

$^{16}\text{O} + ^{152}\text{Sm}$ 、 ^{184}W 准弹和弹性散射的 位垒分布*

张焕乔 杨 峰 林承键 刘祖华 胡跃明

(中国原子能科学研究院 北京 102413)

摘要 利用 ^{16}O 束流轰击稳定形变靶 ^{152}Sm 和 ^{184}W ,在背角测量准弹散射和弹性散射激发函数,分别定出准弹和弹性位垒分布 $D^{\text{qe}}(E)$ 和 $D^{\text{el}}(E)$.将结果与从已有的熔合激发函数、自旋分布及其相邻同位素 ^{154}Sm 和 ^{186}W 实验得出的位垒分布进行比较,得到相互自洽的结果,同时也用ECIS79程序作了耦合道理论计算.实验表明,靶的变形效应导致位垒分布是非对称的.

关键词 垒下熔合 准弹散射 弹性散射 激发函数 位垒分布

1 引言

70年代末发现的垒下熔合截面增强现象一直引起人们的广泛关注.按照现有理解,这种增强涉及碰撞核的内部自由度与入射道相对运动之间耦合的多维位垒穿透.这种耦合导致一个熔合位垒分布,其耦合强度和性质都反映在位垒分布中.通过实验上直接精确测量熔合位垒分布,可以得到耦合物理因素的定量信息,这对检验现有垒下熔合模型起着关键作用.

1991年,Rowley等人^[1]从理论分析上提出,可以直接从精确测量熔合激发函数来确定熔合位垒分布,它相应于能量与熔合反应截面乘积对能量的二次微商.在变形核的情况下,预期位垒分布是非对称的,不同于过去理论采用的分布形式.本工作将着重研究一个球形核与一个变形核的碰撞,变形核不同的角度取向将导致一个连续的位垒分布.简单的两道耦合模型计算结果表明,任何耦合相互作用都将单位垒劈裂成一个较低和一个较高能量的位垒.较低的位垒响应于垒下熔合截面的增强.理论上已经确定熔合反应自旋分布与熔合位垒分布之间的关系^[2],从而提供了熔合激发函数、自旋分布和熔合位垒分布的实验值与理论值之间的比较,这将对现有垒下熔合模型做出严格的检验.

1991年,Wei等人^[3]首次直接从精确测量的 $^{16}\text{O} + ^{154}\text{Sm}$ 系统的熔合激发函数抽取位垒分布,明显观察到靶核静态形变的效应,正如理论所预言位垒分布是非对称的,但拟合

1997-09-24收稿

* 国家自然科学基金(19675071)和核工业科学基金(HI7196AO107)资助

熔合数据得出的四极形变参数 β_2 显著低于库仑激发实验给出值. 后来进一步测量了 $^{16}\text{O} + ^{144,148}\text{Sm}, ^{186}\text{W}$ 系统的熔合位垒分布^[4-6], 通过改进的理论拟合 $^{16}\text{O} + ^{154}\text{Sm}$ 数据^[5], 得出的 β_2 和 β_4 值与从分析库仑激发和 α 粒子非弹散射数据给出的数值很好一致. 可是用同样的理论拟合 $^{16}\text{O} + ^{186}\text{W}$ 熔合数据^[4], 得到的形变参数值不同于库仑激发数据给出值. 现有结果表明, 熔合位垒分布可能是探测核形状的一个灵敏探针.

用熔合激发函数测定位垒分布的实验虽然取得了一些很好的结果, 但同时也发现, 由于实验上熔合位垒分布的误差正比于熔合截面, 因此随着能量的增加误差迅速增大, 即使熔合反应截面精度达到 1%, 垒上部分的位垒结构仍难以确定. 这样就要求寻找新的方法来共同确定熔合位垒分布.

有人提出^[7,8], 在背角测量一个反应的准弹散射激发函数可能提供位垒分布的一些信息. Rowley 等人^[9]又进一步提出了用弹性散射激发函数抽取位垒分布的方法. 目前实验上虽然已测量了许多系统的准弹散射和弹性散射角分布, 但激发函数的测量仍是寥寥无几. 至今用此方法仅测量了 $^{16}\text{O} + ^{144,154}\text{Sm}, ^{186}\text{W}$ 系统的位垒分布. 为此, 我们希望通过对 $^{16}\text{O} + ^{152}\text{Sm}, ^{184}\text{W}$ 系统准弹散射和弹性散射激发函数的测量能够对这两种新方法做出检验. 此外, 本文利用熔合自旋分布与位垒分布之间的关系, 首次实现将实验直接测量的位垒分布与从已有自旋分布抽取的熔合位垒分布作直接比较. 同时, 将准弹和弹性位垒分布与已有熔合激发函数及相邻同位素 ^{154}Sm 和 ^{186}W 得到的实验位垒分布进行比较, 给出了自洽的结果. 本文还用 ECIS79 程序做了耦合道理论计算.

