

轰击能在 $5.3\text{MeV}/\text{A}$ 以下的 $^{16}\text{O} + ^{27}\text{Al}$ 反应的研究

沈文庆 诸永泰 詹文龙 郭忠言 尹淑芝 乔卫民 郭恩九

(中国科学院兰州近代物理研究所)

摘 要

对轰击能在 $5.3\text{MeV}/\text{A}$ 以下的 $^{16}\text{O} + ^{27}\text{Al}$ 系统产生的准弹和深部非弹反应作了较细致的研究。给出了反应产物的能谱、角分布、电荷分布及 $E-\theta$ 平面上的 $\frac{d^3\sigma}{dEd\Omega dZ}$ 等高图,并分析了它们随轰击能量的演变过程。讨论了作为轰击能量的函数,准弹和深部非弹是如何竞争的。也讨论了轻系统中能量和质量弛豫过程的特征及核结构效应的影响。

一、引 言

重离子引起的深部非弹性散射是七十年代初期发现的介于直接反应和复合核反应之间的一种核反应机制^[1,2]。到目前为止,对深部非弹性散射的研究大部分集中在较重的或中重的弹核-靶核系统上^[3]。在这种反应过程中相对运动动能几乎耗散殆尽,一部分轨道角动量弛豫成内禀角动量,中子质子比自由度,形变自由度,质量不对称自由度等均发生不同程度的弛豫。这种反应机制受到势能面的强烈影响,并随轰击能不同而与准弹,全熔合,非完全熔合等反应机制竞争。除了核相互作用的平均场决定出射产物的平均性质外,核结构效应也影响出射产物的特性。现在这种反应已成为研究非平衡态统计力学、核反应过程动力学及核结构效应对核反应的影响的有力工具。

对较低轰击能量和较轻的弹核-靶核系统同样存在深部非弹反应机制。但由于系统所包含的核子数较少,不利于从非平衡态统计力学的角度来研究深部非弹。同时,低轰击能时深部非弹也较难于和其它反应机制,例如准弹区分开来。与后者相比其截面比较小,因此这方面的研究工作还不多。但是和重系统及中重系统不同,对轻系统来说,核结构效应对耗散过程的影响强烈,而且随轰击能增加,深部非弹从无到有逐步增加,便于较细致地研究这种反应机制的演变过程及其和其它反应机制的竞争。近年来,我们势力改进测量技术和实验设备,对轻系统的深部非弹作了较为系统的研究,以期了解轻系统深部非弹的一般性质、规律和特点^[4]。作为这一系统研究的一部分,本文将报道轰击能在 $5.3\text{MeV}/\text{A}$ 以

下 (4
T
测量的
系, M
应. 我
研究的
它如何
对轻系

能
 $\frac{d^3\sigma}{dTKEd}$
MeV、
图。由
谱的峰
了对应
着转移

^{27}Al

下 (46MeV, 62MeV, 75.5MeV, 80.6MeV, 84.5MeV) $^{16}\text{O} + ^{27}\text{Al}$ 反应的研究结果。

T. M. Cormier 等^[5]曾报道过更高轰击能量 (90MeV 100MeV) $^{16}\text{O} + ^{27}\text{Al}$ 深部非弹测量的结果, T. Mikumo 等^[6]报道过 88MeV $^{16}\text{O} + ^{27}\text{Al}$ 的多核子转移与反应Q值的关系, M. Sato 等^[7]报道过 88MeV, 70MeV, 60MeV ^{16}O 轰击 ^{27}Al 产生的多核子转移反应。我们也曾在文献[8,9]中报道过 80.6MeV $^{16}\text{O} + ^{27}\text{Al}$ 出射类弹碎片测量及弛豫过程研究的结果。本文将着重于研究 $^{16}\text{O} + ^{27}\text{Al}$ 系统中在什么轰击能下开始产生深部非弹, 它如何随轰击能量变化, 如何与准弹、全熔合等反应机制相竞争的。同时也将讨论势能面对轻系统深部非弹反应的影响及炮弹的结构效应的影响等问题。

