

超变形核中四极对力形式的探讨*

刘树新 余雷 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 用粒子数守恒方法分析了核力对于超变形(SD)带的转动惯量随角动量(角频率)变化的规律. 计算中如包含了单极对力和 Y_{20} 四极对力, 晕SD带 $^{194}\text{Hg}(1)$ 和 $^{192}\text{Hg}(1)$ 的转动惯量在观测的全部角动量范围中的变化规律, 都可得到极好的重现, 特别是 $\hbar\omega \geq 0.40\text{MeV}$ 时, $^{194}\text{Hg}(1)$ 的 $J^{(2)}$ 下弯和 $^{192}\text{Hg}(1)$ 的变平. 而考虑 $Y_{2\pm 1}$ 和 $Y_{2\pm 2}$ 四极对力的计算结果, 都与实验不符. 粒子数守恒计算中极清楚地展现了 $J^{(2)}$ 随 ω 变化的微观机制(可分别给出各大壳、各推转 Nilsson 能级上的粒子填充几率和对 $J^{(2)}$ 的贡献). $J^{(2)}$ 随 ω 变化是粒子壳效应(变形场中单粒子运动)、对关联、Pauli 堵塞效应以及 Coriolis(反配对)作用相互竞争的结果.

关键词 粒子数守恒方法 单极和四极对力 动力学和运动学转动惯量 推转的 Nilsson 轨道

在 $A \sim 190$ 区已测得的一百多条超变形(SD)转动带中, 绝大多数SD带, 特别是偶偶核晕SD带, 转动惯量随角动量 I (角频率 ω)增高而光滑地增大, 在实验观测的角动量 $I \sim (10-40)\hbar$, 即角频率 $\hbar\omega \sim (0.1-0.4)\text{MeV}$ 范围中, 动力学转动惯量 $J^{(2)}$ 约增大30%—40%^[1,2]. 现在大家已取得共识, 把 $J^{(2)}$ 这种逐渐增大归之于在对力影响下, Coriolis 力所导致的粒子角动量沿转动方向顺排的结果^[3-5]. 理论计算还表明, 如只考虑单极对力, 对于偶偶核晕SD带, 在 $\hbar\omega \sim (0.20-0.25)\text{MeV}$ 范围中, 核子角动量顺排将达到饱和, 随 ω 继续增大 $J^{(2)}$ 将发生下弯. 但在相当长一段时间内, 实验上未观测到这种下弯. B. Cederwell 等^[6]在1994年首次在实验上观测到晕SD带 $^{194}\text{Hg}(1)$ 在 $\hbar\omega \geq 0.40\text{MeV}$ 时出现 $J^{(2)}$ 下弯. 差不多同时, 在晕SD带 $^{192}\text{Hg}(1)$ 中也观测到在 $\hbar\omega \sim 0.40\text{MeV}$ 附近 $J^{(2)} - \omega$ 曲线开始变平(不再随 ω 增大而上升)^[7,8]. 在偶偶核晕SD带 $^{196}\text{Pb}(1)$ 和奇A核SD带 $^{195}\text{Tl}(2)$ ($\alpha = 1/2$)中, 也发现在 $\hbar\omega > 0.35\text{MeV}$ 后 $J^{(2)} - \omega$ 曲线有变平的迹象^[9,10]. 这些实验一方面支持了推转壳模型的理论计算, 另一方面实验观测到的 $J^{(2)}$ 下弯发生的角频率, 都比理

2000-01-10 收稿

* 国家自然科学基金与博士点基金资助

论计算有较大的推迟. 理论计算还发现^[11,12], 如只计及单极对力, 要同时重现实验观测的 $J^{(2)}$ 在低频和高频范围中随 ω 的变化行为是不可能的, 因此有必要引进高阶对力, 特别是四极对力. 这种现象使人回忆起在正常变形核的高自旋态实验中发现的带交叉频率 ω_c 反常(推迟)的现象. 当时也有人曾经提出用四极对力来解释, 而且理论计算表明, Y_{20} 四极对力对 ω_c 推迟起了重要作用^[13,14]. 这与 Hamamoto 和 Nazarewicz^[12] 分析 $A \sim 190$ 区 SD 带 $J^{(2)}$ 下弯研究中得出的结论不同, 他们认为 Y_{2+1} 四极对力起了关键作用.

