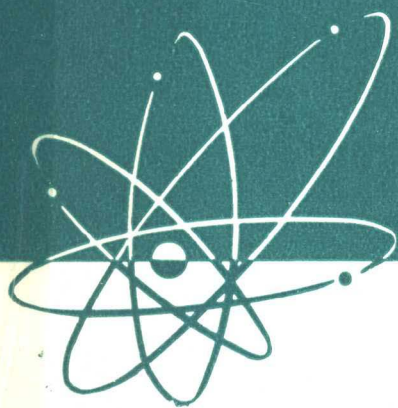


科学技术报告汇编

(内部资料)

第三集上册



中国科学院近代物理研究所

一九七九年九月

目 录

^{12}C 轰击 ^{209}Bi 时发射的 α 粒子.....	(1)
^{12}C 离子在 ^{209}Bi 靶上引起的少数核子转移反应	(10)
能量稍高于库仑位垒时的 $^{12}\text{C} + ^{209}\text{Bi}$ 的弹性散射 测量	(15)
^{12}C 离子轰击 ^{12}C 核的散射和转移反应研究.....	(20)
$^{12}\text{C} + ^{27}\text{Al}$ 深部非弹性散射研究.....	(36)
缺中子同位素 $^{118}, ^{117}\text{I}$ 和 ^{115}I 的产生和测定.....	(38)
$^{14}\text{N} + \text{Pb}$ 反应的裂变和全熔合截面测量	(50)
用阻塞效应测量 $^{12}\text{C} + ^{197}\text{Au}$ 反应复合核 ^{209}At 的 寿命	(56)
^{12}C 离子引起 ^{209}Bi 和 ^{238}U 裂变中质量分布的放射化学 研究	(63)
重离子飞行谱仪中管型电子倍增器输出脉冲上升时间的测定.....	(69)
重离子反应中一种唯象的核摩擦机制.....	(72)
深部非弹性散射中的核畸变效应.....	(76)
重离子深部非弹性碰撞中作用时间的计算和传输系数的分析.....	(82)
能量稍高于库仑位垒的 $^{12}\text{C} + ^{209}\text{Bi}$ 反应的半径典 分析	(91)
关于某些偶偶核的回弯现象的 机理.....	(101)
关于某些偶偶核的回弯现象的 机理 II	(110)
$^{122}, ^{124}, ^{126}\text{Te}$ 转晕带双回弯的一种可能 解释	(114)
偶偶核转动三带的交叉 混杂.....	(117)
引入拆对几率概念研究原子核高自 旋态.....	(123)
差分方法对原子核转晕态的 分析.....	(131)
用无规行程理论探索重粒子碰撞的质量 分布.....	(137)
本征值问题中待定参数的 确定.....	(140)

^{12}C 轰击 ^{209}Bi 时发射的 α 粒子

沈文庆 徐树威 王大延 谢元祥 郭中言 李祖玉 龙 教
靳根明 袁双贵 葛元秀 徐国俊 潘宗佑 孙相富

摘 要

测量了能量稍高于库仑位垒的五个能量下, $^{12}\text{C} + ^{209}\text{Bi}$ 反应中发射的 α 粒子能谱和角分布。使用 $\Delta E - E$ 复合探测器将反应中发射的 α 和其他粒子鉴别开来。结果可用 ^8Be 集团从入射粒子转移到靶核中去的反应机制来解释。得到的直接发射 α 粒子的截面和重余核 ^{211}At 蒸发两个中子后衰变成 ^{211}At 的截面是一致的。用半经典的能量微分截面公式, 计算得出的能谱和角分布与实验结果相符。

引 言

H.C. Britt和A.R. Quinton^[1]测量了85—126 MeV的 ^{12}C 轰击 ^{209}Bi 发射 α 、 p 的能谱和角分布。测到的 α 、 p 分成二组, 一组是角分布基本上各向同性, 能谱是马克斯威分布, 能谱峰位不随角度变化的蒸发 α 和 p ; 另一组是在小角度测到的角分布前方向成峰, 能谱峰位随角度增大迅速下降的 α 和 p 。作者认为后者可能是 ^{12}C 在靶核表面受核力和库仑力的作用裂开产生的。

R. Bimbot^[2]等用反冲技术测量余核的方法研究了60 MeV~90 MeV的 ^{12}C 轰击 ^{209}Bi 时产生的At同位素。对实验数据通过运动学分析, 他们认为 $^{209-211}\text{At}$ 主要是由 ^8Be 转移和 α 转移产生的。并从实验结果导出了 ^8Be 转移和 α 转移的截面和角分布, 从而导出了相应的出射 α 的截面和角分布。 ^{12}C 入射能为85 MeV时, 作者导出的结果和H.C. Britt^[1]等测到的小角度发射 α 的截面和角分布一致, 从而认为工作〔1〕中小角度出射 α 是 ^8Be 转移和 α 转移产生的。

由于在较高能量下可以发生 ^8Be 、 α 、 ^3He 、 $2p$ 等转移, 情况较为复杂。而轰击能量在73 MeV以下时主要发生 ^8Be 转移, 情况较为简单。所以测量轰击能在73 MeV以下时发射 α 的角分布是有意义的。予期此时发射 α 的主要过程应是 ^8Be 转移, 而 ^{211}At 的主要产生过程也是 ^8Be 转移。因此所得结果使我们能把直接发射 α 的截面和 ^{211}At 的截面直接进行比较, 并对发射 α 的机制和上述转移过程的理论研究提供一个坚实的实验基础。