2 理论背景

如果定义一个归一的熔合位垒分布 $D^{\text{fus}}(B)$, 这时熔合激发函数可写作^[1]:

$$\sigma^{\text{fus}}(E) = \int_0^{\infty} D^{\text{fus}}(B) \sigma^{\text{fus}}(E, B) dB, \quad (1)$$

若用 R_f 表示熔合位垒半径, 由熔合激发函数抽取的位垒分布形式是:

$$D^{\text{fus}}(E) = \frac{1}{\pi R_f^2} \frac{d^2}{dE^2} [E \sigma^{\text{fus}}(E)]. \quad (2)$$

2.1 准弹位垒分布^[10]

为了从背角测量的准弹散射激发函数推导出位垒分布的形式, 首先我们知道, 对于角动量 $l = 0$ 时的反射系数 $R_0(E)$ 由 180° 处准弹散射微分截面和 Rutherford 散射微分截面之比给出,

$$R_0(E) = \frac{d\sigma^{\text{qeI}}}{d\sigma^{\text{R}}} (E, \theta = 180^\circ), \quad (3)$$

此时对应的透射系数 $T_0(E)$ 表示为^[11]:

$$T_0(E) = \frac{1}{\pi R_f^2} \frac{d(E\sigma^{\text{fus}})}{dE}, \quad (4)$$

上式再对能量求导即方程(2)所定义的位垒分布. 考虑到通量守恒, 有:

$$D^{\text{fus}}(E) = \frac{dT_0}{dE} = -\frac{dR_0}{dE} = -\frac{d}{dE} \left[\frac{d\sigma^{\text{qeI}}}{d\sigma^{\text{R}}} (E, \theta = 180^\circ) \right]. \quad (5)$$

对于多维位垒, 在绝热近似和等离心近似下^[10], 引入权重因子 $W_k \equiv U_{0k}^2$, 准弹散射微分截面表示为:

$$\frac{d\sigma^{\text{qeI}}}{d\sigma^{\text{R}}} (E, \theta) = \frac{1}{d\sigma^{\text{R}}} \sum_{k=0}^n W_k \left| \frac{\lambda}{2i} \sum_l (2l+1) P_l(\cos\theta) \exp(2i\sigma_k^l) \bar{S}_k^l \right|^2 = \sum_{k=0}^n W_k \frac{d\sigma_k}{d\sigma^{\text{R}}} (E), \quad (6)$$

这里 $d\sigma_k$ 是第 k 本征道的准弹微分截面. 再对能量求一次微商, 就得到由准弹散射激发函数抽取的位垒分布:

$$D^{\text{qeI}}(E) \equiv -\frac{d}{dE} \left[\frac{d\sigma^{\text{qeI}}}{d\sigma^{\text{R}}} (E) \right] = -\sum_{k=0}^n W_k \frac{d}{dE} \left(\frac{d\sigma_k}{d\sigma^{\text{R}}} \right). \quad (7)$$

鉴于实验上很难直接测量 $\theta_{\text{lab}} = 180^\circ$ 的激发函数, 可尽量选择靠近 180° 的探测角, 同时 $D^{\text{qeI}}(E, \theta)$ 的能量刻度要减去一个离心能 $E_{\text{cent}}(E)$:

$$E_{\text{cent}} = E_{\text{cm}} \frac{\text{cosec}(\theta_{\text{cm}}/2) - 1}{\text{cosec}(\theta_{\text{cm}}/2) + 1}, \quad (8)$$

式中 E_{cm} 和 θ_{cm} 分别为质心系的能量和角度.

2.2 弹性位垒分布^[9]

在本征道模型中, 反应道 j 的散射矩阵元 S_j^l 可以写成本征道 k 的散射矩阵元 \bar{S}_k^l 的线性迭加, 即 $S_j^l = U_{jk} U_{0k} \bar{S}_k^l$. 散射振幅 $f_j(E, \theta)$ 表示成:

$$f_j(E, \theta) = \frac{\lambda}{2i} \sum_{l,k} (2l+1) P_l(\cos\theta) \exp[2i\sigma_j^l] U_{jk} U_{0k} \bar{S}_k^l, \quad (9)$$

式中 σ_j^l 是第 j 道的库仑相移. 这样, 弹性散射振幅 $f^{\text{el}} \equiv f_{j=0}$ 写作:

$$f^{\text{el}}(E, \theta) = \sum_{k=0}^n W_k f_k(E, \theta, B_k) \equiv \sum_{k=0}^n W_k |f_k| e^{i\phi_k}, \quad (10)$$

式中 ϕ_k 是本征道振幅 $f_k(E, \theta, B_k)$ 的相位, 如果它对本征道的依赖不强, 可定义位垒分布为:

$$D^{\text{el}}(E) \equiv -\frac{d}{dE} \left[\frac{d\sigma^{\text{el}}}{d\sigma^{\text{R}}} (E) \right]^{1/2} = -\frac{d}{dE} \sum_{k=0}^n W_k \left| \frac{f_k}{f^{\text{R}}} e^{i\phi_k} \right| \approx \sum_{k=0}^n W_k G^{\text{el}}(E, B_k), \quad (11)$$

这里 f^{R} 是 Rutherford 散射振幅, $G^{\text{el}}(E, B_k)$ 定义为一个尖锐函数.

