

# $^{18}\text{O} + ^{148}\text{Nd}$ 的准弹性碰撞研究和 耦合道分析\*

赵葵 李天信 郭继宇 路秀琴

符长波 程业浩 李淑媛

(中国原子能科学研究院 北京 102413)

**摘要** 用 Q3D 磁谱仪及其焦面探测器系统, 在 90.72 MeV 处测量了  $^{18}\text{O} + ^{148}\text{Nd}$  的弹性散射和非弹性散射角分布, 利用 DWBA 和耦合反应道计算程序 FRESKO, 对实验结果进行了拟合. 在对弹性散射分析中, 引入极化势的 DWBA 计算与耦合道计算有类似的结果. 讨论了非弹性散射激发过程中的核-库仑激发的相干效应, 得出了描述相干强度的近似因子.

**关键词** 准弹性碰撞 角分布 耦合反应道 库仑极化势 核激发与库仑激发 相干

## 1 引言

在低能重离子核反应的准弹性碰撞研究中, 库仑激发与核激发的相干以及弹核与靶核的共同激发是两个重要的研究方面, 我们已研究了一些反应系统的核激发与库仑激发相干<sup>[1,2]</sup>, 首次观察到在  $^{12}\text{C} + ^{152}\text{Sm}$  这个强库仑耦合系统中仍有库仑激发与核激发相干的实验现象, 并用耦合道理论给予了成功的解释. 近些年, 也有人研究了强库仑耦合碰撞系统的共同激发<sup>[3,4]</sup>, 但看来耦合道理论还不能很好地解释共同激发的实验角分布. 本文报道了  $^{18}\text{O}$  束在  $^{148}\text{Nd}$  同位素靶上的准弹性碰撞实验, 进一步研究核激发与库仑激发的相干, 并期望能观察到弹核  $^{18}\text{O}$  (其第一个  $2^+$  激发态能量为 1.98 MeV) 与靶核  $^{148}\text{Nd}$  (其第一个  $2^+$  激发态能量为 0.301 MeV) 的共同激发现象.

## 2 实验过程

$^{18}\text{O}$  束是由北京中国原子能科学研究院的 HI-13 串列加速器提供的. 浓缩到 93.7% 的

1998-08-11 收稿

\* 国家自然科学基金资助项目 19375067

$^{148}\text{Nd}$  同位素被真空蒸发到  $20\mu\text{g}/\text{cm}^2$  的碳衬上, 靶厚为  $30\mu\text{g}/\text{cm}^2$ . 利用 Q3D 磁谱仪<sup>[5]</sup> 及其混合型焦面探测器<sup>[6]</sup> 对出射离子进行磁分析和离子鉴别. 测量期间对于散射离子  $^{18}\text{O}$  的能量分辨依测量角度的不同为 120—210keV. 在 90.72MeV 处测量了散射离子在擦边角附近的位置谱和  $^{18}\text{O} + ^{148}\text{Nd}$  的弹性散射及非弹性散射角分布. 角度范围从实验室系  $19^\circ$  到  $73^\circ$ , 步长  $1^\circ$ — $3^\circ$  依不同角区而定.  $^{18}\text{O}$  的流强也依角度而不同, 在前角区最小为 10nA, 在后角区则可达 550nA. 在靶室内与谱仪相对的  $31^\circ$  处安装了一个金硅面垒半导体探测器作为监督器, 实验数据以逐个事件形式通过微 VAX 计算机在线数据获取系统进行分类存贮.

### 3 实验结果

图 1 给出  $^{18}\text{O} + ^{148}\text{Nd}$  的典型位置谱, 已足够分辨有兴趣的峰, 而且可以见到弹核  $^{18}\text{O}$  的第一个  $2^+$  态与靶核  $^{148}\text{Nd}$  的第一个  $2^+$  态的共同激发  $^{18}\text{O}(2^+) + ^{148}\text{Nd}(2^+)$ , 然而由于截面低和多普勒展宽效应的限制, 很难得到共同激发的角分布结果.