实 验

实验是用兰州近代物理研究所1.5米重离子回旋加速器引出的 ^{12}C 束进行的。使用标准的散射靶室, 最大可测角 160° , 束流角分散 1.5° 。使用 $\Delta E - E$ 望远镜式复合探测器, 测量并鉴别反应中发射出来的各种带电粒子。 ΔE 是 35μ 厚的薄片金硅面垒全耗尽探测

器, E是3mm厚的Si(Li)探测器, 对 α 的探测阈是6MeV。探测器前加 $\phi 2$ 光栏, 离靶中心100mm, 角分辨约 5° 。用Thc-c'源作能量校准, 实验中用精密脉冲发生器作监督, α 能量测量误差是0.5MeV。 ΔE 、E输出的脉冲分别经予放, 主放进入TRIDAC-C系统二维方式下工作的模数变换器, 进行 128×128 双维符合测量, 并进行在线数据处理, 直接得到发射 α 能谱。束流由精密电阻及自动记录仪测量, 并测 ^{12}C 弹散粒子, 作为相对测量。 ^{209}Bi 靶由真空镀膜法制成, 厚度由 α 能损法测出, 使用过二个无衬 ^{209}Bi 靶, 厚度和不均匀度分别是 $693\mu\text{g}/\text{cm}^2$ (5%); $1037\mu\text{g}/\text{cm}^2$ (10%)。实验中遇到了靶上轻元素沾污的干扰(主要是真空系统油蒸汽的沾污), 影响了小角度实验数据的精度, 使我们在计算角分布时不得不放弃一些小角度的数据。考虑统计误差、立体角、靶厚、束流测量误差后, 微分截面的误差是 $\pm 10\%$, 角分布图上微分截面的误差包括这部分误差及用作图法扣除轻元素沾污产生的 α 时造成的误差。

结 果

实验中测量了 ^{12}C 实验室系轰击能量为73.0MeV, 70.1MeV, 67.2MeV, 64.3MeV, 61.1MeV五个能量下发射 α 粒子的能谱和角分布。轰击能量为73.0MeV时, 在15个观察角下的 α 粒子能谱如图1。

在大角度只看到一群 α , 在中间角度, 靶上沾污的轻元素产生的 α 谱的高能尾巴叠加在那群 α 上, 它随观察角的减小而增加。但是我们还能够根据实验上揭示的它的系统行为, 用作图法, 把它分出来。在更小的角度, 靶上沾污的轻元素产生的 α 群几乎完全掩盖了那群 α 。我们计算角分布时不得不放弃这些数据。这样得到的角分布如图2。

由图可见, 角分布的峰位出现在擦边角附近, 随着入射能量下降, 峰位逐渐向大角度方向移动, 峰的宽度也有规律地逐渐增加, 这些都反映了准弹性过程的基本特征。在库仑位垒下的轰击能61MeV的角分布, 在较小角度, 微分截面很小, 随角度增加逐渐增加, 这时的转移反应是通过隧道过程发生的, 可用隧道理论或DWBA方法作理论计算来与实验符合。此外, 把角分布外推到 180° 或 0° , 得到复合核蒸发 α 的微分截面的上限。由此得出复合核蒸发 α 的截面上限。它和Y. Le. Beyec^[3]等测量的 $^{12}\text{C} + ^{209}\text{Bi}$ 产生的 ^{214}Fr 的截面差不多, 也和我们实验室得出的结果一致^[8], 工作〔3〕认为 ^{214}Fr 产生的机制可能是复合核蒸发过程, 同时把工作〔1〕得到的蒸发 α 截面的数据外推到我们的实验能区, 得到的值也和我们的结果很一致, 可见表1。

表1 $E_L = 61 \sim 73\text{MeV}$ 复合核蒸发 α 截面的上限 $\sigma_{\dots}$

$E_L(\text{MeV})$	73.0	70.1	67.2	64.3	61.1
$\sigma_{\dots}(\text{mb})$	6.3 ± 2.5	5.0	4.4	1.8	1.3
工作〔1〕的结果外推得到的 $\sigma_{\dots}(\text{mb})$	6.4	5.1	3.1	1.8	0.4
工作〔8〕测到的 ^{214}Fr 的截面(mb)	4.6 ± 1	4.2	3.1	1.5	0.4