2.3 由融合自旋分布得到位垒分布^[2]

设 E_0 为某一给定质心能量. 假定在平均位垒附近, $T_l(E)$ 近似等于减去离心势的 s 分波透射率^[12]:

$$T_l(E_0) = T_0(E) = T_0 \left(E_0 - \frac{l(l+1)\hbar^2}{2\mu R_f^2} \right), \quad (12)$$

式中 μ 是约化质量. 这样, 可以将入射粒子的能量 E_0 看作是由于角动量变化形成的能谱 $E(l)$. 求出 $T_l(E_0)$ 对 E 的一次微商:

$$\frac{dT_l(E_0)}{dE} = - \frac{4\mu^2 R_f^2 E_0}{\pi \hbar^4 (2l+1)^2} \frac{d\sigma_l^{\text{fus}}(E_0)}{dl}, \quad (13)$$

从而得到由熔合自旋分布表示的位垒分布形式:

$$\frac{1}{\pi R_f^2} \frac{d^2[E\sigma^{\text{fus}}(E)]}{dE^2} = \frac{dT_l(E_0)}{dE} = - \frac{4\mu^2 R_f^2 E_0}{\pi \hbar^4 (2l+1)^2} \frac{d\sigma_l^{\text{fus}}(E_0)}{dl} \equiv D^{\text{mom}}(E). \quad (14)$$

3 实验方法和结果

本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. 利用准直的 ^{16}O 束流轰击 ^{152}Sm 和 ^{184}W 靶, 流强和能量分别为 300—1500 enA、53.0—75.1 MeV 和 900—1500 enA、60.9—84.2 MeV. 能量步长为 1 MeV. ^{152}Sm (浓缩度 98.4%) 靶和 ^{184}W (浓缩度 96.4%) 靶的厚度均为 $100 \mu\text{g} / \text{cm}^2$, 分别蒸发在厚 $20 \mu\text{g} / \text{cm}^2$ 碳底衬上. 为提高实验精度, 两块靶均采用 $\phi 3 \text{ mm}$ 的点靶, 以限制束流的几何和漂移范围.

实验中靶室的两端分别装有 $\phi 6 \text{ mm}$ 和 $\phi 8 \text{ mm}$ 的准直光阑. 两个监视器均采用 Au(Si) 面垒型半导体探测器, 与靶相距 22.6 cm, 1 号监视器前面加 $\phi 3 \text{ mm}$ 光阑, 位于靶室正角区 36.0° ; 2 号监视器前面加 $\phi 2.5 \text{ mm}$ 光阑, 位于靶室负角区 24.0° . 实验中根据两个监视器计数率的比值, 可以了解靶点的漂移, 同时也用来归一反应的微分截面. 在背角 156° 、 160° 和 164° 处用一个 3 路 ΔE - E 电离室望远镜同时测量两系统的准弹散射和弹性散射激发函数, 其能量分辨率小于 1.3%. 因此可以区分 ^{152}Sm 核基态与 0.8102 MeV 及以上的激发态以及 ^{184}W 核基态与 0.9033 MeV 及以上的激发态, 而对于 ^{152}Sm 核的 3 个低激发态 (0.1218、0.3665 和 0.7069 MeV) 以及 ^{184}W 核的 3 个低激发态 (0.1112、0.3640 和 0.7483 MeV) 无法区分, 将与基态混杂在一起.

实验中用 CAMAC-MBD-MVAXR 系统实现在线获取. 激发函数数据由双维谱上开窗投影到单维谱上获得. 数据处理时共开 4 个窗, 分别对应 O、N、C、B. 由此最后得到了两系统的准弹散射、弹性散射和转移反应的激发函数, 见图 1.

为了与实验结果作比较, 图 1 中同时用实线表示出用 ECIS79 程序计算的 $^{16}\text{O} + ^{152}\text{Sm}$, ^{184}W 两个系统在 156° 、 160° 和 164° 处的弹性散射激发函数. 在程序计算中需要说明的是: (1) 由于探测器能量分辨率的限制, 实验测量的弹性散射计数同时也包括了 2^+ 、 4^+ 和 6^+ 这 3 个激发态的非弹散射成份, 因而本文计算的“弹性”散射截面实际上是弹性散射截面加 3 个激发态的非弹散射截面之和; (2) 集体运动模式选为对称转动模型, 在无库仑校正的情况下, 匹配半径 R_M 和最大分波数 l_{max} 应取较大的值, 本文取 $R_M = 50 \text{ fm}$, $l_{\text{max}} = 200\hbar$; (3) ^{152}Sm 的形变参数 β_l 取自文献 [13], $\beta_2 = 0.280$, $\beta_4 = 0.092$, $\beta_6 = 0.010$;

