

80.6MeV ^{16}O 轰击 ^{27}Al 反应的 弛豫过程的研究

沈文庆 诸永泰 尹淑芝 郭忠言
詹文龙 靳根明 乔卫民 郭恩九

(中国科学院近代物理研究所)

姜承烈

(中国科学院原子能研究所, 北京)

摘 要

从 80.6MeV $^{16}\text{O} + ^{27}\text{Al}$ 出射类弹碎片的测量实验结果导出了角分布衰减系数、电荷分布及电荷分布的一次矩和二次矩随 TKEL 的变化。对该反应中的弛豫过程进行了分析, 并讨论了势能面对电荷分布的一次矩和二次矩的影响。

一、引 言

用重离子作为弹核轰击靶核所引起的深部非弹性反应是重离子核反应的一个重要组成部分。自从七十年代正式肯定这种核反应过程以后, 人们对重离子核反应随着反应时间增加从准弹性机制向深部非弹性机制过渡, 最后到达全平衡的全熔合机制的演变过程作了广泛的研究^[1]。人们把这种过程叫做弛豫过程, 把这种重离子碰撞称作耗散碰撞。对中重和重系统的广泛研究表明: 各种不同的自由度在不同的时间尺度内随反应时间增加而逐步达到平衡。例如, 随着时间的增加, N/z 自由度、总动能自由度、角动量自由度和质量不对称性自由度在组合系统转动一周所需的时间内依次达到平衡。对轻系统重离子反应是否随反应时间增加经历从准弹性过渡到深部非弹性机制直到全熔合的演变? 假如存在和中重及重系统同样的弛豫过程, 那末发生上述反应的时间是多少? 这些问题都是很值得研究的。

在文献[2]中我们已经报道了 80.6MeV ^{16}O 轰击 ^{27}Al 测量出射类弹产物得到的能谱、角分布及在 $E-\theta_{\text{cm}}$ 平面上 $d^3\sigma/dQdEdZ$ 的等高图, 并对能量弛豫按准弹性、深部非弹性及全熔合机制划分截面和强的碳产额的缘由等问题进行了讨论。本文着重讨论随反应时间增加反应机制的演变, Z 分布及其一次矩和二次矩随反应时间增加的变化, 以及势能面对深部非弹性碰撞的影响。

二、角分布衰减系数和反应时间

80.6MeV $^{16}\text{O} + ^{27}\text{Al}$ 出射类弹碎片测量的实验结果表明不同元素的对全能谱积分的角分布、不同的 TKEL (以 5MeV 间隔积分) 时的分元素及对 Li—Na 各元素求和的角分布都是随角度增加而逐渐减小的^[2]。但是随 TKEL 增加或出射碎片逐渐远离炮弹, 角分布下降陡度变小, 同时随角度增加角分布也在变平。为了更好地反映这些特征, 根据描述深部非弹的半经典理论, 在反应过程中形成以角速度 ω 转动的双核系统, 其平均寿命为

τ ^[3], 以此来拟合这些角分布, 上述模型给出的角分布公式为

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \text{常数} \times \frac{1}{\sin\theta}$$

$\times \{ \exp(-\mu\theta) + \exp[-\mu(2\pi-\theta)] \}$ 。
其中 $\mu = 1/\theta_d = 1/\omega\tau$, 我们把 μ 叫做角分布衰减系数, θ_d 叫做角分布衰减角。当 $\mu \gg \frac{1}{2\pi}$ 时:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \approx A \times \frac{1}{\sin\theta} \times \exp[-\mu\theta].$$

我们用后一公式拟合角分布, 得到出射不同元素的 μ 随 TKEL 的变化及相同 TKEL 间隔内 μ 随出射粒子的核电荷数 Z 的变化, 它们显示在图 1 中。同时也导出归一化系数 A 。由图可看出, 随着 TKEL 增加或出射粒子远离炮弹, μ 都是光滑单调下降的, 角分布将逐步接近相应于全熔合的

