

关于引入拆对几率概念探索 原子核高自旋态

王正大 顾金南 余超凡 罗诗裕
(中国科学院近代物理研究所)

摘 要

根据原子核转动系统中科氏力反对对力和转动重排, 本文提出了拆对几率的物理概念探索原子核高自旋态. 我们认为, 拆对过程是从渐变到突变又到渐变的过程. 按照拆对几率 P_I 的概念和粒子加转子模型, 可以得到原子核的转动能谱公式

$$E_I = \frac{(I - KP_I)^2}{2J_0} + E_p P_I.$$

用这个公式计算了五十多个原子核的能谱, 计算结果与实验值满意符合, 并能再现出实验上观察到的 $\mathcal{I}_{\text{eff}} \sim \omega_{\text{eff}}^2$ 图的各种反弯现象.

引 言

利用重离子反应可以把原子核激发到很高的自旋态. 实验表明原子核的转动能谱 E_I 与刚性转子的能谱相比, 只有在低角动量时才近似符合 $I(I+1)$ 的规律. 随着角动量 I 的增加, 在接近临界角动量 I_c 时, 原子核的等效转动惯量 \mathcal{I}_{eff} 会剧增, 而转动角

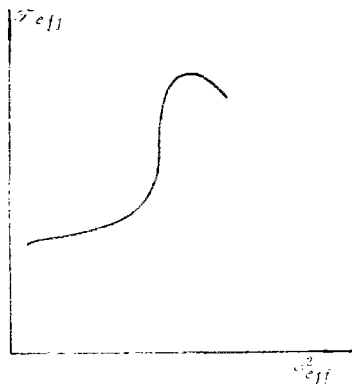


图 1

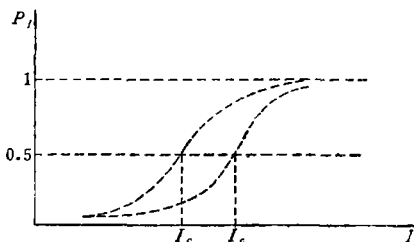


图 2

速度反而减少, $\mathcal{F}_{\text{eff}} \sim \omega_{\text{eff}}^2$ 曲线出现反弯现象, 即所谓 S 形曲线 (图 1). 关于这个现象的理论解释, 摩特逊 (Mottelson) 和法拉丁 (Valatin) 最早提出了科氏反对效应 (CAP 效应)^[1]. 后来斯特芬 (Stephens) 和西蒙 (Simon) 提出了转动重排效应^[2]. 洛斯 (Ross) 等人指出, 考虑离心伸长效应也能得到 S 形曲线, 即所谓形状相变^[3]. 这里还需要提到带交叉理论, 它认为在两个转动带交叉处由于转动惯量发生突变而产生上述反弯现象. 科氏力反对力效应最早指出了原子核转动系统中的主要矛盾, 转动重排效应在物理图象上进了一步. 我们认为, 拆对过程是从渐变到突变又到渐变的过程, 提出了拆对几率概念具体地描述这一过程.

拆对几率的物理图象

在形变壳模型基础上可以定性分析拆对过程. 短程对关联使处于时间反演轨道上的两个核子配对, 原子核转动时, 科氏力的存在使配对核子有一个拆对几率. 成对效应使得填充在一条轨道的两个核子的角动量取反向排列, 原子核转动时, 科氏力使两个核子的角动量沿转动方向取同向排列, 拆对过程唯象说来就是两个核子的角动量取向由反平行到平行的重排过程. 由于在反平行取向与平行取向之间可能存在一个位垒, 拆对过程就是穿过这样一个位垒的过程, 拆对几率 P_I 可以用量子力学中位垒穿透几率的数学形式描述:

$$P_I = \left[1 + \exp\left(\frac{2\pi}{\hbar}\left(2\Delta - \frac{CI}{J_0}\right)\right) \right]^{-1},$$

2Δ 是对能, CI/J_0 是科氏能, $\hbar\omega$ 与位垒曲率和重排惯量参数有关. 拆对几率 P_I 是原子核总角动量 I 的解析函数, 在 $2\Delta = CI_c/J_0$ 处存在拐点这是 P_I 随 I 上升最快的地方, 是一个突变点, 对应于临界角动量 I_c (图 2). 拆对几率 P_I 具体地描述了拆对过程, 体现了拆对过程是由渐变到突变, 并反映了科氏力与对力的相互竞争.