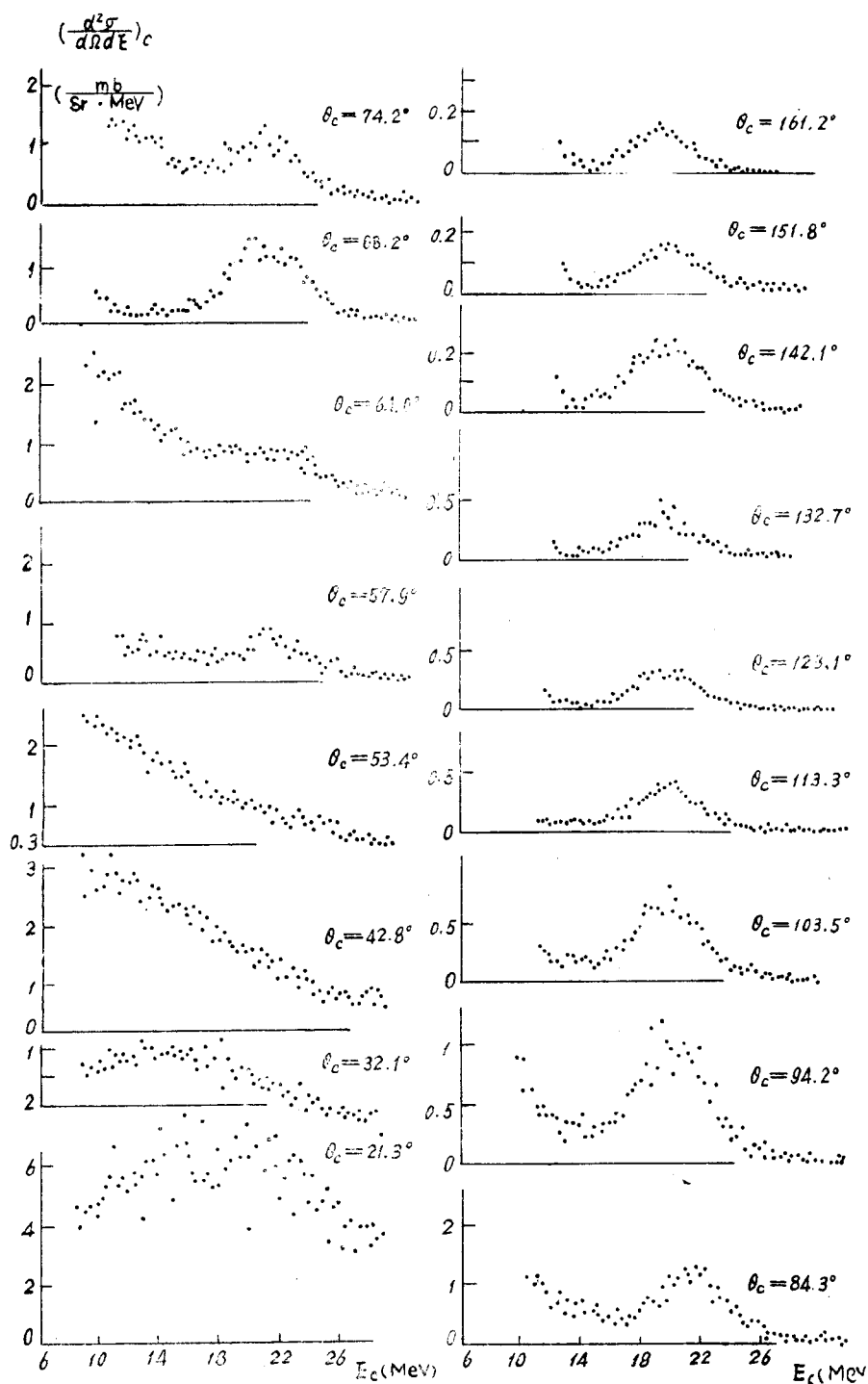


图1 $E_{12C} = 73.0 \text{ MeV}$, $^{12}\text{C} + ^{209}\text{Bi}$ 发射 α 粒子质心系能谱

E_{12C}

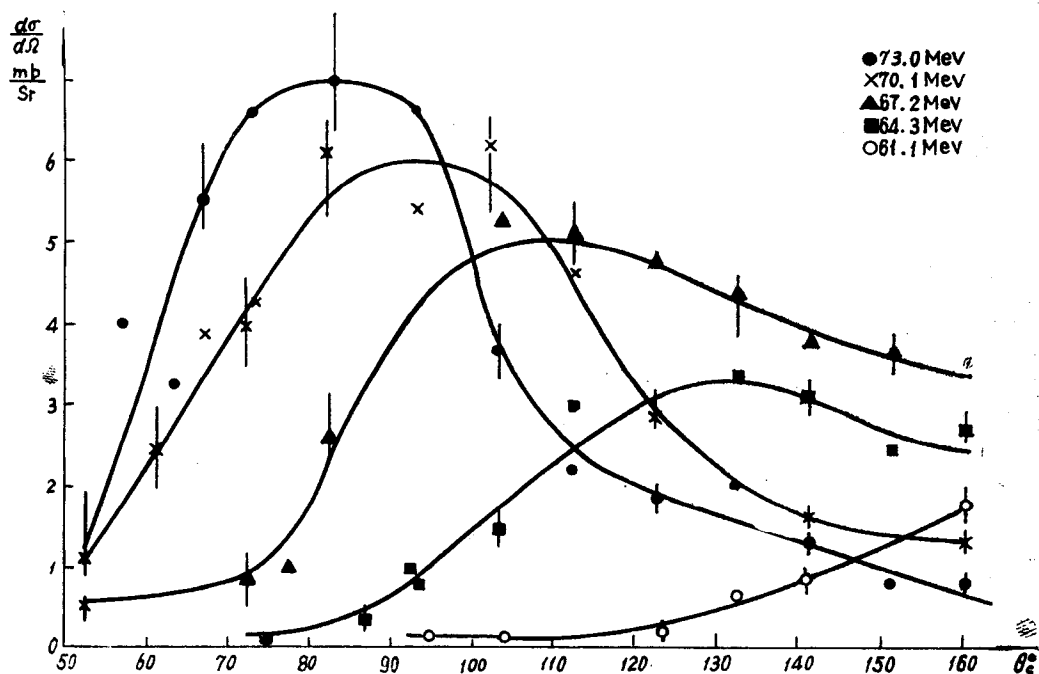


图2 $^{12}\text{C} + ^{209}\text{Bi}$ 产生的 α 粒子的角分布

复合核蒸发 α 的计算

实验观察到的 α 粒子能谱与角分布都显示直接反应的特征。估计复合核蒸发的 α 由于截面小而淹没在上述机制产生的 α 中。为了证实这一想法，我们用不考虑角动量的V.F.Weisskopf统计理论计算复合核蒸发 α 粒子的能谱和截面。