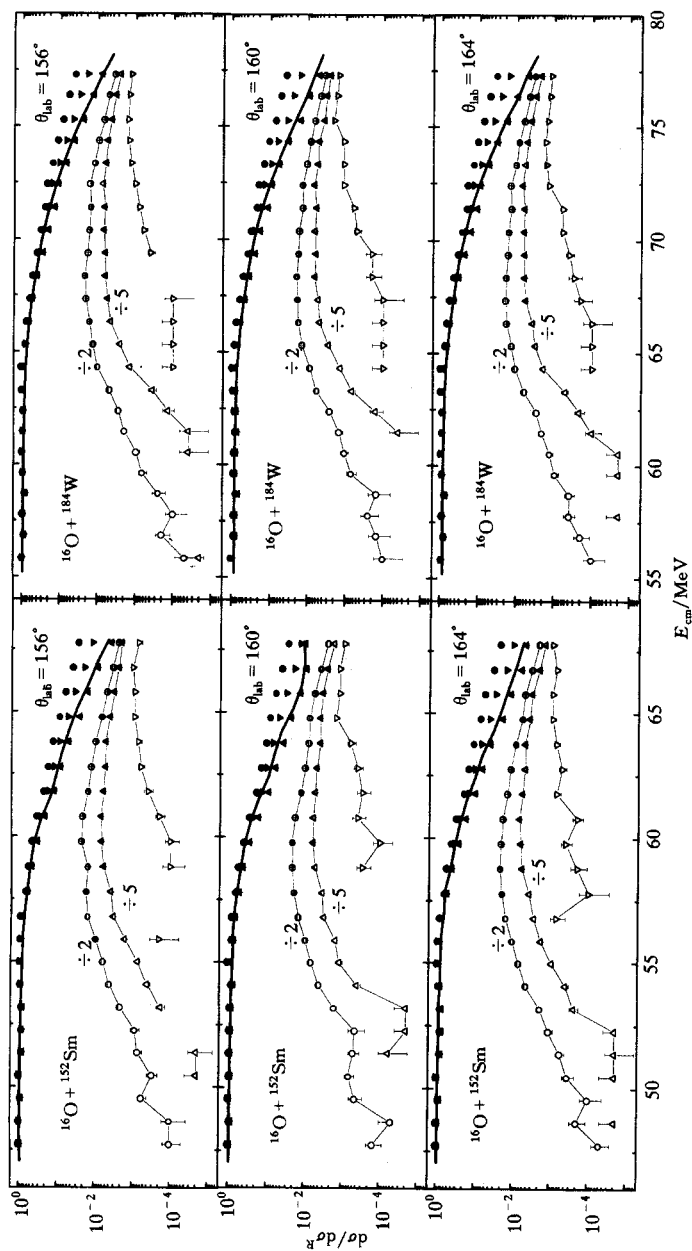


图1 $^{16}\text{O} + ^{152}\text{Sm}$ 、 ^{184}W 系统各反应道的激发函数

● 表示准弹散射道；▼、○、△、∇ 分别表示 O、N、C、B 各反应道；实线表示 ECIS79 计算的结果。

在文献 [14] 中只给出 ^{184}W 的约化激发几率 $B(E_2)$ 和 $B(E_4)$, β_2 和 β_4 由公式 $\beta_\lambda = \frac{3\pi}{4R_c^\lambda} \sqrt{B(E_\lambda) / e^2}$ 得到, $\beta_2 = 0.238$, $\beta_4 = -0.068$, 而 β_6 取自系统学数据^[15], $\beta_6 = 0.010$; (4) 所选取的光学势参数列于表 1.

表1 ECIS79 计算中所采用的光学势参数

系统	V_0/MeV	W_0/MeV	r_v/fm	r_w/fm	a_v/fm	a_w/fm	r_c/fm
$^{16}\text{O} + ^{152}\text{Sm}$	22.0	22.0	1.34	1.34	0.57	0.36	1.25
$^{16}\text{O} + ^{184}\text{W}$	35.0	18.0	1.313	1.313	0.457	0.457	1.10

从图 1 中激发函数的结果可以看出, 所有的准弹散射和弹性散射激发函数基本上随能量的增加而单调光滑下降, 但在低能区间由于衍射效应出现小的振荡. 注意到在垒下及近垒能区, 弹性散射微分截面远大于其它反应道的截面; 而在垒上部分, 转移反应微分截面已可以与弹性道相比, 甚至大于弹性道, 这将对抽取位垒分布产生很大的影响. 总的来讲, 由于实验获取的计数很高, 统计较好, 因而除了部分能区的转移反应外, 所有能点微分截面的相对误差都小于 1%.

4 位垒分布的计算和讨论

利用方程 (7) 和 (11), 可以用点差分方法从 $^{16}\text{O} + ^{152}\text{Sm}$ 、 ^{184}W 两个系统的准弹散射和弹性散射激发函数抽取位垒分布 $D^{\text{qel}}(E)$ 和 $D^{\text{el}}(E)$, 具体结果见于图 2. 图中同时还给出用 ECIS79 程序计算的位垒分布结果, 其中弹性散射包括了 ^{152}Sm 和 ^{184}W 的 3 个低激发态非弹散射的弹性散射结果, 而“0⁺”为只考虑 0⁺ 基态的弹性散射结果, 分别用实线和折线表示. 所有图中能量坐标标度都已减去了离心能 E_{cent} .

为了对本实验结果进行检验, 在图 3 给出了 Timmer^[10] 和 Rowley^[9] 由 170° 测量的 $^{16}\text{O} + ^{154}\text{Sm}$ 、 ^{186}W 准弹散射和弹性散射激发函数抽取的位垒分布. 另外, 用耦合道理论拟合 Stokstad 等人^[16] 测量的 $^{16}\text{O} + ^{152}\text{Sm}$ 系统在七个能点的熔合激发函数, 设定相对误差 1%, 利用方程 (2), 图 3 中还给出由此抽取的位垒分布 $D^{\text{fus}}(E)$ 作了比较, 其中 πR_f^2 取为 3420mb.

由比较的结果可以看出, 首先从三个不同角度抽取的位垒分布相互之间无论在位垒的位置、权重和形状等方面都符合得较好. 各角度之间有很小的相移, 这从理论计算上也看出了这点^[10]. 其次, $D^{\text{qel}}(E)$ 、 $D^{\text{el}}(E)$ 和 $D^{\text{fus}}(E)$ 三者之间符合得较好. 再次, 本文得到的位垒分布与 $^{16}\text{O} + ^{154}\text{Sm}$ 、 ^{186}W 的结果也符合得较好. 这些事实说明能够从准弹散射和弹性散射激发函数获得熔合位垒分布的知识.

