

$^{16}\text{O} + ^{94}\text{Zr}$ 和 $^{16}\text{O} + ^{116}\text{Sn}$ 的弹性 散射角分布测量*

胡桂青¹⁾ 赵葵 姜华 郭继宇 符长波
路秀琴 梁刚 李志常 李淑媛 刘建成

(中国原子能科学研究院 北京 102413)

摘要 用北京 Q3D 磁谱仪及其重离子焦面探测器系统测量了两个体系的 14 个弹性散射角分布, 即 $^{16}\text{O} + ^{94}\text{Zr}$ 体系在 52, 57, 59, 62, 72, 82 和 92 MeV 7 个能量点及 $^{16}\text{O} + ^{116}\text{Sn}$ 体系在 57, 59, 62, 67, 72, 82 和 92 MeV 7 个能量点的弹性散射角分布. 用耦合道理论的 ECIS 计算程序拟合数据, 初步观察到了“阈反常”现象.

关键词 近垒及垒下弹性散射 角分布 阈反常 光学势

1 引言

80 年代以来, 相继发现的近垒及垒下能区重离子反应的各种异常现象, 尤其是垒下熔合截面增强^[1,2] 和弹性散射阈反常^[3,4] 引起了人们的广泛关注.

1978 年, R. G. Stokstad 等^[1] 报道了近垒及垒下能区熔合截面增强的现象, 即实验的熔合截面比简单的一维位垒穿透模型(BPM)理论预言的截面大几个数量级. 80 年代初, J. S. Lilley 等^[3] 报道了 $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$ 体系的弹性散射“阈反常”, 即对实验数据进行光学模型分析时, 发现提取的光学势的实部和虚部在库仑位垒附近随能量快速和定域的变化. 在表面区域强吸收半径附近, 当能量从低向高通过库仑位垒时, 虚势快速增加, 然后在一个近似恒定的数值趋于饱和, 而实势在此能区则随能量呈钟罩形变化, 直到在高能区它趋近恒定或平稳地随能量变化. 研究结果表明, 这个能量相关的光学势的实部和虚部满足普遍的色散关系^[5]. 在非弹散射中, 人们发现, 在近垒和高于库仑位垒处, 当非弹耦合强度也象弹散阈反常那样随能量变化而不固定时, 可以得到数据的更佳拟合^[5,6]. 已有证据表明了跃迁强度对能量的依赖关系. 另外, 根据半经典理论, 双中子转移反应的衰变常数应是单中子转移的 2 倍. 但是实验上观察到双中子转移截面出现异常增大的情况, 这种现象被称为“斜率反常”. 研究表明, 不单是双中子转移, 乃至多核子转移都存在着“斜率反常”现

1999-07-28 收稿

* 国家自然科学基金资助(19775065)

1) 通讯地址: 山东师范大学物理系 济南 250014

象^[7]. 总之, 种种现象表明, 近垒及垒下能区各反应道的异常现象是普遍的. 人们将各种现象联系起来, 从不同的途径, 利用不同的方法, 在理论上和实验上进行尝试, 探索各种异常现象产生的原因, 进一步研究近垒及垒下能区更深层次的核反应机制问题.

对实验数据进行光学模型分析是一种常用的研究方法. 对 $^{16}\text{O} + ^{144}\text{Sm}$ 系统各反应道的光学模型分析表明^[8], 无法找到一个能量无关的光学势能同时拟合熔合、弹散及非弹数据. 但是, 可以找到一个能量相关的光学势能同时很好地再现熔合、弹散及非弹数据, 并且, 这个能量相关的光学势也是满足色散关系的^[9].

