

$^{12}\text{C} + ^{197}\text{Au}$ 反应中的大质量转移

王大延 李祖玉 袁双贵 郭忠言
 靳根明 徐国俊 岳海奎 王西铭
 陈巨声 曾文炳 颜红梅 钱正光
 张立 戴光曦

(中国科学院近代物理研究所)

摘 要

本文主要介绍了入射离子能量为 64 和 67 MeV 时, $^{12}\text{C} + ^{197}\text{Au}$ 反应中出射的 α 粒子的能谱和角分布, 以及能量为 71.5 MeV 时该反应中出射的 α 、Be 和 B 等粒子的能谱和角分布. 给出了 ^6Li 粒子的产额和使用 α - α 粒子符合技术, 在相对于束流方向成 90° 处测得的反应中出射的 ^8Be 分裂开的 α 粒子的能谱和产额.

反应中出射的各种粒子的最可几能量, 随着入射离子能量的降低而降低, 角分布都是大约在擦边角附近出现峰值, 当入射离子能量从 71.5 MeV 降到 64 MeV 时, 其峰位大约从 80° 移到 120° , 显示出转移反应的特征. 我们对实验结果作了一些简要的分析讨论.

由于重离子的结构比较复杂, 同时又具有较高的动能和较大的轨道角动量, 因此, 用重离子轰击靶核时所引起的核反应是相当复杂的, 出射粒子的种类也很繁多, 其中有些粒子如 α 虽属同类, 但其来源机制却不相同. 在出射的轻粒子中, 又以出射 α 粒子的截面为最大. 所以弄清楚出射 α 粒子截面大的原因及其反应机制是非常有意义的. 通过对出射的各种粒子, 尤其是对 α 粒子的能谱和角分布的分析, 有助于了解其反应机制和各反应道之间的相互竞争情况.

当靶核受到不同能量的入射离子轰击时, 反应中除复合核蒸发 α 粒子以外, 出射的 α 粒子的能谱和角分布有着不同的形状和特征. 当入射离子的能量比库仑位垒高很多时, 反应中出射的 α 粒子的能谱存在着“高能尾巴”, 其角分布在前角方向强烈成峰, 随着角度的增大截面迅速减小^[1]. 对于这类 α 粒子的来源机制, 有些作者提出了一些看法, 例如从靶核中直接敲出、炮弹核的破裂^[2]、受激炮弹的相继衰变^[3]、多核子转移^[4]和前平衡粒子发射等^[1,5].

结果入射离子的能量在库仑位垒附近, 或稍高于库仑位垒时, 则和上述情况有所不

同。这时反应中出射的 α 粒子的角分布是在擦边角附近出现峰值，其峰位和半宽度以及能谱的最可几能量随角度和入射离子能量变化的规律，都显示出转移反应的特征^[6]。这里叫做大质量转移反应。因为在这种情况下其他反应机制贡献量很小，使转移反应特征明显地呈现出来。

为了研究入射离子能量在库仑位垒附近，或稍高于库仑位垒这个能区内所发生反应的机制及其与靶核和炮弹核结构的关系，我们测量了具有不同能量的 ^{12}C 离子轰击 ^{197}Au 靶核时，反应中出射的 α 、Be、B 等粒子的能谱和角分布，分析确定其反应机制和出射 α 粒子截面比较大的原因。根据以前的实验结果^[7]，确定该反应中出射的 Be 主要是 ^9Be ，B 主要是 ^{11}B 。

