

# 尝试利用导致连续态的 $\alpha$ 转移反应 提取重核表面的 $\alpha$ 集团的预形成几率

徐树威 吴国华 缪容之 韩 飞

(中国科学院近代物理研究所)

## 摘 要

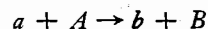
本文完善了 T. Udagawa 和 T. Tamura 等人<sup>[1]</sup>发展的参数化方法, 利用 EFR-DWBA 程序分析了导致连续态的  $^{208}\text{Pb}$  ( $^{12}\text{C}$ ,  $^8\text{Be}$ )  $^{212}\text{Po}$  的  $\alpha$  转移反应的实验双微分能谱, 从中提取了在  $^{212}\text{Po}$  核表面  $\alpha$  粒子的预形成几率, 结果与由  $\alpha$  衰变实验数据提取的预形成几率在计算误差范围内一致。

## 引 言

近三十年来, 直接反应理论已经被广泛地用于分析导致分主态的转移反应(包括  $\alpha$  转移反应)的实验数据, 成功地获取大量的核谱知识。随着重离子核反应的发展, 人们逐渐积累了不少导致连续态的转移反应数据。如果不加修改地将 EFR-DWBA 方法直接用来拟合这些实验数据, 需要的计算时间长得惊人, 乃至无法实行此类计算。七十年代末期 T. Udagawa 和 T. Tamura 等人<sup>[1]</sup>在重离子反应半经典特征的基础上发展了一种参数化方法, 可以将 EFR-DWBA 用来拟合导致连续态的转移反应的实验数据。并且对不少轻靶核和中重靶核的情况进行过实际计算<sup>[2]</sup>, 能够较好地拟合实验双微分能谱的相对形状, 但由于计算中保留了一些近似和不确定的因素, 而谱密度的选取又不十分严格, 就其计算的绝对值的可靠程度来说还只能达到一个数量级的范围。本文进一步完善了他们的办法, 并尝试性地拟合了一个余核为  $\alpha$  衰变核的实验例子, 将从中提取的重核表面的  $\alpha$  粒子的预形成几率与由  $\alpha$  衰变方法提取的值进行定量比较, 看这种被完善了的方法能否用来分析导致连续态的  $\alpha$  转移反应, 从中获取有益的核谱学知识。

## 基本计算公式

如果我们研究的反应为



则出射粒子  $b$  的双微分能谱为

本文 1981 年 11 月 23 日收到。

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE_b}(E_b, \theta) = C_a \sum_J \frac{d\sigma}{d\Omega}(E^*, J, \theta) \rho(E^*, J), \quad (1)$$

其中  $C_a$  为被转移核子或集团在弹核中的谱因子,  $E_b$  为出射道能,  $\theta$  为质心系中粒子  $b$  的出射角,  $\frac{d\sigma}{d\Omega}$  为用 EFR-DWBA 方法计算得到的出射粒子  $b$  的微分截面,  $\rho$  为被转移核子或集团在余核中的谱密度,  $E^*, J$  为反应发生后, 被转移核子或集团在余核中所处状态的激发能和自旋。

$$E^* = Q_{gg} - E_b + E_a$$

$Q_{gg}$  为基态反应  $Q$  值,  $E_a$  为入射道能。

在重离子引起的多核子转移反应中, 被转移的角动量  $l$  很大, 一般取近似  $J = l$ 。

用 EFR-DWBA 方法计算出射粒子微分截面, 我们采用的是 T. Tamura 的公式系统<sup>[3]</sup>:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega}(E_b, l, \theta) &= \frac{\mu_a \mu_b}{(2\pi\hbar^2)^2} \frac{k_b}{k_a} \frac{2I > +1}{2I_A + 1} \frac{2S > +1}{2S_a + 1} \left( \frac{4\pi}{k_a k_b} \right)^2 \\ &\cdot \sum_{m_l = -l}^l \left| \sum_{l_a l_b} (-)^{l_b + m_l} \hat{l}_a \hat{l}_b (l_a 0 l_b m_l | l m_l) \right. \\ &\cdot \left. I_{l_a l_b}^{l_1 l_2}(E_a, E_b) G_{l_b - m_l} P_{l_b m_l}(\theta) \right|^2 \end{aligned} \quad (2)$$

