

# 形变偶偶核的二核子转移反应

吴崇试 曾谨言  
(北京大学)

## 摘 要

我们用处理对力的粒子数守恒方法计算了偶偶核间的二核子转移反应谱因子比, 克服了对转动和对振动图象与实验结果的矛盾, 得到了比较满意的结果。

## 一、引 言

二核子转移反应是研究原子核对关联的一种重要手段。近年来, 对大形变偶偶核, 已经进行了一些实验工作。现有的实验数据<sup>[1-8]</sup>表现出一定的规律性:

- (i) 基态→基态的  $(p, t)$  反应与  $(t, p)$  反应微分截面峰值随原子核变化不大。
- (ii) 在一系列核中, 存在着较强的基态→第一  $0^+$  激发态  $(p, t)$  反应(强度约为基态→基态值的 10—20%), 而  $(t, p)$  反应往往很弱(约为基态→基态值的 1% 左右)。
- (iii) 当余核的中子为满子壳层(例如,  $N = 108, 152$ ) 时, 基态→ $0^+$  激发态的  $(t, p)$  反应明显增强。

正如 M. H. Mortensen 等人<sup>[1,2]</sup>指出的, 二核子转移反应的这种规律, 是无法用纯粹的对转动或对振动解释的。这是因为, 按照对转动模式, 虽然基态→基态的反应截面基本上为一常数, 但基态→ $0^+$  激发态的反应却是完全禁戒的。而按照对振动模式, 基态→基态的反应截面与声子数成正比, 因而随原子核有显著变化。

从对关联的粒子数守恒方法看来, 对转动和对振动只是两种极端的情况。一方面, 刻划对转动带的量子数并不是一个严格的好量子数, 而另一方面, 对振动中的非简谐效应也是相当重要的<sup>[9,10]</sup>。用粒子数守恒方法处理对关联的结果, 则介乎对转动和对振动之间, 因此, 有可能对大形变核  $(t, p)$ ,  $(p, t)$  反应截面变化趋势给予统一的说明, 这正是本文的目的。

作为本文的预备性工作, 初步结果已在 1980 年国际原子核物理会议上发表<sup>[11]</sup>。

## 二、二核子转移反应的谱因子

本节讨论偶偶形变核  $K\pi = 0^+$  带间的二核子转移反应。为了叙述的方便, 下面不

妨局限于  $(t, p)$  反应。  $(p, t)$  反应可以完全类似地处理。

**1. 基本假定** 按照通常的作法,对二核子转移反应的机制作如下简化<sup>[12]</sup>:

(i) 转移反应是直接反应。

(ii) 引起核子转移的相互作用力程为 0 (点作用近似)。

(iii) 反应前两个转移中子在自身的质心系中处于基态,即  $0S1/2$  态 (因此,它们耦合成的轨道、自旋及总角动量均为 0)。在实验室坐标系看来,这一对中子携带着一定的轨道角动量转移到靶核中而形成余核。因此,  $A(t, p)B$  的选择定则是

$$|I_A - I_B| \leq L \leq I_A + I_B, \quad (-)^L = \pi_A \cdot \pi_B.$$

其中,  $I_A \pi_A$  和  $I_B \pi_B$  分别是靶核 A 和余核 B 的总角动量与宇称。特别是当 A, B 的  $I^*$  均为  $0^+$  时,恒有  $L = 0$ 。

Broglia 等人<sup>[12]</sup> 曾经指出,现有实验数据与简化假定 (ii)、(iii) 无明显矛盾。对于 (i), 在形变核的情况下,可能需要修改。但是为了简单起见,我们仍然采用了这个假定。Broglia 等人还假定相互作用与自旋无关。对于形变核说来,这可能也是过分简单的。因为氚核中的中子对具有确定的自旋 ( $S = 0$ ), 而转移到余核中的中子对一般不具有确定的自旋。填充在同一条 Nilsson 能级上的一对中子,总自旋可以为 0, 也可以为 1。

**2. 核子对的转移谱因子** 设靶核 A 的波函数为  $\Psi_{I_A M_A}$ , 余核 B 的波函数为  $\Psi_{I_B M_B}$ , 则  $(t, p)$  反应谱因子  $S_L^t$  定义为<sup>1)</sup>

$$\langle I_B M_B \rangle = \sum_L S_L \langle I_A M_A L M | I_B M_B \rangle | L M; S = 0 \rangle | I_A M_A \rangle. \quad (1)$$

其中  $\langle r | L M; S = 0 \rangle = \phi_{LM}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \xi_0$ ,  $\phi_{LM}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)$  是转移中子对的空间波函数, 转移的轨道角动量为  $L$ ,  $\xi_0$  是它们的自旋波函数, 按照基本假定, 相应的自旋为 0。