二、深部非弹和准弹产物的一般特性随轰击能的变化

能量耗散是重离子深部非弹过程的显著特点之一, 而在 $\text{TKE}-\theta_{cm}$ 平面上微分截面 $\frac{d^3\sigma}{d\text{TKE}d\Omega dZ}$ 的等高图是阐明能量耗散过程的一种直观明了的表现方式, 图 1 显示了 62 MeV, 75.5MeV, 80.6MeV, 84.5MeV ^{16}O 轰击 ^{27}Al 时出射的由 Be 到 Ne 元素截面等高图。由图可见在低轰击能时 (62MeV), 随着质心出射角的增大产物截面迅速减小, 但能谱的峰位基本不变, 这显示出了准弹反应的基本特性。在产物元素的截面等高图中出现了对应于 ^{15}N 基态的准弹组分和 N 的各种同位素的不同激发态组合产生的准弹组分。随着转移核子数的增多, 对应的激发能增高, 但是能谱峰位大体上和质心角无关。从轰击能

非弹反应
 $E-\theta$ 平面
了作为轰
量和质量

复合核反应之
中在较重的或
, 一部分轨道
自由度等均发生
与准弹, 全熔
平均性质外,
力学、核反

由于系统所
寸, 低轰击能
面比较小, 因
核结构效应
于较细致地
改进测量技
部非弹的一
3MeV/A 以

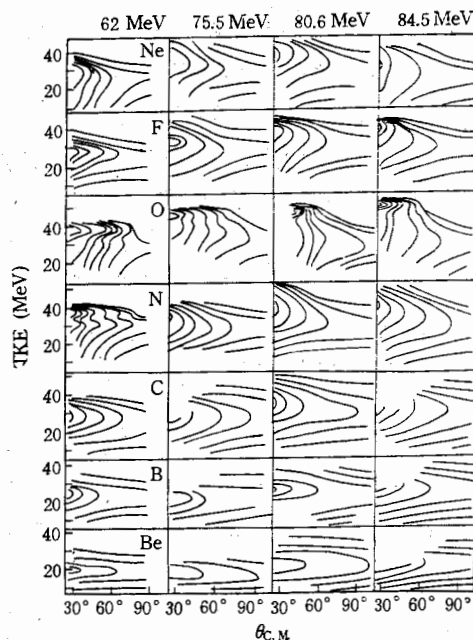


图 1 微分截面 $\frac{d^3\sigma}{dE d\Omega dZ}$ (mb/MeV·msr. 电荷单位) 在 TKE 和 θ_{cm} 平面上的等高图。 $^{16}\text{O} + ^{27}\text{Al}$ 反应, 轰击能量为 62MeV, 75.5MeV, 80.6MeV 和 84.5MeV。

为 75.5 MeV 开始, 随轰击能增高, 能谱峰位开始随出射角的增加而逐渐下降, 轰击能越高这一现象越为显著。而后在大角度时达到全弛豫能量。对于交换核子数目较少的核素, 从小角度到大角度的岭较为陡峻, 对于交换核子数目较多的核素这条岭在小角度就变平了。这些正是深部非弹产物的特点, 是典型的弛豫现象中的能量耗散过程。与许多重系统及中重系统的实验结果是一致的。

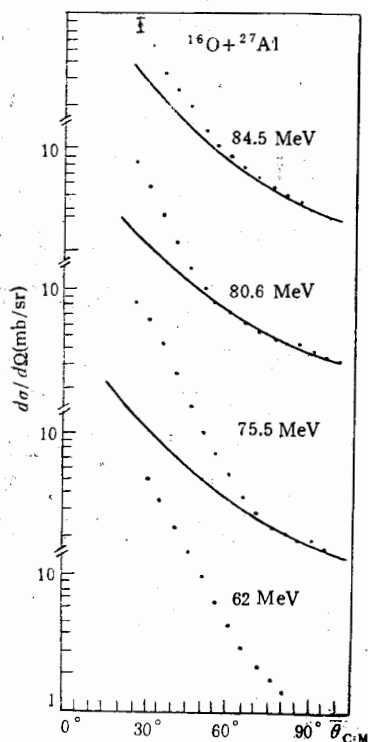


图 2 在不同轰击能量下 $^{16}\text{O} + ^{27}\text{Al}$ 反应的出射类弹碎片的对能量积分的角分布曲线 $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ (mb/sr)

由各个角度的深度非弹性反应能谱可以得到平均总动能。随角度增大, 出射道平均总动能逐渐减小并趋于常数即达到全弛豫能量。与重系统及中重系统不同的是, 实验中所得到的不同出射道的全弛豫能量不能单用库仑能来解释, 离心能和剩余核相互作用在全阻尼动能中也有较大贡献^[6]。同时随轰击能的增加发生深部非弹的平均角动量增加导致了离心能增加, 从而不同出射道的全弛豫能量也略有增加。

