

准粒子特征与奇奇核的能谱统计*

程南璞¹⁾²⁾ 郑仁蓉²⁾ 朱顺泉²⁾

¹⁾ 西南师范大学物理系, 重庆 400715)

²⁾ 上海师范大学物理系, 上海 200234)

(2000 年 12 月 22 日收到)

用粒子-转子理论模型计算奇奇核⁸⁴Y 的能谱, 通过分析能谱的最近邻能级间距分布函数和能谱刚性的变化特点, 研究了准粒子特征对奇奇核⁸⁴Y 能谱统计特点的影响, 发现奇奇核⁸⁴Y 的能谱总体上接近混沌, 在采用的理论模型中, 准粒子特征通过反冲项和科氏力作用项影响能谱, 同时能谱具有随着费米能和能隙参量的减小从接近混沌逐渐转变到接近规则的特点.

关键词: 奇奇核, 粒子-转子模型, 准粒子特征, 能谱统计, NNS 分布函数, 能谱刚性度

PACC: 2110, 0540

1 引 言

随机矩阵理论(random-matrix theory)的建立^[1], 最先由大量的原子核实验数据所证实^[2], 它提出了用能谱统计研究量子体系的新方法, 被广泛应用在原子核物理^[3]、原子物理^[4]和分子物理^[5]等领域, 采用能谱统计的方法去揭示量子体系的能谱结构特点以及动力学特征对能谱结构的影响越来越受到重视, 但就原子核能谱的研究领域来说, 多是针对某一特定的理论模型下非实际存在的偶偶核能谱^[6]、奇偶核能谱^[7], 或者是对已有实验能谱进行简单的能谱统计分析^[8], 这种情况虽然看到了能谱的统计特点, 但是对影响能谱结构的因素缺乏了解, 或者是研究某一纯粹的理论模型下的能谱(比如文献[9]就是在 IBM 理论模型下分析了不确定的原子核的能谱结构特点), 这时虽然能够了解该理论模型下能谱的统计规律以及影响能谱结构的因素, 但是又没有实验能谱可与之进行比较, 从目前的研究现状来看, 对实际存在的奇奇核的实验能谱或者理论能谱的统计研究都比较少, 这方面的工作还有待于进一步开展.

我们以前采用粒子-转子理论模型对 $A = 80$,

130, 160 三个质量区奇奇核的旋称反转(signature inversion)现象作了比较详细的研究^[10-12], 其理论结果同实验值符合得相当好, 在此基础上, 我们在文献[13]中采用能谱统计的方法研究了奇奇核⁸⁴Y 低自旋下能谱的统计特点, 并发现此理论模型中反冲项(或称质子-中子相互作用项)和科氏力作用项对能谱结构影响较大. 本文仍然利用此理论模型, 以奇奇核⁸⁴Y 为例, 对其能谱进行详细的统计计算, 其目的是为了进一步探索此理论模型中准粒子特征对 $A = 80$ 质量区奇奇核能谱统计规律的影响.

在我们所采用的理论模型中, 体系的哈密顿量的自旋 I 和宇称 π 均是守恒量, 在空间转动和时间反演变换下保持不变, 根据 RMT, 此时体系的能谱统计应和高斯正交系综分布(Gauss orthogonal ensemble, GOE)对照^[3]. 为了分析比较准粒子特征对能谱统计规律的影响, 文中采用了能谱统计中常用的两个测定量^[3]: 能谱的最近邻能级间距(nearest-neighbor level spacing)分布函数 $\rho(s)$ 和能谱刚性度 Δ_3 , 前者描述能级间的近程斥力作用和能级关联, 而后者描述的是能级间远程斥力作用和能级关联, 对应于 GOE 和泊松分(Poisson), $\rho(s)$ 和 Δ_3 的理论形式为

$$\rho(s) = \begin{cases} e^{-s} & (\text{Poisson}), \\ \frac{\pi}{2} s e^{-\frac{\pi}{4}s^2} & (\text{GOE}), \end{cases} \quad (1)$$

* 国家自然科学基金(批准号: 19875040)资助的课题.

$$\Delta_3 = \begin{cases} L/15 & (\text{Poisson}), \\ \frac{1}{\pi^2}(\ln(2\pi L) + \gamma - 5/4 - \pi^2/8) + O(L^{-1}) & (\text{GOE}), \end{cases} \quad (2)$$

其中 GOE 对应于混沌谱, Poisson 对应于规则谱, $\gamma \approx 0.57722$ 为欧拉常数.

