

# $^{89}\text{Y}(\alpha, p)^{92}\text{Zr}$ 反应中的核芯激发 和全微观理论分析

袁 坚 毛志强 张培华 袁容芳 鲍秀敏  
王远大 徐建平 许 燮 孙祖训

(中国原子能科学研究院, 北京)

## 摘 要

测量了  $^{89}\text{Y}(\alpha, p)^{92}\text{Zr}$  反应的基态和几个激发态的微分截面及  $^{89}\text{Y}(\alpha, \alpha)^{89}\text{Y}$  弹性散射微分截面。利用  $^{89}\text{Y}$ 、 $^{92}\text{Zr}$  的壳模型波函数对该反应基态和第一激发态的实验数据进行了完全微观 DWBA 理论分析。具有核芯激发组态的核波函数明显地改善了不同末态的截面相对强度, 而对角分布的形状影响甚微。它表明具有核芯激发组态的  $^{89}\text{Y}$ 、 $^{92}\text{Zr}$  核波函数有较好的实验基础。最后, 讨论了  $^{89}\text{Y}(\alpha, p)^{92}\text{Zr}$  反应的截面绝对值问题, 揭示了  $\alpha$  浅势阱的重要性。

## 一、引 言

作为核谱学研究工具, 三核子转移反应有许多令人感兴趣的特点。例如, 它可以用来研究三个转移核子的单粒子态的相干性, 为理论壳模型波函数提供严格的检验; 可以用来研究某些特定的核, 它们或者不能从其他反应跃迁生成, 或者跃迁强度很弱; 此外, 通过角动量  $J$  依赖性往往可以确定末态核的自旋。为了充分利用这些特点, 必须采用微观理论进行定量分析。

近十年来, Falk<sup>[1]</sup>, Bayman<sup>[2]</sup> 等人基于核壳模型理论提出了三核子转移反应微观形状因子的计算方法。Kunz<sup>[3]</sup> 和 Oberhammer<sup>[4]</sup> 等人将这一理论框架进一步公式化。三核子转移反应逐渐引起了实验和理论学者更多的重视<sup>[5-11]</sup>。

三核子转移反应的微观描述在许多  $(p, \alpha)$  或  $(\alpha, p)$  反应的微分截面和分析本领数据拟合方面取得一些成功, 但利用从其他实验事实所得到的壳模型波函数而进行的完全微观理论计算还比较少。另外微观理论计算的截面绝对值要小于实验值二到三个数量级。

鉴于  $^{89}\text{Y}$  核是中子单满壳核,  $^{89}\text{Y}$  可看作是在  $^{88}\text{Sr}$  核芯外附加一个质子,  $^{92}\text{Zr}$  可看作在  $^{88}\text{Sr}$  核芯外附加两个质子和两个中子, 它们都有较好的壳模型描述。因此, 奇 A 核  $^{89}\text{Y}(\alpha, p)^{92}\text{Zr}$  反应将为完全微观理论计算提供一个检验。由于此反应中可能出现核芯激发,

这对理解核芯激发对反应截面的贡献将是一个机会。

迄今没有看到有关  $^{89}\text{Y}(\alpha, p)^{92}\text{Zr}$  反应的实验和理论分析的报告。本工作测量了  $^{89}\text{Y}(\alpha, p)^{92}\text{Zr}$  反应基态和几个低激发态的微分截面角分布和  $^{89}\text{Y}(\alpha, \alpha)^{89}\text{Y}$  弹性散射角分布。第二节给出了实验方法和实验结果。第三节对实验数据进行了完全微观理论分析和讨论。第四节给出了本文的结论。

## 二、实验方法和实验结果

能量为 26.1 MeV 的  $\alpha$  束由我院可变能量迴旋加速器提供。束流强度为 20—800 nA 范围，依赖于反应产物的测量角度。真空蒸发钷靶厚度为  $2.1 \text{ mg/cm}^2$ 。反应产物由 Si(Li) 漂移型探测器组成的多探头谱仪系统组成<sup>[12]</sup>。为了得到较好的质子能谱，除了采用探测器准直系统等有效抗本底措施外，还采用阻止  $\alpha$  弹性散射的铝吸收体，实现了简单的带电粒子鉴别。