实验结果

对于重离子引起的核反应，如果真空系统的油蒸气对靶子有沾污时，在前角度测得的

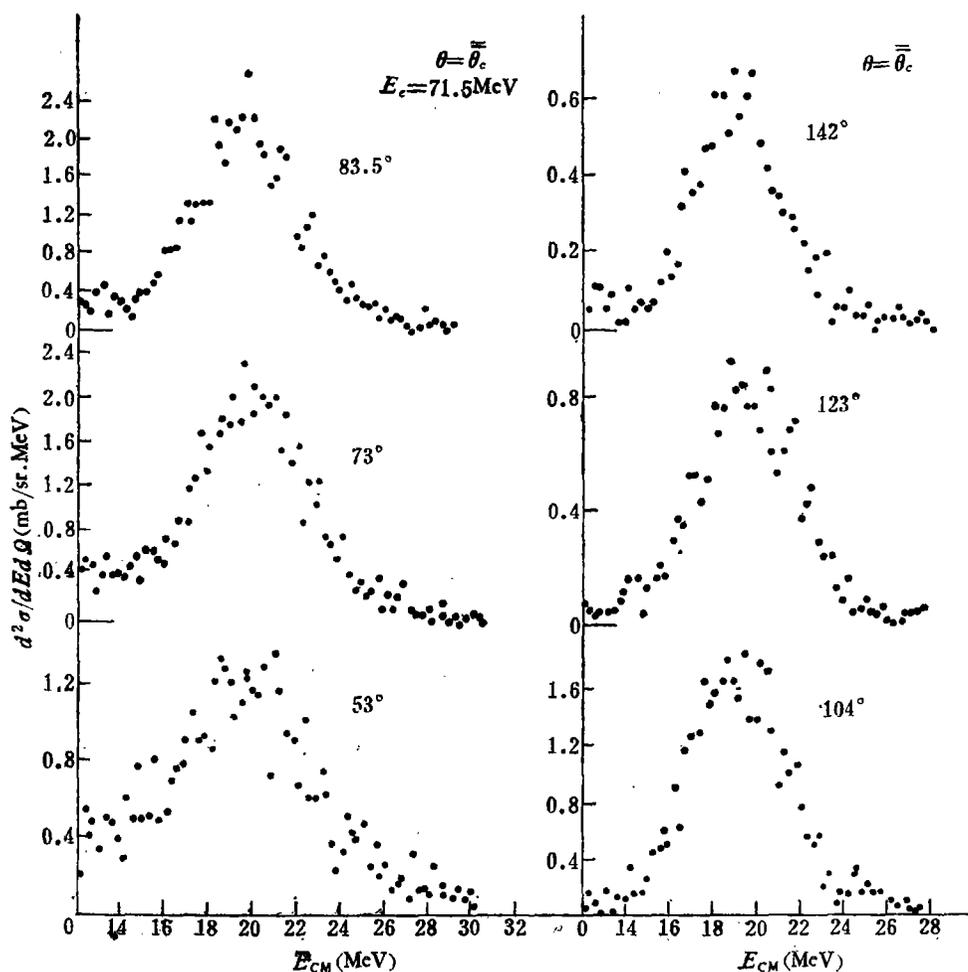


图1 ^{12}C 离子能量 $E_i = 71.5\text{MeV}$ 时反应中出射的 α 粒子的能谱

轻粒子产额中,碳、氧等杂质的产物的贡献相当可观,在能谱上又无法将杂质产物的贡献和来自于靶子的产物分开,严重地影响了对前角度测量数据的分析。

本实验的真空系统使用的是无油机组,并且用铝箔将其与加速器管道的真空系统隔离开,这样一来大大减小了油蒸气对靶子的沾污,使前角度的测量数据得到了改善。但随着实验时间的增长,靶子上油分子的附着和碳化量的不断增加,杂质产物的贡献量随之不断增多,使前角度的测量数据仍然受到不同程度的影响。

实验中使用的是无衬金靶,厚度为 $0.8-1.0\text{mg}/\text{cm}^2$ 。使用硅面垒型 $\Delta E-E$ 探测器望远镜系统,对反应中出射的粒子进行鉴别和测量。测得了 ^{12}C 离子能量为 64MeV 和 67MeV 时,反应中出射的 α 粒子的能谱和角分布以及能量为 71.5MeV 时,反应中出射的 α 、 ^9Be 和 ^{11}B 等粒子的能谱和角分布见图 1-4。