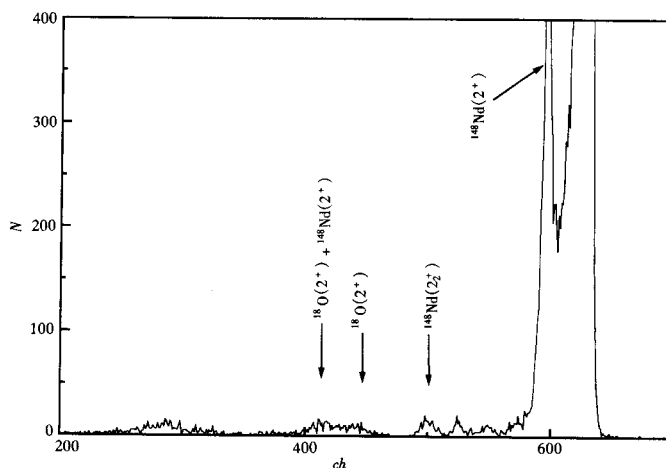


图 1 90.72MeV  $^{18}\text{O} + ^{148}\text{Nd}$  在  $\theta_L = 43^\circ$  时的典型位置谱

图 2 给出测得的  $^{18}\text{O} + ^{148}\text{Nd}$  的弹性散射和两个非弹性散射道 (对应  $^{148}\text{Nd}$  的 0.301MeV  $2^+$  态和 1.24MeV  $2_2^+$  态) 的角分布. 图中所标误差主要来自计数的统计误差和扣谱误差. 弹性散射峰和第一激发态的计数一般都超过  $2 \times 10^3$  (少数大角度除外), 但 1.24MeV  $2_2^+$  激发态的截面较低, 计数一般都少于  $10^3$ , 所以有较大的统计误差. 另外由于 Q3D 磁谱仪的各个磁场不能时时做到最佳化, 再加上磁滞效应及后角度测量时的靶厚效应, 使得分辨变差, 从而在有些时候增加了扣谱误差.

图 3 是弹性散射截面对卢瑟福截面归一的角分布, 在虹角处弹性散射截面和卢瑟福截面的比值略大于 1, 表明体系的库仑耦合不是很强.

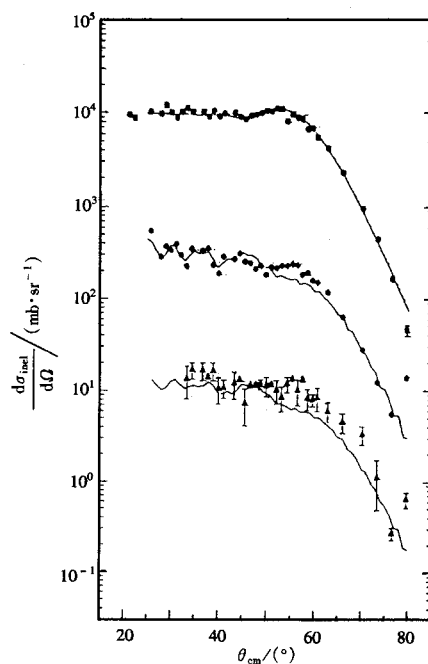


图 2  $^{18}\text{O} + ^{148}\text{Nd}$  弹散和非弹角分布  
 ■弹性散射 ( $\times 10^4$ ); ●0.301 MeV ( $2^+$ ) 非弹性散射;  
 ▲1.24 MeV ( $2_2^+$ ) 非弹性散射; ——耦合道计算.

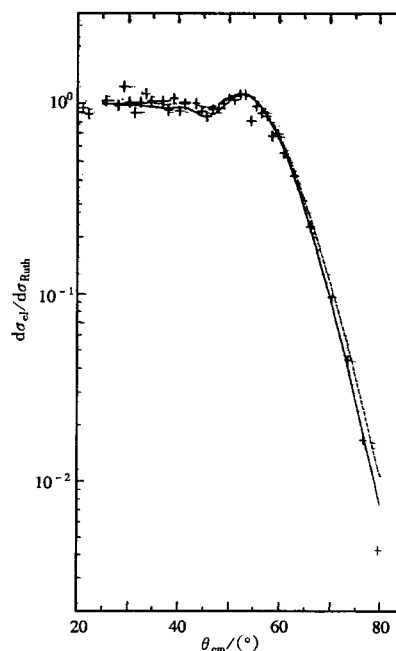


图 3  $^{18}\text{O} + ^{148}\text{Nd}$  弹散角分布的 DWBA 和  
 CCBA 分析  
 ---DWBA; ——耦合道; + 实验值.