同时也从图 2 中看出, ECIS79 计算和实验结果差别较大, 尤其对于 $^{16}\text{O} + ^{184}\text{W}$ 系统更是如此. 为了考察其中的原因, 作为一个例子, 在图 4 中给出了实验中作为“弹性”散射考虑的各个散射道的激发函数, 其中 2⁺ 态的非弹散射微分截面在大部分能区并不小于 0⁺ 态的弹性散射微分截面, 甚至 4⁺ 和 6⁺ 态的非弹散射微分截面也相当可观. 需要强调的是, 2⁺ 态激发函数和 0⁺ 态激发函数的形状相似, 而 4⁺ 和 6⁺ 态的激发函数分别在不同的位

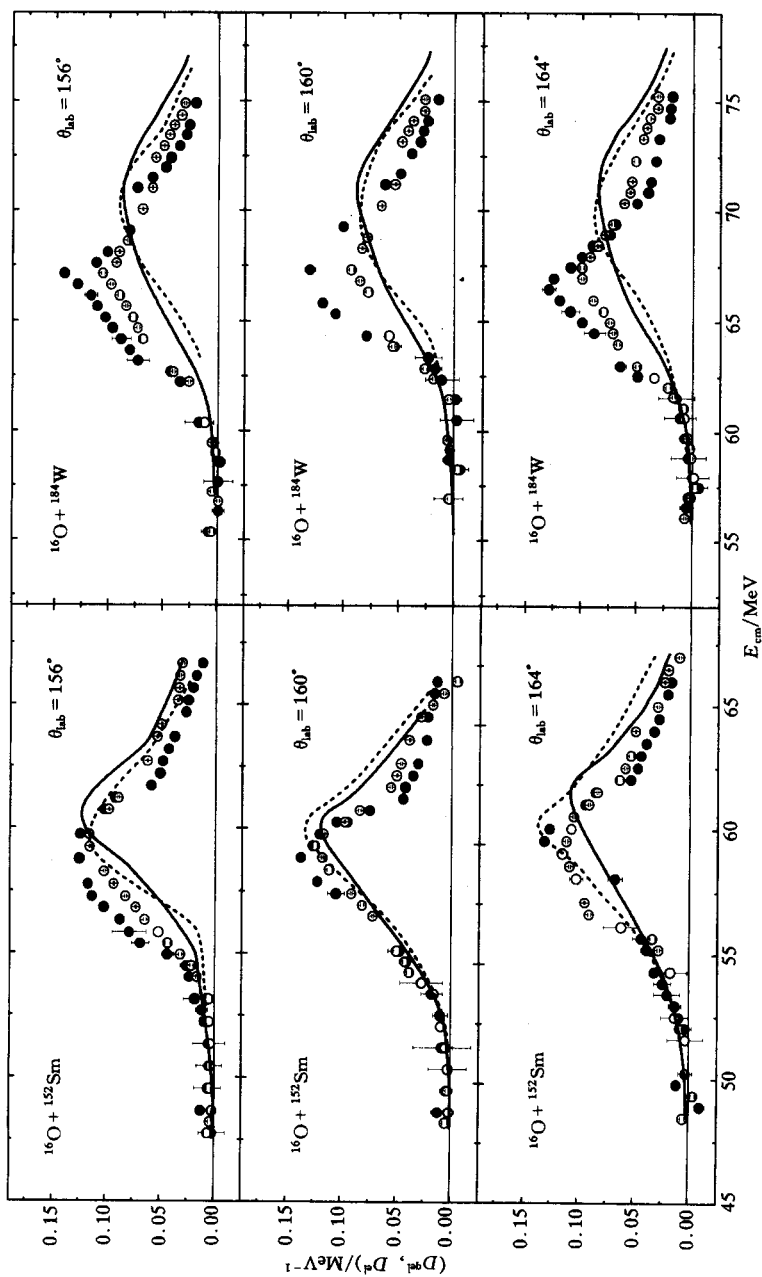


图2 $^{16}\text{O}+^{152}\text{Sm}$ 、 ^{184}W 系统的位垒分布 $D^{\text{el}}(E)$ 和 $D^{\text{di}}(E)$