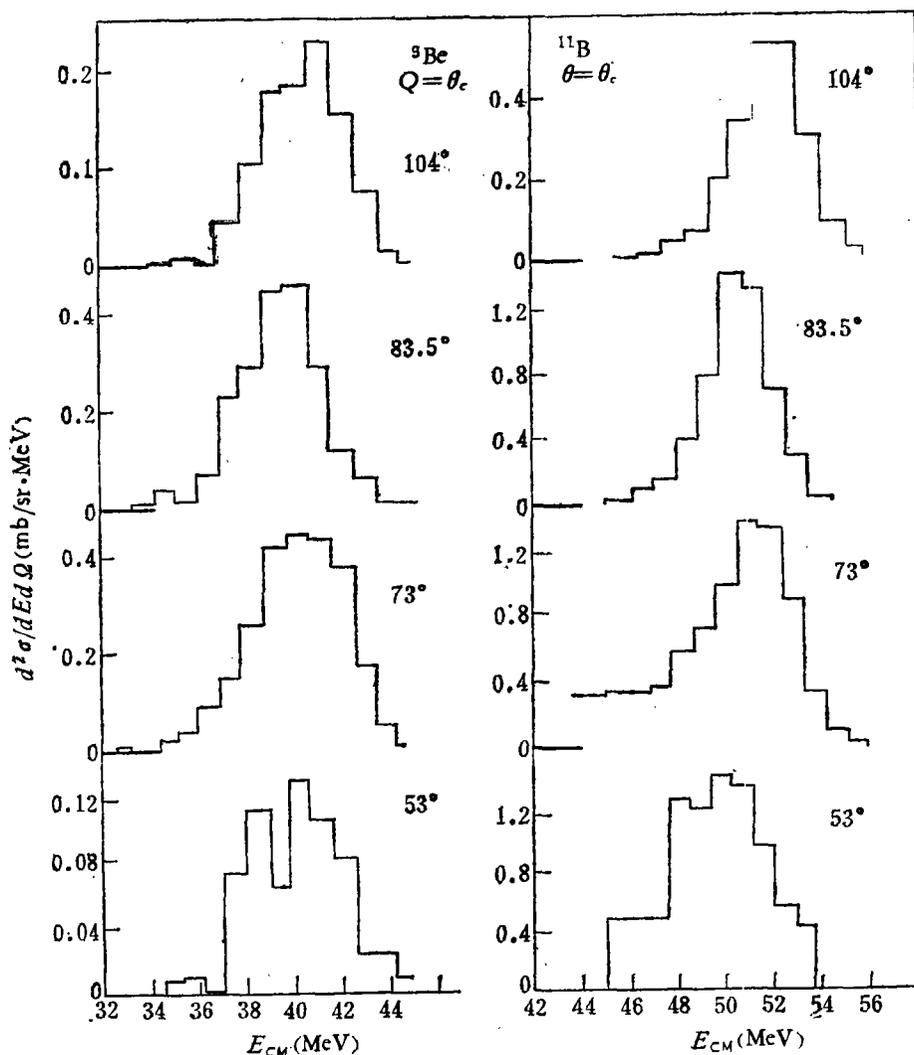


图 2 $E_t = 71.5\text{MeV}$ 时 ^9Be 和 ^{11}B 的能谱

对于 ${}^9\text{Be}$ 的测量是采用了一个硅面垒型的环形探测器 E 和 $\Delta E-E$ 探测器组装成复

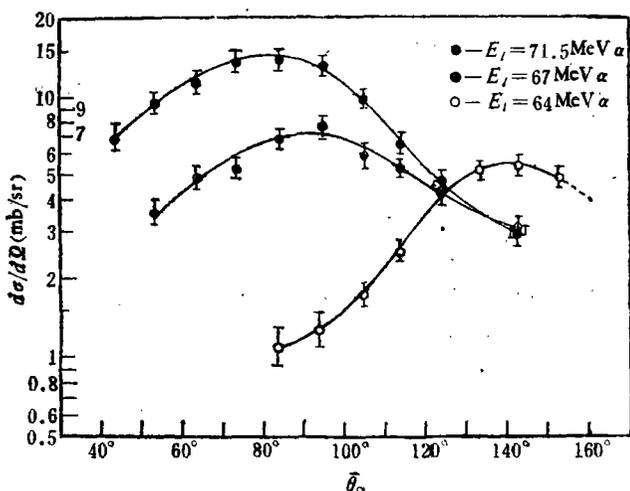


图3 入射离子能量不同时, α 粒子的角分布 θ 是按 (${}^{12}\text{C}$, 出射粒子) 换算取粒子最可几能量时的角度

边角附近, 即相对束流方向成 90° 夹角, 离靶心 80mm . 我们测量了 ${}^{12}\text{C}$ 离子能量 $E_i = 71.5\text{MeV}$ 时, 反应中出射的 ${}^9\text{Be}$ 分裂开的 α 粒子的能谱和产额 (见图6).