$^{89}\text{Y}(\alpha, p)^{92}\text{Zr}$  反应微分截面很小，比  $^{40}\text{Ca}$ ， $^{60}\text{Ni}(\alpha, p)$  反应微分截面小两个数量级。为了迅速确认  $^{89}\text{Y}(\alpha, p)$  反应质子能谱，首先测量  $^{60}\text{Ni}(\alpha, p)$  反应质子能谱，利用该反应已知质子峰位对系统进行能量刻度。

在  $\theta_L = 7.5^\circ - 140^\circ$  角度范围内，每隔  $2.5^\circ$  或  $5^\circ$  测量了  $^{89}\text{Y}(\alpha, p)^{92}\text{Zr}$  的基态和  $p_1, p_2, p_4$  激发态的能谱和角分布。还测量了  $^{89}\text{Y}(\alpha, \alpha_1)^{89}\text{Y}$  弹性散射角分布。以便应用于  $^{89}\text{Y}(\alpha, p)^{92}\text{Zr}$  反应微观分析中。在  $\theta_L = 40^\circ$ ，分别对  $^{89}\text{Y}(\alpha, \alpha_0)$ ， $^{89}\text{Y}(\alpha, p_0)^{92}\text{Zr}$  的截面作了绝对测量，误差在  $\pm 7.5\%$  之内。

## 三、实验数据分析和讨论

### 1. $(\alpha, p)$ 反应的微观形状因子

本文采用微观 DWBA 理论对  $^{89}\text{Y}(\alpha, p)^{92}\text{Zr}$  实验数据进行了分析。按照文献<sup>[1,13]</sup>， $A(\alpha, p)B$  反应的核矩阵元可以展开：

$$\begin{aligned} \langle p, B | V | \alpha, A \rangle = & \sum_{\gamma J'} \sum_{M_A M_B M_L J} (J_A M_A J M | J_B M_B) \\ & \cdot \left( L M \frac{1}{2} \mu_i | J M \right) \left( \frac{1}{2} \mu_i \frac{1}{2} \mu_p | 00 \right) \cdot S_{BA}^2(\gamma, J' J) \\ & \cdot F_{J'L}^{\gamma}(\vec{\rho}, \vec{R}) Y_L^{m*}(\vec{R}) \begin{bmatrix} l_1 & l_2 & J' \\ \frac{1}{2} & \frac{1}{2} & 0 \\ j_1 & j_2 & J' \end{bmatrix} \begin{bmatrix} J' & l_3 & L \\ 0 & \frac{1}{2} & \frac{1}{2} \\ J' & J_3 & J \end{bmatrix}, \quad (1) \end{aligned}$$

其中  $S_{BA}^2$  是谱幅度， $F_{J'L}^{\gamma}$  为纯组态  $(\gamma, J' J)$  转移的微观形状因子。在零程近似条件下，单粒子波函数借助谐振子波函数展开。微观形状因子  $F_{J'L}^{\gamma}$  有如下形式<sup>[13]</sup>

$$F_{J'L}^{\gamma}(\vec{R}) = g(\gamma) \sum_{p_1 p_2 p_3} \sum_{N'_n N_n} a_{p_1} a_{p_2} a_{p_3} \left( \frac{B}{B-1} \right)^{p_1 + p_2 + p_3 + (l_1 + l_2 + l_3)/2}$$

$$\cdot \langle p_1 L_1 p_2 L_2 : J' | \mu \mu | N' J' n' 0 : J' \rangle \langle N' J' p_3 L_3 : L | 2 \mu \mu | N L n 0 : L \rangle \cdot \left( \frac{B-3}{B} \right)^{N+L/2} \cdot I_{nn'}(\nu, \nu_2) R_{NL} \left( \frac{3(B-3)}{B} \nu R^2 \right), \quad (2)$$

其中,  $a_{p_i}$  为单粒子态谐振子展开系数, 径向形状因子  $R_{NL}$  是球谐振子函数, 重叠积分  $I_{nn'}$  只与谐振子参数有关, 与角动量投影量子数无关. 利用 FF3AP 程序<sup>[14]</sup>, 可以计算各种混合组态相干耦合的核矩阵元, 然后作为 DWUCK4<sup>[13]</sup> 的外部形状因子输入, 计算  $^{89}\text{Y}(\alpha, p)^{92}\text{Zr}$  反应的微分截面角分布. 由于  $(\alpha, p)$  反应的微观形状因子与核结构壳模型计算密切相关, 以致微分截面灵敏于初、末态核波函数, 通过这些反应的研究将对壳模型波函数进行检验.