$\frac{1}{\sin\theta}$ 。导出的 μ 值误差均在 $\pm 0.3 \text{ rad}^{-1}$

以内, 和文献[4,5]导出的 μ 基本倾向一致。但 μ 随转移核电荷数的变化曲线中没有小的结构, 这是由于我们没有区分同位素, 而把这些结构平均掉了

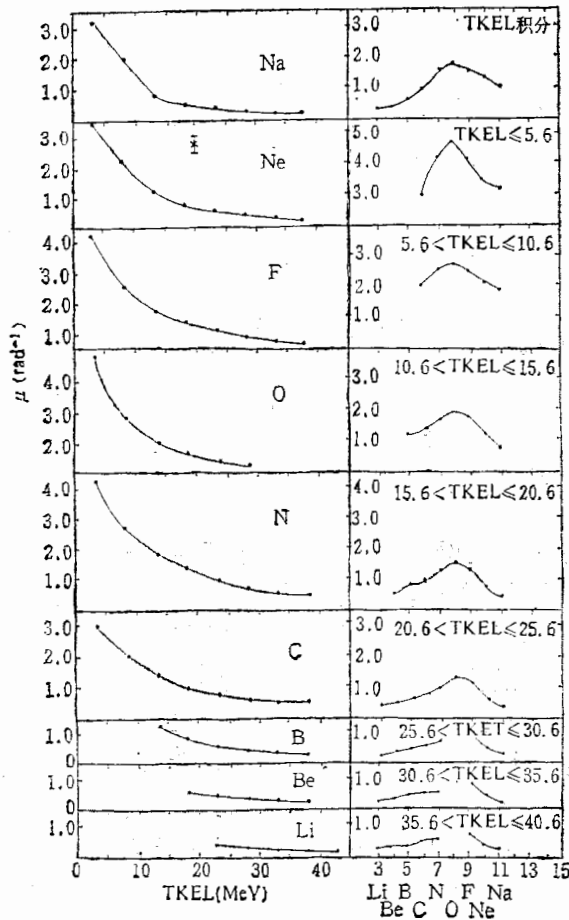


图 1 由 80.6MeV $^{16}\text{O} + ^{27}\text{Al}$ 出射类弹碎片角分布导出的角分布衰减系数 μ 随 TKEL 和出射粒子电荷数的变化

了。角分布的这些特征和反应从准弹向深部非弹过渡的特征是一致的。
从对 Li—Na 求和的不同 TKEL (以 5MeV 间隔积分) 的角分布导出的角分布衰减系数 μ 及相应的反应时间 τ 都列在表 1 中。计算反应时间 τ 时使用的双核系统转动角速度 ω 由下式算出:

$$\omega = \left[\frac{2(E_i - V_c^i)}{\mu_i} \right]^{1/2} / R_i.$$

式
半
秒
2.1
应
应
核
10
过
出
间
全

TI
 μ
 τ

<
了
出
加
布
的
 θ_{cm}
离
散
当
分

另
外
应
于

式中 E_i 是质心系轰击能, V_i^c 、 μ_i 、 R_i 分别为入射道的库仑位垒、折合质量及炮弹和靶核的半径和, 计算中采用半径参数 $r_0 = 1.4\text{fm}$. 由表 1 可见反应时间范围在 $(0.8 \sim 10) \times 10^{-22}$ 秒内. 由拟合对 Li—Na 求和对全能谱积分的角分布导出小角度处角分布衰减系数 $\mu = 2.1 \text{ rad}^{-1}$, 大角度处角分布衰减系数为 $\mu = 0.8 \text{ rad}^{-1[2]}$. 它们可能分别相应于准弹性反应和深部非弹性反应. 由此导出准弹反应时间大致在 1.3×10^{-22} 秒左右, 而深部非弹反应时间大致在 3.9×10^{-22} 秒左右. 对炮弹对靶核的相对运动作一粗略的估计, 炮弹渡越靶核的时间 $T = 2R_i/v_i = 6.3 \times 10^{-22}$ 秒, 双核系统转动一周时间为 $T = 2\pi/\omega = 19.6 \times 10^{-22}$ 秒. 由此可以看出, 随着反应时间增加, 反应是沿着从准弹到深部非弹再到全熔合的过程发展的. 必须指出上述时间估算是粗糙的, 假如用出射道库仑势、出射道折合质量及出射道二碎片半径和来计算反应时间 τ , 则 τ 可能要增加 50%—200%. 实际上反应时间可能处于这二者之间. 但这并不改变, 随着时间的增加反应从准弹经过深部非弹直到全熔合发展的结论.