按照给定的几何条件, 这里观测到的只是基态 ${}^9\text{Be}$ 分裂开的 α 粒子, 符合测量时对于能量为 40MeV 的 ${}^9\text{Be}$ 粒子最大相对符合效率大约为 80% , 测得的 ${}^9\text{Be}$ 粒子的微分截面的上限大约是在同角度观测的单个 α 粒子出射时的微分截面的 2% (表1).

从实验结果看出, 反应中出射的粒子的能谱半宽度随着转移核子数的增多而加宽. 对于 α 、 ${}^9\text{Be}$ 粒子的能谱峰位能量, 则和用转移反应经典理论公式计算的值相一致. 角分布都是在擦边角附近出现峰值, 而且随着入射离子能量的降低峰位向大角度方向移动, 半宽度也随之加宽. 根据 α 粒子的能谱和角分布的特征及其变化规律, 以及对 ${}^9\text{Be}$ 所作的测量, 我们认为在扣除复合核蒸发组分以后, 剩余 α 粒子主要是来自于 ${}^9\text{Be}$ 转移反应, 不是来源于 α 转移或其他别的反应机制.

式望远镜探测系统. ${}^9\text{Be}$ 分裂成两个 α 粒子, 其中一个被环形探测器所记录, 另一个通过环形探测器的中心孔以后, 被 $\Delta E-E$ 探测器鉴别和记录, 二者进行符合测量 (见图5), 则可测得 ${}^9\text{Be}$ 分裂开的 α 粒子.

环形探测器的中心孔径是 $\phi 3\text{mm}$, 灵敏面积的最大有效直径是 $\phi 20\text{mm}$. 在紧挨着该探测器的前面, 我们放置了一个内径 $\phi 2\text{mm}$, 外径 $\phi 6\text{mm}$ 的光阑环和一个孔径 $\phi 18\text{mm}$ 的光阑. 整个探测系统放置在擦