## 4 分析和讨论

### 4.1 弹性散射角分布的耦合道和 DWBA 分析以及动力学极化效应

分别用 DWBA 方法和耦合道近似拟合了弹性散射角分布, 耦合道分析使用的计算程序是 FRESKO<sup>[7]</sup>, 分析中只考虑了最低激发道和弹性道的耦合, 由于其它反应道的影响很小, 可以忽略. 这样做也是为了减少拟合的可变参数, 因为所有被涉及的耦合道形变参数 (一定范围内可调) 的变化都会对弹性散射截面产生影响. 这和 DWBA 分析是有区别的. 耦合道计算使用的光学势实部由唯象势近似给出<sup>[8]</sup>

$$V_0 = 16\pi\gamma\bar{R}a \approx 56.9\text{MeV}, \quad (1)$$

$$\bar{R} = \frac{R_a R_A}{R_A + R_a}, \quad a = 0.63\text{fm}, \quad (2)$$

其中,  $\gamma = 0.95 \left[ 1 - 1.8 \left( \frac{N_a - Z_a}{A_a} \right) \left( \frac{N_A - Z_A}{A_A} \right) \right] \text{MeV} \cdot \text{fm}^{-2}$  是表面张力, 其它光学参数则根据实验结果拟合得出, 见表 1.

表1 Woods-Saxon型光学势参数

	$V/\text{MeV}$	$W/\text{MeV}$	$r_v/\text{fm}$	$r_w/\text{fm}$	$a_v/\text{fm}$	$a_w/\text{fm}$
耦合道方法	56.0	30.0	1.21	1.21	0.656	0.59
DWBA	28.0	5.0	1.25	1.38	0.63	0.63

拟合结果如图 2 和图 3 实线所示. 比较两种方法的结果, 发现 DWBA 很难同时描述虹角附近的轻微起伏和大角度的快速衰减, 原因是低激发态的库仑耦合削弱了虹角处的 Fresnel 振荡. 另外, 两者得出的光学势参数(表 1)相差很大, 这主要是由低激发态集体运动引起的. 因此, 有必要用耦合道分析, 排除这种影响, 才能得到反映两核相互作用的光学势.

如果引入一种库仑吸收势的处理方法, 也可以在 DWBA 的假设内考虑库仑耦合对弹性道的影响.

为了模拟少数开放道的影响, 产生一个等效定域势 (TELP trivially “equivalent” local potential), 如果主要考虑长程库仑势的动力学极化效应, 可以得到库仑作用的 TELP 势, 虚部为(只含四极跃迁的影响)<sup>[9]</sup>

$$\text{Im}U_a(r) = \frac{-\pi^2 k(Z_a e)^2}{4E_{\text{cm}}(2\lambda + 1)} \cdot \frac{B(E\lambda, 0 \rightarrow \lambda)/e^2}{R_c^{2\lambda}} \cdot \frac{R^{2\lambda}}{R^{2\lambda+1}} \cdot h_\lambda(r, R_c), \lambda = 2$$

$$\approx \begin{cases} - \left[ 1 - \frac{2}{7} \left( \frac{R_c}{r} \right)^2 - \frac{1}{21} \left( \frac{R_c}{r} \right)^4 \right] \cdot K_c(r) \frac{W_a}{r^5}, & r \geq R_c \\ - \frac{2}{3} K_c \cdot \frac{W_a r^4}{R_c^9}, & r < R_c \end{cases} \quad (3)$$

其中,  $W_a = 0.01676 \frac{\mu Z_a^2}{k} B(E2, 0 \rightarrow 2) g_2(\zeta) \text{MeV} \cdot \text{fm}^5$ ,  $g_2(\zeta)$  是绝热因子, 对低能级激发接近 1,  $\mu$  是折合质量,  $k$  为波数.  $K_c(r) = [1 - Z_a Z_A e^2 / (r \cdot E_{\text{cm}})]^{-1/2}$  是考虑两核受库仑场的变速作用引入的定域能量近似.

