

偶偶 γ 不稳定核 Stretching 效应的微观机制*

吴连坳 丁惠明

(吉林大学物理系 长春 130023)

1994-09-06 收稿

摘 要

本文通过费米子动力学对称模型(FDSM)给出了 Stretching 效应的微观机制. 这一机制下, 理论计算结果与实验结果的相对误差不超过百分之二.

关键词 微观机制, FDSM, stretching 效应.

1 引 言

核 Stretching 效应是表示原子核非刚性转动的重要物理效应. 在一个频率-静转动惯量特性较平缓的核转动带上, 换言之在没有带交叉的情况(无论是正常形变带或是超形变带)下, Stretching 效应起着决定性作用. 狭义地说, Stretching 效应表示形变 β 随核自旋的变化, 这仅仅是传统几何模型的语言. 事实上, 几乎所有目前已知的解析形式的能谱公式, 诸如, Harris 展开^[1], VMI 模型(广义及狭义的)^[2], 吴和曾证明的 ab 公式^[3] 等等, 均是这种效应的不同侧面的反映.

对于在三维真实空间转动(γ -Stiff 转子)^[4]的原子核, Stretching 效应的存在是毋庸置疑的. 对于四维空间“转动”^[4]的 γ 不稳(Soft)转子是否存在这种效应呢? 通过对好的 γ 不稳核的分析表明, 这种核也是偏离 $\tau(\tau+3)$ 这样的纯 $SO(5)$ 谱的, 并且服从一个类 ab 公式^[5], 这是一种类 Stretching 效应.

从几何模型的观点, Stretching 效应的物理机制是显然的. 但是, 真正从费米子自由度出发给出这一重要的物理效应是非常困难的. 在新近的文章里^[6]我们已经通过费米子动力学对称模型(FDSM)给出了 Stretching 效应的微观机制. 这里将给出 γ 不稳转子的类 Stretching 效应的微观机制.

按 FDSM 的分类^[5], 第四大壳具有 $SO(8) \times \widetilde{SU}(2)$ 对称性. $SO(8)$ 是此壳正常宇称态的动力学群, $\widetilde{SU}(2)$ 是反常宇称态的动力学群. 在对称极限下, FDSM 的 $SO(8) \times \widetilde{SU}(2)$ 的哈密顿不破坏正常宇称态上 \hat{n}_1 和反常宇称态上 \hat{n}_0 这两个粒子数算符的守恒性. 但是, 正如在文献[7]所阐述的那样, n_1 和 n_0 在实际情况下一般不是好量子数. 因此, 必须在 FDSM 的哈密顿中考虑破坏这两个粒子数守恒的因素.

* 自然科学基金部分资助.

2 破坏 n_1, n_0 守恒的哈密顿的选取及基矢选取

在 FDSM 理论中, 由于 n_1 可以不是好量子数^[7], 故它可以随着核自旋的不同而不同. 在文献 [8] 中我们证明了基态形变 $\beta \propto n_1$, 故 n_1 随着核自旋的变化直接对应 Stretching 效应.

同样地, 对 $SO(6)$ 情况也有此类 Stretching 效应. 既然产生此效应的物理机制是 n_1 的变化, 在微观的意义下, 这意味着不同 n_1 态的混合. 而混合 n_1 的最简单的因素为正, 反常宇称态之间的对关联:

$$H_{an} = G_{an} (S^+ \tilde{S} + \tilde{S}^+ S), \quad (2.1)$$

其中 $S^+ (\tilde{S}^+)$ 是正 (反) 常宇称态的对产生算符. 于是我们可以取一个最简化的模型哈密顿为

$$H = bP^2 \cdot P^2 + G\rho^+ \rho, \quad (2.2)$$

其中 P_μ^2 (二级张量算符) 是正常宇称下 $SO(6)$ 的四极生成元, 其定义可见文献 [6]. $\rho^+ = S^+ + \tilde{S}^+$ 是一个主壳的对产生算符. 显然, (2.2) 式包含了 H_{an} 在 $G = G_{an}$ 的条件下, 同时也包含了正常, 反常宇称态各自的对关联.

此哈密顿的对角化可在 $SO(6) \supset SO(5) \supset SO(3)$ 群链基下完成, 由于反常宇称态是处于对凝聚态, 记为: $|n_0\rangle \propto \tilde{S}^{+n_0/2} |0\rangle$, 而哈密顿 (2.2) 不改变这种形式. 于是基函数可取为:

$$|n_1 \sigma \tau\rangle |n_0\rangle, \quad (2.3)$$

其中 $|n_1 \sigma \tau\rangle = |n_1 \sigma \tau \Delta J M\rangle$ 是 FDSM 的 $SO(6)$ 量^[9]. n_1 与 n_0 之和是价核子数 n , 即 $n = n_1 + n_0$. 为简化问题并突出不同的 n_1 之间的混合, 我们仅取 $SO(6)$ 的最大表示 $|n_1 \sigma = n_1/2 \tau \Delta J M\rangle$. 其它表示不考虑. 于是, 用来对角化的基可进一步简化为:

$$|n_1 \tau\rangle |n_0\rangle, \quad (2.4)$$

n_1, n_0 的取值范围是:

$$\begin{cases} n_1 = \tau, \tau + 1, \dots, n/2. \\ n_0 = n - n_1. \end{cases} \quad (2.5)$$

注意可以将质子中子看成全同粒子作为首级近似. 哈密顿 (2.2) 式在基 (2.4) 上的矩阵元见文献 [9] 的表 1 及文献 [10] 的 (10.15) 式.