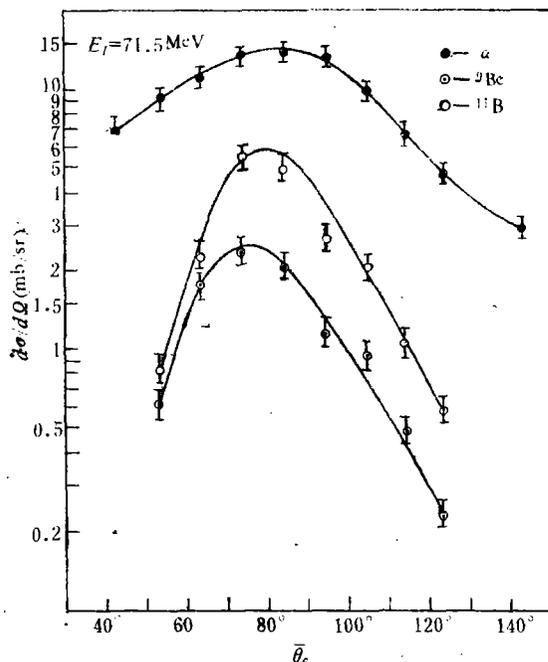


图4 $E_i = 71.5\text{MeV}$ 时 α 、 ${}^9\text{Be}$ 和 ${}^{11}\text{B}$ 的角分布

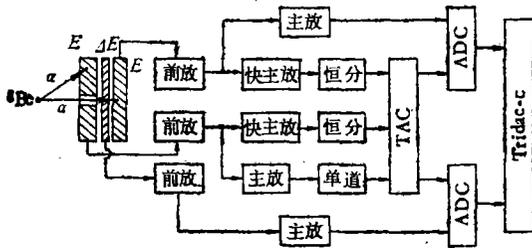


图 5 测量 ^8Be 的电子学示意图

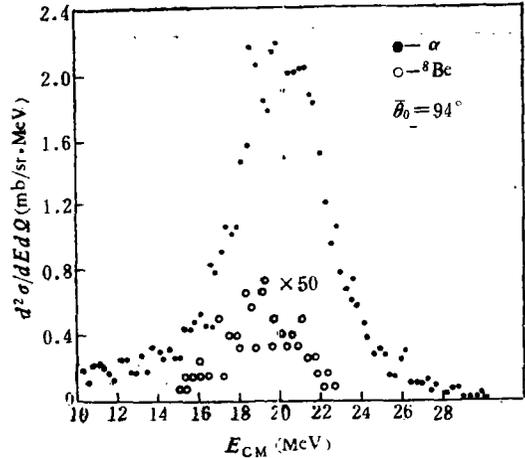


图 6 ^8Be 裂开的 α 粒子和出射的总 α 粒子的能谱

讨 论

根据 α 粒子的能谱和角分布的特征及其变化的规律,以及在 $\theta_c = 90^\circ$ 对 ^8Be 所进行的测量,表明除了复合核蒸发以外,出射的 α 粒子主要是来源于 ^8Be 转移反应.造成 ^8Be 转移反应截面比其他核子转移及 α 转移反应截面大的原因,可以从两个方面定性的分析.其一可能和入射离子的结团结构性质有关,对于不同粒子团在 ^{12}C 中的结合能来说,则以 α 和 ^8Be 粒子团为最小,大约是 7.367 MeV,其次是 p 和 ^{11}B ,较大者为 ^6Li (见表 2).这就是说把 ^{12}C 分裂成 α 和 ^8Be 两粒子团时所需要的能量最少,意味着发生反应时, ^{12}C 离子比较容易分裂成 α 和 ^8Be 两粒子团,形成一个粒子团的转移另一个粒子团的出射.

另一方面由于任何物体或体系,都具有使其势能减到最小的趋势,以处于最稳定状态.在擦边反应中,出射粒子和相应的余核所组成的体系,其核势和离心势都比较小,不起主要作用,起主要作用的是库仑势.对于 α 和 ^8Be 两粒子