V.F.Weisskopf统计理论计算蒸发 α 的能谱公式为^[4]

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE} = \frac{\Gamma_\alpha/\Gamma_f}{1 + \Gamma_\alpha/\Gamma_f} \cdot \frac{\sigma_c(E_i)}{4\pi} \cdot \frac{g_\alpha m_\alpha}{g_n m_n} \cdot \frac{\sigma(E_\alpha)}{\sigma(E_n)} \cdot \frac{E_\alpha}{T^2} \cdot \exp\left(\frac{B_n - B_\alpha}{T} - \frac{E_\alpha}{T} - 2T\Delta a\right) \quad (1)$$

式中 $\Delta a = a_n - a_\alpha$, $a = CA$, $T = \sqrt{\frac{U}{a}}$, U 是复合核的激发能, g_α , g_n , m_α , m_n 分别是 α 和中子的自旋权重和质量。 $\sigma_c(E_i)$, $\sigma(E_\alpha)$, $\sigma(E_n)$ 分别是 ^{12}C 轰击 ^{209}Bi 形成复合核的截面和 α 及中子轰击余核产生同样激发的复合核的逆截面。取 $\sigma(E_n) \approx 2500\text{mb}$; $\sigma_c(E_i)$ 和 $\sigma(E_\alpha)$ 由C.Y.Wong^[5]给出的方法计算。 $\Gamma_\alpha/\Gamma_f = \frac{\sigma_{\alpha f}}{\sigma_f} - 1$, 由 $\sigma_{\alpha f}$ 、 σ_f 的实验值得到, 我们实验能区内 Γ_α/Γ_f 约为0.34。

计算得到的复合核蒸发 α 能谱的位置和我们测到的 α 基本一致, 微分截面则比测到 α

的角分布的峰值要小一个数量级以上, 因此淹没在直接反应 机制 产生的 α 中而无 法分
开。在远离我们测到的 α 角分布峰位处, 计算得到的复合核蒸发 α 微分截面和测到的 α 微
分截面差不多, 由此可从测到的 α 角分布外推到 0° 或 180° 而得到复合核蒸发 α 截面的上
限。

对 $E_i = 73 \text{ MeV}$, 能级密度 参数 $C = \frac{1}{8}, \frac{1}{10}, \frac{1}{12}$, 计算得到的蒸发 α 能谱 和实验测
到的 $\bar{\theta}_c = 84^\circ, 161^\circ$ 的 α 能谱的比较可见图 3。

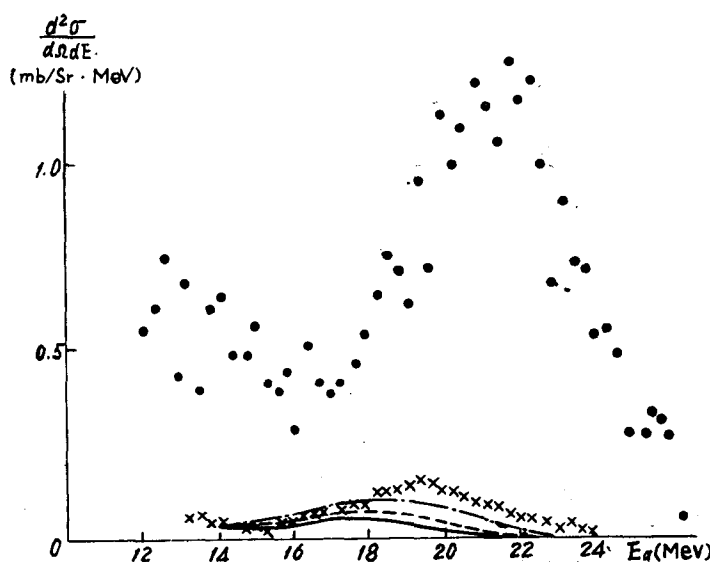


图 3 $E_{12C} = 73 \text{ MeV}$ 时实验测到的发射 α 能谱和
V. F. Weisskopf 统计理论计算的蒸发 α 能谱
• $\bar{\theta}_c = 84^\circ$ 实验值
× $\bar{\theta}_c = 161^\circ$ 实验值
— $C = 1/8$ 计算值
---- $C = 1/10$ 计算值
- · - $C = 1/12$ 计算值

准 经 典 分 析

看来, 实验观测的 α 粒子的能谱和角分布都显示有准弹性的特征。所以, 我们采用
B. N. Kalinkin 和 J. Grabowski^[6] 给出的下列角分布公式作为分析的基础

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \sim \frac{1}{K^2 \sin \theta} \left| \left\{ \sum_{l=l_1+1}^{l_2} W(l) \left(l + \frac{1}{2} \right)^{\frac{1}{2}} e^{i[2\delta_l - (l + \frac{1}{2})\theta - \frac{\pi}{4}]} \left(\frac{l - l_1}{l - l_1} \right)^{3/2} \right\} \right|^2$$

$$+ \sum_{l=l_1+1}^{\infty} W(l) \left(l + \frac{1}{2}\right)^{\frac{1}{2}} e^{i[2\delta_l - (l + \frac{1}{2})\theta - \frac{\pi}{4}]} \left| \right|^2 \quad (2)$$