3 结果与讨论

使用上一节的哈密顿及基矢, 我们编制了计算机程序. 参数 G, b 可以重写为:

$$G = xg_{00}, \quad b = (1-x)g_{00}. \quad (3.1)$$

由于 $G, b < 0, g_{00} < 0$. x 标志 G 和 b 的相对强度. 当 $x = 0$ 时, 没有 Stretching 效应. 下面我们将通过一些计算结果说明 Stretching 效应. 并通过 4 个图的解说来阐述其中的物理内容.

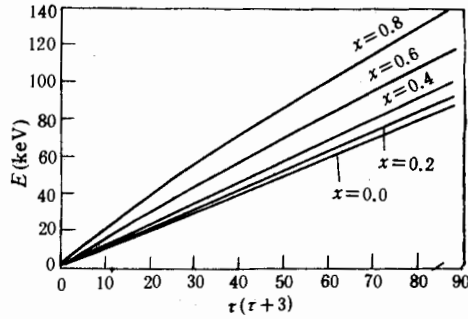


图 1 不同参数 x 下的 $E \sim \tau(\tau+3)$ 的关系图
其中 $g_{00} = -1$ 。随着 x 的增大, 曲线愈来愈弯曲,
而 $x=0$ 时是直线, 这意味着随 x 变大, Stretching
效应增强。

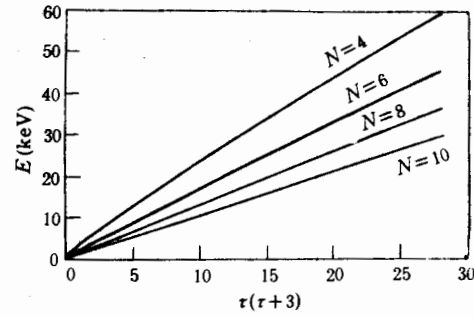


图 2 $g_{00} = -1, x=0.5$ 时, 不同 n 下的
 $E \sim \tau(\tau+3)$ 图

在 $\tau(\tau+3)$ 取 0 到 28 的区域内, 我们画出了 $n=8, 12, 16, 20$ 的 $E \sim \tau(\tau+3)$ 图 (图中 $N = \frac{n}{2}$), 粒子数愈小 Stretching 效应愈明显。

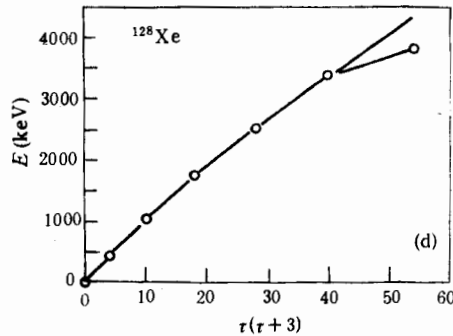
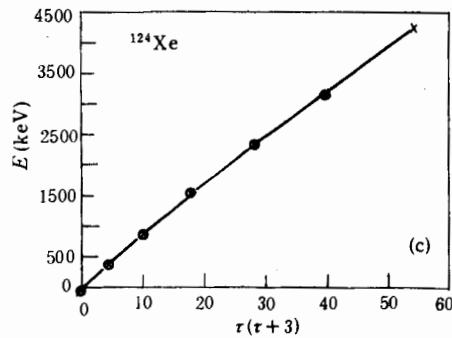
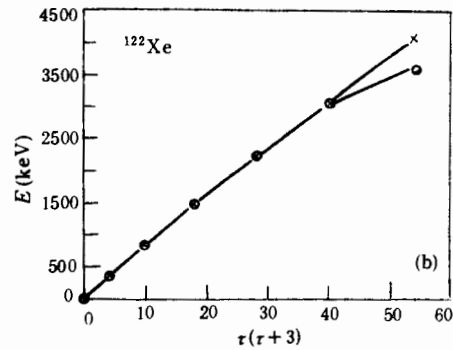
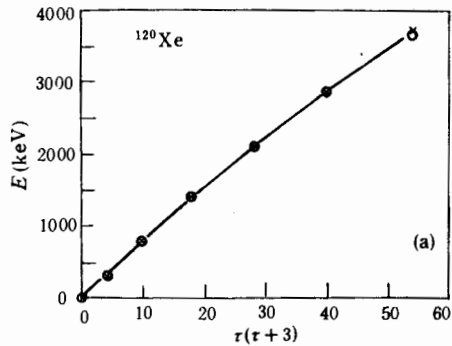


图 3

曲线加 \times 是我们的理论值, \circ 为实验值. (a), (b), (c), (d) 分别给出了 $^{120}\text{Xe}, ^{122}\text{Xe}, ^{124}\text{Xe}, ^{128}\text{Xe}$ 理论与实验的比较 (均对 γ rast 带).