近些年来, 耦合道理论对一些近垒异常现象的解释获得了极大的成功. 它成功地解释了弹散阈反常及熔合截面增强. 耦合道理论认为, 弹散光学势的反常正是由各反应道的相互耦合引起的. 弹散光学势 $U(E) = V(E) + iW(E)$, 其中 $V(E)$ 代表实势, $W(E)$ 代表由于其它反应道引起的弹散道的损失. 在接近和低于库仑位垒, 当能量由低向高变化时, 各反应道渐次打开, 造成弹散道的损失, 因此光学势的虚部在此能区随能量增大. 由于色散关系, 虚部的变化也必引起实部的相应变化, 从而造成光学势的能量相依. 因此, 色散关系实际上隐含着弹散道和其它反应道的耦合关系. 另外, 有研究表明, 经典的一维 BPM 理论若考虑了弹散阈反常中由于光学势随能量变化而产生的极化势 $\Delta V(E)$ 时, 可以很好地拟合熔合数据. 正是吸引的极化势 $\Delta V(E)$ 造成了熔合位垒的降低, 导致了熔合截面的增强, 所以, 有理由认为熔合截面增强与弹散阈反常有着共同的起源^[10]. 但是, 耦合道理论仍无法解释从熔合裂变碎片抽取的自旋分布展宽和各向异性的异常. 因此, 更为统一和自洽的理论还有待于进一步研究.

近几年的研究进一步证实了弹散阈反常与熔合反应的密切联系. T. Udagawa 等^[11] 从 $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$, ^{60}Ni 和 ^{63}Cu 的可用的熔合数据和弹散数据的分析中表明, 熔合数据测定的阈垒 T 近似地等于从近垒弹散的光学势虚部提取的阈能 E_s , 随后, S. Kailas 等^[12] 扩展了上述研究, 对另外 7 个反应系统的已有实验数据进行分析, 进一步证实了 T 和 E_s 是近似相等的两个量. 同时, 在分析中还发现, 从弹性散射数据推出的极化势 $\Delta V(E)$ 与从熔合数据推出的垒差也是相关的, 即 $(B - T)$ 平均地随 $\Delta V(E)$ 的增加而增加, B 为熔合位垒高度. 然而, 对于一些有较大 $(B - T)$ 值的熔合增强的体系, 还没有相应的弹散数据可用. 因此, 他们极力推荐测量这些系统的弹性散射, 进一步验证上述关系, 更好地研究近垒及垒下异常现象间的联系.

本工作的主要目的是测量 $^{16}\text{O} + ^{94}\text{Zr}$ 和 $^{16}\text{O} + ^{116}\text{Sn}$ 体系在近垒及垒下能区弹性散射角分布, 抽取光学势参数, 研究阈反常现象, 提取 E_s 及 $\Delta V(E)$ 等参数, 积累相应数据, 以进一步研究熔合截面增强与弹散阈反常间的关系.

2 实验装置和方法

实验是在中国原子能科学研究院 HI-13 串列加速器上完成的, 测量了 $^{16}\text{O} + ^{94}\text{Zr}$ 和 $^{16}\text{O} + ^{116}\text{Sn}$ 两个系统 14 个能量点的弹性散射角分布, 角度范围为 $12^\circ - 140^\circ$, 步长为 5° . 靶室内在谱仪对面 30° 处安装了一个金硅面垒半导体探测器作为监督器, 前面加 $\phi 3$ 的光

栏,用它来归一各种反应的微分截面. 靶 ^{94}Zr 是用溅射法制备的,丰度 91.2%,厚度 $50\mu\text{g}/\text{cm}^2$. ^{116}Sn 靶是用真空蒸发法制备的,丰度为 98%,厚度为 $60\mu\text{g}/\text{cm}^2$. 两种靶都有 $20\mu\text{g}/\text{cm}^2$ 厚的 C 膜衬底. 实验中,碳衬底可以保证出射粒子的电荷态达到平衡.