## 2. 微观形状因子诸因素对 $^{89}\text{Y}(\alpha, p)$ 反应微分截面的影响

### A) 具有核芯激发组态的核波函数

在许多壳模型计算中,  $^{88}\text{Sr}$  看作是  $^{89}\text{Y}$  和  $^{92}\text{Zr}$  的核芯.  $^{89}\text{Y}$  的中子数为 50, 在  $^{89}\text{Y}$  核低伏态中为满壳结构. 质子波函数已由 Vergados 和 Kuo<sup>[15]</sup> 计算, 基态差不多为纯单粒子  $2p_{1/2}$  态.  $^{88}\text{Sr}(^3\text{He}, d)^{89}\text{Y}$ , 和  $^{88}\text{Sr}(d, n)^{89}\text{Y}$ <sup>[16]</sup> 的实验数据分析表明:  $2p_{3/2}$  组态核芯激发明显改善了理论对实验数据的拟合. 按照参考文献 [15, 16, 17],  $^{89}\text{Y}$ ,  $^{92}\text{Zr}$  核波函数列于表 1

表 1 以  $^{88}\text{Sr}$  为核芯的  $^{89}\text{Y}$  和  $^{92}\text{Zr}$  核波函数

| 核                       | $J^\pi$ | $E_x$ (MeV) | 核 波 函 数  |
|-------------------------|---------|-------------|--|
| $^{89}\text{Y}$         | $1/2^+$ | 0.0         | $\pi(2p_{1/2})$  |
| $^{89}\text{Y}$ 具有核芯激发  | $1/2^+$ | 0.0         | $\pi[0.94(2p_{1/2}) - 0.35[(2p_{1/2})(1G_{9/2})^2(2p_{3/2})^{-2}]]$  |
| $^{92}\text{Zr}$        | $0^+$   | 0.0         | $\pi[-0.66(2p_{1/2})^2 + 0.75(1G_{9/2})^2] \times \nu[0.92(2D_{3/2})^2 + 0.19(2D_{3/2})^2 + 0.21(3S_{1/2})^2]$   |
| $^{92}\text{Zr}$ 具有核芯激发 | $0^+$   | 0.0         | $\pi[-0.39(2p_{1/2})^2 + 0.75(1G_{9/2})^2 + 0.611(2p_{1/2})^2(2p_{3/2})^{-2}(1G_{9/2})^2] \times \nu[0.91(2D_{3/2})^2 + 0.057(2D_{3/2})^2 + 0.092(2D_{3/2})(2D_{3/2}) + 0.228(2D_{3/2})(3S_{1/2}) - 0.087(2D_{3/2})(3S_{1/2})]$  |
| $^{92}\text{Zr}$        | $2^+$   | 0.934       | $\pi[0.6(2p_{1/2})^2 - 0.8(1G_{9/2})^2] \times \nu[0.91(2D_{3/2})^2 + 0.057(2D_{3/2})^2 + 0.092(2D_{3/2})(2D_{3/2}) + 0.228(2D_{3/2})(3S_{1/2}) - 0.087(2D_{3/2})(3S_{1/2})]$  |
| $^{92}\text{Zr}$ 具有核芯激发 | $2^+$   | 0.934       | $\pi[0.29(2D_{1/2})^2 + 0.737(1G_{9/2})^2 + 0.611[(2p_{1/2})^2(2p_{3/2})^{-2}(1G_{9/2})^2] \times \nu[0.91(2D_{3/2})^2 + 0.057(2D_{3/2})^2 + 0.092(2D_{3/2})(2D_{3/2}) + 0.228(2D_{3/2})(3S_{1/2}) - 0.087(2D_{3/2})(3S_{1/2})]$ |

在微观 DWBA 分析中, 微观形状因子计算中已考虑了谱幅度, 理论截面与实验截面可以表示为:

$$\sigma_{\text{exp}} = N \cdot \sigma_{\text{DWBA}}. \quad (3)$$

式中  $N$  称为微观 DWBA 截面归一化因子, 在零程近似下,

$$N = \frac{10^4}{D_0^2} \frac{2J_i + 1}{2J_f + 1} (2J + 1) \frac{\sigma_{\text{exp}}}{\sigma_{\text{DWUCK4}}}, \quad (4)$$