对于反应  $^{18}\text{O} + ^{148}\text{Nd}$ , 可以算出  $W_a = 2.41 \times 10^4 \text{MeV} \cdot \text{fm}^2$ , TELP 势的实部相对很小, 于是将得出的库仑极化势虚部加入 Woods-Saxon 光学势中, 依据耦合道方法拟合得到的光学势参数进行 DWBA 计算, 其结果和实验值以及耦合道分析的结果都十分接近, 很难在图上画出差别.

## 4.2 对非弹性道的分析及库仑-核相干效应

也用耦合反应道计算程序 FRESKO 对两个非弹性散射道结果做了拟合计算, 结果如图 2 中实线所示.

耦合道方法对两个非弹性道的处理考虑了自激发项 (reorientation term) 的贡献; 第二个激发态 ( $1.24 \text{MeV } 2_2^+$ ) 的计算包含了两步跃迁过程的贡献 ( $0^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 2_2^+$ ), 但因是属于两个转动带之间的跃迁, 所以对截面影响很小. 计算中用到的电四极矩(表 2)取自文献 [10]. 在一定范围内调节这些参数, 没有改善拟合效果. DWBA 对非弹角分布的分析结

果和耦合道方法相似.

表2  $^{148}\text{Nd}$  的有关四极矩<sup>[10]</sup>

(单位:  $\text{e}^2 \text{b}^2$ )

$B(\text{E}2, 0^+ \rightarrow 2^+)$	$B(\text{E}2, 0^+ \rightarrow 2_2^+)$	$B(\text{E}2, 2^+ \rightarrow 2_2^+)$
1.38	0.084	0.026

经过以上分析可以看出, 在重核反应中, 由于低能激发态的影响 (主要是较强的库仑激发效应), DWBA 对弹性散射角分布的拟合效果和提取的光学势参数都与耦合道方法有很大的差异, 而对于多步过程贡献很小的非弹性散射角分布, 两者给出了相近的结果.

图 4 给出了用 FRESKO 计算  $^{148}\text{Nd}$  的 0.301 MeV 第一激发态的库仑激发及核激发对角分布的单个贡献. 可以看出, 库仑成份在 E2 跃迁中占主要部分, 尤其是在前角区. 而核激发只对擦边角以后的截面幅度有较大贡献. 值得注意的是前角区库仑截面的振荡位相和总截面位相的差异, 这是库仑作用和核作用相干的结果. 它表明, 在有库仑耦合现象的重离子碰撞体系中, 对低能集体运动态的跃迁仍然存在比较显著的核-库仑干涉效应.

衡量核-库仑相干程度的一个简单方法是比较两者的跃迁振幅的相对大小, 比较严格的分析很早就有<sup>[11]</sup>, 推导也并不复杂, 只是不方便估算. 姜承烈对结果作了简化并很好地分析了实验<sup>[12]</sup>. 这里略作改进, 使得这种估算方法能更全面地描述核作用和库仑作用的特点.

跃迁矩阵元  $\langle \Phi_\beta | V_{\beta\alpha} | \Phi_\alpha \rangle$  的径向形状因子  $F(r)$  可以写成

$$F(r) = F_N(r) + F_C(r), \quad (4)$$

$$F_N(r) = \beta_{\lambda N}^A R_N^A \frac{dU_N}{dr}, \quad (5)$$

$$F_C(r) = \beta_{\lambda C}^A R_C^{A\lambda} \frac{3}{2\lambda + 1} \cdot \frac{Z_A Z_a e^2}{r^{\lambda+1}}, \quad r \geq R_C \quad (6)$$

其中,  $\beta_{\lambda N}^A R_N^A$  是激发核的  $2^\lambda$  极核形变长度,  $\beta_{\lambda C}^A R_C^A$  是相应的库仑形变长度,  $U_N$  是核作用势, 如果取成 Woods-Saxon 形式

$$F_N(r) = \beta_{\lambda V}^A R_V^A V \frac{df}{dr} + i\beta_{\lambda W}^A R_W^A W \frac{dg}{dr}, \quad (7)$$