其中, $W(l)$ 代表在相对运动角动量为 l 的轨道上, 被转移的核子或集团从入射粒子向靶核转移有关的矩阵元; 参数 l 和 l_1 由经典偏转函数 $\theta(l)$ 决定, 它们分别对应 偏转角的 极大 (θ_0) 值和负无穷大; 至于相移 δ_l 可以由经典偏转函数简单地求出来

$$\theta(l) = 2d\delta_l/dl \quad (3)$$

这种方法虽然可以描绘准弹性过程角分布的共同特性, 但它的缺点是不能区分被转移核子或集团的个性。所以, 我们希望对角分布和能谱同时进行分析。为此, 对公式 (2) 做了两点修正: 第一, 借用 D.M. Brink^[7] 给出的转移矩阵元的表示式, 以便反映 Q 窗效应。从他的公式出发, 经过化简, 可求得

$$W(l) \sim \exp \left[-\alpha R_{min} - \frac{1}{2} \left(\frac{Q - Q_{opt}}{\beta} \right)^2 \right] \quad (4)$$

以此来代替 B.N. Kalinkin 和 J. Grabowski 给出的形式 $\sim \exp(-\alpha R_{min})$ 。式中, R_{min} 是经典的最接近距离; α 是可调参数; β 是与被转移集团 (此处指 ^8Be) 在入射粒子 中的结合能有关的参量; Q_{opt} 是最佳 Q 值。第二, 针对出射 α 粒子的连续能量分布 (而非 单一的能量), 在 (2) 式右边乘上了一个因子 $\omega(E_i)dE_i$ 。此处 E_i 表示出射 α 粒子的能量, ω 表示余核 ^{217}Fr 的能级密度。最后, 我们获得了每单位能量间隔内微分截面的计算公式

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE_i} \sim \frac{1}{K^2 \sin \theta} \left| \left\{ \sum_{l=l_1+1}^{l_r} p(l) \left(l + \frac{1}{2}\right)^{\frac{1}{2}} e^{i[2\delta_l - (l + \frac{1}{2})\theta - \frac{\pi}{4}]} \left(\frac{l-l_1}{l_r-l_1}\right)^{3/2} + \sum_{l=l_1+1}^{\infty} p(l) \left(l + \frac{1}{2}\right)^{\frac{1}{2}} e^{i[2\delta_l - (l + \frac{1}{2})\theta - \frac{\pi}{4}]} \right\} \right|^2 \quad (5)$$

其中

$$p(l) \sim \exp \left[\frac{\delta Q}{2T} - \alpha R_{min} - \frac{1}{2} \left(\frac{E_{re} - E_i}{\beta} \right)^2 \right]$$

$$E_{re} = E_i + Q_{opt}(l) - \frac{\beta^2}{2T}$$

$$\delta Q = Q_{ss} - Q_{opt}(l)$$

$$Q_{ss} = ^8\text{Be} \text{ 在 } ^{12}\text{C} \text{ 和 } ^{217}\text{Fr} \text{ 中结合能之差}$$

$$T = \text{核温度}$$

$$E_i = \text{入射道动能}$$

计算时, 先用半经典方法拟合弹散实验数据来确定弹散相移 δ_l 。参数 β ^[7]、 T 都有公式可以估算, 选定合适数值后, 剩下的唯一可调参数是 α 。选取 $\alpha = 3.5$, 由 (5) 式计算的能谱和角分布对于四个入射能量: 73.0 MeV、70.1 MeV、67.2 MeV、64.3 MeV 都与实验结果基本相符。图 4, 图 5 就是计算的能谱和角分布与实验数据点的比较。因为