上面研究了一对核子的拆对过程. 原子核转动时, 优先拆开费米面附近高 i 低 Q 的对, 即感受柯氏力最大的一对核子. 按照粒子加转子模型和拆对几率概念, 可以把转动能谱 E_I 写成如下形式:

$$E_I = \frac{\widehat{(I - KP_I)^2}}{2J_0} + E_p P_I,$$

$$\widehat{(I - KP_I)^2} = (I - KP_I)(I - KP_I + 1).$$

K 是重排角动量参数, J_0 是基态转动惯量, E_p 是粒子能量参数, 反映完全拆开一对核子时系统内部能量的变化.

\mathcal{F}_{eff} 和 ω_{eff}^2 的表示式为

$$\mathcal{F}_{\text{eff}} = (2I - 1)/(E_I - E_{I-2}),$$

$$\omega_{\text{eff}}^2 = (I^2 - I + 1)/\mathcal{F}_{\text{eff}}^2.$$

假定转子转动惯量不是常数 J_0 , 而是随拆对几率 P_I 线性变化

$$J_I = J_0(1 + aP_I),$$

能谱公式中的 J_0 就必须全部换为 J_I 。

由于原子核是由两类全同粒子组成, 存在中子与质子两个费米面, 可以考虑双拆对, 即中子拆对和质子拆对, 能谱公式可以写为

$$E_I = \frac{\left(I - \sum_i K_i P_{Ii} \right)^2}{2J_0} + \sum_i E_{pi} P_{Ii}, \quad i = 1, 2.$$

跃迁几率

分析我们的能谱公式可以看到, 当 I 小时, P_I 接近零, E_I 相当于基态带能谱; 当 I 很大时, 由于 P_I 接近为 1, E_I 相当于拆对带能谱, 从带交叉的角度看, 我们得到的公式是混杂后的转晕 (yrast) 带能谱公式。 P_I 反映拆对带的成分, $(1 - P_I)$ 反映基态带的成分, 转晕带的波函数

$$\psi_I = (1 - P_I)^{1/2} \varphi_g + \sqrt{P_I} \varphi_s$$

通常认为拆对带与基态带之间的跃迁很小, 可以近似略去, 于是得到 E_2 约化跃迁几率

$$B(E_2) \approx B_0(E_2) \{ [(1 - P_I)(1 - P_{I-2})]^{1/2} + M(P_I P_{I-2})^{1/2} \}^2,$$

M 是拆对带电四极矩与基态带电四极矩的比值。

延迟因子 $R = B(E_2)/B_0(E_2)$ 。 $B_0(E_2)$ 是刚性转子的 E_2 约化跃迁几率。

计算结果分析

我们用了两种方法进行计算。第一种方法是代数求解参数的方法。 2Δ 用奇偶质量差确定, $J_0 = 3/E_2$, $E_p = 4.618K/2J_0$, 用 I_c 附近的三条角动量间距相等的能级确定

表 1 三参数表 $J_I = J_0 = 3/E_2$

核	参数	$C/J_0 \left(\frac{\text{MeV}}{\hbar} \right)$	$\hbar\omega/2\pi(\text{MeV})$	$K(\hbar)$	$2\Delta(\text{MeV})$	$I_c(\hbar)$
$_{56}\text{Ba}^{120}$		0.19401	0.59104	9.1507	2.420	12.473
$_{58}\text{Ce}^{132}$		0.22968	0.76428	13.120	2.850	12.407
$_{64}\text{Gd}^{156}$		0.12593	0.55248	5.8577	2.162	17.167
$_{66}\text{Dy}^{156}$		0.15060	0.82120	10.600	2.467	16.381
$_{80}\text{Dy}^{160}$		0.10756	0.47303	7.5289	2.131	19.811
$_{68}\text{Er}^{158}$		0.17597	0.67502	12.241	2.490	14.150
$_{68}\text{Er}^{160}$		0.14435	0.57653	9.2928	2.359	16.341
$_{68}\text{Er}^{162}$		0.13425	0.49385	7.3542	2.303	17.153
$_{68}\text{Er}^{164}$		0.10944	0.39825	9.0559	2.201	20.109
$_{70}\text{Yb}^{164}$		0.16372	0.54548	8.1993	2.516	16.367
$_{70}\text{Yb}^{168}$		0.12039	0.53615	6.2509	2.188	18.172
$_{72}\text{Hf}^{172}$		0.10741	0.54304	8.0289	2.140	19.923
$_{74}\text{W}^{172}$		0.13586	0.65439	9.4257	2.140	15.751
$_{76}\text{Os}^{182}$		0.11393	0.39820	8.7778	1.730	15.183
$_{78}\text{Pt}^{184}$		0.13402	0.71251	12.380	1.940	14.475