它表示理论计算截面与实验截面的差异. 利用最小二乘法拟合, 可以得到最佳拟合

实验数据的  $N$  值。为了便于不同末态跃迁强度的比较, 参考文献[17]中引入一个增强因子  $K$ , 它将跃迁到  $^{92}\text{Zr}$  基态的  $N$  值归一到 1。因此, 激发末态的增强因子  $K$  值反映理论描述实验数据好坏的量度,  $K=1$  将预示核波函数有最佳选择。表 2 列出了利用具有或没有  $(2p_{3/2})$  核芯激发组态核波函数计算的增强因子  $K_1$  和  $K_0$ 。

表 2 具有和没有  $(2p_{3/2})^{-2}$  核芯激发组态计算的增强因子  $K$  值

| $J^\pi$ | $E_x$ | $K_0$ 无核芯激发波函数 |          |          |          | $K_1$ 具有核芯激发波函数 |          |          |          |
|---------|-------|----------------|----------|----------|----------|-----------------|----------|----------|----------|
|         |       | $K_{c1}$       | $K_{c2}$ | $K_{c3}$ | $K_{c4}$ | $K_{11}$        | $K_{12}$ | $K_{13}$ | $K_{14}$ |
| $0^+$   | 0.0   | 1              | 1        | 1        | 1        | 1               | 1        | 1        | 1        |
| $2^+$   | 0.934 | 0.435          | 0.493    | 0.477    | 0.502    | 1.026           | 0.984    | 0.991    | 0.983    |

表 2 前两列是  $^{92}\text{Zr}$  核的自旋和激发能, 第三列开始, 分别给出表 1 所示核波函数计算的增强因子  $K_1$  和  $K_0$ 。  $K$  值的下一个脚标表示不同单粒子态束缚势计算的结果 (看表 3 中的  $B_1-B_4$ )。 没有核芯激发组态的核波函数计算的激发末态增强因子  $K_0$  明显偏离 1, 而计入核芯激发组态计算的增强因子  $K_1$  接近预言值, 明显改进了  $^{89}\text{Y}(\alpha, p)^{92}\text{Zr}$  反应基态和第一激发态跃迁的相对强度。 它表明具有核芯激发组态的核波函数确实有较好的实验基础。

#### B) 单粒子波函数

在 Falk 微观 DWBA 框架下, 转移三核子的波函数是取 Woods-Saxon 势阱下三个转移单粒子波函数的耦合。 下面将研究这些参数与微观形状因子及微分截面角分布的关系:

##### i) 单核子束缚态参数。

表 3 中的  $B_1-B_2$  束缚态径向和弥散参数分别取自 Perrey<sup>[18]</sup> 和 Becchetti<sup>[19]</sup>。 利用它们计算的微观形状因子无论在核内部还是在核表面, 仅显示极小的差异。 计算的角分布形状几乎完全一样, 绝对截面的差异也不大, 相差不大于 12%。 本文计算采用了 Perrey 势。

表 3 光学模型和束缚态势参数

| No:             | $V_0$  | $r_c$ | $a_0$ | $W_1$ | $r_1$ | $a_0$ | $V_{s0}$ | $r_{s0}$ | $a_{s0}$ | $\chi^2$  |
|-----------------|--------|-------|-------|-------|-------|-------|----------|----------|----------|-----------|
| Pot. $\alpha_0$ | 41.42  | 1.546 | 0.595 | 12.08 | 1.535 | 0.588 |          |          |          | 1.64      |
| Pot. $\alpha_1$ | 54.99  | 1.577 | 0.714 | 8.62  | 1.658 | 0.580 |          |          |          | 1.76      |
| Pot. $\alpha_2$ | 99.73  | 1.534 | 0.493 | 13.72 | 1.613 | 0.271 |          |          |          | 2.61      |
| Pot. $\alpha_3$ | 158.05 | 1.45  | 0.577 | 13.51 | 1.659 | 0.873 |          |          |          | 2.56      |
| Pot. $\alpha_4$ | 217.22 | 1.534 | 0.567 | 26.0  | 1.446 | 0.262 |          |          |          | 2.06      |
| $P_1$           | 45.4   | 1.251 | 0.650 | 13.32 | 1.25  | 0.473 | 7.50     | 1.251    | 0.46     |           |
| Bound state     |        |       |       |       |       |       |          |          |          | non-local |
| $B_1$           | ★      | 1.25  | 0.65  |       |       |       | 7.5      | 1.25     | 0.47     | 1         |
| $B_2$           | ★      | 1.17  | 0.75  |       |       |       | 7.5      | 1.25     | 0.47     | 1         |
| $B_3$           | ★      | 1.25  | 0.65  |       |       |       | 7.5      | 1.25     | 0.47     | 0.85      |
| $B_4$           | ★      | 1.25  | 0.65  |       |       |       | 30.      | 1.25     | 0.47     | 0.85      |