散射离子被 Q3D 磁谱仪^[13] 及其重离子焦面探测器^[14] 进行测量. Q3D 磁谱仪色散大,动量分辨率高,可达 1.8×10^{-4} . 充气焦面探测器由 $\Delta E-E_R$ 电离室和两个位置灵敏正比管组成, ΔE 为充气电离室探测到的能量损失信号, E_r 为半导体探测器测量的剩余能量信号. 电离室内充 30% C_4H_4 和 70% Ar 的混合气体. 离子分辨可由 $\Delta E-E_R$ 电离室得到. 焦面探测器的 ΔE 和 E_R 分辨分别达到 3.0% 和 1.4%. 第一个正比管的信号可以精确地给出出射粒子的动量信号,从而得到高分辨的位置谱. 两个正比管的信号可以给出散射粒子对焦面探测器的人射角度. Q3D 磁谱仪对出射 ^{16}O 的 8^+ 态进行置场. 在能量为 52—92MeV 的范围内测得了 $^{16}\text{O}+^{94}\text{Zr}$ 体系在 52, 57, 59, 62, 72, 82 和 92MeV 7 个能量点及 $^{16}\text{O}+^{116}\text{Sn}$ 体系在 57, 59, 62, 67, 72, 82 和 92MeV 7 个能量点的弹性散射角分布. Q3D 磁谱仪的高分辨特性使得 ^{94}Zr 的第一激发 2^+ 态 (0.918MeV) 和 ^{116}Sn 的第一激发 2^+ 态 (1.2935MeV) 可以与它们的基态很好地分开. 图 1 给出了 $^{16}\text{O}+^{94}\text{Zr}$ 体系在 $E_{\text{lab}} =$

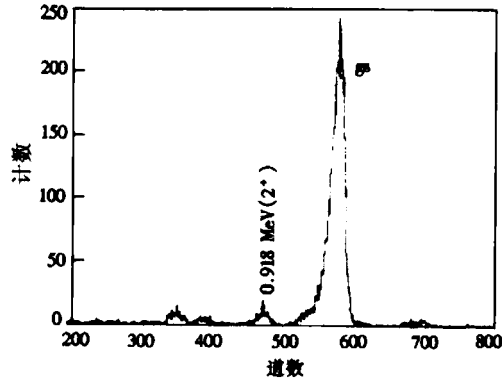


图 1 $^{16}\text{O}+^{94}\text{Zr}$ 的典型位置谱

92MeV, $\theta_{\text{lab}} = 40^\circ$ 的典型位置谱,下标 lab 代表实验室坐标系,gs 代表基态. 实验数据经 MVAX 计算机在线数据获取系统以事件-事件方式记录下来,以利实验后的数据反演及处理.

3 实验数据的处理

角分布数据是在 $\Delta E-E_R$ 二维谱上对氧离子开窗后投影到单维谱上积分得到的. 实验得到的数据都转换到质心系中进行分析. 通常,弹性散射截面 $\sigma_{\text{el}}(\theta_c)$ 都写成与卢瑟福散射截面 $\sigma_{\text{Ru}}(\theta_c)$ 比值的形式:

$$\frac{\sigma_{\text{el}}(\theta_c)}{\sigma_{\text{Ru}}(\theta_c)} = \frac{WT(\theta_c)}{WT(\theta_{c-\text{ms}})} \cdot \frac{dN_{\text{el}}}{dN_{\text{ms}}} \cdot \frac{d\Omega_{\text{ms}}}{d\Omega_{\text{el}}} \cdot \frac{\sigma_{\text{Ru}}(\theta_{c-\text{ms}})}{\sigma_{\text{Ru}}(\theta_c)} \cdot \frac{1}{F(q)}, \quad (3.1)$$

式中 dN_{el} 和 dN_{ms} 分别为焦面探测器和监督器探测的弹散计数, $d\Omega_{\text{el}}$ 和 $d\Omega_{\text{ms}}$ 分别为其立体角. $F(q)$ 是 ^{16}O 通过碳膜后的平衡电荷态分数^[15]. 其中

$$WT(\theta_c) = \frac{1 + \gamma \cos \theta_c}{(1 + \gamma^2 + 2\gamma \cos \theta_c)^{\frac{3}{2}}}, \quad (3.2)$$

