

铅(208) 1^+ 态的精细结构

傅德基 方宝
(中国科学院原子核研究所)

摘 要

采用粒子空穴组态与八极集体振荡声子耦合,然后对角化的方法计算了铅(208) 1^+ 态能谱和跃迁几率的展布情况.计算表明铅(208)磁偶极巨共振的精细结构随粒子声子间耦合常数变化较大.

一、引 言

1970年以来,人们不断地对铅(208)的 1^+ 态进行实验测定^[1-3],目的在于寻求磁偶极巨共振精细结构的确切情况.最早是 Bowman 等人用阈光中子(γ, n)反应技术,观察到中心位置在激发能 7.9 MeV,分布于 7.40 MeV 到 8.25 MeV 之间的七条共振谱线(光中子阈能为 7.40 MeV),并给出相应的到基态辐射宽度 Γ_{γ} . 1973 年 Fagg 等人^[2]用 50.5 MeV 入射电子对铅(208) 180° 散射谱测出在激发能 7.9 MeV、7.3 MeV、及 6.2 MeV 处有峰,并指出 7.3 MeV 处可能存在未分辨出的跃迁;其平均强度随转移动量 q 增大比 7.9 MeV 及 6.2 MeV 处稍快,表明更具备磁激发的特点.该作者提出情况尚待进一步澄清.1977 年东京核结构会议上, Raman 等人^[3]发表了他们通过 $^{207}\text{Pb}(n, \gamma)$ 反应,结合透射和弹性散射工作分析确定铅(208) 1^+ 态磁偶极跃迁的结果,他们认为已测定了展布在 7.4 MeV 到 9.4 MeV 有 18 条 $M1$ 跃迁,并认为展布在 7.37 到 8.23 MeV 之间的 $M1$ 强度占 50% 左右,更高能区强度占 30% 左右.

理论工作方面:1971 年 Vergados^[4] 粒子空穴壳模型计算铅(208) 1^+ 态结果,一条在 5.45 MeV 处,其跃迁约化几率 $B(M1) = 0.399 \left(\frac{e\hbar}{2MC} \right)^2$; 一条在 7.52 MeV 处, $B(M1) = 16.024 \left(\frac{e\hbar}{2MC} \right)^2$. 1974 年 Ring 与 Spech^[5] 采取与密度有关的核力的计算获得类似结果:一条在 7.50 MeV, $B(M1) = 5.68 \left(\frac{e\hbar}{2MC} \right)^2$; 一条在 8.31 MeV, $B(M1) = 11.0 \left(\frac{e\hbar}{2MC} \right)^2$. 很自然地会想到要获得 1^+ 态的与实验情况相符合的计算,必须考虑多粒子多空穴态的混什,但工作量较大. 1977 年东京核结构会议上发表了 Dehesa 等人^[6]采用核心耦合 RPA 理论,混进双空穴双粒子组态,核力用的是 Migdal 的密度依赖 δ 函数势,获得了 1^+ 态的精细结

构变化和力参数(中子质子相互作用项 g^{pn}) 值很敏感的结论。

我们采用唯象的八极声子 (3^-) 和单粒子单空穴组态耦合, 试图以声子代替多粒子多空穴组态, 核力取熟知的罗森弗尔势, 力参数以文献中已符合低能谱计算的为准, 不作调动。这样计算图象简单, 工作量小。

二、计算公式及结果讨论

哈密顿量

$$H = H_0 + \sum_{i \neq j} V_{ij} + K\alpha F, \quad (1)$$

H_0 即零级单粒子单空穴组态能量以及八极声子能量。取自 ^{208}Pb 相邻一个大壳的单粒子及单空穴实验值。单粒子波函数取谐振子势, 延伸度 ν 由 $\left(\frac{\hbar^2 \nu}{m}\right) = 41A^{-1/3}$ 熟知公式算出为 0.167fm^{-2} 。 V_{ij} 取罗森弗尔势, 径向形式为高斯型。声子与粒子空穴耦合项化作算符形式如下:

$$K\alpha F = (-k\gamma) \sum_{i\mu} (b_{\lambda\mu} + (-1)^\mu b_{\lambda-\mu}^\dagger) y_{\lambda\mu}(\theta_i \phi_i), \quad (2)$$

