

研究简报

1P壳超核激发态的一些特性

厉光烈 沈建平 张宗焯

(中国科学院高能物理研究所)

在前一个工作中^[1], 我们用 $SU(3)$ 群分类研究了超核激发态的对称性。由于 Λ 超子与核子之间不存在泡利原理的限制, 所以对于超核可以有空间对称性为 [5] 或 [6] 的超对称态。它表示可以有五个粒子(或六个粒子)空间全对称, 使得这些粒子之间结合得很紧, 因而激发能最低。这类态是一种新的激发方式, 它在原子核中是不允许出现的, 只在超核中才有可能存在。因此进一步研究这种激发方式存在的可靠性, 是超核物理中的一个有兴趣的课题。目前这个问题在国际上也开始引起注意^[2], 但还是处于很初步的阶段。特别是从实验上验证超对称态的存在, 工作还几乎刚刚开始。唯一的一个可能的征兆是 ${}^8\text{Be}^*$ 核在 9MeV 处的一个很小的峰^[3], 有可能是超对称 [5] 的态。我们为了研究超对称态的特性, 以便提供从实验上寻找这类态的参考, 选择了几个 1P 壳的超核 ${}^8\text{Be}$ 、 ${}^{12}\text{C}$ 和 ${}^{16}\text{O}$, 分析了它们的低激发能谱的特点, 以及通过奇异交换反应到达这些态的生成截面的特点。由于我们感兴趣的只是定性的特点, 因此在计算能量中, 我们仍选用参考资料 [1] 中所给出的相互作用*, 在 $SU(3)$ 分类下, 计算了一些低激发态的能谱。在计算生成截面的相对比时, 采用的是平面波近似。得到的结果表明: 偶核与奇核的特性是很不相同的。下面我们分别把计算的结果及讨论介绍如下。

一、 ${}^8\text{Be}$ 与 ${}^{12}\text{C}$

对于 ${}^8\text{Be}$ 的能谱, 我们计算了激发能最低的两个配分中的一些状态, 包括超对称态 [5]、[41] 配分中的奇异相似态 (12) 以及 [41] 配分中的一部分非奇异相似态 (20) 和 (01)。计算结果见图 1。图 1(a) 是未考虑奇异相似态与非奇异相似态混合的情况; (b) 是考虑了奇异相似态与非奇异相似态混合的情况。由此可以看到: (i) 奇异相似态与非奇异相似态是有混合的, 但混合后对能谱的定性特点影响不大。(ii) 超对称态 [5] 最低, 并且与其它态相距较大, 因此它受其它状态的干扰较小, 基本上是一个分立状态, 易于从实验上加以辨认。

本文 1976 年 12 月 7 日收到。

* 在此我们选用的交换性参数是 [1] 中的第 (1) 组数据。在计算激发态相对于基态的能量间距时, 我们取 Λ 超子由 1S 壳激发到 1P 壳的单粒子激发能为 10MeV^[4]。

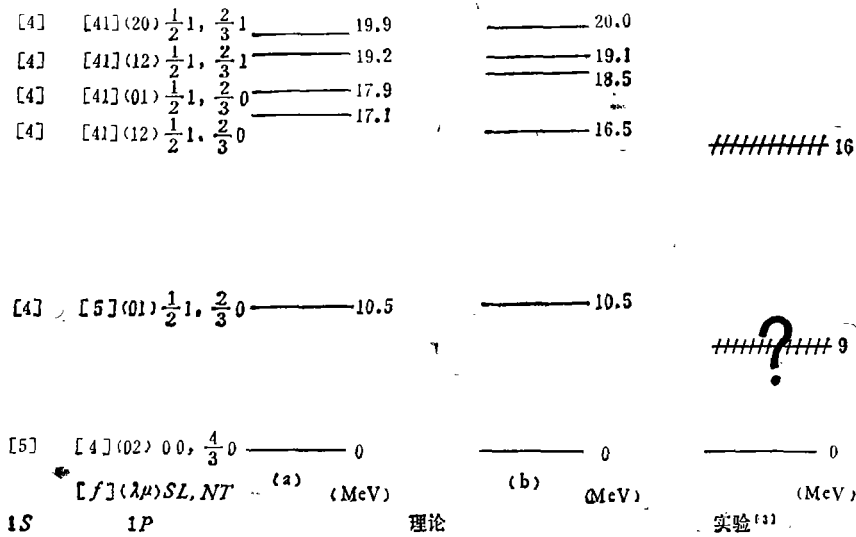


图 1 ${}^8\text{Be}$ 的能谱

[f]—— $SU(2l+1)$ 的配分; $(\lambda\mu)$ —— $SU(3)$ 的配分; S——自旋; L——轨道角动量; N——超荷; T——同位旋

