

Pb Po 系列偶偶超变形带转动惯量变化的微观机制*

余雷 刘树新 雷奕安 曾谨言

(兰州重离子加速器国家实验室原子核理论研究中心 兰州 730000)
(北京大学物理系 北京 100871)

摘要 用处理对力的粒子数守恒方法分析了 $A \sim 190$ 区偶偶核系列晕 SD 带 $^{192-198}\text{Pb}(1)$ 和 $^{198}\text{Po}(1)$ 的转动惯量随角频率变化的规律. 计算中同时考虑了单极对力与 Y_{20} 四极对力. 实验结果在计算中得到较好的重视. 特别是转动惯量变化的微观机制(包括中子和质子的各大壳以及各单粒子能级的贡献)在计算中得到极为清楚的展现. $J^{(2)}$ 的上升, 主要来自高 N 闯入壳(中子 $N=7$, 质子 $N=6$) 的贡献, 而其它大壳对 $J^{(2)}$ 的贡献, 基本上不随 ω 而变化.

关键词 粒子数守恒方法 超变形转动带 动力学和运动学转动惯量 推转的 Nilsson 轨道

迄今, 在 $A \sim 190$ 区已观测到一百多条超变形(SD)核转动带. 绝大多数这些 SD 带的转动惯量随角动量(或角频率)的变化是比较规则的. 特别是对于偶偶核的晕 SD 带, 系统分析表明, 在实验观测的角动量 $I \sim (10-40)\hbar$ 或角频率 $\hbar\omega \sim (0.1-0.4)\text{MeV}$ 范围内, 这些晕 SD 带的动力学转动惯量 $J^{(2)}$ 约增大 30%—40%^[1,2]. 通常把此归之于高 N 闯入壳(中子 $N=7$ 壳与质子 $N=6$ 壳)上的粒子在 Coriolis 作用和对力的影响下所产生的角动量沿转动方向的顺排所造成^[1,3]. $A \sim 190$ 区偶偶核晕 SD 带 $J^{(2)}$ 的变化与稀土区和铜系区正常变形(ND)偶偶核基带(在发生回弯前)很相似, 但 $J^{(2)}$ 的增长幅度相差悬殊. 例如铜系偶偶核($^{232-238}\text{U}$, $^{236-244}\text{Pu}$ 等), 在 $I \sim (0-22)\hbar$ 或 $\hbar\omega \sim (0-0.2)\text{MeV}$ 范围内, $J^{(2)}$ 约增大 200%. 在文献[4]中已对 $A \sim 190$ 区偶偶核的晕 SD 带 $^{192}\text{Hg}(1)$ 和 $^{194}\text{Hg}(1)$ 做了详细分析. 本文将对 $^{192-198}\text{Pb}$ 和 ^{198}Po 系列核的晕 SD 带的 $J^{(2)}$ 变化的微观机制进行分析. 与文献[4,5]相同, 本文将在推转壳模型的框架内采用处理对力的粒子数守恒(PNC)方法来研究转动惯量随角频率的变化规律. 理论计算方法的细节可参阅文献[6](该文中只考虑了单极对力)和文献[5](单极对力和四极对力一并考虑). 与文献[4,5,7,8]相同, 本文计算中, 同时考虑了单极对力与 Y_{20} 四极对力. 单粒子 Nilsson 能级参数(κ, μ)取自文献[9]

2000-01-10 收稿

* 国家自然科学基金与博士点基金资助

(但中子 $N=6$ 壳 κ, μ 值有微小改动). 与大多数 $A \sim 190$ 区 SD 带的理论计算文献相近, 形变参数取为 $\epsilon_2 = 0.45, \epsilon_4 = 0.025$. 费米面附近的推转的单粒子能级如图 1 所示. 在 PNC 计算中, 中子部分的推转多粒子组态 (CMPC) 的截断能量取为 $E_{\text{cm}} \sim 0.45 \hbar \omega_0$, 涉及的 CMPC 空间的维数约为 1000, 质子部分 CMPC 截断能量取为 $E_{\text{cp}} \sim 0.6 \hbar \omega_0$, CMPC 空间维数约为 600. 计算表明, 对于晕 SD 带, 重要的 CMPC (权重 $> 1\%$) 并不多 (< 20), 因此, 计算结果是足够精确的. 在这样的 CMPC 空间中, 有效对力强度 (单位, MeV) 取如下:

$$^{192}\text{Pb}: G_{0p} = 0.3, G_{0n} = 0.2, G_{2p} = 0.030, G_{2n} = 0.028,$$

$$^{194}\text{Pb}: G_{0p} = 0.3, G_{0n} = 0.2, G_{2p} = 0.035, G_{2n} = 0.011,$$

$$^{196}\text{Pb}: G_{0p} = 0.3, G_{0n} = 0.2, G_{2p} = 0.036, G_{2n} = 0.010,$$

$$^{198}\text{Pb}: G_{0p} = 0.3, G_{0n} = 0.2, G_{2p} = 0.040, G_{2n} = 0.007,$$

$$^{198}\text{Po}: G_{0p} = 0.3, G_{0n} = 0.2, G_{2p} = 0.038, G_{2n} = 0.012.$$

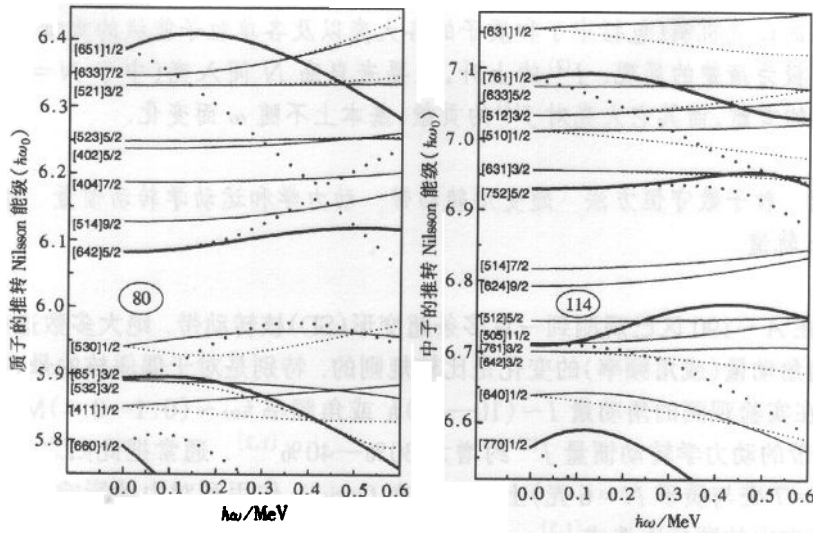


图 1 $A \sim 190$ 区 SD 核的推转 Nilsson 能级

$$\epsilon_3 = 0.45, \epsilon_4 = 0.025.$$

$A \sim 190$ 区偶偶核晕 SD 带的自旋已被系统的唯象分析所指定^[2,10], 所有这些晕 SD 带的旋称(signature)都是 $\alpha = 0$. 其中¹⁹⁴Hg(1)和¹⁹⁴Pb(1)SD 带的自旋指定已为实验确证^[11,12]. 这样, 就可以从带内 E2 跃迁能量 $E_\gamma(I+2 \rightarrow I)$ 来提取运动学和动力学转动惯量, $J^{(1)}$ 和 $J^{(2)}$

$$J^{(1)}(I-1)/\hbar^2 = \frac{2I-1}{E_\gamma(I \rightarrow I-2)}, \quad (1)$$

$$J^{(2)}(I)/\hbar^2 = \frac{4}{E_\gamma(I+2 \rightarrow I) - E_\gamma(I \rightarrow I-2)}. \quad (2)$$

偶偶核¹⁹²⁻¹⁹⁸Pb 和¹⁹⁸Po 的晕 SD 带的转动惯量 $J^{(1)}$ 和 $J^{(2)}$ 的计算结果与实验的比较

画于图 2 中. 可以看出, 所有这些 SD 带 $J^{(1)}$ 和 $J^{(2)}$ 随 ω 的变化规律的理论计算与实验结果符合得相当好. 据我们所知, 国际文献中尚未见到过这样满意的理论计算结果. 更重要的是, 在我们的粒子数守恒的计算中, $J^{(2)}$ 变化规律的微观机制非常清楚地展现出来. 以下以 $^{194}\text{Pb}(1)$ 为例来进行分析.