## ii) 非定域修正.

核子-核相互作用的非定域性导致波函数核内部阻尼. 问题是它在三核子转移中是否有较大的贡献. 每一单粒子束缚势非定域因子取 0.85 计算的微观形状因子抑制了核内部强度而增加了核表面强度. 当微观 DWBA 计算中采用较深的  $\alpha$  光学势阱时, 尽管角分布的峰位没有变化, 但前角区的截面被压低, 绝对截面压低 15%; 当浅的  $\alpha$  光学势被采纳时, 角分布的形状和绝对截面均看不出非定域修正的明显贡献. 本文计算作了非定域修正.

## iii) 束缚态结合能.

在三核子转移反应中, 获得单核子束缚态结合能的方法一般有两个: 一是取转移三个核子所需的能量的三分之一作为平均分离能, 一是取相应单核子转移反应的分离能, 并以此为依据计算单粒子势阱深. 利用两者计算的微观形状因子在核内部稍有差异, 但计算的角分布没有明显不同.

正如表 2 中看到的那样, 以上不同单核子波函数参数计算的微观形状因子对截面增强因子的影响是很小的. 这意味着具有不同单核子束缚态的几何参数、非定域势修正以及结合能计算的微观形状因子无论对角分布形状, 还是对截面的大小都无明显影响, 截面大小的差异小于 20%.

3.  $\alpha$  光学势对截面绝对值的贡献

前已述及, 截面绝对值是三核子转移反应微观分析中重大未决的问题. 本文试图通过  $^{89}\text{Y}(\alpha, p)^{92}\text{Zr}$  反应探讨影响微观 DWBA 计算截面绝对值的一些因素. 这一节将主要讨论  $\alpha$  光学势的含糊性对截面的影响.

A)  $\alpha$  光学势参数.

由于  $\alpha$  光学势的实验数据较少, 我们测量了  $^{89}\text{Y}(\alpha, \alpha)^{89}\text{Y}$  弹性散射角分布, 以便得到本工作微观 DWBA 分析所需要的  $\alpha$  势参数. 利用自动寻找光学势参数程序 Snoopy 8<sup>[20]</sup>, 以  $\chi^2$  标记的最佳拟合已经完成.  $\chi^2$  值的定义为:

$$\chi^2 = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \left[ \frac{\sigma(\theta_i)_{\text{th.}} - \sigma_{\text{exp}}(\theta_i)}{\Delta\sigma_{\text{exp}}(\theta_i)} \right]^2, \quad (6)$$

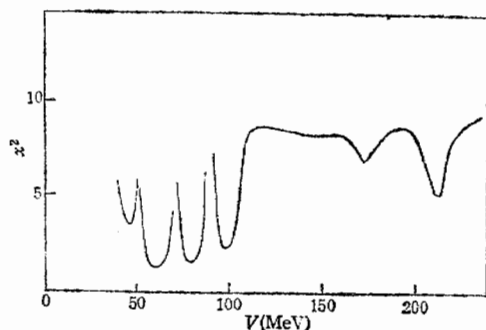


图 1  $\chi^2$  值与  $\alpha$  实部势阱深的关系

其中,  $n$  为弹性散射角分布测量角度总数目,  $\Delta\sigma_{\text{exp}}(\theta_i)$  为相应角度上微分截面测量误差.