对于 ${}^{12}\text{C}$ 的能谱, 它的定性特点与 ${}^8\text{Be}$ 非常相似。 ${}^{12}\text{C}$ 的激发能量最低的两个配分是 [54] 和 [441]; [54] 是超对称态, [441] 中的 (14) 是奇异相似态, [441] 中的 (22) 和 (03) 是非奇异相似态。 我们只计算了超对称态 [54] 及 [441] 中的奇异相似态。 结果绘在图 2 中。 同样地, 超对称态 [54] 最低, 而且与其它态的间距较大, 约为 8—9MeV。

为了分析生成超对称态的几率有多大, 我们在平面波近似下, 分别计算了飞行 K^- 奇异交换反应(在冲量近似下)^[5], 和静止 K^- 奇异交换反应^[6]到达超对称态与奇异相似态的相对几率。 对于飞行 K^- 奇异交换反应, 从初态 $[f_i](\lambda_i\mu_i)S_iL_iJ_iN_iT_i$ 到末态 $[f_f](\lambda_f\mu_f)S_fL_fJ_fN_fT_f$ 生成超核的微分截面公式为:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \propto |t|^2 \frac{1}{2J_i + 1} \sum_{M_i M_f} |\mathcal{F}_{fi}(\mathbf{q})|^2, \quad (1)$$

其中 t 是基本过程 $K^- + n \rightarrow \pi^- + \Lambda$ 的跃迁矩阵(可由实验定出), $\mathcal{F}_{fi}(\mathbf{q})$ 是形状因子, $\mathbf{q} = \mathbf{k}_K - \mathbf{k}_\pi$ 是动量转移, \mathbf{k}_K 、 \mathbf{k}_π 分别是 K^- 、 π^- 介子的质心系动量。

$$\begin{aligned} \mathcal{F}_{fi}(\mathbf{q}) \propto N_{eff} \sum_{lm} (i)^l R_{n_f l_f n_i l_i}^l(q) Y_{lm}(\hat{q}) \frac{1}{l_f} C_{l_0 l_i}^{l_f 0} \\ \cdot \sum_{L'S'} T_{S'L'}([f_i](\lambda_i\mu_i)S_iL_iN_iT_iM_{T_i} | [f_f](\lambda_f\mu_f)S_fL_fN_fT_fM_{T_f}) \\ \cdot M_{l_f M_i}^{l_f M_i} (l_i S_i L_i, l_f S_f L_f), \end{aligned} \quad (2)$$

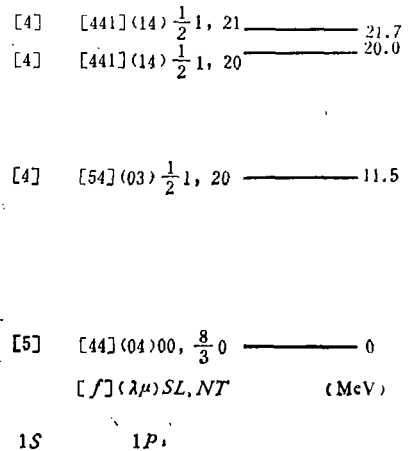


图 2 ${}^{12}\text{C}$ 的能谱

式中 N_{eff} 是有效核子数.

$$R_{n_f l_f m_f i_i}^l(q) = \int \bar{R}_{n_f l_f}^*(r) j_l(qr) \bar{R}_{n_i l_i}(r) r^2 dr, \quad (3)$$

$\bar{R}_{n_i l_i}(r)$ 是谐振子位阱的径向波函数.

$$\begin{aligned} & T_{S'L'}([f_i](\lambda_i \mu_i) S_i L_i, N_i T_i M_{T_i} | [f_j](\lambda_j \mu_j) S_j L_j, N_j T_j M_{T_j}) \\ &= \sum_{(f')(l'\mu')} \langle [f_i](\lambda_i \mu_i) S_i L_i | [f'](\lambda' \mu') S' L' \times [f'](\lambda' \mu') S' L' | [f_j](\lambda_j \mu_j) S_j L_j \rangle \\ & \cdot \langle (\lambda' \mu') N_j - \frac{1}{3} T_j, (10) \frac{1}{3} \frac{1}{2} \| (\lambda_i \mu_i) N_i T_i \rangle \\ & \cdot \langle (\lambda_j \mu_j) N_j T_j \| (\lambda' \mu') N_i - \frac{1}{3} T_j, (10) - \frac{2}{3} 0 \rangle C_{T_j M_{T_j} \frac{1}{2} \frac{1}{2}}^{T_i M_{T_i}} \delta_{N_j, N_i-1}. \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} & M_{l_i m_i l_j m_j}^{j_i m_i j_j m_j} (l_i S_i L_i, l_j S_j L_j) = \hat{l}_i \cdot \hat{L}_i \cdot \hat{L}_j \cdot \hat{j}_i (-1)^{l_i - L_i + S_i - J_i} \\ & \cdot W(L_i l_i L_i l_i, L' l) W(J_j L_j J_i L_i, S_i l) \delta_{S_i S_j} C_{l_i m_i j_i m_i}^{j_i m_i}. \end{aligned} \quad (5a)$$