表 1 80.6MeV ¹⁶O + ²⁷Al 的反应时间随 TKEL 的变化

TKEL (MeV)	≤5.6	5.6—10.6	10.6—15.6	15.6—20.6	20.6—25.6	25.6—30.6	30.6—35.6	35.6—40.6
μ (rad ⁻¹)	4.2	2.8	1.6	1.3	0.95	0.75	0.55	0.32
τ ($\times 10^{-22}$ s)	0.75	1.10	1.95	2.4	3.4	4.5	5.7	9.8

三、电荷分布及其一次矩和二次矩

图 2, 3 分别给出了 $\theta_{\text{cm}} = 30^\circ$ 、 60° 和 90° 时对全能谱积分的 Z 分布和 $30^\circ \leq \theta_{\text{cm}} < 90^\circ$ 内积分且对不同 TKEL 间隔积分的 Z 分布. 它们明显地偏离高斯分布. 这反映了出射粒子的核结构、奇偶、类弹碎片发射粒子等效应的影 响. 但平均来说随 TKEL 增加 Z 分布的宽度(二次矩)也在增加, 小 TKEL 时增加较慢, 大 TKEL 时增加较快. Z 分布的平均值(一次矩)有向小 Z 方向发展的趋势. 不同质的角下对全能谱积分的 Z 分布随 θ_{cm} 增加也有这种发展趋势. 为了研究这种平均行为, 我们用计算分布曲线的期望值和离散的数学方法来代替高斯拟合. 当分布曲线接近于高斯分布时, 二者结果是一致的; 但当分布曲线偏离高斯分布较远时, 这种方法更能反映平均值和离散的 平均行为:

$$\bar{X} = \frac{\sum_i x_i c_i}{\sum_i c_i},$$

$$\sigma_x^2 = \frac{\sum_i (x_i - \bar{x})^2 c_i}{\sum_i c_i}.$$

另外正如许多作者指出的^[6], 对重系统深部非弹的角分布大多是聚焦型的, 不同 TKEL 相应于相同的平均 θ_{cm} 角, TKEL 是作用时间 τ 较好的相关量. 但是轻系统偏转函数大多

是环绕型的, TKEL 变化时角分布也随之变化,因而 TKEL 和出射粒子发射角度 θ_{cm} 都和作用时间有关。我们不是从对 TKEL 积分的不同 θ_{cm} 的 Z 分布出发,而是从对 θ_{cm} 在 $30^\circ-90^\circ$ 求和按不同 TKEL 间隔积分的 Z 分布出发,用 TKEL 作时间尺度来进行研究。当然,更细致的研究应是从对不同 TKEL 间隔积分的不同 θ_{cm} 的 Z 分布出发,但是这样数据的统计性大减小,分析工作量会大大增加。图 4 显示了得到的 Z 分布平均值(一次矩)和离散值(二次矩)随 TKEL 增加而变化的曲线。正如第二节所述,我们可以把 TKEL 和反应时间 τ 联系起来,从而把电荷分布的一次矩及二次矩和反应时间 τ 联系起来。图 4 中也画出了电荷分布的一次矩和二次矩与反应时间的关系曲线。由于用数学方法求出的上述平均值和离散值受到许多因素的影响,较难定出误差,因此图上未标出误差。