2 奇奇核的粒子-转子理论模型

文献 [10—12] 中已详细论述了奇奇核的粒子-转子理论模型, 这里只作简单介绍. 考虑奇奇核 ^{84}Y 是由两个外围准粒子(一个准质子, 一个准中子)绕一个轴对称转子运动组成, 则其总哈密顿量为

$$H = H_{\text{coll}} + H_{\text{sp}} + H_{\text{sn}}, \quad (3)$$

其中 H_{sp} 是单准质子哈密顿量, H_{sn} 是单准中子哈密顿量, H_{coll} 是集体运动哈密顿量. H_{coll} 由 3 部分组成, 即 $H_{\text{coll}} = H_{\text{rot}} + H_{\text{recoil}} + H_{\text{Coriolis}}$, 式中右边第一项哈密顿量 H_{rot} 为纯转子项, 第二项哈密顿量 H_{recoil} 为反冲项, 第三项哈密顿量 H_{Coriolis} 为科氏力作用项. 利用文献 [10] 中的方法可将 H_{coll} 写为

$$H_{\text{coll}} = \frac{1}{2g}[(I^2 - I_3^2) + (j_n^2 - j_{n3}^2) + (j_p^2 - j_{p3}^2)] + \frac{1}{2g}(j_n j_{p+} + j_{n+} j_{p-}) - \frac{1}{2g}(I_+ j_{n-} + I_- j_{n+} + I_+ j_{p-} + I_- j_{p+}) \quad (4)$$

式中 g 是转子(核心)转动惯量.

对于单准质子哈密顿量 H_{sp} 和单准中子哈密顿量 H_{sn} 是按 BCS 理论处理的^[10—12]. 先将单质子或单中子所处的形变势 $V_i = \kappa Y_{20}$ ($i = p, n$; κ 是能量单位)在单粒子角动量的三分量本征态 $|j_i, \Omega_i = \chi_{\Omega_i}^{j_i}$ 中对角化, 得到单粒子的本征值 ϵ_{v_i} 和对应的本征态

$$|\pm v_i\rangle = \sum_{\Omega_i} S_{\Omega_i, v_i}^{\pm} \chi_{\pm \Omega_i}^{(j_i)} \quad (i = p, n), \quad (5)$$

则单准粒子的能量为

$$\epsilon_{v_i} = \pm \sqrt{(\epsilon_{v_i} - \lambda_i)^2 + \Delta_i^2} \quad (i = p, n), \quad (6)$$

相应的占有数为

$$v_i^2 = \frac{1}{2} \left[1 - \frac{\epsilon_{v_i} - \lambda_i}{e_{v_i}} \right], \quad u_i^2 = 1 - v_i^2 \quad (i = p, n). \quad (7)$$

处理过程中所取能量单位 $\kappa = 1300\text{keV}$, 费米能参量 $\lambda_p = -0.85\kappa$, $\lambda_n = 0.45\kappa$; 能隙参量 $\Delta_p = \Delta_n = 0.6\kappa$ 均与文献 [12] 一致. 求解强耦合极限基矢空间^[14]下的本征值方程

$$\sum_{\kappa' \mu_p \mu_n} [H_{\mu_p \mu_n}^{\kappa \kappa'} \xi_{\mu_p} + (e_{v_p} + e_{v_n}) \delta_{\kappa \kappa'} \delta_{\mu_p \mu_n}] t_{\kappa' \mu_p \mu_n}^{(I j_p j_n)} = E^{(I j_p j_n)} t_{\kappa' \mu_p \mu_n}^{(I j_p j_n)}, \quad (8)$$