我们从参考文献[21,22]总体光学势出发, 对 26.1MeV  $\alpha$  弹性散射数据的光学势实部进行了系统的研究. 在势阱深为 40—230MeV 范围内, 每隔 10MeV, 自动寻找其余五个参数 ( $r_R, a_R, w_V, r_I, a_I$ ) 最优化, 使  $\chi^2$  值最小. 图 1 给出了  $\chi^2$  值与实部阱深的关系. 从图 1 可以看到五个分立的  $\chi^2$  极小值, 这就是光学势的分立含糊性. 表 3 列出了五组考虑连续含糊性后的典型  $\alpha$  光学势参数.

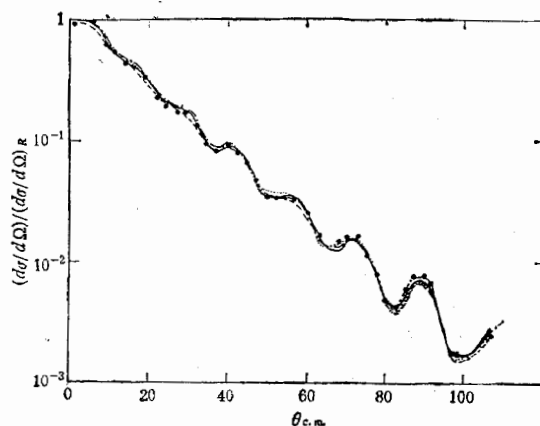


图 2  $^{89}\text{Y}(\alpha, \alpha)$  弹性散射微分截面(圆点)与几组  $\alpha$  光学势拟合曲线  
— Pot.  $\alpha_1$     ..... Pot.  $\alpha_2$     --- Pot.  $\alpha_3$     - · - · - Pot.  $\alpha_4$

这几组  $\alpha$  光学势参数计算的截面与实验数据比较显示在图 2 中. 两者拟合是相当成功的, 从表 3 最后一列  $\chi^2$  值看来, 浅势阱能给出最佳拟合.

B)  $\alpha$  光学势对  $^{89}\text{Y}(\alpha, p)^{92}\text{Zr}$  反应的绝对截面有较大的影响.

从以上典型  $\alpha$  光学势集出发, 计算了  $^{89}\text{Y}(\alpha, p)^{92}\text{Zr}$  反应微观 DWBA 截面, 结果显示在图 3 中. 图中圆点为实验数据点, pot.  $\alpha_1$  光学势阱计算的微观 DWBA 截面归一到实验值. 从图 3 可以看到, 不同  $\alpha$  势集计算的  $^{89}\text{Y}(\alpha, p)^{92}\text{Zr}$  反应角分布有明显不同的形状, 截面绝对值也相差很大. 表 4 列出了按公式(5)计算的归一化常数  $N$  值, 它们彼此相差约两个数量级. 浅  $\alpha$  势阱深计算的角分布形状不仅与实验值拟合较好, 截面绝对值也跟实验数据最接近.

表 4 不同  $\alpha$  光学势阱的归一化常数

| $J^\pi$ | No.   | Pot. $\alpha_0$ | Pot. $\alpha_1$ | Pot. $\alpha_2$ | Pot. $\alpha_3$ | Pot. $\alpha_4$ |
|---------|-------|-----------------|-----------------|-----------------|-----------------|-----------------|
|         | $N$   | 41.42           | 54.99           | 99.73           | 158.05          | 217.22          |
| $0^+$   | 16.84 | 11.39           | 33.47           | 1595.           | 1007.           |                 |
| $2^+$   | 17.27 | 13.58           | 49.19           | 1816            | 16291           |                 |

最近 Hamill<sup>[5]</sup> 指出, 当浅势阱被利用后,  $^{40}\text{Ca}(^6\text{Li}, \text{T}), (\alpha, p)$  反应微观 DWBA 截面与实验数据的拟合明显改善. Friedman<sup>[21]</sup> 指出, 对于 100MeV  $\alpha$  束流,  $\alpha$  光学势的分

立含糊性不出现,而且浅势阱更可取. England<sup>[22]</sup> 研究了  $^{50}\text{Cr}$  到  $^{93}\text{Nb}$  28 个核的  $\alpha$  弹性散射数据指出:  $\alpha$  总体势集为浅势阱有较好的实验基础.