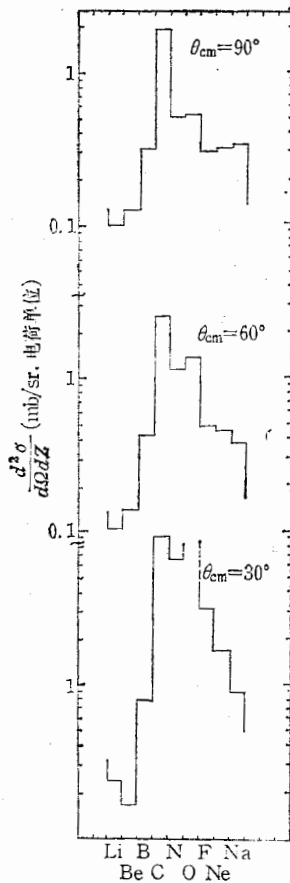


图 2 $\theta_{cm} = 30^\circ, 60^\circ, 90^\circ$ 时全能谱积分的 Z 分布

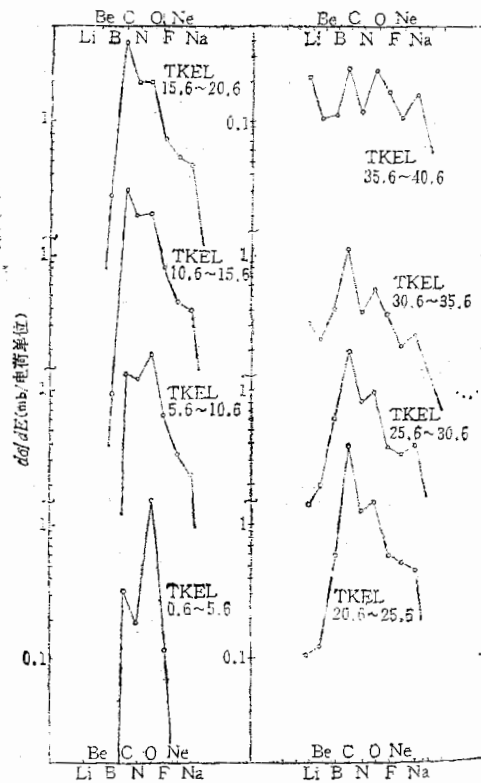


图 3 $30^\circ \leq \theta_{cm} < 90^\circ$ 积分对不同 TKEL 间隔积分的 Z 分布

文献 [7] 中, Rehm 等人指出, 耗散碰撞中反应系统要经过局部平衡和扩散二个阶段。对朗之万 (Langevin) 方程求解导出电荷分布离散对反应时间的依赖关系为:

$$\langle t \rangle = (\nu_0 \tau_c)^2 \sigma_z^2 \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_c}\right) \right]^2 + 2Dt$$

式阶 s) 间数算构

四

TK Fre 壳动这制造统偏向计算(图驱近化缘。方统要为国个电(例:作发

点与 $^{16}\text{O}+$ 散过发现

$$-D\tau_e \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_e}\right) \right] \left[3 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_e}\right) \right]$$

式中 v_0 是 $t = 0$ 时电荷交换系数, τ_e 是局部平衡时间, D 是电荷扩散系数, t 大时扩散阶段可用 $\sigma_z^2 = 2Dt$ 来近似. 用上式拟合我们的实验结果导出的 $v_0 = 0.115 \times 10^{23}(\text{ch/s})$, $\tau_e = 1.5 \times 10^{-22}(\text{sec})$, $D = 0.0255 \times 10^{23}(\text{ch}^2/\text{s})$. 由实验角分布导出的准弹反应时间为 1.3×10^{-22} 秒, 和局部平衡时间 τ_e 近似一致. 由 Nörenberg 理论导出的电荷扩散系数为 $0.03 \times 10^{23}(\text{ch}^2/\text{s})$, 电荷漂移系数是负的. 上述拟合导出的 D 比 Nörenberg 理论计算的 D 稍小, v_0 是正的. 这可能是核结构的影响造成的, 将在第四节中讨论.