(对于自旋不打翻).

$$\begin{aligned} & M_{l_i m_i l_j m_j}^{j_i m_i j_j m_j} (l_i S_i L_i, l_j S_j L_j) = 3 \sqrt{\frac{1}{2}} \sum_{i m_j} (-1)^{L_i - S_i + l_i - \frac{1}{2} + L_j + S_j + l} \\ & \cdot \hat{j}_i \cdot \hat{j}_j \cdot \hat{L}_i \cdot \hat{l}_j \cdot \hat{S}_i \cdot \hat{L}_i \cdot \hat{S}_i W(L_i l_i L_i l_i, L' l) W\left(S_j \frac{1}{2} S_i \frac{1}{2}, S' 1\right) \\ & \cdot U \begin{pmatrix} L_i & S_i & J_i \\ L_j & S_j & J_j \\ l & 1 & j \end{pmatrix} C_{l_i - m_i, \frac{1}{2} m_i}^{\frac{1}{2} - m_i} C_{l_i - k, -2 m_i}^{j_i - k} C_{j_i - k, j_i m_i}^{j_i m_i}. \end{aligned} \quad (5b)$$

(对于自旋打翻, 在此取 X 方向为 $\mathbf{k}_k \times \mathbf{k}_\pi$ 的方向).

我们以 P_K (K 介子的实验室动量) = 900 MeV/c 为例, 计算了 ${}^9\text{Be}$ 、 ${}^{13}\text{C}$ 的一些态的生成截面的相对比. 结果列于表 1(a) 及表 2(a) 中. 在此我们选到达奇异相似态 ($J_f = J_i$, $T_f = 0$) 的几率为 1. 并且只计算了自旋不打翻项的贡献**. 从计算的结果来看, 对于 $P_K = 900 \text{ MeV/c}$, 朝前散射的动量转移 q 较小 ($q \approx 70 \text{ MeV/c}$), 因此主要只能到达奇异相似态. 不论 ${}^9\text{Be}$ 或 ${}^{13}\text{C}$, 到达超对称态的截面都相当小, 约比到达奇异相似态的截面小三个数量级. 而 P_K 在从 300 MeV/c 到 1000 MeV/c 的范围内, 朝前散射的动量转移 q 都较小, 因此通过飞行 K^- 实验到达超对称态是相当困难的. 当然这些分析都是定性的, 进一步需要考虑光学位阱扭曲的影响.

关于静止 K^- 生成超核几率的计算^[6], 我们考虑了 K^- 介子在 3D 轨道上被吸收的情况. K^- 介子在 $n_K L_K$ 轨道上被吸收, 使原子核由初态 $[f_i](\lambda_i \mu_i) S_i L_i J_i, N_i T_i$ 生成末态 $[f_j](\lambda_j \mu_j) S_j L_j J_j, N_j T_j$ 超核的几率 $F_{f_i}^{n_K L_K}$ 可以表示为:

$$F_{f_i}^{n_K L_K} \propto |\langle \pi^- q | t | K^- 0 \rangle|^2 \frac{\Gamma_{f_i}}{\Gamma}. \quad (6)$$

其中 $\langle \pi^- q | t | K^- 0 \rangle$ 是 $P_K = 0$ 情况下, 基本过程 $K^- + n \rightarrow \pi^- + \Lambda$ 的跃迁矩阵. q 是动