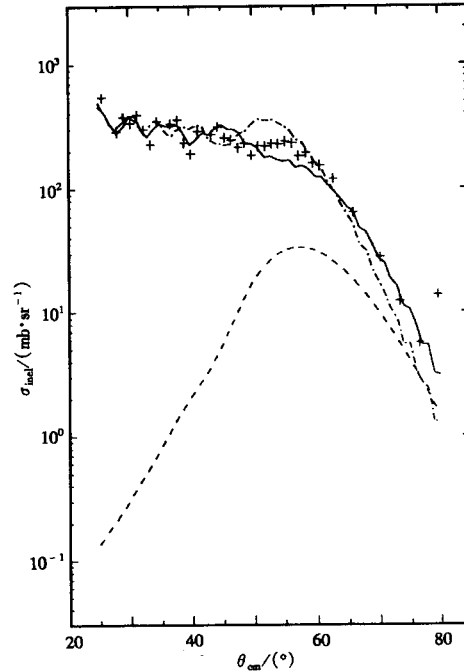


图 4 低能激发道 ( $^{148}\text{Nd}$ , 0.301 MeV) 的核-库仑相干

+ 实验值; — 核 + 库仑激发; ---- 核激发;  
- · - · - 库仑激发.

$$f(r) = g(r) = \frac{1}{1 + \exp(-(r - R)/a)}, \quad (8)$$

可以看出,核激发主要发生在势阱变化显著的表面区域,严格的比较核激发和库仑激发的幅度需要将各自的跃迁矩阵元对运动轨道积分,作为一种估算方法,我们用形状因子乘以各自的特征碰撞时间以考虑两种作用的力程效应,定义激发强度参量<sup>[10]</sup>

$$\chi_N^\lambda = \frac{1}{\hbar} F_N(r_g) \tau_N, \quad (9)$$

$$\chi_C^\lambda = \frac{1}{\hbar} F_C(r_g) \tau_C, \quad (10)$$

式中  $r_g$  为擦边碰撞距离,碰撞的特征时间可以用对心碰撞时势场变化一半的时间近似表示

$$\tau_N \approx \sqrt{\frac{2a \ln 2}{\ddot{r}_0}}, \quad (11)$$

$$\tau_C^2 \approx \sqrt{\frac{2(R_A + R_a)(2^{\lambda+1} - 1)}{\ddot{r}_0}}, \quad (12)$$

$$\frac{\tau_N}{\tau_C^\lambda} \approx \sqrt{\frac{a \ln 2}{(2^{\lambda+1} - 1) R_C}}, \quad (13)$$

这里  $\ddot{r}_0$  是最近距离时的加速度,将作用时间代入强度参量相比得到

$$\frac{\chi_N^\lambda}{\chi_C^\lambda} = \frac{2\lambda + 1}{3} \cdot \frac{\beta_{\lambda N}^A R_N^A \frac{dU_N}{dr}}{\beta_{\lambda C}^A R_C^A \frac{R_C^{A\lambda-1}}{r_g^\lambda} \cdot \frac{Z_A Z_a e^2}{r_g}} \cdot \frac{\tau_N}{\tau_C^\lambda} \approx \sqrt{\frac{\ln 2}{2^{\lambda+1} - 1}} \cdot \frac{2\lambda + 1}{3} \cdot \frac{V}{V_C(r_g)} \cdot \frac{r_g^\lambda}{R_C^{A\lambda-1} \sqrt{a R_C}} \cdot \frac{e^{(r_g - R)/a}}{[1 + e^{(r_g - R)/a}]^2}. \quad (14)$$

在进一步简化之前,已经可以看出,相干强度的大小主要取决于跃迁性质 ( $\lambda$  值) 和体系的库仑作用强度,而与激发核的结构几乎无关. 当然,光学势的实部  $V$  会受两核密度分布和核力性质的影响.