这里 $WT(\theta_c)$ 为实验室系到质心系的变换系数. c 代表质心坐标系. $\theta_{c-\text{ms}}$ 为质心系中监督器的角度. $\gamma = \left(\frac{A_a A_b}{A_A A_B} \cdot \frac{E_c}{E_c + Q} \right)^{\frac{1}{2}}$, 其中 A_a, A_b 分别为反应前入射粒子和靶核的质量

数, A_A, A_B 分别为反应后出射粒子和靶核的质量数, Q 为反应能. 对于弹性散射, $A_a = A_A, Q = 0$, 即 $\gamma = \frac{A_a}{A_b}$.

图 2 给出了得到的 $^{16}\text{O} + ^{94}\text{Zr}$ 和 $^{16}\text{O} + ^{116}\text{Sn}$ 反应在各能量点下的弹性散射角分布.

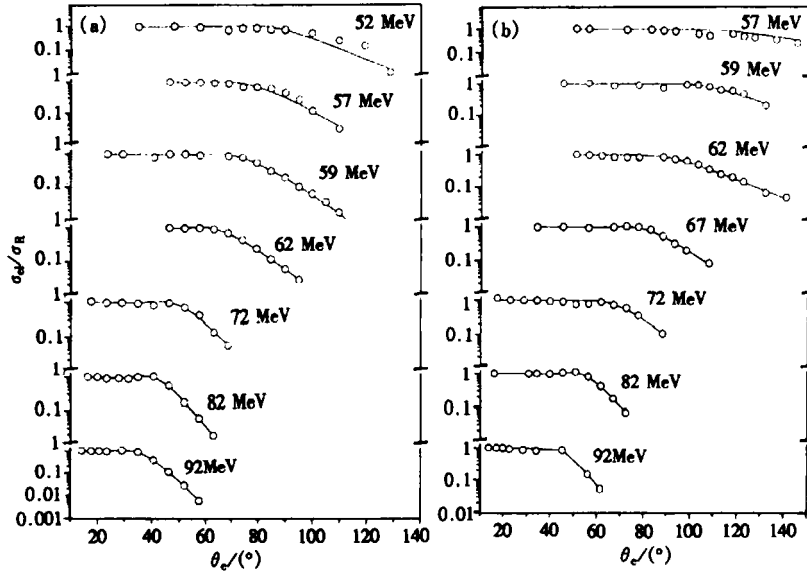


图 2 $^{16}\text{O} + ^{94}\text{Zr}$ (a)和 $^{16}\text{O} + ^{116}\text{Sn}$ (b)体系的弹散角分布及 ECIS 拟合

○ 实验点, — ECIS 拟合结果.

4 结果分析与讨论

利用耦合道理论的 ECIS 程序^[16]对弹散角分布数据进行光学模型分析. 拟合中, 考虑了起主要作用的 ^{94}Zr 和 ^{116}Sn 的基态与第一激发态的耦合. 程序中, 集体运动模型选为对称转动模型. 光学势总势可表示为

$$V(r) = V_C(r) + V_N(r), \quad (4.1)$$

这里 $V_C(r)$ 为库仑势,

$$V_C(r) = \begin{cases} (3R_C^2 - r^2)Z_1Z_2e^2/2R_C^2 & (r < R_C), \\ Z_1Z_2e^2/r & (r \geq R_C), \end{cases} \quad (4.2)$$

$R_C = r_{0C}(A_a^{1/3} + A_b^{1/3})$, r_{0C} 为库仑势的半径参数. $V_N(r)$ 为核势, 采用 Woods-Saxon 势

$$V_N(r) = V(r) + iW(r) = Vf_V(r) + iWf_W(r), \quad (4.3)$$

其中 $V(r)$ 为实核势, $W(r)$ 为虚核势, $f_i(r)$ 为光学势 Woods-Saxon 形式的形状因子:

$$f_i(r) = \frac{1}{1 + \exp[(r - R_i)/a_i]}, \quad (4.4)$$

$R_i = r_{0i}(A_a^{1/3} + A_b^{1/3})$, 这里, 下标中 $i = V, W$, 分别代表实、虚部. V, W 为光学势的深度参

数, r_{0V} 和 r_{0W} 为核半径参数, a_V 和 a_W 为弥散参数.