** 自旋打翻项一般认为比自旋不打翻项小一个数量级, 因此可暂略不计.

表 1 ${}^8\text{B}^0$ 的生成截面的相对值

$[f_i](\lambda_i \mu_i) S_i L_i J_i N_i T_i$	$[f_j](\lambda_j \mu_j) S_j L_j J_j N_j T_j$	(a) 飞行 K^-	(b) 静止 K^-
		$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\theta=0^\circ}$ 的相对值	生成率的相对值(3D)
$[41](12) \frac{1}{2} 1 \frac{3}{2}, \frac{5}{3} \frac{1}{2}$	$[5](01) \frac{1}{2} 1 \frac{3}{2}, \frac{2}{3} 0$	0.48×10^{-3}	0.045
	$[5](01) \frac{1}{2} 1 \frac{1}{2}, \frac{2}{3} 0$	0.48×10^{-3}	0.045
	$[41](12) \frac{1}{2} 1 \frac{3}{2}, \frac{2}{3} 0$	1	1
	$[41](12) \frac{1}{2} 1 \frac{1}{2}, \frac{2}{3} 0$	0.24×10^{-3}	0.022
	$[41](12) \frac{1}{2} 1 \frac{3}{2}, \frac{2}{3} 1$	0.50	0.50
	$[41](12) \frac{1}{2} 1 \frac{1}{2}, \frac{2}{3} 1$	0.17×10^{-3}	0.016

表 2 ${}^{13}\text{C}$ 的生成截面的相对值

$[f_i](\lambda_i \mu_i) S_i L_i J_i N_i T_i$	$[f_j](\lambda_j \mu_j) S_j L_j J_j N_j T_j$	(a) 飞行 K^-	(b) 静止 K^-
		$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\theta=0^\circ}$ 的相对值	生成率的相对值(3D)
$[441](14) \frac{1}{2} 1 \frac{1}{2}, 3 \frac{1}{2}$	$[54](03) \frac{1}{2} 1 \frac{1}{2}, 20$	—	—
	$[54](03) \frac{1}{2} 1 \frac{3}{2}, 20$	0.54×10^{-3}	0.051
	$[441](14) \frac{1}{2} 1 \frac{1}{2}, 20$	1	1
	$[441](14) \frac{1}{2} 1 \frac{3}{2}, 20$	—	—
	$[441](14) \frac{1}{2} 1 \frac{1}{2}, 21$	0.68	0.66
	$[441](14) \frac{1}{2} 1 \frac{3}{2}, 21$	0.46×10^{-3}	0.044

量转移,在此 $q \sim 250\text{MeV}/c$.

$$\Gamma = \int |\bar{R}_{n_i l_i}(r)|^2 |\mathcal{R}_{n_K L_K}(r)|^2 r^2 dr, \quad (7)$$

$\mathcal{R}_{n_K L_K}(r)$ 是 K^- 介原子的径向波函数.

$$\Gamma_{ji} = N_{off}^2 \cdot \hat{J}_i^2 \cdot \hat{l}_i^2 \cdot \hat{L}_i^2 \cdot \hat{L}_j^2 \cdot \sum_i (i F_{i n_K L_K}^{j l_i l_j} (q))^2 \cdot \left\{ \sum_L (C_{L 0 L_K 0}^{L 0} C_{L 0 L_i 0}^{L 0})^2 T_L^2(f, i) \right\}. \quad (8)$$

$$T_L(f, i) = \sum_{L'S'} (-1)^{L'} T_{S'L'}([f_i](\lambda_i \mu_i) S_i L_i, N_i T_i M_{T_i} | [f_f](\lambda_f \mu_f) S_f L_f, N_f T_f M_{T_f}) \cdot W(L_f l_f L_i l_i, L' L) W(J_f L_f J_i L_i, S_i L) \delta_{S_i S_f} \quad (9)$$

$$F_{n_K L_K}^{n_f l_f n_i l_i}(q) = \int \bar{R}_{n_f l_f}^*(r) j_l^*(qr) \mathcal{R}_{n_K L_K}(r) \bar{R}_{n_i l_i}(r) r^2 dr. \quad (10)$$

计算的结果列在表 1(b) 及表 2(b) 中。同样我们选生成奇异相似态 ($J_f = J_i, T_f = 0$) 的几率为 1。计算的结果表明： K^- 在 3D 轨道被吸收时，生成超对称态的几率约比生成奇异相似态的几率小 20—30 倍。因此，当实验测量的精度进一步提高时，通过静止 K^- 奇异交换反应，在 ${}^9\text{Be}$ 及 ${}^{12}\text{C}$ 这类奇超核上，还是有希望观测到超对称态的。