对不同轰击能时 (62 MeV, 75.5 MeV, 80.6 MeV, 84.5 MeV) 从 Be 到 Ne 的出射类弹产物全能谱积分得到的角分布显示在图 2 中。除了 62 MeV 轰击能外, 其余的角分布都有两个组分。大角区陡度较缓的组分主要来源于深部非弹的贡献。角分布随轰击能量的变化反映了反应机制与轰击能量的依赖关系。拟合大角区的角分布, 并外推到 0° 和 180° , 可以估算出深部非弹反应截面 σ_{DIC} 的大小。对所测到的所有非弹性产物的角分布外推到 0° 和 180° 并对角度积分可得到总的非弹性截面 σ_{inl} , 而准弹性截面 σ_{QE} 可由 $\sigma_{QE} = \sigma_{inl} - \sigma_{DIC}$ 得到, 它们都列于表 1 中。实验结果表明, 随着入射能量的降低, 深部非弹与准弹产额之比也逐渐减小, 对 $^{16}\text{O} + ^{27}\text{Al}$ 可以看出深部非弹过程在轰击能量在 62—75 MeV 之间的能区内出现。

根据从统计性质描述深部非弹的半经典理论^[6], 在反应过程中弹-靶核形成以角速度 $\bar{\omega}$ 转动的双核系统, 其平均寿命为 τ , 这个模型给出的角分布公式为:

$$\frac{d^2\sigma}{dQd\text{TKE}} = A \exp(-\mu\theta) \frac{1}{\sin\theta}$$

式中角分布衰减系数 μ 是与双核系统平均寿命有关的量。我们可用上式拟合实验测得的大角区反应产物角分布导出 μ 值, 然后可进一步估算出双核系统的平均寿命即深部非弹反应的平均相互作用时间 τ :

$$\tau = \frac{1}{\bar{\omega}\mu}, \quad \bar{\omega} = \left[\frac{2(E_{cm} - V_c^i)}{\mu_i} \right]^{1/2} / R_i$$

式中 V_c^i , μ_i , R_i 分别是入射道的库仑位垒、折合质量及弹核和靶核的半径和。我们以 $r_0 = 1.4\text{fm}$ 计算这些量, 算出的深部非弹反应的时间列在表 2 中。由于我们测到的角分

$E_L(\text{MeV})$

84.5

80.6

75.5

62.0

46.0

注 1:

$2 \cdot \sigma$

DI

布有两
果列在
轰击能
时所形
子数及
加而增
增加到
致在 4
量级。
的。

不同
击能为
击能时
46 MeV
产额最
论。而
其中削
示了 $l=9$
中有一
致了削

表 1 实验准弹截面及深部非弹截面和导出的全熔合截面

$E_L(\text{MeV})$	$E_{cm}(\text{MeV})$	E_{cm}/V_c	$(\theta_L)_{1/4}$	$\sigma_R(\text{mb})$	$\sigma_{QE}(\text{mb})$	$\sigma_{int}(\text{mb})$	σ_{QE}/σ_R	$\sigma_{DIC}(\text{mb})$	$\sigma_{fus}(\text{mb})$
84.5	53.1	3.24	13°	1585	145	265±50	0.09±0.02	120±40	1320
80.6	50.6	3.09	14°	1560	157	257±50	0.10±0.02	100±30	1303
75.5	47.4	2.89	15°	1520	175	225±50	0.12±0.02	50±15	1295
62.0	38.9	2.37	20°	1385	205	205±70	0.15±0.03	—	1180
46.0	28.9	1.76	30°	1120	170	170±70	0.15±0.03	—	950

注 1: σ_R 取自文献 [14] 的光学模型拟合弹散的结果。

2. $\sigma_{fus} = \sigma_R - \sigma_{QE} - \sigma_{DIC}$, $\sigma_{QE} = \sigma_{int} - \sigma_{DIC}$.