●、○ 分别表示准弹散射和弹性散射；实线和虚线分别表示 ECIS79 计算的结果，详细说明见正文。

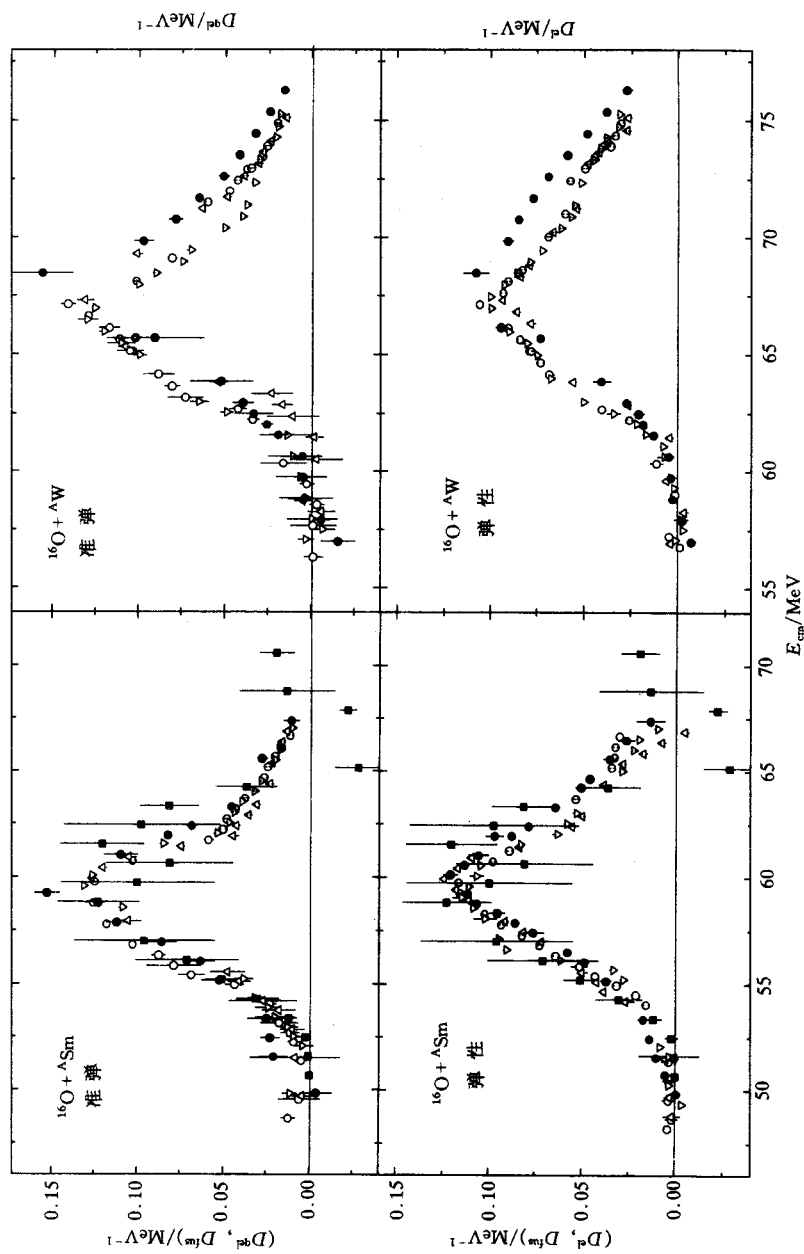


图 3 $^{16}\text{O} + \text{A Sm}$, A W 系统的位垒分布 $D^{\text{el}}(E)$, $D^{\text{el}}(E)$ 和 $D^{\text{inel}}(E)$

Δ , ∇ 分别表示 $^{16}\text{O} + ^{152}\text{Sm}$, $^{16}\text{O} + ^{154}\text{Sm}$ 系统 $\theta_{\text{lab}} = 156^\circ, 160^\circ, 164^\circ$ 处的 $D^{\text{el}}(E)$ 和 $D^{\text{inel}}(E)$; \circ 表示 $^{16}\text{O} + ^{152}\text{Sm}$ 系统的 $D^{\text{inel}}(E)$; \bullet 分别表示 $^{16}\text{O} + ^{154}\text{Sm}$, $^{16}\text{O} + ^{156}\text{Sm}$ 系统 $\theta_{\text{lab}} = 170^\circ$ 处的 $D^{\text{el}}(E)$ 和 $D^{\text{inel}}(E)$.

置出现峰值, 因此后两个态对位垒分布起着更重要的作用. 由于测量激发函数时能量的变化范围近 30 MeV, 这样在不同的能区弹性散射计数中混入的激发态数目也不全同, 而理论计算中在整个能区我们把 3 个激发态的非弹散射微分截面都计入弹性道了. 从原则上讲, 理论计算时可以根据探测器的能量分辨率, 在不同的能区中把不同激发态的非弹散射截面计入弹性道, 但如此一来又使得激发函数出现阶梯性变化, 所抽取的位垒分布将更严重的畸变. 另外, 光学势参数和能量相关, 在不同的能区应选取不同的光学势参数, 但目前尚未见到关于这两个系统光学势参数对能量具体的变化关系, 而本实验由于探测器分辨率的原因也无法找出这个关系, 因此只能在整个能区选用同一组光学势参数. 看起来, 只包括基态弹性散射的计算结果要好一些, 因为这样算出的激发函数相对而言要光滑得多. 但由于计算采用的光学势参数是由包括了非弹道的计算求出的, 因而也难以满足要求. 由以上看出, 用 ECIS79 计算的激发函数有一定的偏差, 但由于位垒分布 $D^{\text{el}}(E)$ 等于弹性散射激发函数的平方根对能量的一次微商, 实际上将上述的偏差放大了, 因而造成实验结果和理论计算的偏离. 应当指出, 对 $^{16}\text{O} + ^{184}\text{W}$ 系统的这种偏离很可能与计算采用的核谱学推荐的 ^{184}W 形变参数需要调整有关, 而 Lemmon 等人^[4]在对 $^{16}\text{O} + ^{186}\text{W}$ 系统位垒分布的测量中也发现了类似的结果.