在轴对称形变核、 $K_A = K_B = 0$  的情况下,

$$\Psi_{I_A M_A} = \sqrt{\frac{2I_A + 1}{8\pi^2}} \mathcal{D}_{0M_A}^{I_A^*} \chi_0^A, \quad (2)$$

$$\Psi_{I_B M_B} = \sqrt{\frac{2I_B + 1}{8\pi^2}} \mathcal{D}_{0M_B}^{I_B^*} \chi_0^B. \quad (3)$$

$\chi_0^A$ ,  $\chi_0^B$  分别是靶核 A 和余核 B 的内部态波函数。设转移中子对在单粒子能级  $\lambda$  上被俘, 如果略去被俘获中子对与靶核中子之间的反对称, 且认为靶核中子内部态不变, 则  $\chi_0^B$  就可以写成

$$\chi_0^B = \chi_0^A \cdot \chi_0(1', 2'), \quad (4)$$

$$\chi_0(1', 2') = \frac{1}{\sqrt{2}} [\chi_b^{\lambda}(1') \chi_b^{\lambda}(2') - \chi_b^{\lambda}(2') \chi_b^{\lambda}(1')]. \quad (5)$$

这里,  $\chi_b^{\lambda}$  是  $\chi_b^{\lambda}$  的时间反演态,  $(1', 2')$  代表被俘获中子在本地坐标系中的坐标。

将 (2)–(5) 式代入 (1) 式, 经过计算, 可以得到

$$S_L = \sqrt{\frac{2I_A + 1}{2I_B + 1}} \langle I_A 0 L 0 | I_B 0 \rangle \langle \chi_0(1', 2') | \chi_0^{L, S=0}(1', 2') \rangle.$$

1) 这里没有写出转移中子与靶核中子间的反对称而出现的因子。这对谱因子的计算没有影响。

$\chi_b^{l, s=0}(1', 2')$  表示填充在能级  $\lambda$  上的一对核子耦合轨道角动量  $L$ 、自旋  $S = 0$  的波函数。令

$$S_L = \sqrt{\frac{2I_A + 1}{2I_B + 1}} \langle I_A 0 L 0 | I_B 0 \rangle g_L(\lambda), \quad (6)$$

其中,

$$g_L(\lambda) = \langle \chi_0(1', 2') | \chi_b^{l, s=0}(1', 2') \rangle, \quad (7)$$

称为核子对的转移振幅, 它与核子对所处的内部态  $\lambda$  有关, 即转移到不同状态  $\lambda$  上的几率不同。如果  $\chi_b^l$  取为 Nilsson 波函数<sup>[13]</sup>,

$$\chi_b^l = \sum_{iA} a_{iA}^l R_{Ni} Y_{iA} f_{\Sigma}, \quad \Lambda + \Sigma = Q,$$

则有

$$g_L(\lambda) = \sum_{iA} (-)^{l'+\Lambda} a_{iA}^l a_{iA}^{l'} \langle iA l' - \Lambda | L 0 \rangle. \quad (7')$$

特别是, 当初、末态  $I^\pi$  均为  $0^+$  时,  $L = 0$ ,

$$S_0 = g_0(\lambda) = \sum_{iA} \frac{|a_{iA}|^2}{\sqrt{2l + 1}}. \quad (8)$$

计算表明, 对于不同的核子态  $\lambda$ ,  $g_0(\lambda)$  有一定的变化, 大小可以相差一倍。但对于一定的 Nilsson 能级  $\lambda$ ,  $g_0(\lambda)$  随形变参数 ( $\epsilon_2$  和  $\epsilon_4$ ) 变化不大。表 1 给出了本文计算中所用到的  $g_0(\lambda)$  值。

表 1 核子对转移振幅  $g_0(\lambda)^{1)}$

核子态 $\lambda$	$g_0(\lambda)$	相对值 $g_0(\lambda)/g_0(633\uparrow)$	核子态 $\lambda$	$g_0(\lambda)$	相对值 $g_0(\lambda)/g_0(633\uparrow)$
532↓	0.379	1.350	503↑	0.370	1.317
505↑	0.302	1.075	512↓	0.391	1.394
530↑	0.330	1.177	615↑	0.277	0.989
521↑	0.334	1.191	505↓	0.302	1.075
523↓	0.327	1.165	651↓	0.373	1.329
660↑	0.283	1.010	642↓	0.351	1.252
651↑	0.283	1.010	606↑	0.277	0.989
642↑	0.282	1.006	770↑	0.262	0.935
512↑	0.351	1.250	501↑	0.521	1.858
633↑	0.281	1.000	761↑	0.262	0.935
521↓	0.460	1.640	640↑	0.293	1.042
514↓	0.307	1.096	752↑	0.262	0.935
624↑	0.275	0.993	633↓	0.322	1.146
510↑	0.448	1.596	631↑	0.292	1.041

1) 这里列出的是钨核  $g_0(\lambda)$  的平均值。钨核的单粒子能级参数见表 2。

**3. 考虑对力后的转移反应谱因子** 考虑对力时, 靶核和余核的内部态波函数分别为<sup>[9,10]</sup>

$$|A\rangle = \sum_{\rho \dots \delta} V_{\rho \dots \delta}^a S_{\rho}^+ \dots S_{\delta}^+ |0\rangle \quad (9)$$