### C) 核内部的贡献

为了进一步研究核内部对微观 DWBA 截面的影响,在 DWUCK4 截面计算中,舍去  $0 < R < R_{\text{cut, off}}$  内的积分,等效剔除核内部的贡献,利用不同  $\alpha$  势阱深计算的  $^{89}\text{Y}(\alpha, p)^{92}\text{Zr}$  反应角分布和截面有着明显不同的结果.

对于  $\alpha$  深势阱,计算的积分截面和最大微分截面随截断半径  $R_{\text{cut, off}}$  增加呈振荡形式明显增加达两个数量级,直到核表面才迅速下降.不同截断半径计算的角分布形状差异也很大.

对于  $\alpha$  浅势阱,结果完全不同.计算的积分截面和微分最大截面都不灵敏于核内部截断半径,计算的角分布形状也不随截断半径的变化而明显变化.这一结果与前一节关于单粒子波函数讨论的结果相吻合.在  $^{40}\text{Ca}(\alpha, p)^{43}\text{Sc}$  反应 19/2 自旋态的研究中,也看到类似的结果<sup>[23]</sup>.

## 四、小 结

利用基于  $^{88}\text{Sr}$  核芯的壳模型波函数,对  $^{89}\text{Y}(\alpha, p)^{92}\text{Zr}$  反应实验数据进行了完全微观 DWBA 分析.理论角分布与实验数据较好地拟合表明微观理论是可以满意地描述  $(\alpha, p)$  反应的.不过,这样计算的增强因子  $K_1$  明显偏离预言值.考虑核芯激发组态核波函数后,角分布形状几乎没有变化,而增强因子  $K_1$  接近 1. 这意味着,计入核芯激发组态,明显改进了  $^{89}\text{Y}(\alpha, p)^{92}\text{Zr}$  反应不同末态跃迁的相对强度.它说明  $^{89}\text{Y}(\alpha, p)^{92}\text{Zr}$  反应中,核芯激发效应是重要的,具有核芯激发组态核波函数有较好的实验基础,微观 DWBA 描述的  $^{89}\text{Y}(\alpha, p)^{92}\text{Zr}$  反应是一个有用的核谱工具.

完全微观 DWBA 理论与实验数据比较得到的绝对截面归一化因子明显地与  $\alpha$  光学势相关,当采用  $\alpha$  深势阱时,理论截面低估实验值达三个数量级,角分布形状也与实验数据相差很大两者拟合很差.  $\alpha$  浅势阱的情况完全不同,理论截面低估实验值仅一个数量

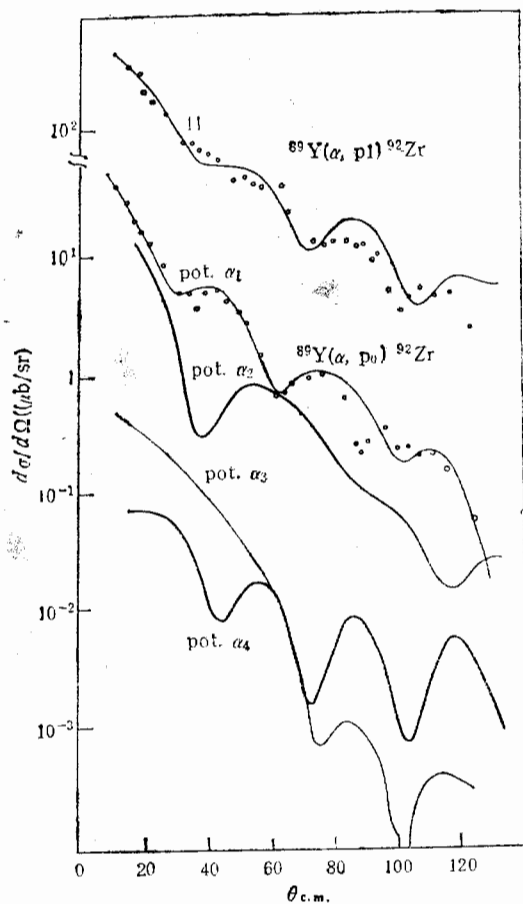


图 3 显示截面与  $\alpha$  势参数关系的理论角分布. 圆点是实验数据点, 曲线是按 Pot.  $\alpha_1$  归一到  $^{89}\text{Y}(\alpha, p_0)^{92}\text{Zr}$  基态实验数据得到的理论角分布. 曲线 11 是  $^{89}\text{Y}(\alpha, p_1)^{92}\text{Zr}$  第一激发态拟合曲线.