在具体拟合过程中, 为避免光学势模糊性^[17], 固定势的几何参数, $r_{0V} = r_{0W} = r_0$, $a_V = a_W = a_0$, 寻找势的深度参数 V, W . 形变参数 β 也固定不变. 形变参数利用下列关系式确定:

$$\beta_V R_V = \beta_W R_W = \beta_C R_C = \frac{4\pi}{3Z_1 e R_C} [B(E2, 0^+ - 2^+)]^{\frac{1}{2}}, \quad (4.5)$$

其中 Z_1 为靶核电荷数. β_V, β_W 和 β_C 分别为体积实势形变参数、体积虚势形变参数和库仑形变参数. $B(E2, 0^+ - 2^+)$ 为 0^+ 态到 2^+ 态的跃迁强度. 利用已测得的 $B(E2)$ 值或形变长度 βR 即得到形变参数. 对于 ^{94}Zr , $\beta_C = 0.090$ ^[18]. 对于 ^{116}Sn , $\beta_C = 0.098$ ^[19].

阈反常指的是在垒下和近库仑位垒能区, 发生在表面附近灵敏半径 R_s 处光学势实、虚部随能量的变化, 因此, 首先应确定灵敏半径. 对同一数据进行拟合时, 若固定核半径参数 r_{0V} 和 r_{0W} , 变化弥散参数 a_V 和 a_W , 则得到的光学势的实、虚部会相交于灵敏半径 R_s 附近^[20]. 本工作在不同的弥散参数 (0.43—0.68 fm) 下拟合得出光学势的实、虚部深度 V 和 W , 并做出势 $V(r)$ 和 $W(r)$ 随 r 变化的关系曲线, 相交点即可得到灵敏半径 R_s , 如图 3 所示. 对于不同能量, 灵敏半径稍有差别, 我们取其平均值. 综合考虑各能量点弥散参数和拟合 χ^2 值之间的关系, 确定最佳弥散参数. 根据确定的光学势参数 r_0 和 a_0 , 拟合得出势的深度 V 和 W , 即可据公式 4.3, 4.4 得到灵敏半径 R_s 处光学势的值 V_s 和 W_s . 各能量点光学势参数值见表 1, 灵敏半径处势的值见图 4.

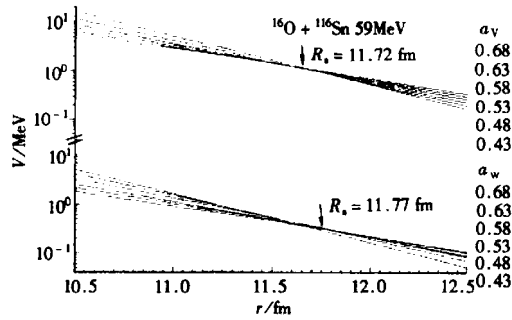


图 3 不同弥散参数下的光学势实、虚部分别相交于灵敏半径 R_s 处的示意图

即可得到灵敏半径 R_s , 如图 3 所示. 对于不同能量, 灵敏半径稍有差别, 我们取其平均值. 综合考虑各能量点弥散参数和拟合 χ^2 值之间的关系, 确定最佳弥散参数. 根据确定的光学势参数 r_0 和 a_0 , 拟合得出势的深度 V 和 W , 即可据公式 4.3, 4.4 得到灵敏半径 R_s 处光学势的值 V_s 和 W_s . 各能量点光学势参数值见表 1, 灵敏半径处势的值见图 4.