和

$$|B\rangle = \sum_{\rho \cdots \delta \kappa} V_{\rho \cdots \delta \alpha}^{\alpha'} S_{\rho}^{+} \cdots S_{\delta}^{+} S_{\kappa}^{+} |0\rangle, \quad (10)$$

其中  $S_{\rho}^{+} = a_{\rho}^{+} a_{\rho}^{+}$ ,  $a_{\rho}^{+}$  和  $a_{\rho}^{+}$  是中子的产生算符,  $\rho$  是 Nilsson 态的标记,  $\rho$  是  $\rho$  的时间反演态,  $\alpha = 0, 1, 2, \cdots$  分别代表基态、第一、第二、 $\cdots$   $0^{+}$  对激发态. 完全仿照 2 节的计算, 就可以得到  $(t, p)$  反应的谱因子  $|S_L(I_{\Lambda}^{\alpha} \rightarrow I_{\text{B}}^{\beta})|^2$ ,

$$S_L(I_{\Lambda}^{\alpha} \rightarrow I_{\text{B}}^{\beta}) = \sqrt{\frac{2I_{\Lambda} + 1}{2I_{\text{B}} + 1}} \langle I_{\Lambda} 0 L 0 | I_{\text{B}} 0 \rangle G_L(I_{\Lambda}^{\alpha} \rightarrow I_{\text{B}}^{\beta}), \quad (11)$$

$$G_L(I_{\Lambda}^{\alpha} \rightarrow I_{\text{B}}^{\beta}) = \sum_{\lambda} \sum_{\rho \cdots \delta} V_{\rho \cdots \delta}^{\alpha} V_{\rho \cdots \delta \lambda}^{\alpha'} g_L(\lambda). \quad (12)$$

特别是, 对于  $0^{+} \rightarrow 0^{+}$  反应,  $L = 0$ ,

$$\begin{aligned} S_0(0_{\alpha}^{+} \rightarrow 0_{\beta}^{+}) &= G_0(0_{\alpha}^{+} \rightarrow 0_{\beta}^{+}) \\ &= \sum_{\lambda} \sum_{\rho \cdots \delta} V_{\rho \cdots \delta}^{\alpha} V_{\rho \cdots \delta \lambda}^{\alpha'} g_0(\lambda). \end{aligned} \quad (13)$$

由此可见, 对于基态  $\rightarrow$  基态的  $(t, p)$  反应, 对力的影响有二: (i) 由于  $V_{\rho \cdots \delta}^0, V_{\rho \cdots \delta \lambda}^0$  均为正数而使反应有很大加强. (ii) 大大减弱了谱因子的起伏. 对于基态  $\rightarrow 0^{+}$  对激发态的反应, 由于  $V_{\rho \cdots \delta \lambda}^{\alpha'} (\alpha' \neq 0)$  有正有负, 对力就产生了相消干涉的作用. 因而, 一般说来, 谱因子将显著小于基态  $\rightarrow$  基态的值. 减弱的程度主要依赖于费米面附近能级的分布.

这里, 我们附带指出, 在奇 A 核的情况下, 对于  $\frac{1}{2}^{\pm} \rightarrow \frac{1}{2}^{\pm}$  的转移反应, 也仍然可以应用 (8) 式和 (13) 式, 因为这时也只允许  $L = 0$ . 我们可以仿照偶偶核的计算方法求出谱因子, 只是在求解波函数时, 需要考虑奇核子的堵塞效应.

### 三、钨核的计算结果

我们应用上节的方法计算了偶偶钨核的二核子转移反应谱因子比  $|S_0^{(+)}(g.s. \rightarrow 0_{\alpha}^{+}) / S_0^{(+)}(g.s. \rightarrow g.s.)|^2$ . 这里为了区别  $(t, p)$  反应与  $(p, t)$  反应, 我们在  $S_0$  的右上角增加了附标 (+) 与 (-). 前者表示  $(t, p)$  反应, 后者表示  $(p, t)$  反应.

在计及对力时, 偶偶核的内禀哈密顿量(中子部分)为

$$H_n = \sum_{\nu} \epsilon_{\nu} a_{\nu}^{+} a_{\nu} - G \sum_{\mu, \nu > 0} a_{\mu}^{+} a_{\mu}^{+} a_{\nu} a_{\nu}. \quad (14)$$

其中  $\epsilon_{\nu}$  为中子的单粒子能量, 我们采用 Nilsson 能级<sup>[13]</sup>, 见图 1. 相应的单粒子能级参数列在表 2 中.  $\kappa$  和  $\mu$  是按照<sup>[13]</sup>中的经验公式计算的, 形变参数  $\epsilon_2$  和  $\epsilon_4$  主要根据邻近奇 A 核的单粒子激发谱确定, 同时参考了 Nilsson 等人<sup>[13]</sup>的理论计算值.