表 2 角分布衰减系数 μ 和核反应时间 τ 的估算值

$E_L(\text{MeV})$		84.5	80.6	75.5	62	46
DIC	$\mu(\text{rad}^{-1})$	0.8	0.8	0.8	—	—
	$\tau(\times 10^{-22}\text{s})$	3.8	3.9	4.1	—	—

布有两个组分, 扣除深部非弹组分后, 剩下的准弹组分的角分布也是指数下降的曲线, 结果列在表 2 中。我们可以看到对深部非弹反应, 角分布衰减系数在我们研究的能区内和轰击能无关。平均的深部非弹反应的时间随轰击能下降略有增加, 这是由于轰击能下降时所形成的双核系统的转动角速度下降造成的。我们可导出深部非弹反应时间随转移核子数及总动能损失 TKEL 而变化的关系。它是随 TKEL 的增加和被转移核子数的增加而增加的, 这反映了反应逐渐从准弹向深部非弹演化的过程。例如 TKEL 从 10MeV 增加到 40MeV 时反应时间大致从 $2 \times 10^{-22}\text{s}$ 增加到 $9 \times 10^{-22}\text{s}$, 平均深部非弹时间大致在 $4 \times 10^{-22}\text{s}$ 。它大于准弹性时间 ($10^{-22} \sim 10^{-23}\text{s}$ 数量级), 又小于全熔合的 10^{-20}s 数量级。从作用时间的标度上, 我们看到轻系统深部非弹过程也是介于上述两个过程之间的。

三、电荷分布随轰击能的变化及势能面对电荷分布的影响

不同轰击能量下对出射产物全能谱和 $\theta_{cm} > 30^\circ$ 积分的电荷分布显示在图 3a 中。轰击能为 46MeV 时仅测了几个角度下的数据, 因此无法导出对角度积分的 Z 分布。在低轰击能时例如 62MeV, 电荷分布较窄, 主要是 C、N、O, 其中 O 的产额最大, 在轰击能为 46MeV 时, 测得的几个角度下的数据表明除了 C、N、O 外, 没有其它的出射碎片, O 的产额最高, C 的产额次之。这也支持了在这两个轰击能量下主要出射产物来自准弹的结论。而且数据也表明, 在 $^{16}\text{O} + ^{27}\text{Al}$ 的准弹转移反应中削裂反应比拾取反应有利得多, 其中削裂一个 α 的反应最有利。这主要是由反应 Q_{EE} 值及势能面的特征决定的。图 3b 显示了 $l = 35, 30, 20, 0\hbar$ 时 $^{16}\text{O} + ^{27}\text{Al}$ 反应系统的势能面。该系统的势能面在 $Z = 5 \sim 9$ 中有一个势阱, 反应入射道在势阱右侧, 极小值在 $Z = 6$ 处, 势阱深度约 6MeV。这导致了削裂反应, 特别是削裂一个 α , 出射 ^{12}C 要比拾取反应有利的结果。随着轰击能增

降, 轰击能越高
目较少的核素,
在小角度就变平
程。与许多重系
普可以得到平均
功能逐渐减小并
充及中重系统不
匀全弛豫能量不
核相互作用在全
轰击能的增加发
等心能增加, 从
0.
feV, 80.6MeV,
7 全能谱积分得
V 轰击能外, 其
较缓的组分主
击能量的变化
。拟合大角区
算出深部非弹
有非弹性产物
分可得到总的
自 $\sigma_{QE} = \sigma_{int}$
表明, 随着入
比也逐渐减小,
在轰击能量在

形成以角速度

今实验测得的
命即深部非弹

和。我们以
测到的角分

高,电荷分布的半宽度逐渐变宽,最高产额的元素由 O 逐渐变为 C,这是由于深部非弹组份逐渐增加所造成的。

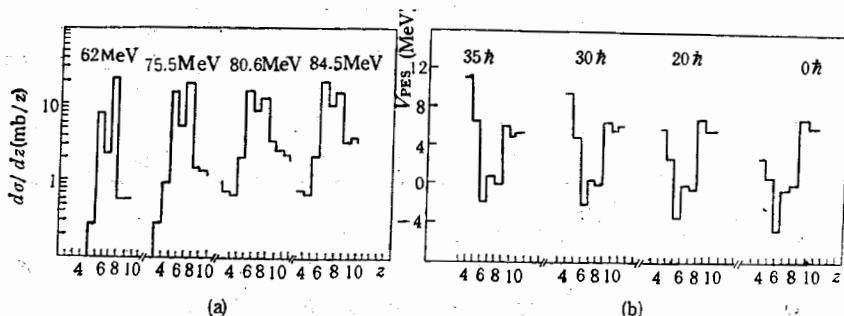


图 3 a. 不同轰击能量下 $^{16}\text{O} + ^{27}\text{Al}$ 反应的出射类弹碎片的对能量和角度 ($\theta_{cm} > 30^\circ$) 积分的电荷分布曲线, $d\sigma/dZ$ (mb/电荷单位)。 b. $^{16}\text{O} + ^{27}\text{Al}$ 反应系统, 对角动量 $l = 35\hbar, 30\hbar, 20\hbar, 0\hbar$ 时计算的势能面 (计算中用实验质量计算不同出射道的反应基态 Q 值, 图上相应某一元素的势能面值, 除 Be 外都是按 N/Z 平衡后的质量数计算的, 对 Be 元素, 图上标的是 $^7\text{Be}, ^8\text{Be}$ 的势能面值的平均值)