表 2 $J_I = J_0(1 + aP_I)$ 用最小二乘法确定六个参数

核	J_0	$\hbar\omega/2\pi$	C/J_0	E_p	K	a	2Δ	$\sum_I (E_I^{ex} - E_I)^2$
$^{34}\text{Se}^{72}$	2.5441	1.6557	1.5185	4.0730	7.9284	3.6511	4.156	0.38×10^{-3}
$^{36}\text{Kr}^{78}$	6.5768	1.1702	0.45733	2.4563	4.5048	3.4681	3.614	0.36×10^{-3}
$^{58}\text{Ce}^{130}$	14.964	0.77549	0.20400	3.9182	13.239	-0.41975	3.000	0.63×10^{-3}
$^{58}\text{Ce}^{132}$	12.165	0.80049	0.19045	4.8841	15.053	-0.38288	2.850	0.17×10^{-2}
$^{58}\text{Ce}^{134}$	9.5714	0.78643	0.17642	5.2165	14.299	-0.47800	2.600	0.19×10^{-2}
$^{66}\text{Dy}^{160}$	34.368	0.37407	0.098317	-0.15269	6.1523	1.6041	2.131	0.21×10^{-3}
$^{70}\text{Yb}^{166}$	32.580	0.51509	0.13654	2.3133	10.855	-0.2281	2.468	0.77×10^{-3}
$^{70}\text{Yb}^{168}$	32.212	0.51039	0.10526	0.25891	3.0981	2.1822	2.188	0.12×10^{-3}
$^{70}\text{Yb}^{170}$	35.052	0.39758	0.083769	0.72097	9.0209	-0.081408	1.851	0.12×10^{-4}
$^{72}\text{Hf}^{168}$	23.209	0.67670	0.12243	1.69791	15.877	-0.15549	2.480	0.55×10^{-3}
$^{72}\text{Hf}^{172}$	30.297	0.50047	0.11252	0.26786	3.3426	1.5808	2.140	0.12×10^{-4}
$^{76}\text{Os}^{178}$	19.148	0.55392	0.17036	0.37570	4.4105	1.6732	1.770	0.42×10^{-3}
$^{80}\text{Hg}^{186}$	4.1440	0.72545	0.71928	2.5389	11.298	4.5038	2.088	0.18×10^{-2}
$^{80}\text{Hg}^{196}$	4.7804	0.65117	0.15620	3.3243	14.470	-0.40794	1.768	0.79×10^{-4}
$^{90}\text{Th}^{232}$	59.333	0.45668	0.097447	0.11053	1.98613	0.45610	1.647	0.52×10^{-5}
$^{92}\text{U}^{238}$	66.0477	0.34215	0.10401	0.01271	0.73803	0.13793	1.341	0.24×10^{-3}

表 3 $^{76}\text{Os}^{182}$

$I\pi$	E_I^{ex}	J_{eff}^{ex}	$\omega_{eff}^{ex} \times 10$	E_I	J_{eff}	$\omega_{eff}^2 \times 10$	P_I
2+	0.12695	23.631	0.053720	0.12617	23.775	0.053070	0.022483
4+	0.4003	25.608	0.19823	0.39379	26.157	0.19000	0.039166
6+	0.7941	27.932	0.39731	0.79116	27.681	0.40455	0.067374
8+	1.2778	31.011	0.59271	1.2833	30.473	0.61379	0.11350
10+	1.8126	35.527	0.72096	1.8204	35.375	0.72716	0.18494
12+	2.3467	43.063	0.71720	2.3491	43.507	0.70261	0.28680
14+	2.8412	54.600	0.61384	2.8412	54.870	0.60783	0.41612
16+	3.3209	64.623	0.57707	3.3209	64.623	0.57708	0.55812
18+	3.8580	65.165	0.72295	3.8580	65.164	0.72296	0.69121
20+	4.4808	62.620	0.97161	4.5297	58.058	1.1303	0.79868
22+	—	—	—	5.3896	50.006	1.8515	0.87548