国际文献中绝大多数采用 BCS 或 HFB 近似方法(准粒子近似)来处理原子核对关联. 它把有对力作用的一个复杂的多粒子体系简化为一个独立的准粒子体系, 其优点是计算比较简单. 但此方法存在严重缺点^[15,16], (1) 粒子数不守恒, 因此, 对于与粒子数敏感的力学量的计算的可靠性就很差. (2) 不能认真处理堵塞效应, 而后者正是造成原子核各种性质的奇偶差的根源. (3) 准粒子之间的相互作用被完全忽略. 有确切实验证明, 准粒子能量的相加性以及准粒子对转动惯量贡献的相加性, 在某些情况下被明显破坏. 本文将¹⁹⁴Hg(1)的 $J^{(2)}$ 下弯为例, 用粒子数守恒(PNC)方法细致分析 $J^{(2)}$ 下弯推迟的微观机制. 理论计算方法的细节可参阅文献[17](该文中只考虑了单极对力)和文献[18](单极对力和四极对力一并考虑). 计算中, Nilsson 能级参数(κ, μ)取自文献[19](但中子 $N=6$ 壳 κ, μ 值有微小改动). 与大多数文献中相同, 形变参数取为 $\epsilon_2 = 0.45, \epsilon_4 = 0.025$. 图 1 给出了超变形核¹⁹²Hg 和¹⁹⁴Hg 的质子和中子的费米面附近的推转 Nilsson 能级.

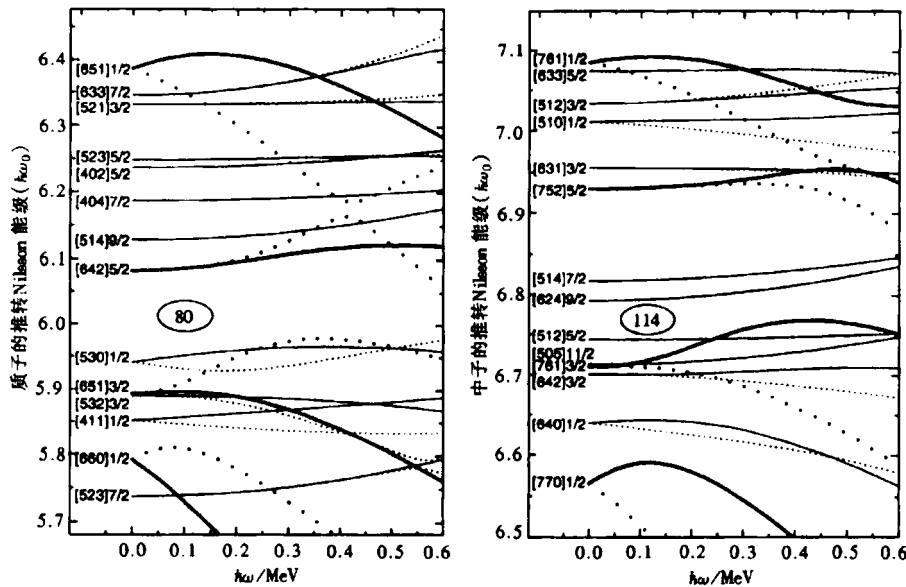


图 1 $A \sim 190$ 区超变形核的推转 Nilsson 能级

$$\epsilon_2 = 0.45, \epsilon_4 = 0.025.$$

鉴于正常形变核中关于带交叉频率 ω_c 推迟现象的理论分析的经验^[13,14], 我们首先考虑四极对力中的 Y_{20} 成分对 $J^{(2)}$ 回弯的影响. 图 2 给出了¹⁹²Hg(1)和¹⁹⁴Hg(1)的转动惯量 $J^{(2)}$ 和 $J^{(1)}$ 的 PNC 理论计算结果与实验的比较. 在 PNC 计算中, 中子的推转多粒子组