在有深部非弹组份的轰击能量下, 对角度积分作为 TKEL 函数的 Z 分布及对全能

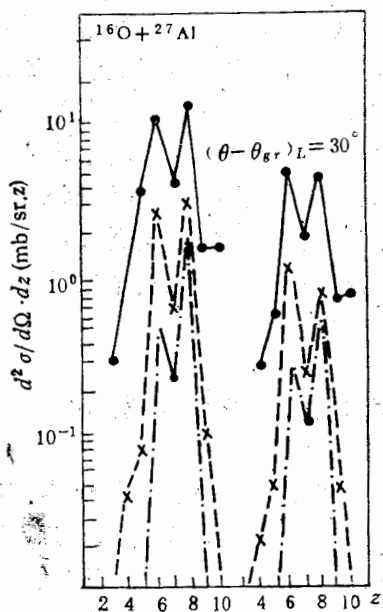


图 4 84.5 MeV, 62 MeV, 46 MeV $^{16}\text{O} + ^{27}\text{Al}$ 反应发射的类弹碎片对能谱积分的在实验室角度为 $(\theta - \theta_{gr})_L = 20^\circ$ 及 $(\theta - \theta_{gr})_L = 30^\circ$ 时的电荷分布。
 ·——84.5 MeV ×---62 MeV
 ·····46 MeV

谱积分作为角度函数的 Z 分布都明显地偏离高斯分布, 总的特征是: 在耗散的初始阶段, 即 TKEL 小时或角度小时, Z 分布较窄, 峰位在入射粒 Z 处, 随着 TKEL 的增加或角度的增大, Z 分布的峰位 (或平均值) 向小 Z 方向移动, Z 分布的宽度逐渐增加, 但开始时增加较慢, 而后较快, 这与其它中重和重系统显示的深部非弹的行为是类似的。对 $^{16}\text{O} + ^{27}\text{Al}$ 这样的轻系统, 相对于发射粒子、核结构、奇偶效应的影 响而言, 扩散过程还是起着主要作用的。但 σ_2^2 比中重和重系统小得多, 这是由势能面中 $Z = 5-9$ 之间的势能谷使核子的交换限于势能面所确定的谷中, 从而造成 σ_2^2 变小。图 4 显示了在 46 MeV、62 MeV 及 84.5 MeV 轰击能下, 对 $(\theta - \theta_{gr})_L = 20^\circ$ 和 30° 时的电荷分布。我们可以看到随轰击能增加电荷分布变宽。46 MeV 时只有 C、N、O; 62 MeV 时主要是 C、N、O, 仅有极少量的其它产物; 84.5 MeV 时电荷分布的半宽度明显变大。随角度增加产额最大的元素向小 Z 方向漂移。这些都和随轰击能增加深部非弹贡献增加, 势能面的影响逐渐增强相一致的。用数学方法计算可得到 Z 的平均值 \bar{Z} 和离散 σ_2^2 随 TKEL 的变化, 如第 2 节所述, 我们

可以把 TKEL 和相互作用时间 τ 联系起来, 从而把 \bar{Z} 及 σ_2^2 和 τ 联系起来, 在有深部非

弹的类
了耗散
个好由

性地

人

得出

是,反

区域,

部非弹

中。

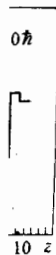
弹散

式中

界距离

发生的

深部非弹



$m > 30^\circ$
对角动量
的反应基
数计算

分布及对全能
地偏离高斯分
即 TKEL 小
射粒 Z 处, 随
的峰位(或平
逐渐增加, 但
中重和重系统
 $^{16}\text{O} + ^{27}\text{Al}$ 这
、奇偶效应的
的。但 σ_2^2 比
Z = 5-9 之
所确定的谷
了在 46MeV、
 $-\theta_{gr})_L = 20^\circ$
随轰击能增加
、O; 62MeV
它产物; 84.5
随角度增加
些都和随轰击
影响逐渐增强
Z 的平均值
节所述, 我们
在有深部非