表 4 $^{76}\text{Yb}^{166}$

$I\pi$	E_I^{ex}	\mathcal{F}_{eff}^{ex}	$\omega_{eff}^{ex} \times 10$	E_I	\mathcal{F}_{eff}	$\omega_{eff}^2 \times 10$	J_I
2+	0.10226	29.337	0.03457	0.11331	26.474	0.042803	32.474
4+	0.33031	30.695	0.13798	0.32858	32.518	0.12293	32.403
6+	0.66780	32.593	0.29181	0.65844	33.347	0.27878	32.282
8+	1.0981	34.859	0.46907	1.0927	34.538	0.47782	32.082
10+	1.6057	37.431	0.64949	1.6126	36.542	0.68147	31.749
12+	2.1752	40.386	0.81542	2.1857	40.135	0.82565	31.189
14+	2.7787	44.739	0.91427	2.7595	47.056	0.82642	30.288
16+	3.2732	62.689	0.61323	3.2780	59.786	0.67423	28.901
18+	3.7823	68.748	0.64954	3.7684	71.364	0.60280	27.340
20+	4.3711	66.236	0.86842	4.3668	65.180	0.89678	26.224

参数 K , C/J_0 和 $\hbar\omega$, 从而实现全部计算. 第二种方法就是用通常的最小二乘法确定参数. 第二种方法转子的转动惯量 $J_I = J_0(1 + aP_I)$, 可调参数 J_0 , $\hbar\omega/2\pi$, C/J_0 , E_c , K 和 a .

计算中采用能量单位 MeV, 角动量单位 \hbar 转动惯量单位 \hbar^2/MeV . 表 1 列出了代数求解的核的参数. 表 3 列出了用代数求解参数的一个核的详细计算结果. 图 1 是用能级确定代数求解参数的核的 $\mathcal{E}_{\text{eff}} \sim \omega_{\text{eff}}^2$ 理论计算曲线与实验曲线比较. 表中标有 ex 的是实验值, 图中 \times 号表示实验点, \bullet 表示计算点. 用最小二乘法确定参数的计算结果分别对应列在表 2、表 4 和图 2 中.

图 4 是考虑到中子质子双拆对, 对 Te^{122} 所作的计算结果与实验值比较. 图 5 是三带交叉图. 图 3 是 Ce^{134} 、 Er^{158} 的延迟因子 R 的计算值和实验值的比较.

我们计算中得到的参数有比较明确的物理意义, 参数值比较合理, 而且反映了一定的规律性. 对于大变形区的核, 由于 J_0 较大, C/J_0 (科氏系数) 比较小, I_c 比较大. 而接近球形区的核, 由于 J_0 小, C/J_0 比较大, I_c 比较小, 几个角动量单位就发生相变.