其中动力学因子用 EFR-DWBA 程序<sup>[4]</sup>进行计算

$$I_{l_a l_b}^{l_1 l_2}(E_b, E_a) = (k_a k_b)^{-1} \int \chi_{l_b}(r_b) F_{l_a l_b}^{l_1 l_2}(r_a r_b) \chi_{l_a}(r_a) dr_a dr_b \quad (3)$$

但我们并不需要针对所考虑的  $l_2$  (被转移核子或集团在弹核中的轨道角动量),  $l_1$  (被转移核子或集团在余核中的轨道角动量),  $l$  (被转移的角动量),  $l_a$  (入射道的轨道角动量),  $l_b$  (出射道的轨道角动量),  $E_a$  和  $E_b$  的全部变化范围把  $I_{l_a l_b}^{l_1 l_2}(E_b, E_a)$  计算出来, 我们只需要计算一些典型值, 而后用类似于[1]中给出的参数化公式, 定出式中的参数, 获得动力学因子的解析表达式:

$$\begin{aligned} I_{l_a l_b}^{l_1 l_2}(E_b, E_a) &= N_0 (l_1 l_2 l_a l_b) \exp[-(l_b - l_b^{(0)})^2 / \Gamma_b^2] \\ &\cdot \exp[-(Q - Q_0)^2 / \Gamma_Q^2] \exp[i\delta] \end{aligned} \quad (4)$$

其中反应  $Q$  值:  $Q = E_b - E_a$ ;  $N_0, l_b^{(0)}, \Gamma_b, Q_0, \Gamma_Q, \delta$  为待定参数。(4)式中的两个高斯函数分别表示物理上的  $l$  窗和  $Q$  窗。

(2)~(4)中未加说明的物理量的意义请参考原始文献[1]和[3]。

## 计算中的改进

在 T. Udagawa<sup>[1,2]</sup> 等人的工作中, 计算动力学因子时, 被转移核子或集团在余核中的波函数, 他们近似地采用基态波函数代替。对于  $\alpha$  衰变核,  $\alpha$  粒子在其中的状态不再是束缚态, 而是准束缚态。我们仿照 R. M. Devries 的方法<sup>[5]</sup>, 编制了一个计算准束缚态波函数的程序<sup>[6]</sup>来计算  $\alpha$  粒子的准束缚态的波函数。我们的计算结果表明, 对  $^{208}\text{Pb} + \alpha$  系统,

处于基波函数似会给严后表象

(5)式出射粒子分别表示子转移其它几的程序 Devries<sup>[5]</sup> 互作用用项在我们在明, 增加被

$\rho(E^*, \dots)$  的物理法, 一种密度与度并不: 第二种, 新的途先形成度). 2)

的能级 $\alpha$  集团由

(1)

中粒子  
为被转

核中所

= 1.

的公式系

(2)

(3)

(被转移  
动量),  $h$ , 我们只  
获得动力

(4)

两个高斯

E 余核中的  
态不再是系  
束态波函  
+  $\alpha$  系统

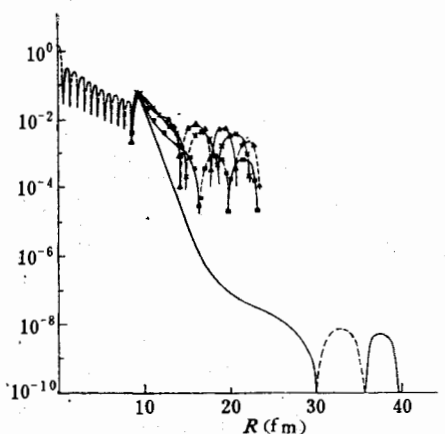
处于基态自旋为 0 的  $\alpha$  粒子的波函数与处于激发能为 10MeV 自旋从 0 到 10 之间变化的波函数是有明显差别的(图 1)。由于波函数在核表面部份的差别, 估计用基态波函数近似会给截面计算带来几倍的误差。在我们 EFR-DWBA 计算中采用了准束缚态波函数。