讨论  $\lambda = 2$  和 3 的情况,近似认为  $r_g = R_C = R = 1.2(A_A^{1/3} + A_a^{1/3}) \text{fm}$ ,  $R_C^A = 1.2A^{1/3} \text{fm}$ ,  $a = 0.5 \text{fm}$ , 于是有

$$\frac{\chi_N^2}{\chi_C^2} \approx 0.878 \frac{(A_A^{1/3} + A_a^{1/3})^{5/2}}{A_A^{1/3}} \cdot \frac{V}{Z_A Z_a}, \quad (15)$$

$$\frac{\chi_N^3}{\chi_C^3} \approx 1.22 \frac{(A_A^{1/3} + A_a^{1/3})^{9/2}}{A_A} \cdot \frac{V}{Z_A Z_a}. \quad (16)$$

我们计算了一些反应的  $\chi_N^{\lambda}/\chi_C^{\lambda}$  值和实验测量的库仑-核相干情况列在表 3 和表 4 中 (实验对于干涉效果的结论只根据角分布振荡的幅度做出, 没有做位相的分析), 可见, 对  $\chi_N^{\lambda}/\chi_C^{\lambda}$  的值小于 1 的激发反应, 由于库仑激发在前角区的优势使干涉振幅趋于平缓, 这在重核反应中比较普遍. 而在轻核的反应中,  $\chi_N^{\lambda}/\chi_C^{\lambda}$  大于 2, 干涉效果明显. 至于比值在 1 和 2 之间的情况, 则需要考虑更多的因素, 如绝热条件对库仑激发的影响、光学势的误差等. 一般干涉振幅也介于前面两种情形之间. 对  $\lambda \geq 3$  的跃迁, 还没有发现干涉消失的实验现象, 利用  $\chi_N^3/\chi_C^3$  值的估计, 只是在极重的碰撞体系中才可能出现.

表 3  $\lambda=2$  集体跃迁的库仑-核相干分析

弹核+靶核	$(^{136}\text{Xe})+^{209}\text{Bi}$	$(^{86}\text{Kr})+^{208}\text{Pb}$	$(^{84}\text{Kr})+^{208}\text{Pb}$	$(^{40}\text{Ar})+^{209}\text{Pb}$	$^{18}\text{O}+(^{184}\text{W})$
$E(2^+)$ MeV	1.55	1.59	1.38	1.18	1.12
$\chi_N^2/\chi_C^2$	0.31	0.46	0.46	0.84	1.0
相干	-	-	-	-	-
弹核+靶核	$^{18}\text{O}+(^{148}\text{Nd})$	$^{16}\text{O}+(^{92}\text{Mo})$	$^{12}\text{C}+(^{120}\text{Sn})$	$^{18}\text{O}+(^{60}\text{Ni})$	$^{14}\text{N}+(^{26}\text{Mg})$
$E(2^+)$ MeV	0.301	1.54	1.18	1.33	1.809
$\chi_N^2/\chi_C^2$	1.22	1.52	2.02	2.2	4.7
相干	很小	很小	+	+	+

+ 表示振幅较大; - 表示观察不出明显的振荡.

表 4  $\lambda=3$  集体跃迁的库仑-核相干分析

弹核+靶核	$^{11}\text{B}+(^{208}\text{Pb})$	$^{12}\text{C}+(^{148}\text{Nd})$	$^{118}\text{Sn}+(^{208}\text{Pb})$
$E(3^-)$ MeV	2.62	0.752	2.62
$\chi_N^3/\chi_C^3$	3.63	4.19	1.3
相干	+	+	没有数据

在应用上述方法分析核-库仑相干时应该注意到, 跃迁振幅的比值体现的是两种作用总体份额 (即对全截面的贡献) 的相对大小, 而我们已经指出, 库仑激发和核激发在不同的分波 (出射角) 范围内起主要作用, 所以即使  $\chi_N^{\lambda}/\chi_C^{\lambda}$  远大于 1, 在前角区仍然有明显的干涉振荡.

光学势实部  $V$  的值有很大的不确定性, 它有时对入射能量和同位旋的变化表现出的规律是模糊的, 而且用不同的分析方法拟合出的值也可能有很大差异. 因此我们在计算中让  $V = 20\text{MeV}$ , 这自然引入了较大的误差, 但同时也避免了一些无关效应的影响.