适当选取对力强度  $G$  及截断能量  $C$ , 即可用粒子数守恒方法将哈密顿量 (14) 对角化, 求出基态及各  $0^{+}$  对激发态波函数, 进而求出二核子转移反应谱因子比. 我们取  $C = 9\kappa\hbar\omega_0$ ,  $G = 0.50\kappa\hbar\omega_0$ , 计算了<sup>178-186</sup>W 诸偶偶核间的反应谱因子比. 计算结果及相应强度比(或截面比)的实验值均列在表 3 中. 可以看出, 二者相当接近.

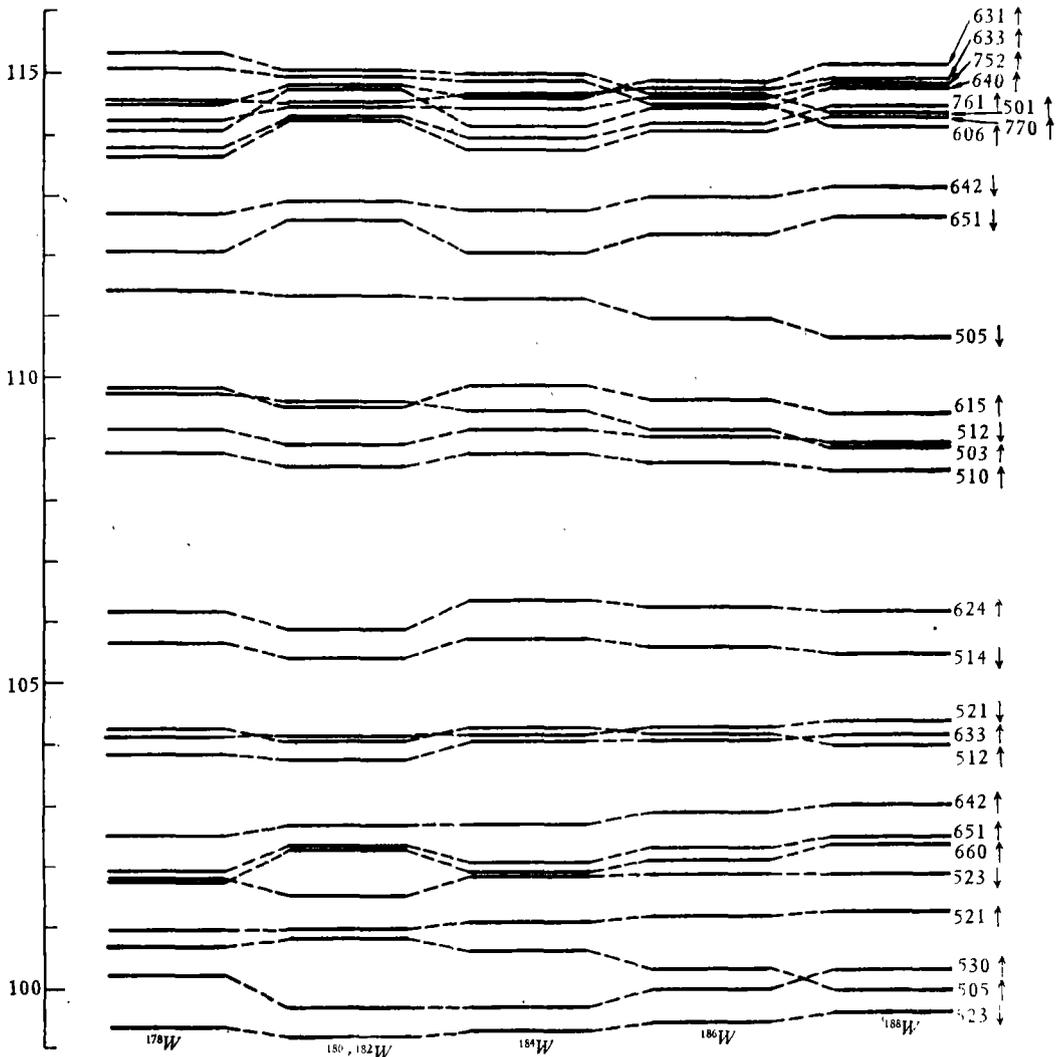


图 1 钨核的单粒子能级(单位:  $\kappa\hbar^2\omega_0$ )

表 2 钨核的单粒子能级参数

	$^{178}\text{W}$	$^{180}\text{W}$	$^{182}\text{W}$	$^{184}\text{W}$	$^{186}\text{W}$	$^{188}\text{W}$
$\kappa$	0.06363	0.06363	0.06363	0.06362	0.06362	0.06362
$\mu$	0.4019	0.4019	0.4019	0.3957	0.3957	0.3957
$\epsilon_2$	0.220	0.230	0.230	0.225	0.215	0.205
$\epsilon_4$	0.065	0.055	0.055	0.050	0.050	0.050