弹的轰击能量下随 TKEL 增加 \bar{Z} 向小 Z 方向漂移, σ_2^2 随 TKEL 即 τ 增加而增加。除了耗散的初始阶段外, σ_2^2 随 τ 近乎线性增长, 表明对轻系统 σ_2^2 是表征相互作用时间的一个好的时间标度。

$^{16}\text{O} + ^{27}\text{Al}$ 深部非弹产物的 Z 分布及其离散 σ_2^2 的一般特征是可以由势能面的形状定性加以解释的。

四、反应截面的分配及其随轰击能量的变化

从截面等高图、能谱、角分布、电荷分布、相互作用时间等随轰击能的变化, 我们可以得出结论: 在 62MeV 到 75.5MeV 之间, 大致在 70MeV 附近开始产生深部非弹反应。但是, 反应产物的特性从准弹到深部非弹的过渡是逐步发生的, 在刚有深部非弹的轰击能量区域, 要较好区分准弹和深部非弹是很困难的。外推角分布导出的非弹性截面(准弹和深部非弹截面之和)可按角分布的特性区分出准弹截面和深部非弹截面, 它们显示在图 5 中。图 5 中的曲线是 Glas 和 Mosel 模型[10]计算的全融合截面及其用光学模型拟合弹散导出的反应总截面^[4]。根据 Glas-Mosel 模型深部非弹开始发生的能量在:

$$E_{cm} = \left[V_{cr} \left(\frac{r_{cr}}{r_{IB}} \right)^2 - V_{IB} \right] / \left[\left(\frac{r_{cr}}{r_{IB}} \right)^2 - 1 \right].$$

式中 r_{IB} , V_{IB} 分别是融合半径参数和融合位垒高度; r_{cr} , V_{cr} 分别是临界半径参数和临界距离处的位垒。由拟合测量的 $^{16}\text{O} + ^{27}\text{Al}$ 全融合截面导出的这些参数计算出深部非弹发生的能量大致在实验室系能量 70MeV 左右, 确和我们实验数据得出的结果是一致的。

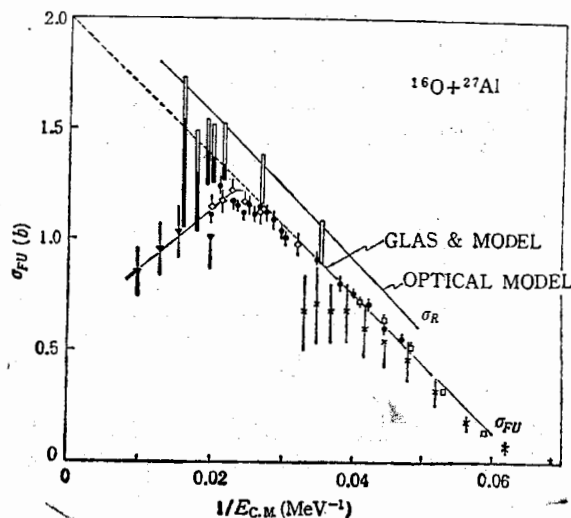


图 5 实验测量的和根据 Glas 和 Mosel 模型计算的 $^{16}\text{O} + ^{27}\text{Al}$ 全融合截面激发函数和光学模型计算的反应截面。以 \times , \bullet , \square , \diamond , \blacktriangledown 表示的数据分别取自文献 [11-15], 图中以黑的长条及空白的长条分别表示本实验及文献 [5] 测量的深部非弹截面和准弹截面。本工作的截面是以 Glas 和 Mosel 模型计算的在 I 区(没有深部非弹的能区)的全融合截面及其延伸曲线为基点画的。文献 [5] 的截面是以该文献中测量的全融合截面为基点画的

仔细观察图 5; 可以发现, 我们得到的不同轰击能量下的准弹截面和理论计算的结果是基本一致的。但我们测得的深部非弹截面比理论计算的截面普遍偏小。由于我们仅把 Li 到 Ne 出射产物的产额积分, 因此可能丢失了由深部非弹产生 He 元素及比 Ne 更重元素的截面, 另外有一些深部非弹产物例如 ${}^8\text{Be}$ 等, 极易裂成 2 个 α , 这些都未考虑在我们的积分深部非弹截面内, 因此该截面偏小是可以理解的。当然由此造成从

$$\sigma_{fu} = \sigma_R - \sigma_{DIC} - \sigma_{QE}$$

导出的全熔合截面会偏大。事实上我们从测量的 ${}^{16}\text{O} + {}^{27}\text{Al}$ 单举 α 粒子能谱和角分布看出除了复合核蒸发 α 粒子外, 还存在直接机制的 α 粒子, 在 80.5 MeV 时这种机制 α 的截面为 140 mb^[6]。他们可能来自预平衡, 非完全熔合 α 粒子发射、炮弹碎裂、深部非弹及准弹散射等机制。