表 1 不同能量点光学势参数值

$^{16}\text{O} + ^{94}\text{Zr}$			$^{16}\text{O} + ^{116}\text{Sn}$		
$E_{\text{lab}}/\text{MeV}$	V/MeV	W/MeV	$E_{\text{lab}}/\text{MeV}$	V/MeV	W/MeV
52	164.20	50.94	57	135.55	60.16
57	64.81	50.46	59	148.10	54.74
59	57.76	38.63	62	91.71	127.15
62	57.58	42.07	67	87.79	62.04
72	63.98	57.09	72	73.37	154.51
82	46.40	33.52	82	97.24	50.15
92	49.21	33.27	92	103.79	77.45
$r_0 = 1.21$	$a_0 = 0.53$	$R_s = 11.32$	$r_0 = 1.223$	$a_0 = 0.63$	$R_s = 11.69$
参数 (fm)			参数 (fm)		

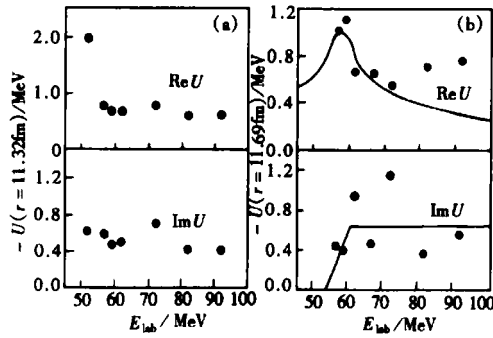


图 4 $^{16}\text{O} + ^{94}\text{Zr}$ (a)和 $^{16}\text{O} + ^{116}\text{Sn}$ (b)的

光学势实、虚部随能量变化关系

●实验点, —色散关系拟合曲线.

不同能量点光学势参数值见表 1.

由图 4 可知,在近库仑位垒能区,已开始出现了两个体系光学势实部的反常现象,但反常现象还不充分.这是由于阈反常发生在近垒及垒下能区($^{16}\text{O} + ^{94}\text{Zr}$ 体系库仑位垒为 52.6 MeV, $^{16}\text{O} + ^{116}\text{Sn}$ 体系为 61.8 MeV),而对此两体系本工作测量的最低能点分别为 52 和 57 MeV,缺乏垒下低能量点的有关数据.我们将在下轮实验补测两个体系垒下低能量点的数据,进行下一步的研究.

能量相关的光学势可表示为

$$U(E) = V_0 + \Delta V(E) + iW(E), \quad (4.6)$$

其中 V_0 是与能量无关的常数实势, $\Delta V(E)$

是能量相关的极化势. 光学势的实部与虚部满足定域的色散关系

$$\Delta V(E) = (E - E_b) \frac{P}{\pi} \times \int_0^{\infty} \frac{W(E')}{(E' - E_b)(E' - E)} dE', \quad (4.7)$$

式中 P 代表积分主值, $W(E)$ 表示为

$$W(E) = \begin{cases} 0 & E \leq E_a \\ \frac{W_0}{E_b - E} & E_b \leq E \leq E_b \\ W_0 & E \geq E_b \end{cases} \quad (4.8)$$

其中 W_0 为能量无关的常数虚势. 在能量为 E_a 时,虚势开始增大,在能量为 E_b 时,虚势近似达到稳定.

在实际处理中,利用简化的色散关系^[21]

$$\Delta V(E) = (W_0/\pi)(\epsilon_a \ln|\epsilon_a| - \epsilon_b \ln|\epsilon_b|), \quad (4.9)$$

其中

$$\epsilon_j = \frac{E - E_j}{E_b - E_a} \quad (j = a, b)$$

在有限数据的情况下,对 $^{16}\text{O} + ^{116}\text{Sn}$ 体系各能量点光学势进行了色散关系拟合. 各参数分别取为 $E_a = 54\text{MeV}$, $E_b = 61\text{MeV}$, $W_0 = 0.65\text{MeV}$. 由于缺乏垒下低能量点的数据,这些参数有很大的不确定性. 但可以定性地看出光学势实部及虚部基本满足色散关系.