应该说明,本文只是着眼于说明二核子转移反应的总体趋势,因此,我们并没有对单粒子能级及参数  $C$  和  $G$  进行细致的调整。

**(t, p) 反应**

计算得的 (t, p) 反应谱因子比一般均在 0.03 以下。例外的是  $^{180}\text{W}(t, p)^{187}\text{W}$ ,

表3 偶偶钨核的二核子转移反应谱因子比 (截断能量  
 $C = 9\kappa\hbar\omega_0$ , 对力强度  $G = 0.5\kappa\hbar\omega_0$ )

末 态		$(t, p)$ 反应		$(p, t)$ 反应	
余 核	中 子 对激发态	谱因子比	强度比 <sup>[1]</sup>	谱因子比	强度比 <sup>[1]</sup>
		$\left  \frac{S_0^{(+)}(g.s. \rightarrow 0_1^+)}{S_0^{(+)}(g.s. \rightarrow g.s.)} \right ^2$ (计算值)	(实验值)	$\left  \frac{S_0^{(-)}(g.s. \rightarrow 0_1^+)}{S_0^{(-)}(g.s. \rightarrow g.s.)} \right ^2$ (计算值)	(实验值)
<sup>178</sup> W	0 <sub>1</sub> <sup>+</sup>			0.099	0.12
	0 <sub>2</sub> <sup>+</sup>			0.031	0.05
	0 <sub>3</sub> <sup>+</sup>			0.000	
<sup>180</sup> W	0 <sub>1</sub> <sup>+</sup>	0.005		0.066	
	0 <sub>2</sub> <sup>+</sup>	0.017		0.235	0.13
	0 <sub>3</sub> <sup>+</sup>	0.000		0.018	0.03
<sup>182</sup> W	0 <sub>1</sub> <sup>+</sup>	0.314	0.52	0.104	0.16
	0 <sub>2</sub> <sup>+</sup>	0.010		0.028	0.02
	0 <sub>3</sub> <sup>+</sup>	0.030		0.004	
<sup>184</sup> W	0 <sub>1</sub> <sup>+</sup>	0.027	0.01 <sup>[1]</sup>	0.020	0.08
	0 <sub>2</sub> <sup>+</sup>	0.011		0.008	
	0 <sub>3</sub> <sup>+</sup>	0.005		0.000	
<sup>186</sup> W	0 <sub>1</sub> <sup>+</sup>	0.000	<0.007 <sup>[1]</sup>	0.006	
	0 <sub>2</sub> <sup>+</sup>	0.000	<0.007 <sup>[1]</sup>	0.012	
	0 <sub>3</sub> <sup>+</sup>	0.003		0.011	
<sup>188</sup> W	0 <sub>1</sub> <sup>+</sup>	0.003	0.015 <sup>[1]</sup>		
	0 <sub>2</sub> <sup>+</sup>	0.002			
	0 <sub>3</sub> <sup>+</sup>	0.002			

1) 列出的实验值为截面比<sup>[2]</sup>。

$|S_0^{(+)}(g.s. \rightarrow 0_1^+)/S_0^{(+)}(g.s. \rightarrow g.s.)|^2 = 0.314$ 。这个变化趋势和截面比实验值一致。<sup>180</sup>W  $(t, p)^{182}W 反应中, 基态  $\rightarrow 0_1^+$  态谱因子的突然增大, 是由于中子单粒子能级在  $N = 108$  处有一能隙。我们知道, 在 <sup>246</sup>Cm  $(t, p)^{246}Cm 与 <sup>244</sup>Pu  $(t, p)^{246}Pu 反应中也有类似的现象<sup>[7,8]</sup>。$$$

### $(p, t)$ 反应

对于 <sup>180</sup>W  $(p, t)^{178}W 和 <sup>184</sup>W  $(p, t)^{182}W, 理论计算与实验数据相当符合。<sup>186</sup>W  $(p, t)^{184}W 的谱因子比计算值  $|S_0^{(-)}(g.s. \rightarrow 0_1^+)/S_0^{(-)}(g.s. \rightarrow g.s.)|^2$  略小一些。$$$

这里, 需要讨论一下 <sup>182</sup>W  $(p, t)^{180}W。根据我们的计算, 激发到 <sup>180</sup>W 的 0<sub>1</sub><sup>+</sup> 和 0<sub>2</sub><sup>+</sup> 的谱因子分别是基态  $\rightarrow$  基态值的 0.066 和 0.235。实验上也观测到一个强的 0<sup>+</sup> 激发态, 强度为基态值的 0.13, 但激发能为 1.516 MeV, 明显高于邻近偶偶核的 0<sub>1</sub><sup>+</sup> 态能量 (即使对于满子壳层核 <sup>182</sup>W, 0<sub>1</sub><sup>+</sup> 态的能量也只有 1.138 MeV)。我们注意, Graetzer 等人<sup>[14]</sup> 曾报告过, <sup>180</sup>W 有一个 0<sup>+</sup> 能级在 0.908 MeV 处, 而这个能级在  $(p, t)$  反应中却没有看到<sup>[1]</sup>。因此, 我们暂且把 1.516 MeV 能级视为 0<sub>2</sub><sup>+</sup> 态。$