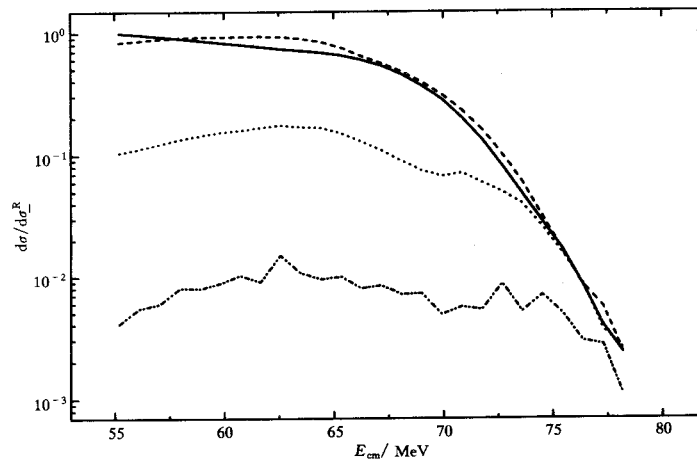


图 4 ECIS79 程序计算 $^{16}\text{O} + ^{184}\text{W}$ 系统 $\theta_{\text{lab}} = 156^\circ$ 处弹性道及各非弹道的激发函数
— 0^+ ; ---- 2^+ ; 4^+ ; -·-·- 6^+ .

最后, 根据 Wuosmaa 等人^[17]测量的 $^{16}\text{O} + ^{152}\text{Sm}$ 反应 5 个能量点的熔合自旋分布, 利用方程 (14) 可以求出熔合位垒分布 $D^{\text{mom}}(E)$, 见图 5 所示. 为了与本文的实验结果作比较, 图中还用实线给出了由 $\theta_{\text{lab}} = 160^\circ$ 处准弹散射激发函数抽取的位垒分布形式. 可以看出, 除了 $E_{\text{lab}} = 80\text{MeV}$ 时的情形以外, 其余的位垒分布 $D^{\text{mom}}(E)$ 与 $D^{\text{el}}(E)$ 符合得相当好. 同时从 Wuosmaa 的测量结果可以看出, 在所测量的五个能量的自旋分布中, 只有 $E_{\text{lab}} = 80\text{MeV}$ 时实验和理论计算相去甚远. 对此, Wuosmaa 在文章中也无法解释, 只估计是因为在能量远高于平均位垒时, 出现了其它未包括在耦合道计算中的反应机制, 如中子转移、深部非弹和不完全熔合等, 从而影响了计算的结果.

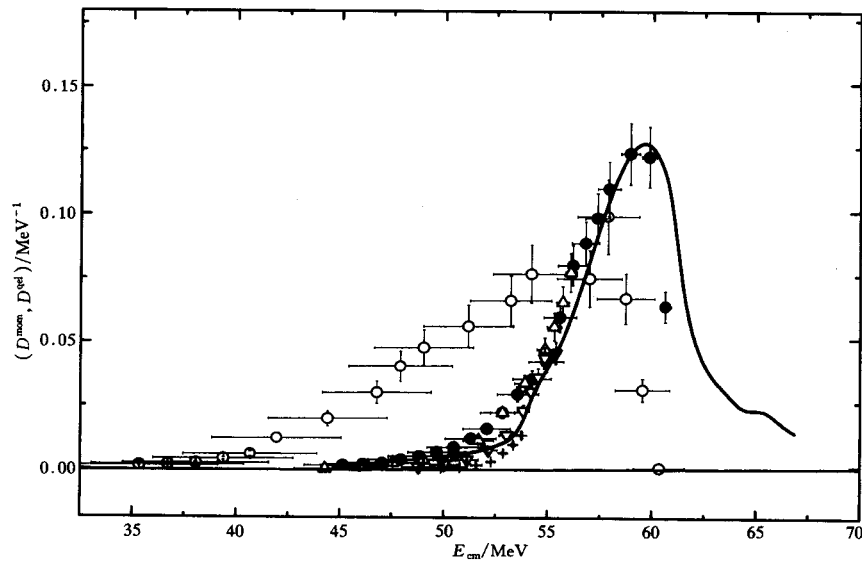


图 5 由 $^{16}\text{O} + ^{152}\text{Sm}$ 系统自旋分布实验结果得到的熔合位垒分布 $D^{\text{mom}}(E)$
 $\circ, \bullet, \nabla, \Delta, +$ 分别代表 $E_{\text{lab}} = 80.0, 70.0, 65.0, 62.5, 60.0$ MeV 的 $D^{\text{mom}}(E)$; 实线表示 $\theta_{\text{lab}} = 160^\circ$
 时本实验的准弹散射位垒分布 $D^{\text{el}}(E)$.