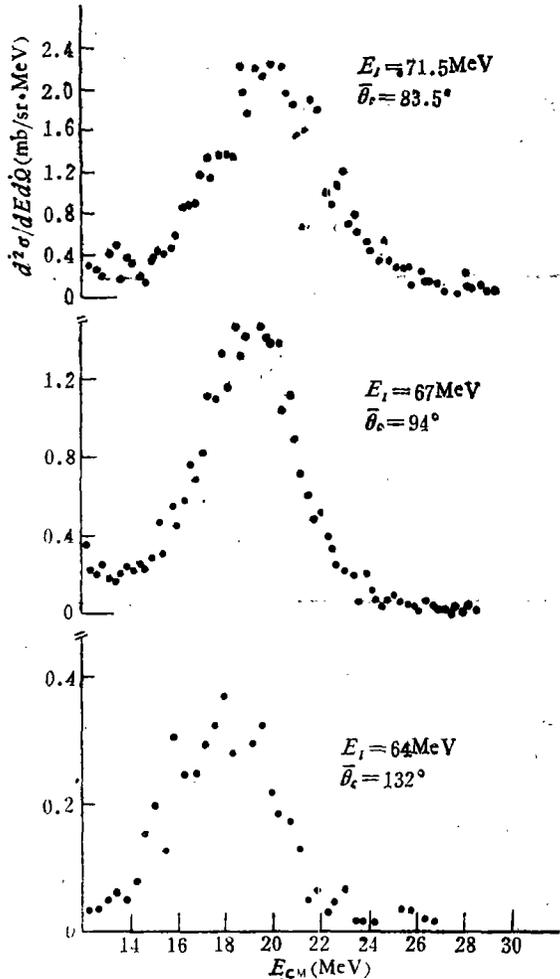


图 7 在擦边角附近测量的 α 粒子能谱

表 1

核反应	$E_i(\text{MeV})$	能谱 ¹⁾			$\frac{d\sigma}{d\Omega} \left(\frac{\text{mb}}{\text{sr}} \right)$ (90°)	$\sigma_{ev.}$ (mb)	$\sigma_{tr.}$ (mb)	$\sigma_{cal.}$ (mb)
		半宽度 (MeV)	峰位(MeV)					
$^{197}\text{Au}(^{12}\text{C}, ^4\text{He})^{203}\text{Bi}$	64	4.6	18	18.7 ^a		13.8±2.1	24.4±2.3	17
$^{197}\text{Au}(^{12}\text{C}, ^4\text{He})^{203}\text{Bi}$	67	4.6	19	19.6 ^a		18.8±2.8	46.4±3.2	40
$^{197}\text{Au}(^{12}\text{C}, ^4\text{He})^{203}\text{Bi}$	71.5	5.2	20	21. ^a	10.6	28.±4.2	76.3±6.9	54
$^{197}\text{Au}(^{12}\text{C}, ^9\text{Be})^{201}\text{Tl}$	71.5	4.4			0.2			2.4
$^{197}\text{Au}(^{12}\text{C}, ^9\text{Be})^{200}\text{Tl}$	71.5	4.2	40	40.8 ^a			10.5±1.2	0.3
$^{197}\text{Au}(^{12}\text{C}, ^{11}\text{B})^{199}\text{Hg}$	71.5	3.4	50	55 ^a			22.3±2.5	0.4
$^{197}\text{Au}(^{12}\text{C}, ^6\text{Li})^{203}\text{Po}$	71.5						0.36±0.08	0.5

1) 这里所给的出射粒子的能谱是在擦边角的测量值;注有字母 a 的数据是计算的能谱峰值; $\sigma_{ev.}$ 表示复合核蒸发 α 粒子的截面,是根据其各向同性的性质,以测量的角分布平行于角度轴部分作为复合核蒸发粒子组分求得的截面值; $\sigma_{tr.}$ 表示在各角度测量的 α 粒子微分截面中,扣除蒸发组分以后,对角度进行积分求得的转移反应截面; $\sigma_{cal.}$ 表示运用 J. Wilczynski 等人^[8]给出的“求和规则模型”计算的非各向同性发射的粒子截面。

团来说,在 ^{12}C 中的结合能虽然相同,但各自体系的库仑能却有很大差别,出射 α 粒子和对应的余核所构成的体系,其库仑能几乎只有出射 ^9Be 时形成的体系的库仑能的一半。显然,发生反应时势必比较容易形成出射 α 粒子的体系。反应中其他粒子对,如(p, ^{11}B)、(^3He , ^9Be)有无类似性质,尚需对 p、 ^3He 粒子作出测量,无疑也将有助于这个讨论。但实验已表明各反应道的截面,除复合核蒸发粒子外,其他都是随着 ^{12}C 分离成不同粒子对时,所需能量的增大而减小(见表2)。

表 2 (分离能负号表示吸收能量)

核反应	出射道库仑能 (MeV)	出射道核势 (MeV)	^{12}C 分开的 粒子对	分离能 (MeV)	$\sigma_{tr.}(\text{mb})$ ($E_i = 71.5\text{MeV}$)
$^{197}\text{Au}(^{12}\text{C}, \text{p})^{208}\text{Po}$	11.786	-0.221			
$(^{12}\text{C}, ^{11}\text{B})^{199}\text{Hg}$	48.265	-3.845	$^{12}\text{C}-(\text{p} + ^{11}\text{B})$	-15.957	22.3±2.5
$^{197}\text{Au}(^{12}\text{C}, ^3\text{He})^{206}\text{Bi}$	21.950	-3.014			
$(^{12}\text{C}, ^9\text{Be})^{200}\text{Tl}$	39.708	-3.775	$^{12}\text{C}-(^3\text{He} + ^9\text{Be})$	-26.279	10.5±1.2
$^{197}\text{Au}(^{12}\text{C}, ^4\text{He})^{203}\text{Bi}$	21.552	-3.500			
$(^{12}\text{C}, ^8\text{Be})^{201}\text{Tl}$	40.063	-3.775	$^{12}\text{C}-(^4\text{He} + ^8\text{Be})$	-7.367	76.3±6.9
$^{197}\text{Au}(^{12}\text{C}, ^6\text{Li})^{203}\text{Po}$	31.065	-3.672	$^{12}\text{C}-(^6\text{Li} + ^6\text{Li})$	-28.176	0.36±0.08

对于反应的各出射道的截面,我们利用 J. Wilczynski 等人^[8]给出的全熔合与非全熔合反应求和规则模型进行了计算。他们认为对于所有反应道 i ,系统经过局部平衡以后,反应几率正比于一个指数因子即: $p(i) \propto \exp \left[\frac{\theta_g(i) - Q_c(i)}{T} \right]$ (1)