和 <sup>182</sup>W  $(p, t)^{180}W 相对应, 我们还计算了奇 A 核 <sup>183</sup>W  $(p, t)^{181}W 的谱因子。<sup>183</sup>W 的基态自旋为 1/2<sup>-</sup>。 $(p, t)$  反应中测得 <sup>181</sup>W 的两个 1/2<sup>-</sup> 态, 激发能分别为 0.454 和 1.864 MeV, 微分截面峰值分别为 280 和 44  $\mu\text{b}/\text{sr}$ <sup>[15]</sup>。这两条能级正相当于 <sup>180</sup>W 的基态和 1.516 MeV$$

能级。由于  $1/2^- \rightarrow 1/2^-$  的直接转移反应中也只允许转移角动量  $L = 0$ ，我们可以完全仿照偶偶核  $0^+ \rightarrow 0^+$  反应的计算，求得激发到这两条能级的谱因子比为 0.182，与截面比 (0.16) 非常接近。

### 四、几点讨论

#### 1. 单粒子能级及参数 $C$ 和 $G$ 的选取

前面已经提到，选取单粒子能级的主要依据是邻近奇  $A$  核的单粒子激发能谱，特别是要给出正确的基态自旋宇称。在此前提下，谱因子比的计算值对单粒子能级不甚敏感。例如，固定  $^{182}\text{W}$  的形变参数  $\epsilon_2 = 0.230$ ， $\epsilon_4 = 0.055$ ，而令  $^{184}\text{W}$  的形变参数在一定范围内变化，得到的谱因子比在数值上虽稍有差异，但总体趋势上并没有明显的变化，见表 4。

表 4  $^{182}, ^{184}\text{W}$  间转移反应谱因子比随形变参数的变化  
(截断能量  $C = 9\kappa\hbar\omega_0$ ，对力强度  $G = 0.5\kappa\hbar\omega_0$ )

$\epsilon_2(^{184}\text{W})$		0.225		0.215	
$\epsilon_4(^{184}\text{W})$		0.050	0.060	0.050	0.060
$(t, p)$ 反应	$0_1^+$	0.027	0.028	0.021	0.024
	$0_2^+$	0.011	0.043	0.001	0.020
	$0_3^+$	0.005	0.000	0.005	0.001
$(p, t)$ 反应	$0_1^+$	0.104	0.102	0.105	0.108
	$0_2^+$	0.028	0.033	0.026	0.029
	$0_3^+$	0.004	0.003	0.005	0.005

同样，如果固定单粒子能级和截断能量  $C$ ，则谱因子比随对力强度  $G$  也有缓慢的变化。见图 2。在大多数情况下，当  $G$  增大时，谱因子比减小。这是因为随着  $G$  的增大，由于相干效应，使得基态  $\rightarrow$  基态反应的加强更为强烈。

至于截断能量  $C$  的增减，一般说来，和增减对力强度  $G$  具有同样的效果。

#### 2. 关于核子对转移振幅

表 5 核子对转移振幅为常数或不为常数时的基态  $\rightarrow 0_1^+$  / 基态  $\rightarrow$  基态谱因子比  
(截断能量  $C = 9\kappa\hbar\omega_0$ ，对力强度  $G = 0.5\kappa\hbar\omega_0$ )

余核	$(t, p)$ 反应			$(p, t)$ 反应		
	谱因子比计算值		强度比	谱因子比计算值		强度比
	$g_0(\lambda) = \text{常数}$	$g_0(\lambda) \neq \text{常数}$	实验值	$g_0(\lambda) = \text{常数}$	$g_0(\lambda) \neq \text{常数}$	实验值
$^{178}\text{W}$				0.071	0.099	0.12
$^{180}\text{W}$	0.008	0.005		0.053	0.066	
$^{182}\text{W}$	0.182	0.314	0.52	0.182	0.104	0.16
$^{184}\text{W}$	0.050	0.027	0.01 <sup>1)</sup>	0.012	0.020	0.08
$^{186}\text{W}$	0.000	0.000	<0.007 <sup>1)</sup>	0.004	0.006	
$^{188}\text{W}$	0.013	0.003	0.015			