严格地说来, 引起转移的残余相互作用势应为严格的两体作用与平均光学势之差。在后表象中(图 2)可以写为:

$$V(\text{post}) = V_{bx}^N(\mathbf{r}_{bx}) + V_{bA}^N(\mathbf{r}_{bA}) - U_{bB}^N(\mathbf{r}_{bB}) \\ + V_{bx}^C(\mathbf{r}_{bx}) + V_{bA}^C(\mathbf{r}_{bA}) - U_{bB}^C(\mathbf{r}_{bB}), \quad (5)$$

(5) 式中,  $x$  表示被转移的核子或集团,  $b$  表示出射粒子,  $A$  为靶核,  $B$  为余核, 上指标  $N$  和  $C$  分别表示核相互作用和库仑相互作用。在单核子转移的情况下, 只有第一项  $V_{bx}^N(\mathbf{r}_{bx})$  有贡献, 其它几项基本上互相对消。在 T. Tamura 等人的程序中<sup>[3]</sup>, 也只包含这一项。但根据 R. M. Devries<sup>[7]</sup> 的建议, 对于多核子转移反应库仑相互作用应当全部予以考虑, 至于其余两个核作用项在后表象的情况下仍然可以忽略。因此, 我们在程序中加入了三个库仑项。实际计算表明, 增加库仑项后, 截面值下降了 30—40%。

被转移核子或集团在余核中的谱密度  $\rho(E^*, J)$  是一个难于准确确定而又十分重要的物理量。在已往的工作<sup>[2,8,9]</sup> 中采用过两种方法, 一种是用统计谱密度, 不过复合核的统计谱密度与直接转移后核子或集团在余核中的谱密度并不等同, 在相对计算中假定二者成正比还勉强可以, 如果用来绝对计算就不合适了。第二种是用  $SU_3$  群方法计算壳模型谱密度, 但对重核这种方法不大合适。所以需要寻找新的途径。我们仿照 L. Milazzo-Colli 等人<sup>[10]</sup> 的做法, 假定: 1) 在重核表面, 有一定几率预先形成  $3\alpha$  集团, 它们像单核子那样具有能级密度  $g/4$  (其中  $g$  是通常单核子的能级密度)。2)  $\alpha$  粒子处于准束缚态时, 结合松弛, 壳效应影响不大, 在核中单核子(因而  $\alpha$  集团)

图 1  $\alpha$  粒子在  $^{212}\text{Po}$  中的准束缚态波函数

|        | $E^*$ | $L$ |   |
|--------|-------|-----|---|
| — 正值   | 0     | 0   | — |
|        | 10MeV | 0   | ⊗ |
| --- 负值 | 10MeV | 5   | ⊗ |
|        | 10MeV | 10  | ● |

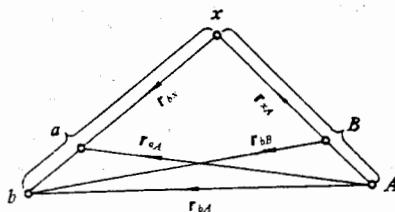


图 2 DWBA 计算中的矢量关系图

的能级密度是均匀的。3) 在转移时  $\alpha$  集团对末态的填充是等几率的。因此, 我们所需的  $\alpha$  集团的谱密度应当为:  $g/4P_\alpha$ , 此处  $P_\alpha$  是相邻 4 个核子组成  $\alpha$  集团的预形成几率。

## 由 $\alpha$ 衰变实验数据提取重核表面 $\alpha$ 集团的预形成几率

在(1)式中,如果  $C_\alpha$  取理论值  $(0.55)^{[11]}$ , 除  $P_\alpha$  外, 其它的物理量都可以计算出来, 然后与实验测的双微分能谱比较, 就可以提取  $P_\alpha$  值. 不过用这种方法由转移反应的实验数据来提取  $P_\alpha$  值这还是第一次. 所以希望对提取的结果加以检验, 看是否合理、可信. 我们知道, 对于  $\alpha$  衰变的偶-偶核 R. Bonetti 等人<sup>[12]</sup> 曾经根据实验测定的  $\alpha$  衰变常数 ( $\lambda$ ) 提取过预形成几率  $P_\alpha$ , 其公式如下:

$$P_\alpha = \frac{2\alpha\hbar g\lambda}{4T} \quad (6)$$

其中  $g$  是重核的单核子能级密度,  $T$  是  $\alpha$  粒子在重核中穿透库仑位垒的穿透因子.  $T$  的计算值随核势参数的变化十分灵敏, 后者通常采用 Igo 指数型, 又以 I. O. Rasmussen<sup>[13]</sup> 计算用的参数最常用. 因为在 EFR-DWBA 计算中我们用的是 Woods-Saxon 位, 所以为了便于比较, 我们改用了 Woods-Saxon 型的核势, 所用的参数值: 阱深  $V_0=100\text{MeV}$ , 半径  $R = r(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$ , 其中衰变核的总质量数为  $A + 4$ , 半径参数  $r = 1.11$ , 弥散度  $a = 0.6\text{fm}$ . 利用上述参数, 我们把 J. O. Rasmussen 的全部计算<sup>[13]</sup> 加以重复, 得到的位垒穿透因子在  $\pm 20\%$  的误差范围内与 J. O. Rasmussen 的结果一致. 在同一篇文章中 R. Bonetti 等人还列举了由  $(n, \alpha)$ ,  $(p, \alpha)$  等前平衡发射的实验数据所提取的  $P_\alpha$  值, 结果表明, 在很大的核素范围内, 由稀土到铜系元素, 获得的  $P_\alpha$  值随激发能改变并无明显的变化. 所以我们打算把属于激发态的由转移反应提取的  $P_\alpha$  值与属于基态的由  $\alpha$  衰变提取的  $P_\alpha$  值加以比较.

## 计算结果与讨论

利用上述方法我们挑选了余核是  $\alpha$  衰变核的  $\alpha$  转移反应  $63.7\text{ MeV } ^{12}\text{C} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^9\text{Be} + ^{212}\text{Po}$  作为例子, 具体计算了在擦边角附近 ( $\theta = 120^\circ$ ) 出射  $^9\text{Be}$  集团的双微分能谱, 并与 W. Dännweber 等人<sup>[14]</sup> 的实验结果作了比较.

计算中我们所用的参数是这样的:

(1) 光学模型参数: 我们利用自动调参光学模型程序<sup>[15]</sup> 拟合了  $64.3\text{MeV } ^{12}\text{C} + ^{209}\text{Bi}$  的实验数据, 从而定出我们所用的参数, 而且出射道和人射道参数相同 (表 1)

表 1 W-S 型光学位参数

| $V(\text{MeV})$ | $W(\text{MeV})$ | $r_0(\text{fm})$ | $r_1(\text{fm})$ | $a(\text{fm})$ | $a_i(\text{fm})$ | $r_c(\text{fm})$ |
|-----------------|-----------------|------------------|------------------|----------------|------------------|------------------|
| -100            | -12.3           | 1.15             | 0.72             | 0.6            | 0.56             | 1.30             |

(2) 计算  $\alpha$  集团在  $^{12}\text{C}$  中的束缚态波函数所用的参数: 我们选取常用参数  $a = 0.65$ ,  $R = 1.25 \times 8^{1/3}$ , 用调整结合能与实验值  $7.367\text{ MeV}$  相同来确定势阱深度  $V$ , 波函数的节点数采用下列方程来决定:

假定组  
(3)  
这一组  
共同的参  
 $^{212}\text{Po}$  基  
的节点  
确  
后利用

其中  $l_0$   
 $\Gamma_b = 7$   
时;  $\Gamma_0$   
道擦边  
参  
的计算  
还

其中  $a$   
表的  $\alpha$   
在  
径参数  
影响;  
所以, 粗  
从  
我们采  
常数定

$$2(N-1) + L = \sum_{i=1}^4 [2(n_i - 1) + l_i] \quad (7)$$

假定组成  $\alpha$  粒子的四个核子处于  $1p$  态, 结果求出  $(N-1) = 2$ , 即  $\alpha$  处于  $2s$  态.

(3) 计算  $\alpha$  集团在余核  $^{212}\text{Po}$  中的准束缚态波函数所用的参数: 最后的计算结果对于这一组参数的变化十分灵敏. 为了消除参数的不确定性, 我们选用由  $\alpha$  衰变提取  $P_\alpha$  时相同的参数:  $r = 1.11$ ,  $a = 0.60$ , 用调整结合能值与实验相同来确定势阱深度  $V$ . 对于  $^{212}\text{Po}$  基态, 定出的  $V = 126\text{MeV}$ , 我们在有关  $\alpha$  衰变计算时, 取  $V = 100\text{MeV}$ . 波函数的节点数同样由(7)式按照基态的情形确定出来. 结果  $N-1 = 11$ .