即可得到哈密顿量的本征值(其中 $\xi_{\mu_p} = (u_{\mu_p}^p u_{\nu_p}^p + v_{\mu_p}^p v_{\nu_p}^p) \chi_{\mu_p \nu_p}^n + (u_{\mu_p}^n u_{\nu_p}^n + v_{\mu_p}^n v_{\nu_p}^n)$, $H_{\mu_p \mu_n}^{\kappa \kappa'}$ 是集体哈密顿量 H_{coll} 的矩阵元). 将这些本征值构成一些能谱序列 $\{E_i\}$, 由此就可进行能谱的统计计算.

3 能谱的统计计算结果

对于给定的能谱其最近邻能级间距(NNS)分布函数 $\rho(s)$ 和能谱刚性度 Δ_3 可按文献 [13, 15—17] 中的方法具体计算, 为了研究所采用的粒子-转子理论模型下准粒子特征对奇奇核 ^{84}Y 的能谱统计分布规律的影响, 我们的工作按下面的步骤进行(计算中自旋 $I = 10$, 宇称 $\pi = \pm 1$).

1. 为了清楚准粒子特征是通过什么途径影响能谱结构的, 我们的方法是分别在总哈密顿量中的纯转子项、反冲项、科氏力作用项以及它们不同组合下不考虑准粒子作用时(即“减去”准粒子作用, 那么其反效应正是准粒子所起的作用)看其能谱 NNS 分布函数 $\rho(s)$ 和能谱刚性度 Δ_3 的变化情况, 具体计算顺序如下:

(1) 计算总哈密顿量的能谱, 各项中均考虑准粒子作用, 其能谱统计结果如图 1(a).

(2) 在总哈密顿量的纯转子项 H_{rot} 中不考虑准粒子作用, 其能谱统计结果如图 1(b).

(3) 在总哈密顿量的反冲项 H_{recoil} 中不考虑准粒子作用, 其能谱统计结果如图 1(c).

(4) 在总哈密顿量的科氏力作用项 H_{Coriolis} 中不考虑准粒子作用, 其能谱统计结果如图 1(d).

(5) 在总哈密顿量的纯转子项 H_{rot} 和反冲项 H_{recoil} 中都不考虑准粒子作用, 其能谱统计结果如图 1(e).

(6) 在总哈密顿量的纯转子项 H_{rot} 和科氏力作用项 H_{Coriolis} 中都不考虑准粒子作用, 其能谱统计结果如图 1(f).

(7) 在总哈密顿量的反冲项 H_{recoil} 和科氏力作用项 H_{Coriolis} 中都不考虑准粒子作用, 其能谱统计结果如图 1(g).