1) 列出的数值为截面比。

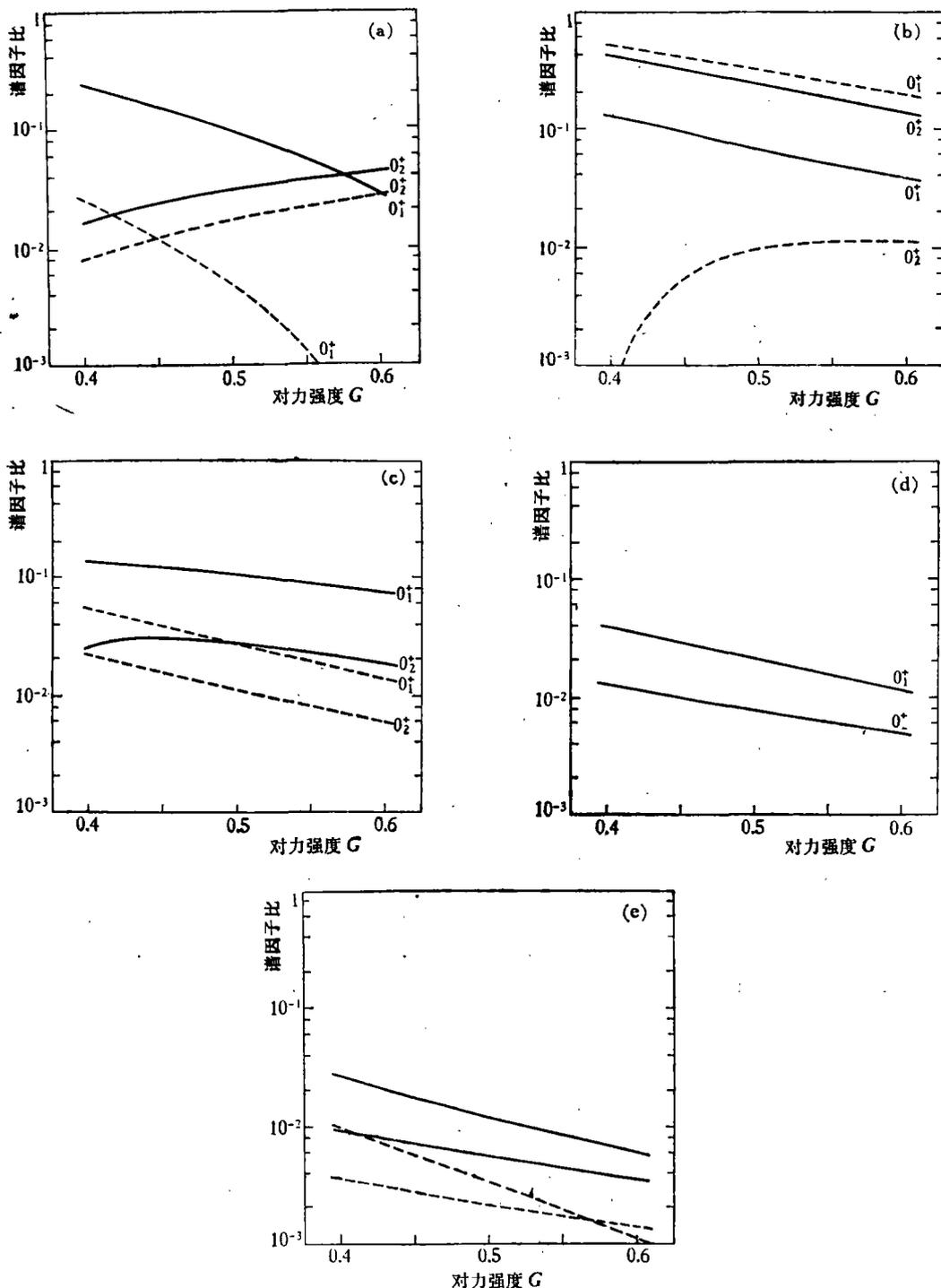


图2 转移反应谱因子比随对力强度  $G$  的变化截断能量  $C$  固定为  $9\kappa\hbar\omega_0$ 。图中只画出了  $|S_0^{(\pm)}(g.s. \rightarrow 0_1^+)|^2 / |S_0^{(\pm)}(g.s. \rightarrow g.s.)|^2$  与  $|S_0^{(\pm)}(g.s. \rightarrow 0_2^+)|^2 / |S_0^{(\pm)}(g.s. \rightarrow g.s.)|^2$ 。

(a)  $^{178}\text{W}(t, p)^{180}\text{W}$  (虚线) 与  $^{180}\text{W}(p, t)^{178}\text{W}$  (实线); (b)  $^{180}\text{W}(t, p)^{182}\text{W}$  (虚线) 与  $^{182}\text{W}(p, t)^{180}\text{W}$  (实线); (c)  $^{182}\text{W}(t, p)^{184}\text{W}$  (虚线) 与  $^{184}\text{W}(p, t)^{182}\text{W}$  (实线);

(d)  $^{186}\text{W}(p, t)^{184}\text{W}$  激发到  $^{186}\text{W}$  的  $0_1^+$  和  $0_2^+$  态的谱因子比均在 0.001 以下;

(e)  $^{186}\text{W}(t, p)^{188}\text{W}$  (虚线) 与  $^{188}\text{W}(p, t)^{186}\text{W}$  (实线)

和[11]相比,本文的一个改进之处是放弃了核子对转移振幅  $g_0(\lambda)$  为常数的假定. 一般说来,计算结果有所改善. 作为对比,表 5 中列出了两种情况下基态  $\rightarrow 0_1^+$  与基态  $\rightarrow$  基态的反应谱因子之比.