四、势能面对电荷分布的影响

图 4 中显示的电荷分布平均值随 TKEL 增加并向小 Z 方向漂移, 这和用 Freiesleben^[6] 计算势能面的程序在用没有壳效应的液滴模型计算 θ_{gg} 时得出的驱动势(图 5 中的虚线)的预言不太一致, 这种情况对轻系统是普遍的. 我们分析造成这个结果的原因可能主要是对轻系统不考虑壳修正的液滴模型与实际情况偏差太大, 而从 θ_{gg} 角度来说, 系统应该向小 Z 方向漂移. 用实验的核素质量^[9] 计算 θ_{gg} 得出的驱动势也显示在图 5 中(图 5 中的实线). 从该图中可以看到驱动势在 $Z = 5-9$ 区域内有一个深度近似于 6 MeV 的谷, 注入点在谷的右边缘. 总的来说驱动势也是有利于向小 Z 方向发展. $Z = 5$ 处势能面的峰使系统要向 $Z \leq 5$ 以下发展较为困难, $Z \geq 9$ 处势能面有较大提高, 使系统向大 Z 发展也较为困难. 实验的 Z 分布平均值随 TKEL 增加向小 Z 方向发展, 但漂移不大(最多达 1.2 个电荷单位), 和上述驱动势的行为是一致的. 当然轻系统深部非弹产物相继发射粒子(例如 α, p)对电荷分布平均值的漂移也有较大的影响. 我们分析的是次级产物, 并没有作发射粒子修正, 这可能也是造成 Z 分布向小 Z 方向漂移的一个原因.

但用数学方法计算的离散 σ_z^2 随 TKEL 增加而增加, 开始增加较慢, 然后较快, 这一点与其它较重系统显示的深部非弹性反应的行为是类似的. 这反映了对较低轰击能象 $^{16}\text{O} + ^{27}\text{Al}$ 这样的轻系统, 除了发射粒子、核结构、奇偶效应等造成的影响外, 平均来说, 扩散过程还是起着主要作用的. 但我们在半对数坐标上作 σ_z^2 对 TKEL/I_{gr} 的关系图时^[10] 发现和重系统的结果相差甚远, 轻系统在大 TKEL 时的 σ_z^2 比重系统小得多.

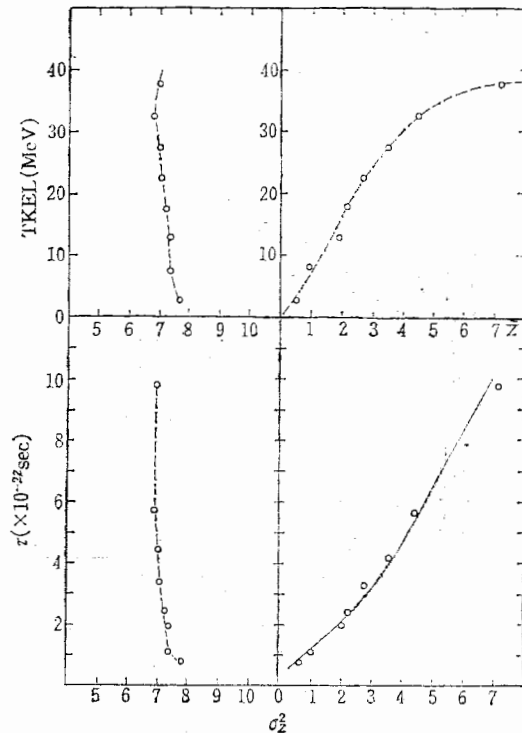


图 4 Z 分布平均值和离散值随 TKEL 和反应时间 τ 变化曲线. 除 Z 分布的离散随反应时间 τ 变化-图中的实线是理论计算曲线外, 其它图中的实线都是数据点的连线

发射轻粒子对电荷分布离散影响较为复杂,但对其绝对值的影响较小,可暂不考虑.而

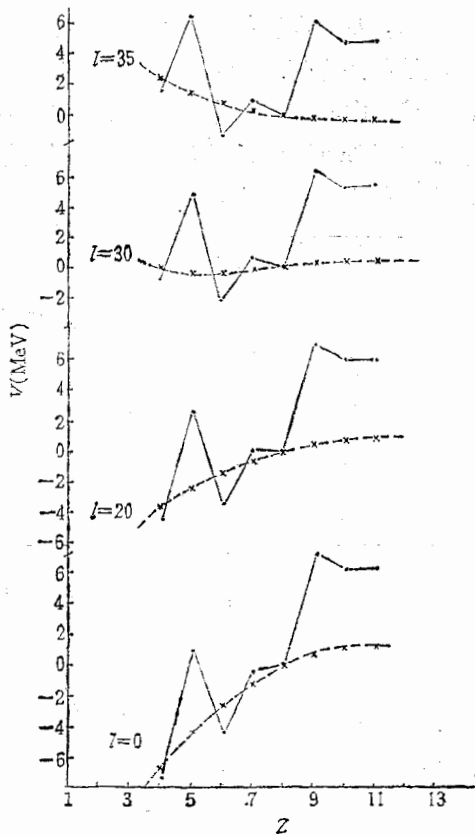


图5 $^{16}\text{O} + ^{27}\text{Al}$ 系统在 $(A \sim Z)$ 平面上势能面的极小值曲线(^{16}O 处归一到 0)

--x-- 无壳效应液滴模型计算 θ_{ii}

— — — 实验核素质量计算 θ_{ii} .