其中 b 及 b^\dagger 即一般声子算符, 八极声子 $\lambda = 3$ 。 $(k\gamma)$ 按流体模型可估算如下:

$$k\gamma = 478A^{-5/6}(\hbar\omega)^{-1/2}, \quad (3)$$

其中 $A = 208$; $\hbar\omega = 2.61\text{MeV}$ (八极声子能量), 因此 $k\gamma = 3.4625$ 。这个估算是极其粗略的, 具体计算中我们仅以此值为参考。

粒子空穴组态除一般的两体力矩阵元计算外, 将声子粒子耦合推广到声子粒子空穴耦合可得:

$$\begin{aligned} \langle (i_3^{-1} i_4) J \parallel \sum_i y_i(\theta_i \phi_i) \parallel (i_1^{-1} i_2) J' \rangle &= \hat{J} \hat{J}' \{ (-1)^{i_1 + J - J' + \lambda} W(\lambda i_1 J i_2; i_3 J') \\ &\quad \cdot \langle i_1 \parallel y_\lambda \parallel i_3 \rangle \delta_{i_3 i_4} + W(\lambda i_2 J i_1; i_2 J') \langle i_4 \parallel y_\lambda \parallel i_2 \rangle \delta_{i_1 i_3} \}; \\ \langle i_1 \parallel y_\lambda \parallel i_2 \rangle &= \langle s i_1 i_1 \parallel y_\lambda \parallel s i_2 i_2 \rangle = (-1)^{i_1} \frac{\hat{i}_1}{2} C_{i_1 - \frac{1}{2} \lambda_0}^{i_2 - \frac{1}{2}}; \\ \hat{i} &= \sqrt{2i + 1}; \end{aligned} \quad (4)$$

以上符号皆循一般文献惯例, 含义不再赘述。

计算各本征态到基态的磁偶极跃迁约化几率 $B(M1)$ 时, 跃迁算符

$$\mu(M_1) = g_s \mathbf{s} + g_l \mathbf{l} + g_R \mathbf{R}, \quad (5)$$

但集体部分 $g_R \mathbf{R}$ 实际不起贡献。因为在我们计算中, 基态是真空态。

计算中, 我们的零级波函数可写为 $|(i_1^{-1} i_2) J; NR; I\rangle$ $N = 0$ 的无声子态只有质子 ($1h_{11/2}^1 1h_{9/2}$) 1^+ 及中子 ($1i_{13/2}^1 1i_{11/2}$) 1^+ 两个单粒子单空穴组态。 $N = 1$ 声子时, J 可有 4^- , 3^- , 2^- 三种情况。再高声子态我们不取了。另外单粒子单空穴态除对(1)式中第三项的矩阵元有非零值的以外, 一般截断在粒子空穴能量为 8.50MeV 以下, 这样作理应不影响拟探索能区的结果, 也省去计算工作量。

结果如下:

(一) 不计入 V_{ij} 及 $K\alpha F$ 时
两条 1^+ 态为

$$E_1 = 5.60 \text{ MeV}, B(M1; 1^+ \rightarrow 0) = 9.107 \left(\frac{e\hbar}{2MC} \right)^2.$$

$$E_2 = 5.85 \text{ MeV}, B(M1; 1^+ \rightarrow 0) = 7.503 \left(\frac{e\hbar}{2MC} \right)^2.$$

相应为单质子 ($1h_{11/2}^{-1}1h_{9/2}$) 1^+ 及单中子 ($1i_{13/2}^{-1}1i_{11/2}$) 1^+ 两个纯组态。

(二) 仅计入 V_{ij} 时

$$E_1 = 6.58 \text{ MeV} \quad B(M1; 1^+ \rightarrow 0) = 0.067 \left(\frac{e\hbar}{2MC} \right)^2.$$

$$E_2 = 8.53 \text{ MeV} \quad B(M1; 1^+ \rightarrow 0) = 16.47 \left(\frac{e\hbar}{2MC} \right)^2.$$