深部非弹截面是随轰击能量增加而逐步增加的。深部非弹和准弹截面的比也是随轰击能量增加而增加的。准弹截面有较大误差, 但在 $\pm 25\%$ 的误差内它与反应截面的比值是和轰击能量无关的。这是和文献[17]给出的结论一致的。图 6 中显示了文献[17]及我们实验推得的准弹反应截面和反应截面的比作为质心能量和库仑位垒的比 E_{cm}/V_c 的函数关系。由于擦边角随轰击能减小而增加, 通常准弹反应产物的角分布在比擦边角稍小处成峰, 由于我们设测到很小的角度, 根据角分布外推导出的截面会稍偏大, 而且轰击能越低这种偏离越大, 这是造成图 6 中低轰击能的实验点偏高的原因, 因而我们也给低轰击能时的截面标以较大的误差。但不管怎样, 根据准弹截面和反应截面的比值与轰击能无关的结论, 在一定的误差内可用来方便地预言准弹反应的截面。

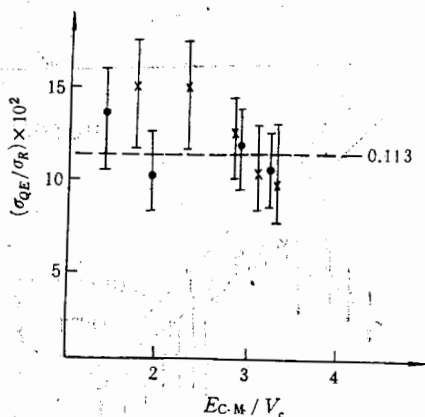


图 6 准弹反应截面和反应截面的比作为质心系能量和库仑位垒的比 E_{cm}/V_c 的函数关系。以 ● 表示的数据取自文献[17], 以 × 表示的数据取自本工作的结果

五、弹核的结构效应对出射产物的影响

由于弹核 ${}^{16}\text{O}$ 的结构效应特别是 α 的集团结构效应使得出射 ${}^8\text{Be}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{16}\text{O}$ 的出射道的几率得到增强。由于 ${}^8\text{Be}$ 很快裂成 2α , 因此在我们测到的出射产物中仅看到 ${}^{12}\text{C}$ 和 ${}^{16}\text{O}$ 产

额的增
分的出
果从势
甚至预
能定性
能完全
由
进行耗
得到很
讲是比
象是炮

对
量从 7
符。随
应截面
最强出
弹和深
降陡度
深部非
的, 要严
炮
产额大
出射一
性。
正
身独特

- [1] A.
- [2] M.
- [3] J.
- [4] Zh
- (1
- [5] T.
- [6] T.
- [7] M.
- [8] 沈:

计算的结果
由于我们仅把
比 Ne 更重元
考虑在我们

谱和角分布
种机制 α 的
深部非弹及
比也是随轰
截面的比值
献[17]及我
 v_{cm}/V_c 的函
擦边角稍小
而且轰击能
也给低轰击
与轰击能无

的增强。随轰击能增加 C 和 O 的相对产额比值很快增大, 在轰击能小于 75.5MeV 时积分的出射 O 产物的产额比出射 C 的产额增强, 大于 75.5MeV 时就倒过来了(图 3a)。但如果从势能面考虑, 预言的出射碳的势能最小, 在角动量小时(相应于低轰击能情况)势能面甚至预言出射碳应该变得更为有利(图 3b)。对深部非弹产物, 相互作用时间长, 势能面能定性解释实验测到的元素分布和同位素分布(第 3 节)。但对准弹反应产物势能面就不能完全解释测到的产额分布了。

由于 ^{16}O 的 α 集团结构, 也出现了 ^{16}O 先碎裂发射一个 α 粒子, 随后余核 ^{12}C 和靶 ^{27}Al 进行耗散碰撞的非完全深部非弹的机制的可能性^[18]。这可能是高轰击能量下碳元素截面得到很大增强的另一个原因, 由 ^{14}N 弹核轰击较轻靶核的深部非弹反应的 Z 分布相对地讲是比较光滑的, 没有看到这种个别元素产额特别增强的现象, 这也进一步说明了这种现象是炮弹的结构效应引起的。