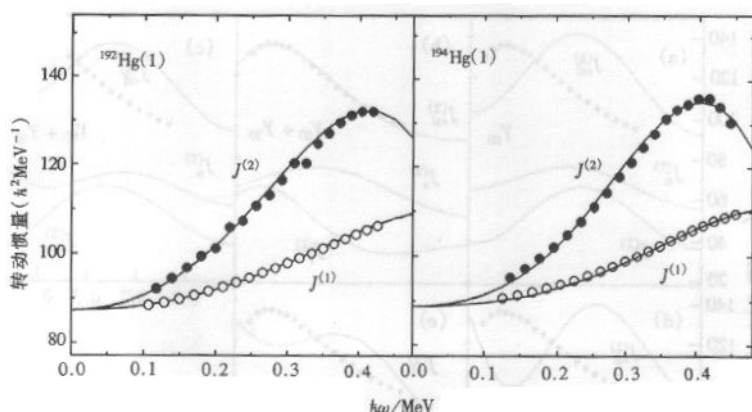


图 2 晕 SD 带¹⁹²Hg(1)和¹⁹⁴Hg(1)的转动惯量的计算值和实验值的比较
 ● $J^{(2)}$ 的实验值,○ $J^{(1)}$ 的实验值,—— $J^{(2)}$ 和 $J^{(1)}$ 的计算值.

态(CMPC)截断能量取为 $E_{\text{cn}} \approx 0.45 \hbar \omega_0$, 空间的维数约为 1000, 质子的 CMPC 空间截断能量取为 $E_{\text{cp}} \approx 0.60 \hbar \omega_0$, 空间维数约为 600. 在这样的 CMPC 空间中, 有效对力强度(单位, MeV)取为:

$$^{194}\text{Hg}: G_{0n} = 0.25, G_{0p} = 0.30, G_{2n} = 0.005, G_{2p} = 0.07;$$

$$^{192}\text{Hg}: G_{0n} = 0.25, G_{0p} = 0.40, G_{2n} = 0.012, G_{2p} = 0.10.$$

可以看出无论在低频区 ($\hbar \omega \sim (0.1-0.3)\text{MeV}$), 或在高频区 ($\hbar \omega > 0.3\text{MeV}$), PNC 理论计算结果都与实验非常符合. 特别是¹⁹⁴Hg(1)的 $J^{(2)}$ 在 $\hbar \omega \geq 0.40\text{MeV}$ 后发生的下弯以及¹⁹²Hg(1)在 $\hbar \omega \sim 0.40\text{MeV}$ 附近 $J^{(2)}$ 不再随 ω 而增大的现象, 在 PNC 计算中都得到了极好的重现. 据我们所知, 在国际文献中尚未见到与实验如此符合的理论计算的报道.

为了探讨四极对力及其各种成分对 $J^{(2)}$ 下弯推迟的影响, 在图 3 中分下列几种情况给出了¹⁹⁴Hg(1)的 $J^{(2)}$ 随 ω 的变化:

图 3(a)只考虑单极对力的计算结果;(b)单极对力 + 四极对力 Y_{20} 一并考虑;(c)单极对力 + 四极对力 $Y_{2\pm 1}$ 一并考虑;(d)单极对力 + 四极对力 $Y_{2\pm 2}$ 一并考虑;(e)单极对力 + 四极对力 ($Y_{20} + Y_{2\pm 1} + Y_{2\pm 2}$) 一并考虑. 以上单极对力和几种形式四极对力的强度分别都保持相同.

从图 3(a)可以看出, 在只考虑单极对力时, 与大多数文献中给出的计算结果相似, 在 $\hbar \omega \sim (0.20-0.25)\text{MeV}$ 附近, $J^{(2)}$ 发生下弯. 我们还分别采用不同的对力强度进行计算, 此结论都维持不变, 即不管对力强度多大, $J^{(2)}$ 总是在此角频率范围中发生下弯. 图 3 (b)一(e)分别给出了单极对力 + 四极对力各种成分的几种情况下的 PNC 计算结果. 可以看出, 只有图 3(b), 即单极对力 + 四极对力 Y_{20} 的 PNC 计算结果, 可以重现实验给出的¹⁹⁴Hg(1)的 $J^{(2)}$ 的变化规律, 特别是 $J^{(2)}$ 在 $\hbar \omega \geq 0.40\text{MeV}$ 后发生的下弯. 而其它几种情况(无论对力强度如何变化), 都得出与实验相符的结果. 这个结论与研究正常变形核中晕带的带交叉频率 ω_c 反常(推迟)的现象所得出的结论一致.^[13,14] 应当强调, PNC 计