确定参数以后, 利用 EFR-DWBA 的方法, 由(3)式计算出近 1000 个动力学因子, 然后利用最小二乘法定出参数化表达式(4)中的参数:

$$N_0 = k_1 + k_2 l + (k_3 + k_4 l) l_d$$

其中  $l_d = l_b - l_a$ ,  $k_1 = -2.305$ ,  $k_2 = -0.291$ ,  $k_3 = -0.228$ ,  $k_4 = 0.016$ ; 其余参数  $\Gamma_b = 7.5 \pm 1.0$ ;  $l_b^{(0)} = 6.9$  当  $|Q| \geq 22\text{MeV}$  时;  $l_b^{(0)} = 36.5 + 1.35Q$ , 当  $|Q| < 22\text{MeV}$  时;  $\Gamma_0 = 4.6 \pm 1.0$ ;  $Q_0 = -19.8 \pm 1.0$ ;  $\delta$  选用  $Q = Q_0$  附近出射道的擦边角, 它与入射道擦边角很相近, 其值为  $130^\circ$ .

参数化以后的动力学因子代入(2), 再代入(1)就可以算出双微分能谱, 图 3 就是我们的计算结果与实验数据的比较.

还有一点值得说明, 在(1)式中

$$\rho(E^*, J) = \frac{g}{4} P_\alpha = \frac{6}{\pi^2} \cdot \frac{a}{4} \bar{P}_\alpha \quad (8)$$

其中  $a$  是单核子能级密度参数, 一般为  $\frac{A}{7} - \frac{A}{15}$ . 我们选取  $a = \frac{A}{10}$ , 这样一来,  $\frac{g}{4}$  所代表的  $\alpha$  粒子能级密度就比较接近实验测量结果 (图 3).

在我们的计算中, 主要误差来源与文献[16]所指出的相同. 束缚态波函数计算中, 半径参数对截面的影响约为  $\pm 50\%$ ; 将束缚态波函数计算中节点数变化 1 个将带来  $15\%$  的影响; 势阱深度改变  $25\%$  截面将改变一倍. 不同之处是参数化方法还会带来新的误差. 所以, 粗糙地估计我们的计算截面的绝对值大约有 3 倍的误差.

从图 3 拟合, 当  $C_\alpha$  取理论值 0.55 时, 我们由转移反应提取的  $P_\alpha = 0.55$ . 另一方面, 我们采用 J. O. Rasmussen[13] 方法计算透射因子, 而后由(6)式从  $^{212}\text{Po}$  的  $\alpha$  衰变的衰变常数定出的  $P_\alpha = 0.28$ . 二者相差约一倍, 可以说在计算的误差范围内是一致的.

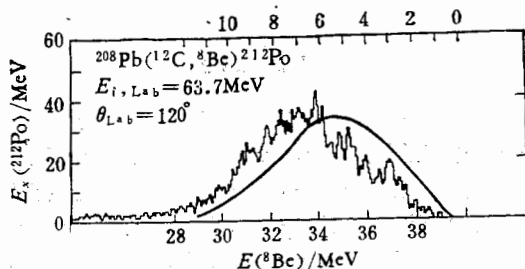


图 3  $^{208}\text{Pb}(^{12}\text{C}, ^8\text{Be})^{212}\text{Po}$  的实验和理论(光滑曲线)双微分能谱(纵坐标的单位是  $0.01526\text{mb/sr} \cdot \text{MeV}$ )

出来, 然  
均实验数  
可信. 我  
数( $\lambda$ )提

(6)

子. T  
Rasmuss-  
on 位, 所  
100MeV,  
弥散度  
到的位  
中 R. Bo-  
结果表  
明显的变  
衰变提取

$^{208}\text{Pb} \rightarrow ^8\text{Be}$   
能谱, 并

$^{209}\text{Bi}$  的

$r_c(\text{fm})$

1.30

$a = 0.65$ ,

波函数

最后,我们得到这样的结论,由 T. Udagawa 和 T. Tamura 等人发展的,而被我们完善的参数化方法,有可能用来分析导致重核连续态的  $\alpha$  集团转移反应的实验数据,并可以从中获取一些有价值的核谱知识。