是否存在 Stretching 效应的关键是与实验数据的比较. 图 3 给出了理论计算与实验的 4 个 γ rast 带的比较. 理论是由实验数据与计算的相对误差:

$$\delta = \sqrt{\frac{1}{N} \sum \left(\frac{E_{\text{th}}(I) - E_{\text{exp}}(I)}{E_{\text{exp}}(I)} \right)^2} \quad (3.2)$$

最小定出的. 对于 yrast 带 $\tau = I/2$, I 是核自旋. 表 1 对 Xe 同位素列出了微观哈密顿 (2.2) 的参数值及理论与实验的相对误差 (3.2).

表 1

元素	g_{00} (keV)	x	δ
^{120}Xe	-53.042	0.7229	0.95÷
^{122}Xe	-60.663	0.5966	1.35÷
^{124}Xe	-57.408	0.5876	1.19÷
^{128}Xe	-38.059	0.7863	0.48÷

计算结果表明相对误差小于百分之二, 最小的为千分之五. 说明理论与实验符合惊人地好. 注意对于 ^{122}Xe , ^{124}Xe , ^{128}Xe 在 $I^\pi = 12^+$ 处可能已回弯, 故没有参加调参.

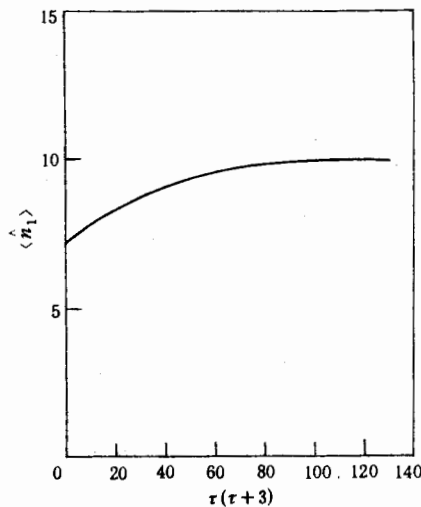


图 4

图中显示 Stretching 效应的关键. 对于 ^{120}Xe , 显示了 $\langle n_1 \rangle$ (\hat{n}_1 的平均值) 与 $\tau(\tau+3)$ 的关系. 显然 $\langle n_1 \rangle$ 随 $\tau(\tau+3)$ 的增加是很光滑的. 这是 Stretching 效应的特征.

4 总 结

本文从微观的 FDSM 出发, 给出了类 Stretching 效应的微观机制. 对于 $SO(6)$ 对称性, 正反常宇称态之间的四极相互作用给出了 γ 不稳的极化效应^[4], 这是我们近来得到的重要结论^[4]. 而正、反常宇称态之间的对关联却得到了著名的 Stretching 效应. Stretching 效应不仅发生在正常形变带, 也发生在超形变带. 本文为微观地研究这些形变带提供了有力的方法.

参 考 文 献

- [1] S. M. Harris, *Phys. Rev. Lett.*, **13** (1964) 663.
 [2] M. A. J. Mariscotti et al., *Phys. Rev.*, **178** (1969) 1864.

- [3] 吴崇试、曾谨言, 高能物理与核物理, **8** (1984) 219.
- [4] L. A. Wu et al., *Nucl. Phys.*, **A565** (1993) 455.
- [5] 吴连坳等, 偶偶 γ 不稳定集体激发的新公式, 高能物理与核物理, 待发表.
- [6] L. A. Wu et al., *Phys. Rev.*, **C52** (1995) 1.
- [7] L. A. Wu et al., *Nucl. Phys.*, **A575** (1994) 85.
- [8] L. A. Wu et al., *Nucl. Phys.*, **A563** (1993) 434.
- [9] A. Arima et al., *Nucl. Phys.*, **A384** (1982) 112.
- [10] J. N. Ginocchio, *Ann. Phys.*, **126** (1980) 234.

Microscopic Mechanism of Stretching Effect of γ -Soft Nuclei

Wu Lianao Ding Huiming

(Department of Physics, Jilin University, Changchun 130023)

Received 6 September 1994

Abstract

Using the Fermion Dynamical Symmetry Model (FDSM), we give the microscopic mechanism of the stretching effect of the γ -soft nuclei. The results of numerical calculation show that the relative errors between the calculated results and data are not beyond two percent.

Key words microscopic mechanism, FDSM, Stretching effect.