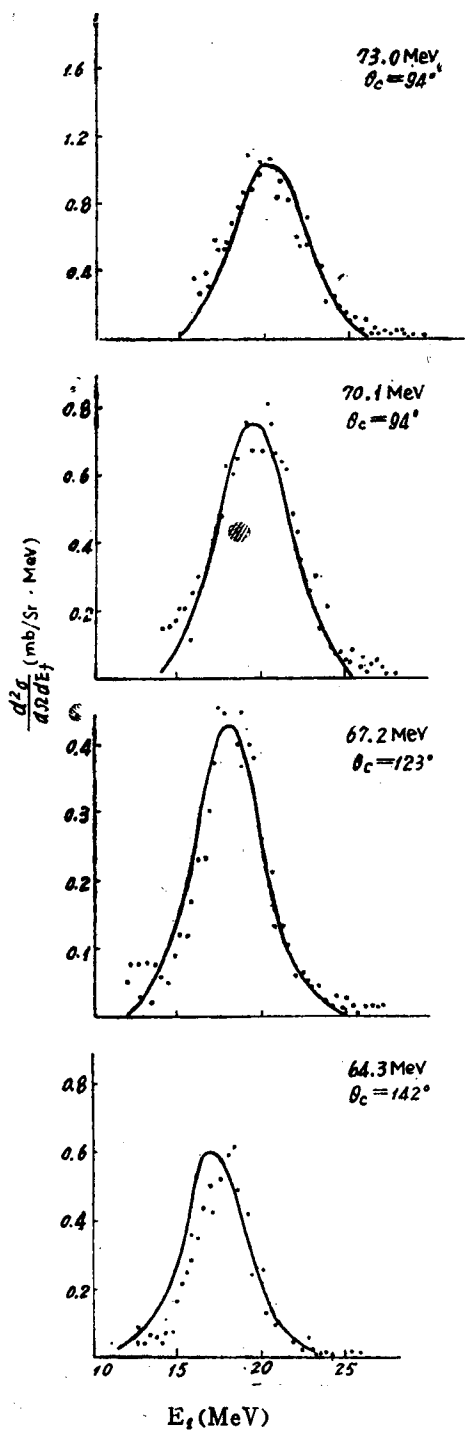


图4 $^{12}\text{C} + ^{209}\text{Bi}$ 反应出射的 α 粒子的实验能谱与理论计算曲线

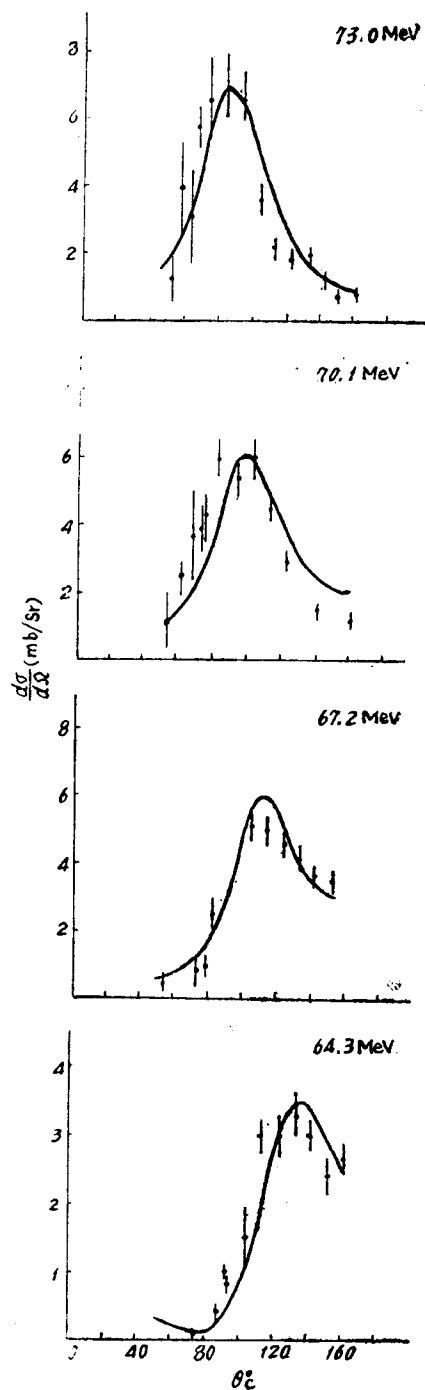


图5 $^{12}\text{C} + ^{209}\text{Bi}$ 反应出射的 α 粒子的实验角分布与理论计算曲线

理论计算给不出绝对值，所以图中的曲线都是对实验点归一后画出来的。

讨 论

这个工作的结果似乎从实验上和理论上均证实了73MeV和稍低的轰击能量下 $^{12}\text{C} + ^{209}\text{Bi}$ 反应发射 α 的机制主要是 ^8Be 的表面转移到靶中，这与法国奥赛R.Bimbot^[2]等分析反应生成的反冲余核子体 ^{211}At 的能谱和角分布所得出的结论是相同的。不仅如此，如果我们根据出射 α 粒子的产额、能谱和角分布也可以大体估计出反冲余核子体的一些特征。结果与R.Bimbot等人的实际测量也是相吻合的：

(1) 如果转移 ^8Be ，反应生成的余核是 ^{217}Fr ，在我们测定的入射能量下， ^{217}Fr 最有利于蒸发两个中子，形成 ^{215}Fr 。 ^{215}Fr 经过快速的 α 衰变就形成 ^{211}At 。而其他生成 ^{211}At 的过程的几率是可以忽略的^[2]。所以，经过 ^8Be 转移，每出射一个 α 粒子就对应一个余核子体 ^{211}At 。我们把实验测定的准弹性出射的 α 粒子的积分截面和R.Bimbot等测定的 ^{211}At 的实验截面相比^[2]，在实验误差范围内两组实验点是基本相符的（图6）。这与本所用叠层靶方法测得的 ^{211}At 的截面也大体相符^[8]。

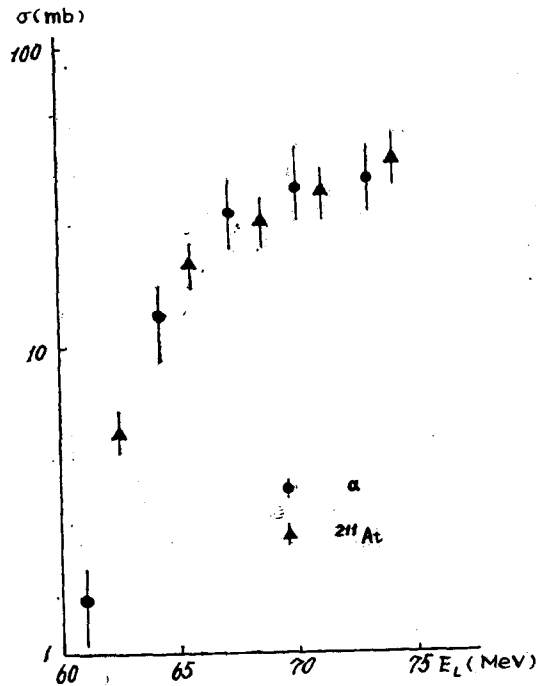


图6 $^{12}\text{C} + ^{209}\text{Bi}$ 准弹性出射的 α 粒子和反冲余核子体 ^{211}At 的实验激发曲线

(2) 此外，根据 α 粒子角分布的峰位和相应的能量，按照两体反应，作简单的运动学计算，可以估计出反冲余核子体 ^{211}At 的角分布峰位及相应的能量。比如，入射能量73MeV时，我们估计的峰位和能量分别为 18° 、4.0MeV，R.Bimbot等的实验值为