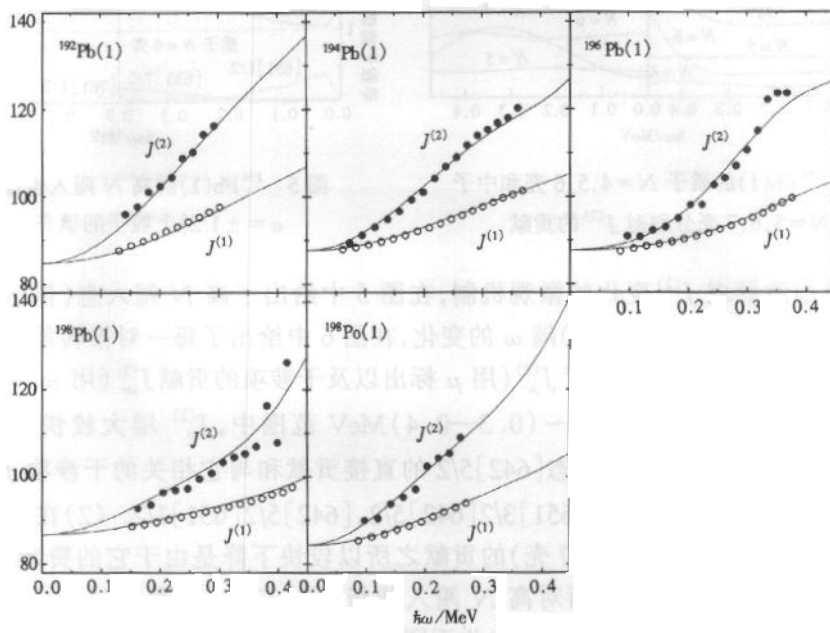


图 2 A~190 区晕 SD 带 $^{192}\text{Pb}(1)$, $^{194}\text{Pb}(1)$, $^{196}\text{Pb}(1)$, $^{198}\text{Pb}(1)$ 和 $^{198}\text{Po}(1)$ 的转动惯量的计算和实验的比较
 ● $J^{(2)}$ 的实验值, ○ $J^{(1)}$ 的实验值, — $J^{(2)}$ 和 $J^{(1)}$ 的计算值.

在图 3 中, 给出了 $^{194}\text{Pb}(1)$ 的中子和质子分别对转动惯量的贡献. 可以清楚看出:
 (a) 对转动惯量 $J^{(2)}$ 和 $J^{(1)}$ 的贡献, 中子约占 $3/5$ ($\sim N/A$), 质子约占 $2/5$ ($\sim Z/A$), 即平均说来每个核子对转动惯量的贡献大略相同.
 (b) 在 $h\omega \leq 0.3\text{MeV}$ 范围中, 转动惯量随 ω 的逐渐增大, 主要来自中子的贡献, 而质子的贡献基本上不变 (见图 4). (c) 在高频区域 ($h\omega \sim (0.3-0.4)\text{MeV}$), 随 ω 增大, $^{194}\text{Pb}(1)$ 转动惯量 $J^{(2)}$ 极缓慢上升 (图 3). 这是由于在此角频率范围中, 随 ω 增大 $J_n^{(2)}$ 缓慢减小, 而 $J_p^{(2)}$ 较快增大所导致.

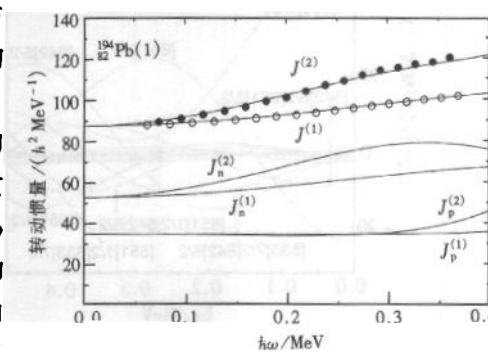


图 3 $^{194}\text{Pb}(1)$ 的质子和中子分别对 $J^{(2)}$ 和 $J^{(1)}$ 的贡献

以下讨论每一个大壳分别对 $J^{(2)}$ 的贡献 (图 4). 在 $h\omega \sim (0.3-0.4)\text{MeV}$ 中, 随 ω 增大中子 $N=5, 7$ 壳贡献逐渐减小, 但 $N=6$ 壳贡献逐渐增大, 所以 $J_n^{(2)}$ 缓慢下降. 而随 ω 增大, 质子 $N=4, 5$ 壳贡献基本保持不变,

但 $N=6$ 壳贡献较快增大, 所以 $J_p^{(2)}$ 随 ω 而较快上升. 概括起来说, 高 N 闯入态(中子 $N=7$ 壳和质子 $N=6$ 壳)的贡献, 对于 $J^{(2)}$ 随 ω 的变化起了主要的作用.