六、结 论

对在低于 5.3MeV/A 的不同轰击能量下 $^{16}\text{O}+^{27}\text{Al}$ 反应的研究表明: 在实验室系能量从 70MeV 左右开始产生深部非弹, 其数值与 Glas 及 Mosel 的模型计算的数值大致相符。随轰击能增加深部非弹截面以及它与准弹截面之比值都逐渐增加。而准弹截面和反应截面的比基本上不变。当轰击能大于 70MeV 时, 角分布出现两个组份, 电荷分布变宽, 最强出射产额的元素向碳元素方向漂移, 相互作用时间变长等, 这些都表征了反应存在准弹和深部非弹两个组份。基于准弹和深部非弹产物的不同特性, 尤其是角分布的不同下降陡度可以大体区分准弹和深部非弹反应的贡献, 可以用理论计算的势能面来定性解释深部非弹产物的元素分布及同位素分布。但是由于准弹到深部非弹的演变是逐步发生的, 要严格的区分它们是很困难的。

炮弹的结构效应对出射类弹产物有很大影响, 特别是 ^{16}O 的 α 集团结构造成出射碳产额大大增强, 这种现象有随轰击能增加而增强的趋势。同时也出现了 ^{16}O 先发生碎裂, 出射一个 α 粒子, 然后相应的余核 ^{12}C 和靶核 ^{27}Al 发生非完全深部非弹反应机制的可能性。

正如前言中所述的轻系统的深部非弹除了和中重及重系统相类似的特性外还有其本身独特的特点。这些都是值得我们深入研究的课题。

参 考 文 献

- [1] A. G. Arkukh et al., *Nucl. Phys.*, **A168**(1971), 32; **A176**(1971), 284.
- [2] M. Lefort et al., *Nucl. Phys.*, **A216**(1973), 166.
- [3] J. R. Huizenga, *Nucl. Phys.*, **A387**(1982), 257.
- [4] Zhu Yong-tai, Invited talk at 1984 INS-RIKEN Int. Symp. Heavy Ion. Phys., *J. Phys. Soc. Japan*, **V54**(1985), 335.
- [5] T. M. Cormier et al., *Phys. Rev.*, **C13**(1976), 682.
- [6] T. Mikumo et al., *Phys. Rev.*, **C21**(1980), 620.
- [7] M. Sato et al., *Phys. Rev.*, **C27**(1983), 2621.
- [8] 沈文庆等, 高能物理与核物理, **9**(1985), 332.

出射道的
和 ^{16}O 产

- [9] 沈文庆等, 高能物理与核物理, 9(1985), 611.
 [10] D. Glas and U. Mosel, *Nucl. Phys.*, A237(1975), 429.
 [11] K. P. Dauk et al., *Nucl. Phys.*, A241(1975), 170.
 [12] R. Rascher et al., *Phys. Rev.*, 20(1979), 1028.
 [13] Y. Eisen et al., *Nucl. Phys.*, A291(1977), 459.
 [14] B. B. Back et al., *Nucl. Phys.*, A285(1977), 317.
 [15] R. L. Kozub et al., *Phys. Rev.*, C11(1975), 1497.
 [16] 詹文龙等, 高能物理与核物理, 10(1986), 63.
 [17] S. C. Acquadro et al., *Phys. Lett.*, 100B(1981), 381.
 [18] 沈文庆等, 高能物理与核物理, 11 (1987), 104.

INVESTIGATION OF $^{16}\text{O} + ^{27}\text{Al}$ REACTION AT BOMBARDING ENERGIES BELOW 5.3 MeV/A

SHEN WEN-QING ZHU YONG-TAI ZHAN WEN-LONG GUO ZHONG-YAN YIN SHU-ZHI

QIAO WEI-MIN WU EN-CHIU

(*Institute of Modern Physics, Academia Sinica, Lanzhou*)

ABSTRACT

Quasi elastic and deep inelastic collision induced by $^{16}\text{O} + ^{27}\text{Al}$ at the bombarding energies below 5.3 MeV/A have been studied in detail. Experimental angular energy atomic charge distribution and contour plots of the differential cross sections $d^2\sigma/dE d\Omega dZ$ on $E-\theta$ plan are presented, their evolution with the bombarding energies are analysed. The competition between quasi elastic and deep inelastic collision as a function of the bombarding energies has been discussed.

涉及至
 DIC
 成为在
 至
 的炮弹
 ^{27}Al ,
 例如
 ^{14}N 衰
 的结果
 本
 能谱,
 次矩和
 本