17.5°、 $4.14 \pm 0.31 \text{ MeV}$ ；入射能量65.7 MeV时，我们内插估计的峰位和能量分别为12.5°、4.7 MeV，实验值为15°、 $4.41 \pm 0.33 \text{ MeV}$ 。估计值与实验值是相近的。

当入射能量稍高于库仑位垒或接近库仑位垒时，我们实验观察到了 ^{12}C 轰击 ^{209}Bi 反应中，在擦边角附近成峰的多粒子(^8Be)转移产生的 α 。随着入射能量增加，擦边角变小，逐渐变成接近0°方向成峰了。这可能是过去用较高入射能量做同类工作而未观察到擦边角成峰的多粒子转移产生的 α 的原因。

半经典理论除了归一化因子外，既能符合实验能谱，又能符合实验角分布。计算截面的绝对值需要 ^8Be 集团在入射粒子和靶中相互作用的知识，这是我们不知道的。现在这个简单的理论还不能解释为什么 ^8Be 转移几率要比 α 转移几率大得多。但是，我们认为，这个理论可作为进一步研究的基础。

参 考 文 献

- [1] H.C.Britt and A.R.Quiton, Phys.Rev., 124 (1961), 877.
- [2] R.Bimbot, D.Gavdes and M.F.Riret, Nucl.Phys., A189 (1972), 193.
- [3] Y.Le.Beyec, M.Lefort and M.Sarda, Nucl.Phys., A192 (1972), 405.
- [4] G.Chenvert et al, Nucl.Phys., A122 (1968), 481.
- [5] C.Y.Wong, Phys.Rev.Lett., 31 (1973), 766.
- [6] B.N.Kalinkin and J. Grabowski, Proceedings of Third Conference on Reactions between Complex Nuclei (1963), 129.
- [7] D.M.Brink, Phys.Lett., 40B (1972), 37; N. A. Weiss and D. M. Brink et al., Phys.Rep., 12C (1974), No. 3.
- [8] 近代物理研究所核物理研究室，重离子物理研究简况，高能物理与核物理 Vol.1, No. 1 (1977)

^{12}C 离子在 ^{209}Bi 靶上引起的 少数核子转移反应

吴钟立、梁国照、刘冰、郭应祥
诸永太 刘补生、夏国中、张学斌

一 引言

重离子与靶核相互作用,所引起的少数核子转移反应,是一种准弹性过程。它仅涉及少数自由度,相碰撞的核只交换较少的能量与核子,核相互作用区域仅限于核表面。这种反应实际上可看作轻离子所引起的削裂和拾取反应的延伸,两者同属于直接相互作用范畴。但是,从重离子所引起的转移反应可观测到用轻离子无法观测到的许多现象,可以更广泛、更深入地揭示核物质及其相互作用的性质。

从五十年代就开始用重离子轰击中、重靶核研究转移反应,但早期的工作很粗糙。到六十年代才获得一些较有价值的成果。这阶段多数工作都是在回旋加速器和直线加速器上完成的。到七十年代,转移反应的研究工作绝大部分已转到串级静电加速器上进行,而且倾向于用较轻的靶核,与核结构的研究关系更密切。^[1]

研究转移反应所用的探测方法种类繁多,但大体上可分两类。一类是直接测量,如:计数器望远镜、飞行时间方法等。另一类是间接测量,如:产物放射性测量等。总的看来,前一类方法发展迅速,占绝对优势。但后一类方法也仍然是一种必要的补充手段。^[1]

早期,较多地用半经典理论分析转移反应实验数据。六十年代中期以来,光学模型和扭曲波玻恩近似(DWBA)逐渐被成功地用于重离子引起的核反应。并且在此基础上发展出耦合道玻恩近似(CCBA)与耦合反应道方程(CRC)。最近,已有人从CRC出发企图建立统一的直接反应图像。^[2]

由于 $^{12}\text{C} + ^{209}\text{Bi}$ 各反应道综合研究工作的需要,我们进行了 $^{12}\text{C} + ^{209}\text{Bi}$ 少数核子转移反应的研究。尽管 ^{12}C 离子在中、重靶核上引起的转移反应研究工作发表了不少,但从未见到过相同的工作。仅在文献[3]中顺便提到过一句,他们用82 MeV的 ^{12}C 离子轰击 ^{209}Bi 靶子试测过 $^{209}\text{Bi} (^{12}\text{C}, ^{13}\text{N}) ^{208}\text{Pb}$ 反应产物 ^{13}N ,没有观测到 ^{13}N ,根据本底大小,估计截面上限约为0.005 mb。我们推测:在库仑位垒附近的轰击能量, ^{12}C 离子在 ^{209}Bi 靶上引起的少数核子转移反应截面是异乎寻常低的,特别是拾取反应。在一般情况下,在重离子核反应中,与其它主要反应道相比,转移反应截面要低得多。对于 $^{12}\text{C} + ^{209}\text{Bi}$ 这样的特定系统,截面更异乎寻常地小。实验测量工作是很困难的。因此,我们不