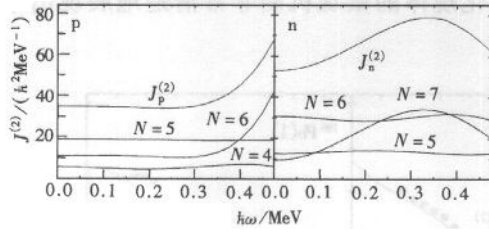


图 4 $^{194}\text{Pb}(1)$ 的质子 $N=4,5,6$ 壳和中子 $N=5,6,7$ 壳分别对 $J^{(2)}$ 的贡献

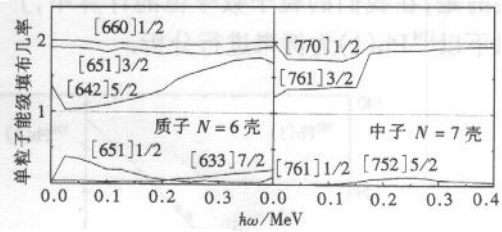


图 5 $^{194}\text{Pb}(1)$ 的高 N 闯入轨道(包括 $\alpha = \pm 1/2$) 上粒子的填充几率

为更细致展现 $J^{(2)}$ 变化的微观机制, 在图 5 中给出了高 N 闯入态(包括两种旋称, $\alpha = \pm 1/2$) 的填充几率(粒子数)随 ω 的变化, 在图 6 中给出了每一对推转能级(包括两种旋称)上粒子对 $J^{(2)}$ 的直接贡献 $J_\mu^{(2)}$ (用 μ 标出以及干涉项的贡献 $J_{\mu\nu}^{(2)}$ (用 $\mu\nu$ 标出(见文献 [5,6]). 可以看出:(1) 在 $h\omega \sim (0.3-0.4)$ MeV 范围中, $J_p^{(2)}$ 增大较快, 这主要来自 $^{194}\text{Pb}_{112}$ 的紧靠费米面下的闯入态 [642]5/2 的直接贡献和与它相关的干涉项 $J_{\mu\nu}^{(2)}$ 的贡献, 即 $\mu, \nu = [642]5/2[633]7/2, [651]3/2[642]5/2, [642]5/2[651]1/2$. (2) 在 $h\omega \sim (0.3-0.4)$ MeV 区, 中子闯入态 ($N=7$ 壳) 的贡献之所以较快下降是由于它的费米面位置决定的. 在它的费米面之下只有两对高 N 闯入能级, 即 [770]1/2 和 [761]3/2 (见图 1), 而 [752]5/2 则在费米面之上较远处. 与此不同, Pb 和 Po SD 核态中, 质子的费米面之下有三对高 N 闯入能级, 即 [660]1/2, [651]3/2 与 [642]5/2, 而且 [642]5/2 紧邻费米面之下, 这就是在 $h\omega \geq 0.3$ MeV 范围中, $J_p^{(2)}$ 与 $J_n^{(2)}$ 随 ω 的变化很不相同的微观机制.