1971 年 Vergados^[4]的结果是 $B(M1)$ 为 $0.399 \left(\frac{e\hbar}{2MC} \right)^2$ 及 $16.024 \left(\frac{e\hbar}{2MC} \right)^2$ 。

(三) 考虑八极声子耦合之后,按上述框架计算

如图 1 所示,(a)(b)(c)(d)相应的 $k\gamma$ 值取 1.20; 1.25; 1.30; 1.35 乘上(3)式的 3.4625 值。

上述(一)(二)(三)情况, $B(M1)$ 强度总和皆为 $16.5 \left(\frac{e\hbar}{2MC} \right)^2$ 。

(三) 相对于(一)(二),能谱重心有所偏高系由于加入八极声子能量导致的结果。

当前我们看到的文献中,有关铅(208) 1^+ 态的实验测定^[1-3],尚有不少问题待澄清和肯定,因此尚不宜将理论计算结果与实验值作细致对照。

本文结果表明: 考虑声子耦合以后, $E \approx 7.9 \text{ MeV}$ 处有强跃迁,与实验一致,精细结构获得了展示,细节随 $(k\gamma)$ 值变化很大,但能级间隔却不敏感,按总跃迁强度分布可算出 7.50 到 8.50 MeV 间占 60% 左右,更高能区占 40% 左右,这点对 $(k\gamma)$ 值也不敏感。 $(k\gamma)$ 值再往小调节,可使靠近 7.9 MeV 处的峰单独增高。八极唯象声子仅能包括一部分多粒子多空穴组态,本应再考虑四极及多极振荡,但相应的铅(208)核心振荡态不如八极明显。当前理论工作离开能确切预计 1^+ 态的精细结构尚有不少距离,工作有待深入。

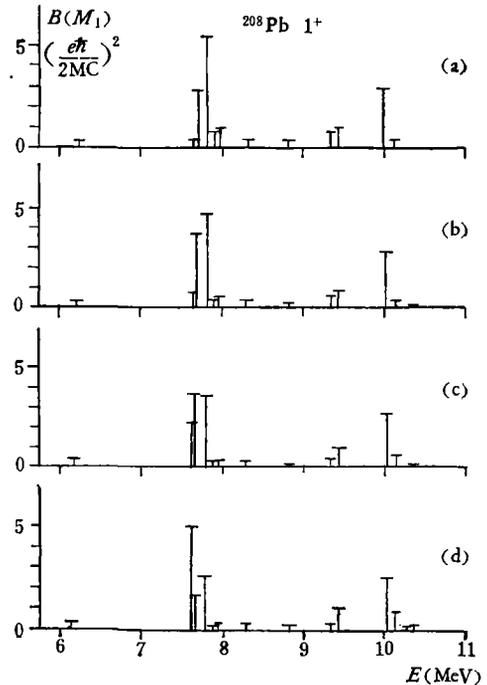


图 1

参 考 资 料

- [1] C. D. Bowman, *Physical Review Letters*, **25**(1970), 1302.
- [2] L. W. Fagg et al., *Review Modern Physics*, **47**(1975), 683.
- [3] S. Raman et al., "Proceedings of the International Conference on Nuclear Physics", *Tokyo* (1977), 454.
- [4] J. D. Vergados, *Physics Letters*, **36B**(1971), 12.
- [5] P. Ring, J. Spech, *Nuclear Physics*, **A235**(1974), 315.
- [6] J. S. Dehesa et al., "Proceedings of the International Conference on Nuclear Physics", *Tokyo* (1977), 452.

THE FINE STRUCTURE OF ^{208}Pb 1^+ STATES

FU TE-CHI FANG PAO

(Institute of Nucleus, Academia Sinica)

The energy levels and transition probabilities $B(M1)$ of the ^{208}Pb 1^+ states are calculated using the matrix diagonalized method in which the $(1p\ 1h)$ configurations are coupled to collective octupole phonons. Calculated results show that the fine structure of the ^{208}Pb giant magnetic resonance depends rather strongly on the phonon-particle coupling constant.