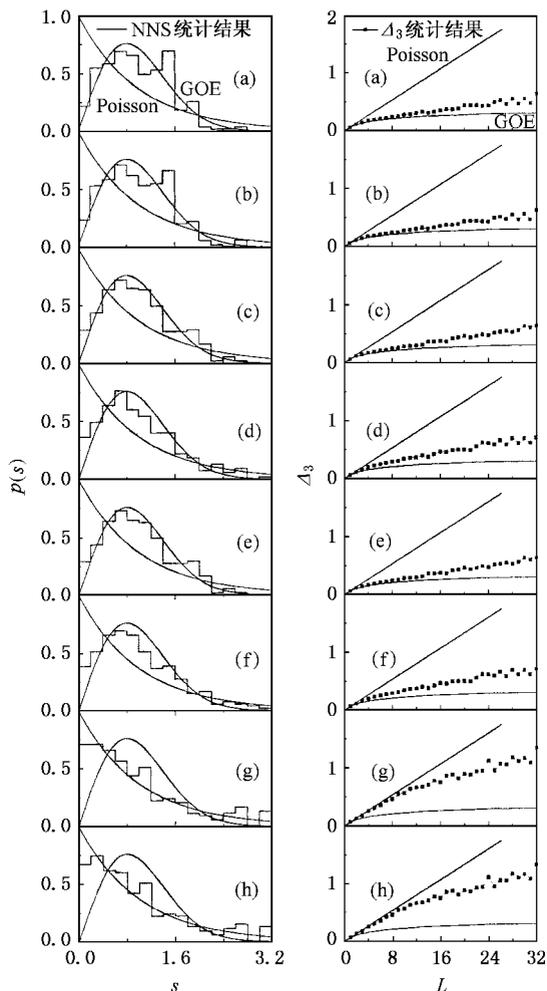


图1 在总哈密顿量中某些项考虑或不考虑准粒子作用时(详见步骤1)能谱的NNS分布函数 $p(s)$ 和能谱刚性度 Δ_3 的统计结果

(8)在总哈密顿量的纯转子项 H_{rot} 、反冲项 H_{recoil} 和科氏力作用项 $H_{Coriolis}$ 中都不考虑准粒子作用,其能谱统计结果如图1(h)。

2. 改变费米能参量和能隙参量,即令 $\lambda'_i = \beta \lambda_i$, $\Delta'_i = \beta \Delta_i$ ($i = p, n$),其中 β 是可调节参数,将 β 的值从1.0变化到0.0,也就是从完全考虑准粒子作用逐渐变化到完全不考虑准粒子作用,计算不同 β 值时的能谱NNS分布函数 $p(s)$ 和能谱刚性度 Δ_3 ,看其变化对能谱统计规律的影响程度,统计结果如图2。

从图1(a)可看出,奇奇核 ^{84}Y 的能谱(注:完整的哈密顿量形式)是接近混沌的,这与文献[8]中的说法一致,也就是处于中等质量区的核素其能谱统计特点是接近混沌的,其原因估计与中等质量区的核素的形变比较小有关。将图1(b)同图1(a)比较,知准粒子作用对纯转子项的影响非常小,可忽略不

