}_2 \rho_1 \bar{\rho}_1 \dots \rho_{n-1} \bar{\rho}_{n-1}\rangle \\ & + \sum_{\nu_1 \nu_2 \nu_3 \nu_4} \sum_{\rho_1 \dots \rho_{n-2}} v_{\rho_1 \dots \rho_{n-2}}^{\beta(\nu_1 \nu_2 \nu_3 \nu_4)} |\nu_1 \nu_2 \bar{\nu}_3 \bar{\nu}_4 \rho_1 \bar{\rho}_1 \dots \rho_{n-2} \bar{\rho}_{n-2}\rangle \\ & + \dots \end{aligned} \quad (31)$$

(25)

当此本征态求出后, 各种有关的性质均可计算出来, 例如, 波函数的 seniority 结构.

令 P_ν 表示波函数中 seniority 数为 ν 的成分, 即

(26)

$$\begin{aligned} P_0^{(\beta)} &= \sum_{\rho_1 \dots \rho_n} |v_{\rho_1 \dots \rho_n}^\beta|^2 \\ P_2^{(\beta)} &= \sum_{\nu_1 \nu_2} \sum_{\rho_1 \dots \rho_{n-1}} |v_{\rho_1 \dots \rho_{n-1}}^{\beta(\nu_1 \nu_2)}|^2 \\ P_4^{(\beta)} &= \sum_{\nu_1 \nu_2 \nu_3 \nu_4} \sum_{\rho_1 \dots \rho_{n-2}} |V_{\rho_1 \dots \rho_{n-2}}^{\beta(\nu_1 \nu_2 \nu_3 \nu_4)}|^2 \\ &\dots \dots \end{aligned} \quad (32)$$

矩阵

比 r

+ 组

它们满足归一化条件

$$P_0^{(\beta)} + P_2^{(\beta)} + P_4^{(\beta)} + \dots = 1 \quad (33)$$

(27)

研究转动核低激发态中 seniority 结构随角频率而改变的规律, 将是一个很重要的问题. 它对于研究对关联相变是很有用的.

同样, 利用波函数(31)还可以计算对转移反应矩阵元. 有关顺排角动量、signature 分裂等信息, 也很容易求出.

(28)

参 考 文 献

(29)

- [1] A. Bohr and B. R. Mottelson, Proc. Intern. Conf. on Nuclear Structure, Tokyo, 1977, *J. Phys. Soc., Japan*, 44(1978), suppl, p. 157.
- [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*, Lund-Mph-84/18.
- [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.
- [7] 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.
- [8] L. F. Canto, P. Ring and J. O. Rasmussen, LBL-19519(1985).
- [9] J. Y. Zeng and T. S. Cheng, *Nucl. Phys.*, **A405**(1983), 1.
- [10] J. Y. Zeng, T. S. Cheng, L. Cheng and C. S. Wu, *Nucl. Phys.* **A421**(1984), 125.
- [11] C. G. Anderson and J. Krumlinde, *Nucl. Phys.*, **A334**(1980), 486.

(30)

9,

PARTICLE-NUMBER-CONSERVING APPROACH FOR TREATING CRANKING HAMILTONIAN

CHENG TANSHEG WU CHONGSHI ZENG JINYAN

(*Beijing University*)

ABSTRACT

The particle-number-conserving approach for treating nuclear pairing correlation is extended to treat the eigenvalue problem of the cranking hamiltonian. Detailed information about the seniority structure and the K -structure of the low-lying bands, and their spin alignments, signature splittings, and pair-transfer matrix elements can be provided in this formalism.

算值
轻松
理论
子磁

关键
场中
发，
子等
粒子
入射
用，
用第
知涉
人。
炮弹
统的

两个
平均
虑单