感谢 HI-13 串行加速器的运行人员提供了良好的束流. 感谢制靶组的同志提供了高质量的靶.

参考文献 (References)

- 1 Stockstad R G, Eisen Y, Kaplanis S. Phys. Rev. Lett., 1978, **41**:465
- 2 Vorkapic D, Ivaniseric B. Phys. Rev., 1995, **C52**:1980
- 3 Lilley J S, Fulton B R, Nagarajan M A et al. Phys. Lett., 1983, **B128**:153

- 4 Keeley N, Christley I A, Clarke N M et al. Nucl. Phys. ,1995, **A582**:314
- 5 Nagarajan M A, Mahaux C, Satchler G R. Phys. Rev. Lett. ,1985, **54**:1136
- 6 Dial J, Ferrero J L, Ruiz J A et al. Nucl. Phys. ,1989, **A494**:311
- 7 Satchler G R. Phys. Rep. ,1991, **199**(3):147
- 8 WU C Y, Oertzen W Von, Cline D et al. Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. ,1990, **40**:265
- 9 Abriola D, Digregorio D, Testoni J E et al. Phys. Rev. ,1989, **C39**(2):546
- 10 Delagrangé H, Vaz I D, Alexander J M. Phys. Rev. ,1979, **C20**:1731
- 11 Udagawa T, Naito M, Kin B T. Phys. Rev. ,1992, **C45**(2):876
- 12 Kailas S, Singh P. Phys. Rev. ,1994, **C50**:1230
- 13 LI ZhiChang , CHENG YeHao, YAN Chen et al. Nucl. Instr. and Meth. ,1993, **A336**:150
- 14 GUO Jiyu, ZHAO Kui, LI ZhiChang et al. Chin. Jour. of Nucl. Phys. ,1995, **17**:73
- 15 Shima K, Kuno N, Yamanouchi M et al. Atomic Data and Nucl. Data Table,1992, **51**:190
- 16 Raynal J. Computing as a Language of Physics, Vienna: I. A. E. A. ,1972. 281
- 17 Igo G. Phys. Rev. , 1959, **115**:1665
- 18 Atomic Data and Nucl. Data Table, 1987, **36**:7
- 19 LU XiuQin, MA Yong, GUO JiYu et al. Chin. Jour. of Nucl. Phys. ,1995, **17**(3):239
- 20 Lilley J S, Fulton B R, Nagarajan M A et al. Phys. ,Lett. ,1985, **B151**:181
- 21 Mahaux C. Nucl. Phys. ,1986, **A449**:354

Measurement of Angular Distributions for Elastic Scattering of $^{16}\text{O} + ^{94}\text{Zr}$ and $^{16}\text{O} + ^{116}\text{Sn}$ Reactions *

HU GuiQing¹⁾ ZHAO Kui JIANG Hua GUO JiYu FU ChangBo
LU XiuQin LIANG Gang LI ZhiChang LI ShuYuan LIU JianCheng
(China Institute of Atomic Energy, Beijing 102413, China)

Abstract The angular distributions for elastic scattering of the two systems, $^{16}\text{O} + ^{94}\text{Zr}$ at energies 52, 57, 59, 62, 72, 82 and 92 MeV and $^{16}\text{O} + ^{116}\text{Sn}$ at energies 57, 59, 62, 67, 72, 82 and 92 MeV have been measured. The scattered ions were detected by the Beijing Q3D magnetic spectrometer and its heavy ion focal plane detector. The optical model analysis of the data was made with the Coupled-Channels code ECIS, and the optical potential parameters have been obtained by fitting the data. Within the limited data, the phenomenon of the 'threshold anomaly' is observed.

Key words near-and sub-barrier elastic scattering, angular distribution, threshold anomaly, optical potential

Received 28 July 1999

* Supported by National Natural Science Foundation of China(19775065)

1) Mailing Address: Department of Physics, Shandong Normal University, Ji'nan 250014, China