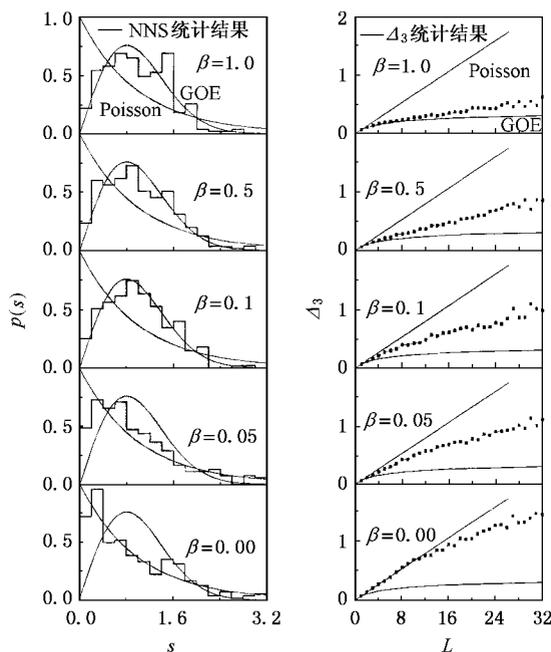


图2 费米能参量和能隙参量减小时能谱的NNS分布函数 $p(s)$ 和能谱刚性度 Δ_3 的统计结果

计。图1(c)与图1(a)比较,此时能谱的NNS分布函数 $p(s)$ 和能谱刚性度 Δ_3 都发生了变化,能谱的混沌程度略微减弱,说明反冲项中准粒子作用对能谱走向混沌有轻微的影响,而图1(d)同图1(c)和图1(a)比较,发现图1(d)所展现的混沌程度更弱,说明科氏力中准粒子作用的影响要比对反冲项中的影响大。图1(e)与图1(c),图1(f)与图1(d)基本相同,这也再次说明了准粒子作用对纯转子项的影响非常小。图1(g)和图1(h)中能谱的NNS分布函数 $p(s)$ 和能谱的刚性度 Δ_3 都已从同图1(a)的接近混沌转向接近规则,其变化直接来源于总哈密顿量中的反冲项和科氏力项同时去掉了准粒子作用,这意味着在我们的理论模型中考虑与不考虑准粒子作用时能谱将发生很大的变化,即反冲项和科氏力项中准粒子特征的共同作用对能谱结构的影响很大。

从图2中的能谱的NNS分布函数 $p(s)$ 和能谱刚性度 Δ_3 的统计结果可明显看出,随着可调参量 β 的减小即费米能参量和能隙参量减小时,能谱的统计规律是从接近混沌逐渐转化到接近规则。

在我们采用的粒子-转子理论模型中,科氏力作用项主要代表了外围两个核子与转子(核心)间的相互作用;反冲项代表了两个外围核子间的相互耦合作用。当将两个外围核子按准粒子处理时,准粒子作用将通过其占有数影响哈密顿量的矩阵元(见(8))

式)能谱就相应地发生改变.在哈密顿量的矩阵中,纯转子项哈密顿量 H_{rot} 的矩阵元处在对角线上,反冲项哈密顿量 H_{recoil} 的矩阵元处于次对角线上,而科氏力作用项哈密顿量 $H_{Coriolis}$ 的矩阵元处于非对角线上,对角线的矩阵元对矩阵的对角化影响非常小,次对角元的影响稍大,而非对角元的影响则很大,同时如果在哈密顿量的某一项中不考虑准粒子作用的影响时,那么这一项在哈密顿量中所起的作用受占有数的影响将非常小,由此出现了图 1 中所展现的能谱特点,准粒子作用主要是通过反冲项和科氏力作用项起作用的,而且科氏力作用比反冲项对能谱结构的影响要大一些,这一点与文献 [13] 论述科氏力和反冲项对 $A = 80$ 区奇奇核能谱结构的影响的结论是一致的.

在此理论模型中,当费米能参量和能隙参量减小时,哈密顿量矩阵的次对角元和非对角元随着减小,也就是反冲项作用和科氏力作用减小,而且科氏力项处于非对角线上减小的速度更快,对能谱的影响较大,反冲项处于次对角线上减小的速度很慢,对能谱的影响较小,当从完全考虑准粒子作用($\beta = 1.0$)逐渐变化到完全不考虑准粒子作用($\beta = 0$)时,科氏力作用和反冲项逐渐减到最小,核心(转子)的刚性逐渐增强到最大,体系从二准粒子 + 转子模型

逐步退化到一个刚性转子加两个单粒子的情形,其动力学行为趋向有序,能谱统计特点表现为趋向接近规则.

4 结 论

由以上的统计结果和理论分析可将粒子-转子理论模型下准粒子特征对奇奇核 ^{84}Y 的能谱统计特点的影响简单归纳如下:

1. 奇奇核 ^{84}Y 的能谱是接近混沌的.由于处在同一质量区的核素物理性质很相似,因此可初步估计 $A = 80$ 质量区的其他奇奇核的能谱也是接近混沌的.

2. 在我们采用的粒子-转子理论模型中,准粒子特征主要是通过该模型中的反冲项和科氏力作用项影响奇奇核 ^{84}Y 的能谱统计规律.

3. 在我们采用的粒子-转子理论模型中,准粒子特征在科氏力作用中的体现要比在反冲项中强,因此科氏力作用比反冲项对能谱统计规律的影响大.

4. 在此理论模型中,随着费米能参量和能隙参量的减小,奇奇核 ^{84}Y 的能谱统计规律具有从接近混沌逐渐转化到接近规则的特点.