这里 T 是有效温度,他们取 $T = 3\text{MeV}$; Q_g 是基态反应 Q 值; Q_c 是由于电荷转移库仑能的变化。

$$Q_c = q_c(z_1^i z_2^i - z_1^{i'} z_2^{i'})e^2, \quad (2)$$

这里 $z_1^{i'}$ 、 $z_2^{i'}$ 和 z_1^i 、 z_2^i 分别是电荷转移前后组成核子系统的原子序数, q_c 是一个参量,取 $q_c = 0.06\text{fm}^{-1}$ 。

除此以外还有人射道角动量极限对于反应几率的限制。每个反应道 i 的极限角动量是:

$$L_{\text{lim}}(i) = \frac{\text{炮弹质量}}{\text{被俘碎片质量}} \times L_{\text{cr.}} (\text{靶核} + \text{被俘碎片}) \quad (3)$$

按照液滴模型求出临界角动量 $L_{\text{cr.}}$ 即可求得 L_{lim} . 取透射系数 T_l 的分布为光滑截止

$$T_l(i) = \left[1 + \exp\left(\frac{L - L_{\text{lim}}(i)}{\Delta_l}\right) \right]^{-1}, \quad (4)$$

由求和规则:

$$N_l \sum_l T_l(i) \exp\left(\frac{Q_g(i) - Q_c(i)}{T}\right) = 1. \quad (5)$$

计算出归一化系数 N_l 后可由方程式

$$\sigma(i) = \pi \lambda^2 \sum_{l=0}^{l_{\text{max}}} (2l + 1) N_l T_l(i) \exp\left[\frac{Q_g(i) - Q_c(i)}{T}\right] \quad (6)$$

求得各反应道的绝对截面. 计算时取角动量弥散度 $\Delta_l = 2\hbar$, 最大角动量 $L_{\text{max}} = 32\hbar$. 由于我们的入射离子能量较低, 计算值和实验值不大相符, 特别是和出射的较重粒子如 ^9Be 和 ^{11}B 偏离较大(见表 2). 表明在低能情况下需要对公式作些改进, 才能使理论计算较好的和实验相符合.

赵荣璞同志为本实验提供了半导体薄片探测器, 王秀英等同志提供了金靶, 在此深表感谢.

参 考 文 献

- [1] H. Ho, R. Albrecht et al., *Z. Physik*, **A283**(1977), 235—245.
- [2] H. C. Britt and A. R. Quinton, *Phys. Rev.*, **124** (1961), 877.
- [3] J. P. Bondor, *Journ. de Phys.*, **C5** (1976), 159.
- [4] D. R. Zalnowski et al., *Phys. Rev. Lett.*, **41** (1978), 92.
- [5] T. Inamura et al., *Phys. Lett.*, **68B** (1977), 51.
- [6] 沈文庆等, 高能物理与核物理, **1**(1977), 70.
- [7] 近代物理研究所 «科学技术报告汇编», **1**(1975), 70.
- [8] J. Wilczynski et al., *Phys. Rev. Lett.*, **45** (1980), 606.

THE MASSIVE TRANSFER IN $^{12}\text{C} + ^{197}\text{Au}$ REACTION

WANG DA-YAN LI ZU-YU YUAN SHUANG-GUI GUO ZHONG-YAN JIN GEN-MING XU GUO-JUN YUE HAI-KUI WANG XI-MING CHEN JU-SHENG ZENG WEN-BING XIE HONG-MEI

QIAN ZHENG-GUANG ZHANG LI DAI GUANG-XI

(Institute of Modern Physics, Academia Sinica)

ABSTRACT

In this paper, we present energy spectra and angular distributions for the α -particles emitted in the reaction of $^{12}\text{C} + ^{197}\text{Au}$ at 64 and 67 MeV and for α , Be and B emitted in the reaction at 71.5 MeV.

The most-probable energies of the various products emitted in this reaction decrease with decreasing incident energy. The angular distributions peak near grazing angle. The peak position of the angular distributions shift from -80° to -120° while the projectile energy decreases from 71.5 MeV to 64 MeV. These all show the features of the transfer reaction.

The ^6Li product also has been measured and the ^9Be particle emitted from this reaction was detected at 90° to the beam direction using α - α coincident technique at 71.5 MeV. The cross section of the ^9Be is only few percent at the same angle.