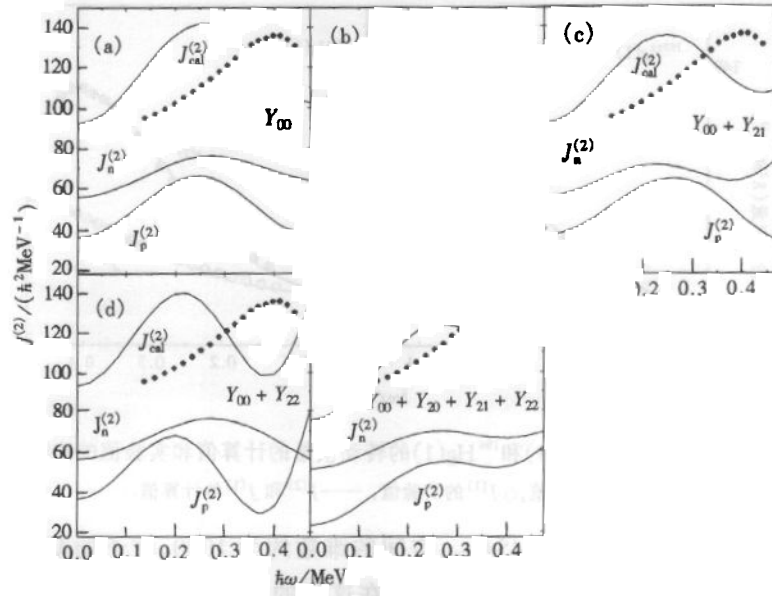


图 3 晕 SD 带 $^{194}\text{Hg}(1)$ 的 $J^{(2)}$ 的实验值与计算值 $J_{\text{cal}}^{(2)}$ 的比较

● $J^{(2)}$ 的实验值, $J_n^{(2)}$ 和 $J_p^{(2)}$ 分别代表中子和质子对 $J^{(2)}$ 的贡献.

算不仅能极满意地重现实验观测到的 $^{192}\text{Hg}(1)$ 和 $^{194}\text{Hg}(1)$ 的 $J^{(2)}$ 和 $J^{(1)}$ 随 ω 变化的规律, 而且从计算中还可以很清楚地展现这些变化的微观机制.

为此, 在图 4 中给出了在各大壳中的质子和中子对 $^{194}\text{Hg}(1)$ 的 $J^{(2)}$ 的贡献. 众所周知, 满壳组态对转动惯量是没有贡献的(对于 ^{194}Hg 和 ^{192}Hg 来讲, 质子 $N \leq 3$, 中子 $N \leq 4$ 壳都对转动惯量没有贡献). 图 4(a)和(b)给出了只考虑单极对力的计算结果, (c)和(d)给出了同时计及单极对力和 Y_{20} 四极对力的计算结果. 可以清楚看出, 在只考虑单极对力的情况下, 质子 $N=4$ 壳和中子 $N=5$ 壳(接近于满壳)以及质子 $N=5$ 壳和中子 $N=6$ 壳(已超过半满壳), 对 $J^{(2)}$ 的贡献几乎不随 ω 而改变. $J^{(2)}$ 随 ω 的变化主要来自高 N 闯入壳(质子 $N=6$ 壳和中子 $N=7$ 壳), 其原因是在这些闯入壳中只有少数粒子填补. 质子闯入壳($N=6$)的贡献 $J_p^{(2)}(N=6)$ 和中子闯入壳($N=7$)的贡献 $J_n^{(2)}(N=7)$ 都在 $\hbar\omega \approx 0.25\text{MeV}$ 处达到极大, 随后就开始下弯, 最后导致总的 $J^{(2)}$ 在 $\hbar\omega \approx 0.25\text{MeV}$ 处开始下弯(图 3(a)).

在单极对力和 Y_{20} 四极对力一并考虑的情况下, 中子 $N=5$ 和 6 壳对 $J^{(2)}$ 的贡献仍然基本上不随 ω 而变, 而闯入壳 $N=7$ 的贡献 $J_n^{(2)}(N=7)$ 的下弯有所推迟, 即从 $\hbar\omega = 0.25\text{MeV}$ 推迟到 0.30MeV 左右(对于 $^{192}\text{Hg}(1)$, 情况也类似). 但质子的贡献与中子有很大不同(这与它们在 Fermi 面附近的高 N 闯入轨道的分布密切相关). 质子 $N=4$ 壳已接近于填满, 仍保持不随 ω 而变化. $N=5$ 壳(已超过半满壳)的贡献 $J_p^{(2)}(N=5)$ 在 $\hbar\omega \leq 0.30\text{MeV}$ 时仍能基本上保持不随 ω 而变化, 但在 $\hbar\omega > 0.30\text{MeV}$ 后, $J_p^{(2)}(N=5)$ 开始缓慢减小. 在考虑四极对力 Y_{20} 之后, 质子 $N=6$ 壳的贡献与不考虑四极对力 Y_{20} 的情况有