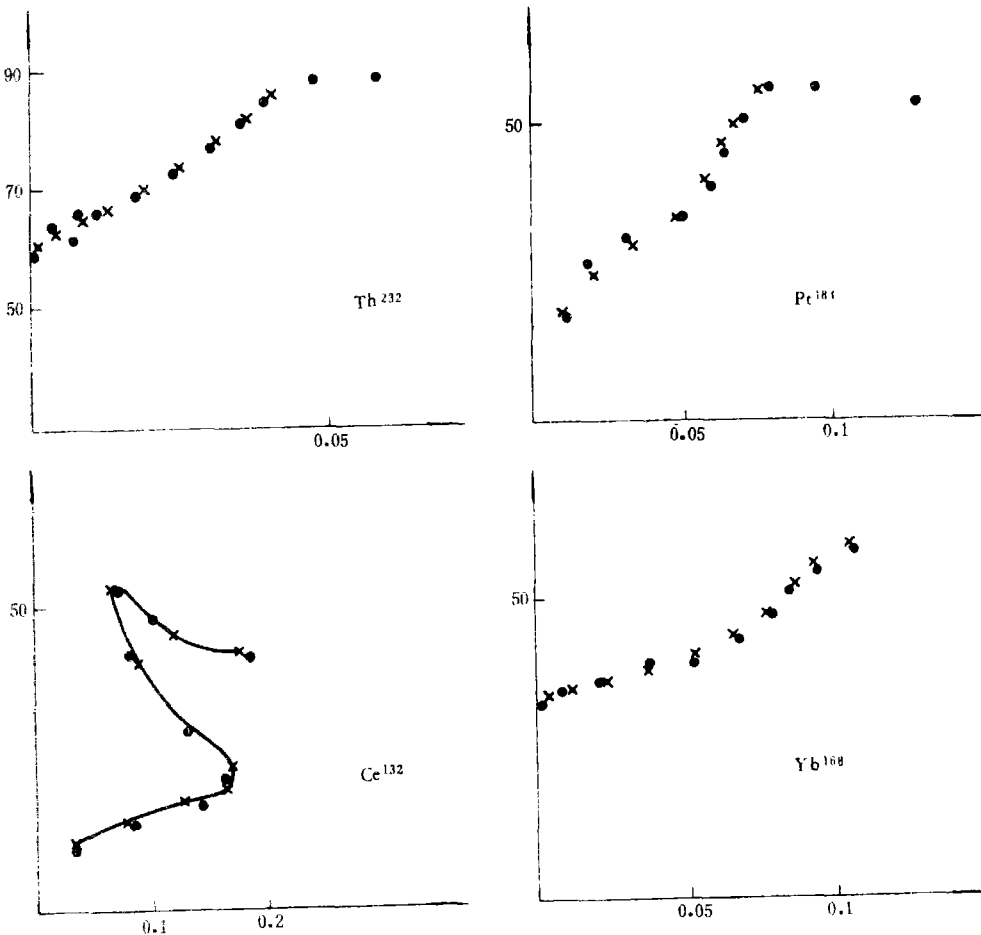


图 4

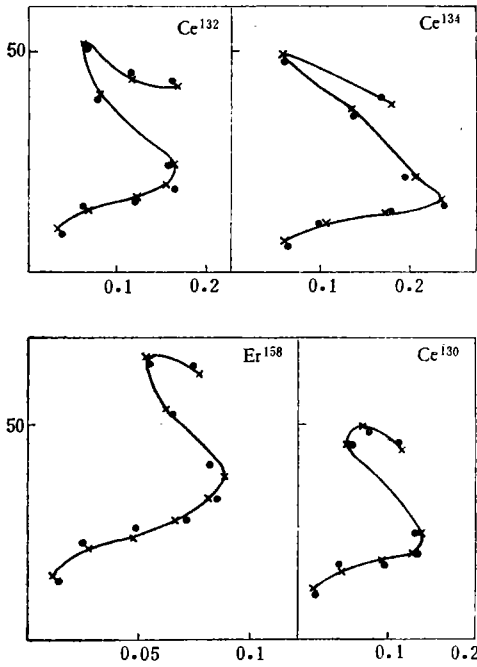


图 B

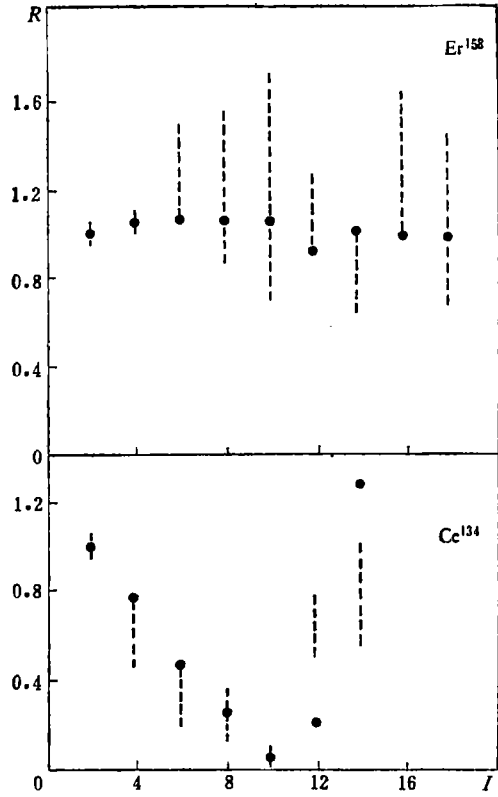


图 3

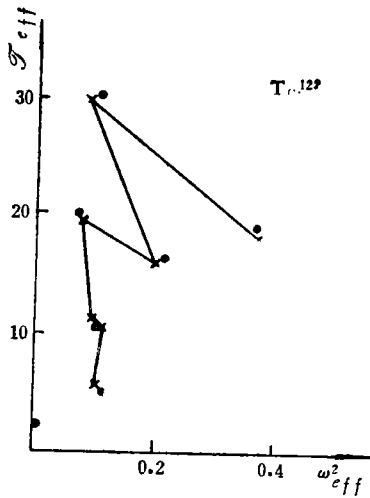


图 4 双反弯图

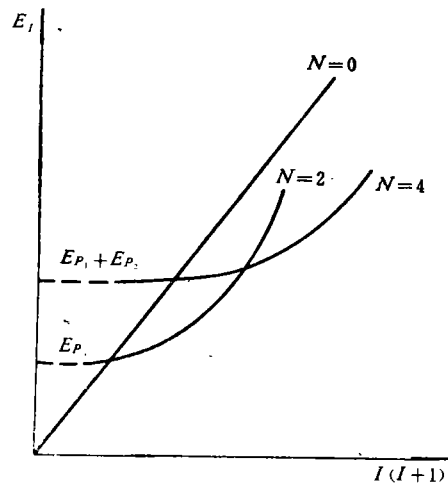


图 5 三带交叉图

在 $J_I = J_0(1 + aP_I)$ 条件下作的计算表明,一般 $\mathcal{F}_{eff} \sim \omega_{eff}^2$ 实验曲线发生剧烈变化的核 a 为负值, K 和 E_p 较大;一般 $\mathcal{F}_{eff} \sim \omega_{eff}^2$ 实验曲线变化平缓的核 a 为正值, K 和 E_p 较小. a 为负值表明转动惯量随 I 的增加逐渐减小, 由于转动惯量与原子核形变

ϵ 的平方近似成正比,因此这个现象可能与实验观察到的科氏反伸长有关,这需要进一步探索.

从上述讨论和计算结果与实验值符合较好看来,本文引入的拆对几率概念有一定的合理性,可能会是一个有用的概念.但是本文只是一种唯象的讨论.从微观看来,由于泡利原理的限制,这种唯象的拆对描述只适用于费米面附近的核子对,所定的唯象参数也可能掩盖一部分问题的物理本质.关于这些问题,今后还需要进一步探讨.

参 考 文 献

- [1] Mottelson, B. R., Valatin, J. G., *Phys. Rev. Lett.*, **5** (1960), 511.
- [2] Stephens, F. S., Simon, R., *Nucl. Phys.*, **A183** (1972), 257.
- [3] Ross, C. K., Nogami, V., *Nucl. Phys.*, **A211** (1973), 1450.
- [4] Nilsson, S. G. *et al.*, *Nucl. Phys.*, **A131** (1969), 1.
- [5] Sayar, R. O. *et al.*, *At. Data and Nucl. Data Table.*, **15** (1975), 85.

INTRODUCTION OF THE CONCEPT OF THE DEPAIRING PROBABILITY TO EXPLORE NUCLEAR HIGH SPIN STATES

WANG ZHENG-DA GU JIN-NAN YU CHAO-FAN LUO SHI-YU

(Institute of Modern Physics, Academia Sinica)

ABSTRACT

In order to explore nuclear high spin states, a physical concept of depairing probability has been suggested, which is based on the CAP and the RAL effects in the nuclear rotating system. We think that the depairing process, might be gradual at begin——then dramatic and finally gradual again. According to the concept of the depairing probability and the particle-rotor model, a formula for the spectrum of rotational energy has been obtained,

$$E_I = \frac{(I - KP_I)^2}{2J_0} + E_p P_I,$$

and the spectra for more than fifty nuclei have been calculated by using this formula. The calculated results are found to be in reasonable agreement with experimental data, and are able to reproduce the experimentally observed various back bending phenomena on the plots of $\mathcal{F}_{\text{eff}} - \omega_{\text{eff}}^2$.