### 3. $(p, t)$ 和 $(t, p)$ 反应截面比的不对称性

根据现有实验数据,对于希土区和钢系区的一系列偶偶核,基态  $\rightarrow 0_1^+$  的  $(p, t)$  反应截面约为基态  $\rightarrow$  基态反应截面的 10—20%, 而  $(t, p)$  反应截面一般只是相应基态  $\rightarrow$  基态截面的 1% 左右. 因此,在  $(p, t)$  反应中可以激发的  $0_1^+$  态,在  $(t, p)$  反应中一般却难以观测到. 这个现象已经引起了实验和理论工作者的注意<sup>[16,17]</sup>, 因为按照流行的形变核理论,包括用 BCS 方法处理对关联,都难以解释.

根据我们的计算,  $A(p, t)B(0_1^+)/A(p, t)B(g. s.)$  谱因子比一般要比  $B(t, p)A(0_1^+)/B(t, p)A(g. s.)$  大几倍甚至一个量级,和实验趋势相当符合. 造成  $(t, p)$  和  $(p, t)$  反应的这种差异(我们姑且称之为不对称性)的主要原因是单粒子能级的不均匀分布. 而在通常习用的 BCS 处理中,由于粒子数不守恒,这种效应被掩盖了. 详细论述见另文<sup>[18]</sup>.

程檀生同志提供了矩阵对角化的计算程序,谨致谢忱.

### 参 考 文 献

- [1] M. H. Mortensen, R. R. Betts and C. K. Bockelman, *Phys. Rev.*, **C21**(1980), 2275.
- [2] R. R. Betts and M. H. Mortensen, *Phys. Rev. Lett.*, **43**(1979), 616.
- [3] E. R. Flynn and D. G. Burke, *Phys. Rev.*, **C17**(1978), 501.
- [4] J. V. Maher, J. R. Erskine, A. M. Friedman, J. P. Schiffer and R. H. Siemssen, *Phys. Rev. Lett.*, **25**(1970), 302.
- [5] J. V. Maher, J. R. Erskine, A. M. Friedman, R. H. Siemssen and J. P. Schiffer, *Phys. Rev.*, **C5**(1972), 1380.
- [6] A. M. Friedman, K. Katori, D. Albright and J. P. Schiffer, *Phys. Rev.*, **C9**(1974), 760.
- [7] E. R. Flynn, G. L. Struble, R. G. Lanier and L. G. Mann, *Phys. Lett.*, **67B**(1977), 158.
- [8] R. E. Brown, J. A. Cizewski, E. R. Flynn and J. W. Sunier, *Phys. Rev.*, **C20**(1979), 1301.
- [9] 曾谨言, 高能物理与核物理, **2**(1978), 423.
- [10] 程檀生、曾谨言, 高能物理与核物理, **4**(1980), 503.
- [11] Chongshi Wu and C. Y. Tseng, Proceedings of the International Conference on Nuclear Physics (Aug. 24—30, 1980, Berkeley, California), Vol. 1, p. 831.
- [12] R. A. Broglia, O. Hansen and C. Biedel, Advances in Nuclear Physics (edited by M. Baranger and E. Vogt, Plenum Press, New York-London, 1973), Vol. 6, p. 287.
- [13] S. G. Nilsson, C. F. Tsang, A. Sobiczewski, Z. Szymański, S. Wycech, O. Gustafson, I. L. Lamm, P. Möller and B. Nilsson, *Nucl. Phys.*, **A131**(1969), 1.
- [14] R. Graetzer, G. B. Hagemann, K. Hagemann and B. Elbek, *Nucl. Phys.*, **76**(1966), 1.
- [15] M. H. Mortensen, R. R. Betts and C. K. Bockelman, *Phys. Rev.*, **C21**(1980), 2288.
- [16] R. E. Griffin, A. D. Jackson and A. B. Volkov, *Phys. Lett.*, **36B**(1971), 281.
- [17] W. I. Van Rij and S. H. Kahana, *Phys. Rev. Lett.*, **33**(1972), 50.
- [18] 吴崇试、曾谨言, 科学通报, **26**(1981), 659.

## TWO-NUCLEON TRANSFER REACTIONS ON DEFORMED NUCLEI

WU CHONG-SHI ZENG JIN-YIAN (C. Y. Tseng)

(*Beijing University*)

### ABSTRACT

The spectroscopic factors of two-nucleon transfer reactions between even tungsten nuclei have been calculated with the particle number conservation method for treating the pairing force. The gross features of the calculated spectroscopic factors are in agreement with the observed results. The difficulties encountered in the pair-rotational and pair-vibrational pictures disappear in our treatment.