很大的不同,即 $J_p^{(2)}(N=6)$ 在 $\hbar\omega \leq 0.20\text{MeV}$ 时缓慢减小,而在 $\hbar\omega \sim (0.20-0.45)\text{MeV}$ 范围中,很快增大,这样,质子所有各壳对 $J^{(2)}$ 贡献的总和 $J_p^{(2)}$ 就在 $\hbar\omega \sim (0.20-0.45)\text{MeV}$ 范围中较快上升,而在 $\hbar\omega \geq 0.45\text{MeV}$ 后,重新开始下弯. 最后,就导致计算出的 $J^{(2)} = J_n^{(2)} + J_p^{(2)}$ 在观测到的角频率范围 $\hbar\omega \approx (0.10-0.40)\text{MeV}$ 中平滑上升,而在 $\hbar\omega \geq 0.40\text{MeV}$ 后开始下弯. 这与实验完全一致.

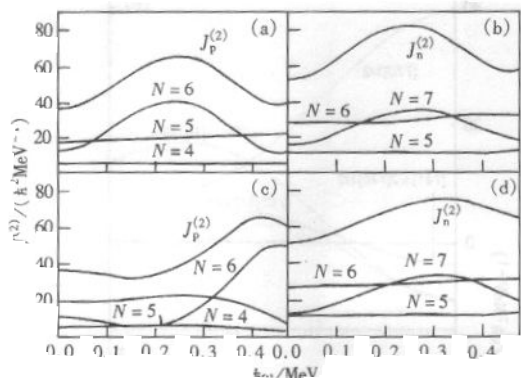


图 4 晕 SD 带 $^{194}\text{Hg}(1)$ 的 $J^{(2)}$ 来自各大壳的贡献的计算值
(a) 质子, Y_{00} ; (b) 中子, Y_{00} ; (c) 质子, $Y_{00} + Y_{20}$; (d) 中子, $Y_{00} + Y_{20}$.

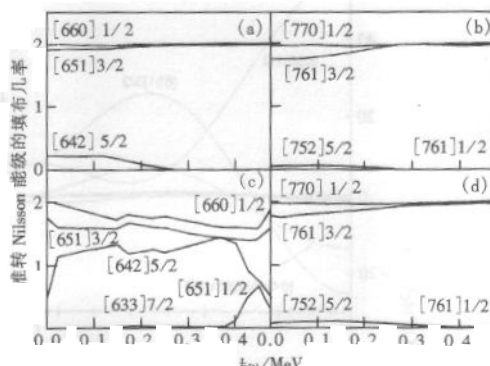


图 5 晕 SD 带 $^{194}\text{Hg}(1)$ 的高 N 闯入 Nilsson 轨道(包括 $\alpha = \pm 1/2$ 两个态)上的粒子填充数
(a) 质子 $N=6$ 壳, Y_{00} ; (b) 中子 $N=7$ 壳, Y_{00} ; (c) 质子 $N=6$ 壳, $Y_{00} + Y_{20}$; (d) 中子 $N=7$ 壳, $Y_{00} + Y_{20}$.