5 结束语

在引言中曾指出位垒分布可以作为探测核形状的灵敏探针. 从 $^{16}\text{O} + ^{154}\text{Sm}, ^{186}\text{W}$ 熔合激发函数抽取的位垒分布可以明显观察到静态形变的影响, 并且如理论所预言位垒分布是非对称的^[3]. 理论计算的结果表明, 四极形变参数 β_2 和十六极形变参数 β_4 对位垒分布形状的影响也不相同. 一般来讲, $\beta_2 > 0$ 使得位垒分布的形状不对称, 而 β_4 的符号影响不对称的方向. 正的 β_4 对应于位垒形状向高能方向倾斜; 负的 β_4 对应于位垒形状向低能方向倾斜. 改变 β_2 和 β_4 以拟合实验数据, 得出最佳拟合所对应的 β_2 和 β_4 值可以和其它实验数据比较. 虽然本文未能对实验结果作出较好的理论拟合, 但从实验中得到的位垒分布形状仍可获得一些定性的结论. 从 3 个不同的角度求出的 $D^{\text{el}}(E)$ 与 $D^{\text{el}}(E)$ 都表明, $^{16}\text{O} + ^{152}\text{Sm}$ 系统位垒的形状向高能方向倾斜; 反之, $^{16}\text{O} + ^{184}\text{W}$ 系统位垒的形状向低能方向倾斜. 这和本文所选择形变参数的符号一致. 进一步, 从图 2 中看出, ECIS79 计算的位垒分布, 其不对称形状与 $^{16}\text{O} + ^{152}\text{Sm}$ 系统的实验结果相近而与 $^{16}\text{O} + ^{184}\text{W}$ 系统的实验结果相差较大. 这可能意味着本文所采用的 ^{184}W 的形变参数需要调整.

总之, 本文通过在背角 3 个角度测量了 $^{16}\text{O} + ^{152}\text{Sm}, ^{184}\text{W}$ 两系统的准弹散射和弹性散射激发函数, 抽取了位垒分布 $D^{\text{el}}(E)$ 与 $D^{\text{el}}(E)$. 将它们与熔合实验、自旋分布实验及其相邻同位素系统实验的结果相比较是自洽的, 再结合初步的理论计算结果, 说明利用准弹散射和弹性散射激发函数抽取位垒分布的方法是可行的. 通过位垒分布, 可以将熔合反应与准弹散射联系起来, 由于位垒分布反映的是入射道相对运动与内部自由度耦合的性质, 因而上述实验结果比较, 表明在耦合道理论框架下, 由准弹散射、弹性散射、熔合反应和自旋分布四者抽取的位垒分布相互自洽. 换言之, 耦合道理论对静态形变核位垒分

布的描述是基本完备的.

参 考 文 献

- [1] Rowley N, Satchler G H, Stelson P H. Phys. Lett., 1991, **B254**(1—2):25—29
- [2] Ackermann D, Acta Phys. Pol., 1994, **B26**(2—3):517—525
- [3] Wei J X, Leigh J R, Hinde D J et al. Phys. Rev. Lett., 1991, **67**(24):3368—3371
- [4] Lemmon R C, Leigh J R, Wei J X et al. Phys. Lett., 1993, **B316**(1):32—37
- [5] Leigh J R, Rowley N, Lemmon R C et al. Phys. Rev., 1993, **C47**(2):R437—440
- [6] Leigh J R, Dasgupta M, Hinde D J et al. Phys. Rev., 1995, **C52**(6):3151—3166
- [7] Andres M V, Rowley N, Nagarajan M A, Phys. Lett., 1988, **B202**(3):292—295
- [8] Kruppa A T, Romain P, Nagarajan M A et al. Nucl. Phys., 1993, **A560**(3):845—862
- [9] Rowley N, Timmer H, Leigh J R et al. Phys. Lett., 1996, **B373**(1):23—29
- [10] Timmer H, Leigh J R, Dasgupta M et al. Nucl. Phys., 1995, **A584**(1):190—204
- [11] Balantekin A B, Reimer P E. Phys. Rev., 1986, **C33**(1):379—381
- [12] Sahn C C, Clerc H G, Schmidt K H et al. Nucl. Phys., 1985, **A441**(2):316—343
- [13] Peker L K. Nucl. Data Sheets, 1989, **58**(1):93—241
- [14] Firestone R B. Nucl. Data Sheets, 1989, **58**(1):243—349
- [15] Miller J R, Nix J R, Myers W D et al. At. Data Nucl. Data Tables, 1995, **59**(1):185—412
- [16] Stokstad R G, Eisen Y, Kaplanis S et al. Phys. Rev., 1980, **C21**(6):2427—2435
- [17] Wuosmaa A H, Batts R R, Back B B et al. Phys. Lett., 1991, **B263**(1):23—28

Barrier Distributions for the Quasi-elastic and Elastic Scattering of $^{16}\text{O} + ^{152}\text{Sm}, ^{184}\text{W}^*$

Zhang Huanqiao Yang Feng Lin Chengjian Liu Zuhua Hu Yueming

(China Institute of Atomic Energy, Beijing 102413)

Abstract The targets of statically deformed nuclei ^{152}Sm and ^{184}W were bombarded by ^{16}O beam and the excitation functions of quasi-elastic and elastic scatterings were measured at the backward angles. The barrier distributions, $D^{\text{qe}}(E)$ and $D^{\text{el}}(E)$ have been deduced from these excitation functions and compared with fusion barrier distributions extracted from existing fusion excitation function, spin distribution and the results of the experiments with neighboring isotope targets. The agreement is quite good. The calculations of the $D^{\text{qe}}(E)$ and $D^{\text{el}}(E)$ with ECI79 code have already been performed. It shows that the static deformation effect of target leads to the asymmetric barrier distributions.

Key words sub-barrier fusion, quasi-elastic scattering, elastic scattering, excitation function, barrier distribution

Received 24 September 1997

* Supported by the National Natural Science Foundation of China (19675071) and the Science Foundation of Chinese Nuclear Industry (H17196AO107)