对 $80.6\text{MeV } ^{16}\text{O} + ^{27}\text{Al}$ 反应的擦边角动量 $l_z = 33$.

的强烈影响. 对于轻系统, 在计算电荷分布的平均值和离散时如何定量地考虑势能面的影响是一个值得深入探讨的问题.

核结构、奇偶效应等造成产物的电荷分布偏离高斯分布, 这一点在 Z 分布上可以看得很清楚, 这也会使我们所研究的系统不符合由重系统导出的 σ_z^2 对 TKEL/l_{gr} 关系的系统性. 驱动势在 $Z = 5-9$ 内存在的 6MeV 深的谷阻止系统向 $Z \leq 5$ 和 $Z \geq 9$ 发展, 从而造成 σ_z^2 较小.

当然从统计观点来看 σ_z^2 等于反应中交换核子的次数, 对重系统来说参与反应的核子数较多, σ_z^2 在接近能量全弛豫时可以很大; 但对于很轻系统, 由于可供交换的核子较少, 相互作用时间较短, 接近能量全弛豫时 σ_z^2 也不会很大. 这可能也是造成在 σ_z^2 对 TKEL/l_{gr} 的关系上, 轻系统的曲线比重系统要低得多的一个原因. 对于轻系统, σ_z^2 对 TKEL 关系的分析还有待于进一步深入讨论.

综上所述对 $80.6\text{MeV } ^{16}\text{O} + ^{27}\text{Al}$ 这样的轻反应系统, 我们观察到了反应从准弹向深部非弹发展的弛豫过程: 随着反应时间增加, 阻尼加深, 反应从准弹向深部非弹发展; 随反应时间增加电荷分布的平均值向小 Z 方向漂移, 电荷分布的离散逐渐增加; 反应的弛豫过程, 特别是电荷分布的平均值和离散受到势能面

参 考 文 献

- [1] A. Gobbi, G. Norenberg, Heavy ion collision, V. 2, P. 128, edit. by Bock.
- [2] 沈文庆等, 高能物理与核物理, 9(1985), 332.
- [3] J. Barrette et al., Nucl. Phys., A279(1977), 125.
- [4] T. Mikumo et al., Phys. Rev., C21(1980), 682.
- [5] M. Sato et al., Phys. Rev., C27(1983), 2621.
- [6] R. Billerey et al., Z. Physik, A297(1980), 317.
- [7] K. Rehm et al., Z. Physik, A293(1979), 119.
- [8] H. Freiesleben, 私人通讯.
- [9] A. H. Wapstra and K. Bos, Atomic Data and Nuclear Tables, V. 19(1977), 185.
- [10] J. R. Huizenga, Nucl. Phys., A387 (1982), 257

S

an
ar
by
ct
tio

RESEARCH OF RELAXATION PROCESS INDUCED BY 80.6 MeV ^{16}O ON ^{27}Al

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

JIN GEN-MING QIAO WEI-MIN WU EN-CHIU

(*Institute of Modern Physics Academia Sinica*)

JIANG CHENG-LIE

(*Institute of Atomic Energy, Beijing*)

ABSTRACT

The decreasing coefficients of the angular distributions, the charge distributions and the first and second moments of the charge distributions with variation of TKEL are deduced from the results of the measurement of projectile-like fragments produced by 80.6 MeV ^{16}O on ^{27}Al . The relaxation process of this reaction is analysed, the effects of the potential energy surface on the first and second moments of charge distributions are discussed.

而分以系
L/
-9
Z
卜.
应
与
弛
可
互,
这
关
多
互.
这
从
着
向
分
布
别
面
的