在图 5 中, (a)和(b)是只考虑单极对力的计算结果; (c)和(d)是单极对力和 Y_{20} 四极对力一并考虑的计算结果. 体系的质子数和中子数分别都是守恒的,但每一个大壳内的质子数和中子数分别不一定守恒. 质子和中子闯入壳对 $J^{(2)}$ 的贡献有如此不同的差别,原因在于在费米面附近的高 N 闯入轨道的分布有较大差异(图 1). 对于质子,高 N 闯入轨道 6_3 (即 $[642]5/2$)正好紧邻费米面之上,在 Coriolis 力影响下 $[642]5/2(\alpha = -1/2)$ 与另一个高 N 闯入轨道 $[651]1/2(\alpha = -1/2)$ 在 $\hbar\omega \approx 0.40\text{MeV}$ 附近将发生交叉. 在费米面附近的这些高 N 闯入轨道之间(特别是 $[642]5/2(\alpha = -1/2)$ 与 $[651]1/2(\alpha = -1/2)$ 之间),将感受到较强的四极对力作用,这样就造成高 N 闯入轨道上的粒子填充几率与只计及单极对力的情况有很大的不同(比较图 5(a)和(c)),特别是在 $\hbar\omega > 0.35\text{MeV}$ 后, $[642]5/2(\alpha = -1/2)$ 上的粒子逐渐激发到 $[651]1/2(\alpha = -1/2)$ 上去了. 与此不同,中子闯入轨道 7_3 (即 $[752]5/2$)处于费米面之上较远处,它与 $[761]1/2$ 只在 $\hbar\omega \geq 0.45\text{MeV}$ 后才发生不尖锐的交叉,因此, $[752]5/2$ 和 $[761]1/2$ 上的粒子所受对力影响很小,填充几率一直保持很小(基本上空着). 这样,即使考虑四极对力的影响后, $J_n^{(2)}(N=7)$ 随 ω 的变化,除下弯略有推迟外,无其它异常现象.

在图 6 中给出了闯入壳中各推转单粒子轨道上的粒子对 $J^{(2)}$ 的贡献,其中包括直接项 $J_\mu^{(2)}$ (用 μ 标记)和干涉项 $J_{\mu\nu}^{(2)}$ (用 $\mu\nu$ 标记,参见文献[16,17]). 可以明显看出,只考虑单极对力情况(图 6(a)和(b))与同时考虑单极对力和 Y_{20} 四极对力的计算结果(图 6(c))

和(d))有很大不同. 特别是质子 $N=6$ 壳各推转轨道的贡献. 在考虑 Y_{20} 四极对力后, 尽管 $J_{\mu}^{(2)}$ ($\mu = [660]1/2, [651]3/2$) 和 $J_{\mu\nu}^{(2)}$ ($\mu\nu = [660]1/2[651]3/2$) 变化不很明显, $J_{\mu}^{(2)}$ ($\mu = [642]5/2, [651]1/2$) 及 $J_{\mu\nu}^{(2)}$ ($\mu\nu = [651]3/2[642]5/2, [642]5/2[651]1/2, [651]3/2[651]1/2$) 却有很大的变化. 这就是 $J_p^{(2)}$ 和 $J_n^{(2)}$ 随 ω 变化规律有如此大差异的微观机制.