## 5 结论

在重核反应中, 由库仑作用引起的低能集体运动态的激发效应不仅对非弹性散射道本身而且对弹性散射都有重要的影响, 如果用吸收势描述这种影响, 则发现它有不同于 Woods-Saxon 势的特点, 它的幅度  $\text{Im}U_a$  正比于  $Z_a^2$ , 而且它的形状也有别于 W-S 势的指数形式. 在解决办法中, 值得一提的是我们用到的动力学极化势方法. 相对于耦合道方法, 它同样有清楚、合理的理论机制, 而且迄今为止的定量分析都和实验及耦合道方法较好的

吻合.

非弹激发的核-库仑相干和体系的库仑耦合效应受某些共同的因素影响,如入射核的  $Z_a$  值. 因此在重核引起的  $\lambda = 2$  极跃迁的角分布中往往没有明显的干涉现象(同时体系有显著的库仑耦合现象). 但实验和分析表明,两者是相对独立的反应现象,不存在彼此排斥的机理.

感谢中国原子能科学研究院 HI-13 串列加速器运动人员为本实验提供了良好的束流条件. 感谢许国基为实验制备的同位素靶.

### 参 考 文 献

- 1 Zhao Kui et al. *Z. Phys.*, 1994, **A348**:95—98
- 2 Lu Xiuqin et al. *Chinese Jour. of Nucl. Phys.*, 1993, **15**:107—112
- 3 T P Cleary et al. *Phys. Lett.*, 1979, **B83**:51
- 4 Jiang Chenglie et al. *Phys. Lett.*, 1991, **B259**:427—430
- 5 Li Zhichang, Cheng Ychao, Yan Chen et al. *Nucl. Instr. & Meth.*, 1993, **A336**:150—161
- 6 Guo Jiyu, Zhao Kui, Li Zhichang et al. *Chinese Journal of Nuclear Physics.*, 1995, **17**:73—80
- 7 I J Thompson, *Compute Physics Reports.*, 1988, **7**:167—212
- 8 Broglia R A, Wither Aage. *Heavy Ion Reactions*. Massachusetts: The Benjamin / Cummings Pub. Cor Inc., 1977, 114—118
- 9 Love W G, Terasawa T, Satchler G R et al. *Nucl. Phys.*, 1977, **A291**:191—193
- 10 Perker L K. *Nuclear Data Sheets*, 1990, **59**:393—435
- 11 Broglia R A, Wither Aage. *Heavy Ion Reactions*. Massachusetts: The Benjamin / Cummings Pub. Cor Inc., 1977, 197
- 12 Jiang Chenglie. Do the strong Coulomb coupling and nuclear-Coulomb interference phenomena correlate or not? In: Jiang Chenglie, Li Shounan et al. *Physics at Tandem*. Singapore: World Scientific, 1986, 215—225



## Quasi-Elastic Collision and Coupled Channel Analysis in $^{18}\text{O} + ^{148}\text{Nd}$ \*

Zhao Kui Li Tianxin Guo Jiyu

Lu Xiuqin Fu Changbo Cheng Yehao Li Shuyuan

(China Institute of Atomic Energy, Beijing 102413)

**Abstract** Angular distributions of the elastic and inelastic scattering of  $^{18}\text{O} + ^{148}\text{Nd}$  at 90.72 MeV were measured by using the Q3D magnetic spectrometer as well as the focal plane detector system. The experimental results were reproduced by DWBA and Coupled Reaction Channel calculation code FRESKO. The polarized potential was introduced in the DWBA calculation and the similar results with the Coupled Channel calculation were obtained. The interference effect of nuclear-Coulomb in the inelastic exciting was discussed and the approximate factor describing the interference intensity were reduced.

**Key words** quasi-elastic collision, angular distribution, coupled reaction channel, Coulomb polarized potential, interference of nuclear excitation with Coulomb excitation

---

Received 11 August 1998

\* Project 19375067 supported by National Natural Science Foundation of China