## 参 考 文 献

- [1] T. Udagawa, T. Tamura and D. Price, *Phys. Rev.*, **C21**(1980), 1891.  
 [2] T. Udagawa, T. Tamura and B. T. Kin, *Phys. Lett.*, **82B**(1978), 349; T. Udagawa and T. Tamura, *Phys. Rev. Lett.*, **41**(1978), 1770; **42**(1979), 1501; H. Frolich, T. Shimoda, M. Ishihara, K. Nagatani, T. Udagawa and T. Tamura, *Phys. Rev. Lett.*, **42**(1979), 1518; M. Ishihara, T. Shimoda, H. Frolich, H. Kamitsubo, K. Nagatani, T. Udagawa and T. Tamura, *Phys. Rev. Lett.*, **43**(1979), 111.  
 [3] T. Tamura and K. S. Low, *Computer Physics Communications*, **8**(1974), 349.  
 [4] 中国科学院近代物理研究所内部资料, 韩飞, 徐树威。  
 [5] R. M. Devries, *Computer Physics Communications* **11**(1976), 249.  
 [6] 中国科学院近代物理研究所内部资料, 季容之, 徐树威。  
 [7] R. M. Devries, *Phys. Rev.*, **C11**(1975), 2105.  
 [8] 徐树威, 冉启惠, 马洪范, *高能物理与核物理*, **2**(1978), 534.  
 [9] M. C. Mermaz, *Phys. Rev.*, **C20**(1979), 1962.  
 [10] L. Milazzo-Colli, G. M. Braga-Marcuzzan and M. Milazzo, *Nuovo Cimento* **30A**(1975), 632.  
 [11] D. Kurath, *Phys. Rev.*, **C7**(1973), 1390.  
 [12] R. Bonetti and L. Milazzo-Colli, *Phys. Lett.*, **49B**(1974), 17.  
 [13] J. O. Rasmussen, *Phys. Rev.*, **113**(1959), 1593.  
 [14] W. Dünnweber, H. Ho, K. Haberkaut and J. P. Wurm, *Proc. Int. Conf. on Reactions between Complex Nuclei*, Nashville, U.S.A., **1**(1974), 71.  
 [15] 中国科学院近代物理研究所内部资料, 徐树威, 吴国华。  
 [16] W. G. Davies, R. M. Devries, G. C. Ball, J. S. Forster, W. Melatchie, D. Shapira, J. Toke and R. E. Warner, *Nucl. Phys.*, **A269**(1976), 477.

TRY TO EXTRACT THE PREFORMATION PROBABILITY  
 OF  $\alpha$ -CLUSTER AT THE SURFACE OF HEAVY NUCLEI  
 BY MEANS OF  $\alpha$ -TRANSFER REACTIONS LEADING  
 TO THE CONTINUUM STATES

XU SHU-WEI WU GUO-HUA MIAO RONG-ZHI HAN FEI

(Institute of Modern Physics, Academia Sinica)

## ABSTRACT

The method of parametrization of EFR-DWBA overlap integral developed by T. Udagawa and T. Tamura et al.<sup>[1]</sup> is improved. Using the improved method we have fitted the experimental double differential energy spectrum of  $^6\text{Be}$ -cluster coming from the reaction  $^{208}\text{Pb} (^{12}\text{C}, ^6\text{Be}) ^{212}\text{Po}$  leading to the continuum states and extracted the preformation probability of  $\alpha$ -cluster at the surface of  $^{212}\text{Po}$  nucleus. Within the range of calculation error, the result is in agreement with that extracted from fitting the experimental data of  $\alpha$ -decay.

令  
—  
7  
壳  
原  
矩及形  
核电荷  
<1%。  
核)。r  
变化就  
幅度要  
在整个  
构对电  
壳  
形状。r  
以通过  
导致的  
子核的  
的集体  
分析四  
设原  
(或假设

本文  
1) 本文  
础上  
将是  
2) 设原  
核子