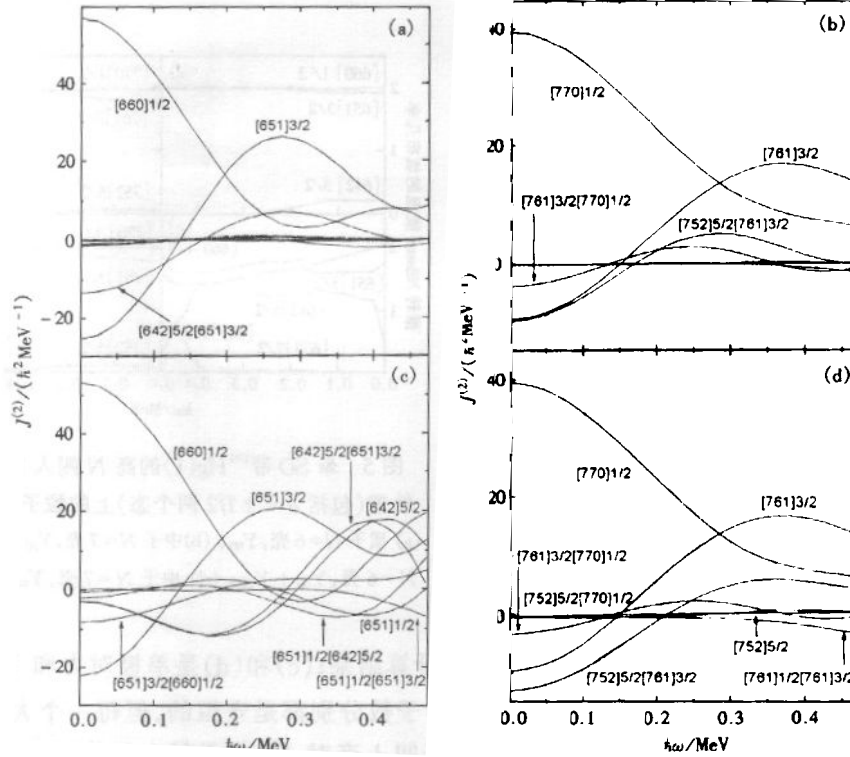


图 6 晕 SD 带 $^{194}\text{Hg}(1)$ 的 $J^{(2)}$ 来自各高 N 闯入轨道上粒子的贡献 (贡献极小的, 未在图中标出)
(a) 质子 $N=6$ 壳, Y_{00} ; (b) 中子 $N=7$ 壳, Y_{00} ; (c) 质子 $N=6$ 壳, $Y_{00} + Y_{20}$; (d) 中子 $N=7$ 壳, $Y_{00} + Y_{20}$.

参考文献 (References)

- 1 Janssens R V F, Khoo T L. Annu. Rev. Nucl. Part. Sci., 1991, **41**:321
- 2 LIU S X, ZENG J Y. Phys. Rev., 1998, **C58**:3266
- 3 Riley M A et al. Nucl. Phys., 1990, **A512**:178
- 4 Moore E F et al. Phys. Rev. Lett., 1990, **64**:3127
- 5 YE D et al. Phys. Rev., 1990, **C41**:R13
- 6 Cederwell B et al. Phys. Rev. Lett., 1994, **72**:3150
- 7 Gall B J P et al. Z. Phys., 1994, **A347**:223
- 8 Fallon P et al. Phys. Rev., 1995, **C51**:R1609
- 9 Van Severen U J et al. Z. Phys., 1995, **A353**:15
- 10 Duprat J et al. Phys. Lett., 1994, **B341**:6
- 11 Lauritsen J et al. Phys. Lett., 1992, **B279**:239
- 12 Hamamoto I, Nazarewicz W. Phys. Rev., 1994, **C49**:2489
- 13 Wakai M, Faessler A. Nucl. Phys., 1978, **A295**:86

- 14 Dibel M. Nucl. Phys. , 1984, **A419**:221
- 15 ZENG J Y, CHENG T S. Nucl. Phys. , 1983, **A405**:1
- 16 Molique H, Dudeck J. Phys. Rev. , 1997, **C56**:1795
- 17 ZENG J Y, JIN T H, ZHAO Z J. Phys. Rev. , 1994, **C50**:746
- 18 XIN X B et al. Chin. Phys. Lett. , 2000, **17**:94
- 19 Bengtsson T, Ragnarsson I. Nucl. Phys. , 1985, **A436**:14

Investigation of the Type of Quadrupole Pairing Force in Superdeformed Nuclei

LIU SHU-XIN, YU Lei, 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 of moments of inertia of superdeformed (SD) bands $^{194}\text{Hg}(1)$ and $^{192}\text{Hg}(1)$ with angular momentum (rotational frequency) are investigated using the particle-number conserving (PNC) method for treating the cranked shell model. Calculations show that if both the monopole and Y_{20} quadrupole pairing forces are taken into account, the observed ω variation of the moments of inertia of $^{194}\text{Hg}(1)$ and $^{192}\text{Hg}(1)$ can be reproduced very well both in the low- ω and high- ω ranges, in particular the $J^{(2)}$ downturn of $^{194}\text{Hg}(1)$ and the flattening in $J^{(2)}$ of $^{192}\text{Hg}(1)$ at $\hbar\omega \geq 0.40\text{MeV}$. On the contrast, the calculated $J^{(2)}$'s with the Y_{2+1} or Y_{2+2} quadrupole pairing forces are in disagreement with the experiments. The microscopic mechanism of the ω variation of $J^{(2)}$ is clearly exhibited in the PNC calculation (the contributions to $J^{(2)}$ from various major shells and individual cranked Nilsson orbitals, the occupancy of each cranked Nilsson orbital etc). The ω variation of moment of inertia is the result of the competition among the shell effect (single particle motion in a deformed potential), pairing correlation, Pauli blocking effect and Coriolis (anti-pairing) interaction.

Key words particle-number conserving method, monopole and quadrupole pairing forces, dynamic and kinematic moments of inertia, cranked Nilsson orbital

Received 10 January 2000

* Supported by NSFC and Doctoral Program Foundation of Institution of Higher Education of China