- [1] M. L. Mehta, *Random Matrices* (Academic, New York, 1967).
- [2] R. U. Haq, A. Pandey, O. Bohigas, *Phys. Rev. Lett.*, **19**(1982), 1086.
- [3] M. L. Mehta, *Random Matrices*, 2nd ed (Academic, New York, 1991).
- [4] D. Delande, *Chaos and Quantum Physics* (Amsterdam, North-Holland, 1991).
- [5] Xiao-Zhou Yang, Joachin Durgdörfer, *Phys. Rev. Lett.*, **66**(1991), 982.
- [6] R. Bijker, A. Frank, S. Pittel, *Phys. Rev.*, **C60**(1999), 1.
- [7] J. D. Garrett, J. Q. Robinson, A. J. Foglia *et al.*, *Phys. Lett.*, **B392**(1997), 24.
- [8] T. Guhr, A. Müller-Groeling, H. A. Weidenmüller, *Phys. Rep.*, **299**(1998), 273.
- [9] Y. Alhassid, D. Vretenar, *Phys. Rev.*, **C46**(1992), 1334.
- [10] Ren-rong Zheng, Shun-quan Zhu, Yun-wei Pu, *Phys. Rev.*, **C56**

(1997), 175.

- [11] Yun-wei Pu, Jia-yan Wen, Ren-rong Zheng, Shun-quan Zhu, *Chin. Phys. Lett.*, **15**(1998), 480.
- [12] Jia-yan Wen, Ren-rong Zheng, Shun-quan Zhu, *Acta Physic Sinica*, **48**(1999), 433(in Chinese) [文家炎、郑仁蓉、朱顺泉, *物理学报* **48**(1999), 433].
- [13] Nan-pu Cheng, Ren-rong Zheng, Shun-quan Zhu, *High Energy Phys. and Nucl. Phys.*, in press (in Chinese) [程南璞、郑仁蓉、朱顺泉, *高能物理与核物理*, 待刊].
- [14] Ji-zhi Liao, *Modern Nuclear Model* (Sichuan University Press, Chengdu, 1990), p. 175(in Chinese) [廖继志, *近代原子核模型* (四川大学出版社, 成都, 1990), p. 175].
- [15] W. E. Ormand, R. A. Broglia, *Phys. Rev.*, **C46**(1992), 1710.
- [16] F. J. Dyson, M. L. Mehta, *J. Math. Phys.*, **4**(1963), 701.
- [17] A. T. Kruppa, K. F. Pál, *Phys. Rev.*, **C52**(1995), 1818.

QUASIPARTICLE FEATURES AND LEVEL STATISTICS OF ODD-ODD NUCLEUS*

CHENG NAN-PU¹⁾²⁾ ZHENG REN-RONG²⁾ ZHU SHUN-QUAN²⁾

¹⁾Department of Physics, Southwest Normal University, Chongqing 400715, China)

²⁾Department of Physics, Shanghai Teachers' University, Shanghai 200234, China)

(Received 22 December 2000)

ABSTRACT

The energy levels of the odd-odd nucleus ^{84}Y are calculated by using the axially symmetric rotor plus quasiparticles model. The two standard statistical tests of Random-Matrix Theory such as the distribution function $p(s)$ of the nearest-neighbor level spacings (NNS) and the spectral rigidity Δ_3 are used to explore the statistical properties of the energy levels. By analyzing the properties of $p(s)$ and Δ_3 under various conditions, we find that the quasiparticle features mainly affect the statistical properties of the odd-odd nucleus ^{84}Y through the recoil term and the Coriolis force in this theoretical mode, and that the chaotic degree of the energy levels decreases with the decrease of the Fermi energy and the energy-gap parameters. The effect of the recoil term is small while the Coriolis force plays a major role in the spectral structure of ^{84}Y .

Keywords : odd-odd nucleus, rotor plus quasiparticles model, quasiparticle features, level statistics, nearest-neighbor level spacing, spectral rigidity

PACC : 2110, 0540

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 19875040).