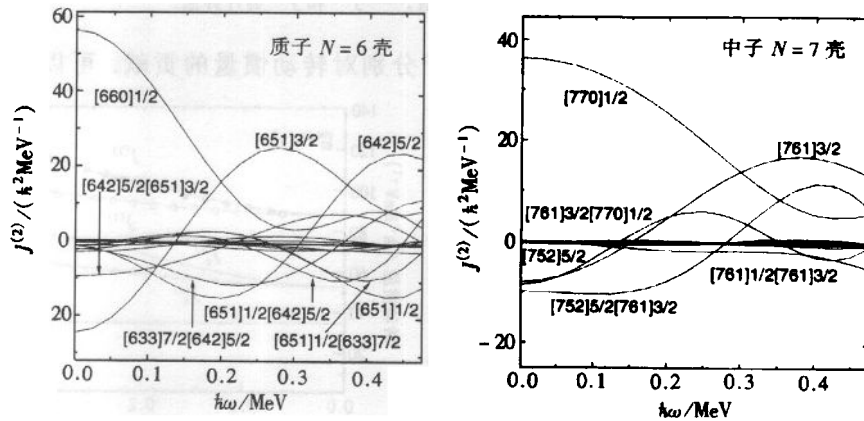


图 6 $^{194}\text{Pb}(1)$ 的高 N 闯入轨道(包括 $\alpha = \pm 1/2$) 对 $J^{(2)}$ 的直接贡献 $J_\mu^{(2)}$ 和干涉项贡献 $J_{\mu\nu}^{(2)}$ (贡献极小的, 未在图中标出)

总之, 在 $A \sim 190$ 区已观测到的偶偶晕 SD 带的 $J^{(2)}$ 和 $J^{(1)}$ 随 ω 变化的规律, 在 PNC 计算中都得到了很满意的重现, 而且这些变化的微观机制(即质子和中子的每一个大壳以

及每个单核子对 $J^{(2)}$ 的贡献)可以极清晰地展现出来. 据我们所知,在国际文献中尚无这样的报道. 这不足为怪,因为这些文献大多采用 BCS 近似(独立准粒子近似),而在处理原子核这样的多粒子体系的对关联时,准粒子概念是很含混的.

参考文献(References)

- 1 Riley M A et al. Nucl. Phys., 1990, **A512**:178
- 2 LIU S X, ZENG J Y. Phys. Rev., 1998, **C58**:3266
- 3 Ye D et al. Phys. Rev., 1990, **C41**:R13
- 4 LIU Shu-Xin et al. High Energy Phys. and Nucl. Phys., 2001, **25**:37(in Chinese)
(刘树新等. 高能物理与核物理, 2001, **25**:37)
- 5 XIU X B, LEI Y A, LIU S X, ZENG J Y. Chin. Phys. Lett., 2000, **17**:94
- 6 ZENG J Y, JIN T H, ZHAO Z J. Phys. Rev., 1994, **C50**:1388
- 7 Wakai M, Faessler A. Nucl. Phys., 1978, **A295**:86
- 8 Dibel M. Nucl. Phys., 1984, **A419**:221
- 9 Bengtsson T, Ragnarsson I. Nucl. Phys., 1985, **A436**:14
- 10 Becker J A et al. Nucl. Phys., 1990, **A520**:187c
- 11 Cederwell B et al. Phys. Rev. Lett., 1994, **72**:3150
- 12 Hausschild K et al. Phys. Rev., 1997, **C55**:2819

Microscopic Mechanism of the ω Variation in Moments of Inertia for the Series of Yrast SD Bands $^{192-198}\text{Pb}(1)$ and $^{198}\text{Po}(1)$ *

YU Lei LIU Shu-Xin LEI Yi-An ZENG Jin-Yan

(Center of Theoretical Nuclear Physics, National Laboratory of Heavy Ion Accelerator, Lanzhou 730000, China)

(Department of Physics, Peking University, Beijing 100871, China)

Abstract The variations in moments of inertia ($J^{(2)}$ and $J^{(1)}$) with rotational frequency for the series of yrast SD bands in even-even nuclei, $^{192-198}\text{Pb}(1)$ and $^{198}\text{Po}(1)$, are investigated by using the particle-number conserving method for treating the pairing interaction (monopole and quadrupole). The observed ω variations of $J^{(2)}$ and $J^{(1)}$ are reproduced quite well in the PNC calculation, particularly the microscopic mechanism (the contributions from each major shell and each cranked Nilsson orbital) is clearly displayed. It is found that the smooth rise of $J^{(2)}$ with ω is attributed to the contribution from the intruder shells (neutron $N = 7$ and proton $N = 6$).

Key words particle-number conserving method, superdeformed band, dynamic and kinematic moments of inertia, cranked Nilsson orbital

Received 10 January 2000

* Supported by National Natural Science Foundation of China and Doctoral Program Foundation of Institution of Higher Education of China