二、 ${}^{12}\text{C}$

${}^{12}\text{C}$ 能谱的定性特点与 ${}^9\text{Be}$ 和 ${}^{13}\text{C}$ 是很不相同的。我们计算了激发能量最低的两个配分中的各个态的能量。包括超对称态 [53]、奇异相似态 [44] (04) 和非奇异相似态 [44] (12)。结果见图 3。可以看到超对称态 [53] 虽然激发能量最低，但它与奇异相似态 [44] (04) 和非奇异相似态 [44] (12) 都很靠近，间距约为 1—2 MeV。因此有必要考虑它们之间的关联。再从生成截面来看，由于初态是 [44] (04) $00 \frac{8}{3} 0$ ，从公式 (2)、(5a)、(5b)、(8) 及 (9) 式可以看出，不论是飞行 K^- 还是静止 K^- ，都不能到达 $L_f = 1$ 的态，所以由此

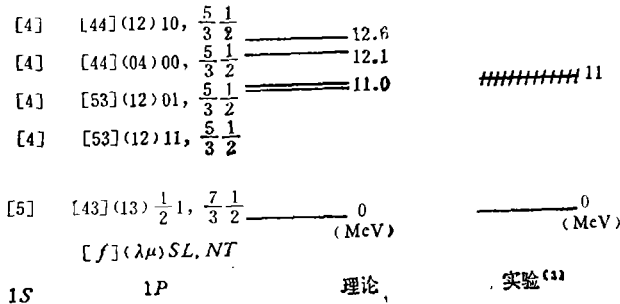


图 3 ${}^{12}\text{C}$ 的能谱

根本不能生成 ${}^{12}\text{C}$ 的超对称态。综合上述两个特点，可以看到在 ${}^{12}\text{C}$ 这类偶超核上，要反映出超对称态存在的影响，除非它与奇异相似态之间有较强的关联。为此我们初步分析了 [53] (12) 11, $\frac{5}{3} \frac{1}{2}$ 与 [44] (04) 00, $\frac{5}{3} \frac{1}{2}$ 之间由自旋轨道耦合引起的关联。得到的结果是：当超子 Λ 的自旋轨道耦合强度 P_Λ 与核子 N 的自旋轨道耦合强度 P_N 相同时，完全没有关联。随着两者差异的加大，关联也逐渐增加。设 $a = \frac{P_\Lambda}{P_N}$ ，当 $a > 2$ 或 $a < 0$ 时，可以有明显的能级劈裂 ($\geq 4\text{MeV}$)。因此，我们可以认为对于 ${}^{12}\text{C}$ ，除非超子与核子的自旋轨道耦合有很大的不同，否则很难反映出超对称态的存在。从目前实验上在 ${}^{12}\text{C}$ 低激发谱中只测到一个很强的峰 (11 MeV 附近) 来看，似乎表明超子与核子的自旋轨道耦合差异并不很大。

概括上面的讨论,可以认为在 ${}^9\text{Be}$ 及 ${}^{12}\text{C}$ 这类奇超核上,由于超对称态与其它激发态相距较大,因而从实验上易于辨认。虽然通过飞行 K^- 奇异交换反应到达超对称态有困难,但是通过静止 K^- 的实验或其他途径,从实验上发现超对称态还是有希望的。特别是随着实验技术的发展,可以提供新的产生超核的途径。例如 $\text{P} + {}^{12}\text{C} \rightarrow {}^{13}\text{C} + \text{K}^+$ 反应,它不是把核内的一个中子变成超子,而是把一个超子填入原子核内。这样就没有优先到达奇异相似态的问题,可能有利于发现超对称态。对于 ${}^{12}\text{C}$ 这类偶超核,超对称态很可能不是分立的,因此不可能直接测到,但通过研究它与其它态的关联,将有助于我们了解超子自旋轨道耦合的一些特性。

参 考 资 料

- [1] 张宗焯,厉光烈,物理学报, **25** (1976), 172; **26** (1977), 467.
- [2] A. Gal, *Inter. Conf. on High Energy Physics and Nuclear Structure, 6th*, (1975), 185. R. H. Dalitz et al., *Phys. Rev. Lett.*, **36**(1976), 362.
- [3] B. Povh, *Inter. Conf. on High-Energy Physics and Nuclear Structure, 6th*, (1976), 173. W. Brückner et al., *Phys. Lett.*, **55B**(1975), 107.
- [4] J. Hüfner et al., *Phys. Lett.*, **49B**(1974), 409.
- [5] R. J. Esch, *Can. J. Phys.*, **51**(1973), 1524.
- [6] J. Hüfner et al., *Nucl. Phys.*, **A234**(1974), 429.

SOME PROPERTIES OF THE HYPERNUCLEAR EXCITED STATES IN 1P SHELL

LI GUANG-LIE SHEN JIAN-PING ZHANG ZONG-YE
(*Institute of High Energy Physics, Academia Sinica*)