级,角分布形状与实验数据拟合较好.另一方面,从剔除核内部径向积分计算的角分布形状和截面大小来看, $\alpha$ 浅势阱也是可取的.从 $^{89}\text{Y}(\alpha, p)^{92}\text{Zr}$ 三核子转移反应微观 DWBA 分析揭示的 $\alpha$ 浅势阱的重要性是值得进一步研究的.

### 参 考 文 献

- [1] W. R. Falk et al., *Nucl. Phys.*, **A334** (1980), 445. *Nucl. Phys.*, **A 252** (1975), 452.
- [2] B. F. Bayman et al., *Nucl. Phys.*, **A318** (1979), 317. *Phys. Rev.*, **156**(1967), 1121.
- [3] P. D. Kunz et al., *Nucl. Phys.*, **A376**(1983), 401; Computer code DWUCK4, Private communication.
- [4] H. Oberhammer et al., *Nucl. Phys.*, **A401**(1983), 415; P. A. Smith, *Phys. Rev.*, **C18**(1978), 2065.
- [5] J. J. Hamill and P. D. Kunz, *Phys. Lett.*, **129**(1983), 5.
- [6] F. Brunner et al., *Nucl. Phys.*, **A 398**(1983), 84.
- [7] P. A. Smith et al., *Phys. Rev.*, **C19**(1979), 1767.
- [8] M. Wit et al., *Phys. Rev.*, **C12**(1975), 1447.
- [9] R. J. Peterson et al., *Nucl. Phys.*, **A241** (1975), 253.
- [10] L. R. Medsker et al., *Nucl. Phys.*, **A292** (1977), 61.
- [11] Y. S. Park et al., *Phys. Rev.*, **C7**(1973), 445.
- [12] 袁坚等,高能物理和核物理,**6**(1982),355.
- [13] 毛志强,孙祖训,原子核物理,**8**(1986),40.
- [14] 毛志强,孙祖训,袁坚, FF3AP 程序,未发表.
- [15] J. D. Vergados, T. T. S. Kuo, *Nucl. Phys.*, **A168**(1971), 225.
- [16] J. L. Horton et al., *Phys. Rev.*, **C13**(1976), 2212;  
J. Picard et al., *Nucl. Phys.*, **A131** (1969), 636.
- [17] C. M. Perey and F. G. Perey, *Atomic Data Nucl. Data Table*, **17**(1976), 1; *Phys. Rev.*, **131** (1978), 745.
- [18] F. D. Becchetti et al., *Phys. Rev.*, **182**(1978), 1190.
- [19] P. Schwandt IUCF Report No: 82—3.
- [20] E. Friedman et al., *Nucl. Phys.*, **A363**(1981), 137.
- [21] J. B. England et al., *Nucl. Phys.*, **A388**(1982), 573.

## CORE EXCITATION EFFECT AND FULLY MICROSCOPIC DWBA ANALYSES ON $^{89}\text{Y}(\alpha, p)^{92}\text{Zr}$ REACTION

YUAN JIAN MAO ZHIQIANG ZHANG PEIHUA YUAN RONGFANG BAO XIUMIN

WANG YUANDA XU JIANPING XU XIE SUN ZUXUN

(Institute of Atomic Energy, Beijing)

### ABSTRACT

The differential cross sections have been measured for the  $^{89}\text{Y}(\alpha, p)^{92}\text{Zr}$  reaction with some low-lying states and for the  $^{89}\text{Y}(\alpha, \alpha)^{89}\text{Y}$  elastic scattering by using 26.1 MeV  $\alpha$  beam. A fully microscopic DWBA analysis for  $^{89}\text{Y}(\alpha, p)^{92}\text{Zr}$  have been performed by using  $^{89}\text{Y}$  and  $^{92}\text{Zr}$  shell-model wavefunction with or without the core excited configuration. With the core excited configuration, relative strengths of the ground state and the first excited state are greatly improved. Finally, the absolute cross sections for  $^{89}\text{Y}(\alpha, p)^{92}\text{Zr}$  and importance of shallow well depth of  $\alpha$  potential are discussed.