得不放弃按核素鉴别产物的企图，而仅按元素鉴别产物。在 $E_L = 72.5 \text{ MeV}$ 的轰击能量下，用计数器望远镜（薄电离室 + Au-Si面垒探测器）方法测量了 ^{12}C 离子在 ^{209}Bi 靶上引起的少数核子转移反应角分布和截面。

二 实 验

实验是在1.5米回旋加速器上完成的。 $^{12}\text{C}^{4+}$ 离子束的能量为 $E_L = 72.5 \pm 0.7 \text{ MeV}$ ，能量分散约400KeV。靶室直径70cm（图1）。靶室前端为三个栏（ $\phi 8$ 、 $\phi 6$ 、 $\phi 4$ ）组成的长40cm的准直器。靶室后端接法拉第筒。靶子放在靶室中心，与束流方向成 45° 角。靶室系统真空度好于 5×10^{-5} 托。

探测器与检验器分别放在束流方向的两侧。检验器为Au-Si面垒探测器，固定在与束流方向成 30° 处，仅记录弹散粒子。探测器距靶16.1cm。

靶子为高纯度 ^{209}Bi 靶，用真空镀膜法制成，无衬底，靶厚 1.36 mg/cm^2 ，用称重法和 α 粒子能损法测量，两者结果一致。法拉第筒后接自动记录仪，测量束流强度。实验所用束流一般为100nA左右。

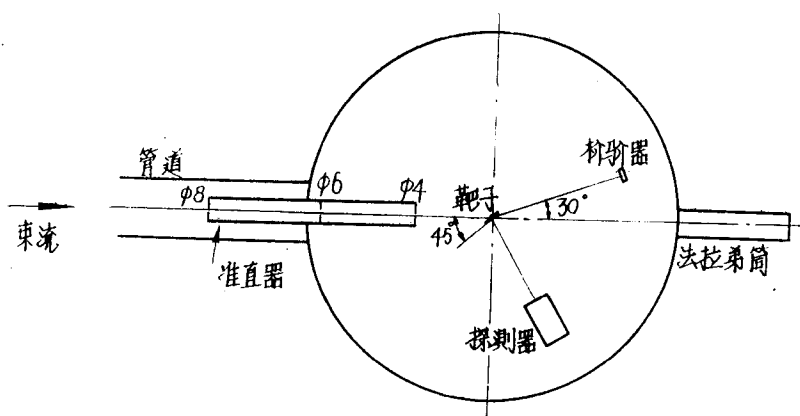


图1 实验装置简图

探测器为薄的平板型屏栅电离室与Au-Si面垒探测器组成的计数器望远镜（图2）。电离室工作时充650托的混合气体（90%氩+10%甲烷）。工作电压为：板极（-1500V），栅极（接地），收集极（+900V），这是根据改变极电压测量电离室坪曲线选取的最佳值。电离室前后两端都用有机薄膜封窗，厚度皆为 $550 \mu\text{g/cm}^2$ 。前窗的前面有一光阑系统（ $\phi 3$ 、 $\phi 2$ 光阑各一），后窗的后面为Au-Si面垒探测器。Au-Si面垒探测器的电阻率与工作偏压选择合适，其灵敏层厚度足以阻止所需测量的那些反应产物。

用计数器望远镜方法来鉴别反应产物，所根据的原理是经过简化的Bethe公式：⁽⁴⁾

$$E \times \Delta E \approx k M Z^2$$

其中， E —带电粒子总动能； ΔE —带电粒子在薄探测器中的能损； M —带电粒子质

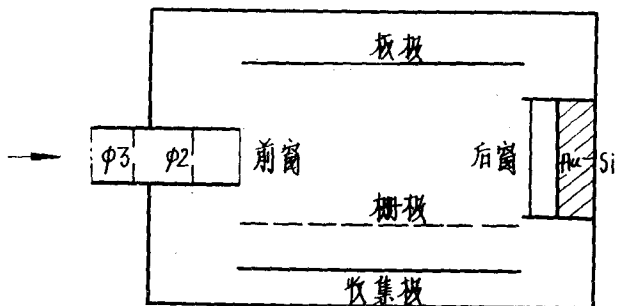


图2 电离室示意图

量； Z —带电粒子电离电荷（在现在的情况下近似为核电荷）， k —与薄探测器性质及厚度有关的常数。

因为没有任何两种核素具有完全同样的 MZ^2 值，所以原则上可以据此鉴别不同的核素。不过，当核素的 MZ^2 值很相近时，要完全把它们区分开，是很困难的。但若仅需把产物按元素区分开，还是比较容易达到的。我们制作的计数器望远镜，对 $72.5\text{ MeV }^{12}\text{C}$ 离子在 ^{209}Bi 靶上弹性散射产物，长时间的能量分辨，可达到7%，完全能够达到把反应产物按元素区分开的预定目标。只是由于统计较差，阻碍我们进一步鉴别核素。

我们实验的具体方法是：把计数器望远镜输出的两路脉冲经放大后送入16384多道脉冲幅度分析器作 $(E-\Delta E)-\Delta E$ 二维分析（ 128×128 ）。由于电离室与Au-Si面垒探测器输出脉冲上升时间有差异，考虑了延迟符合问题。双维谱在存储、显示后转至磁带记录（图3）。整个测量过程用Multi-8计算机控制。测得的双维谱用Multi-8计算机离线处理。处理方式是：在显示器上沿每两种元素带之间的空白处选取几个坐标点，从而把每种元素都分开。然后，对每种元素，取其最丰的同位素核的能量—射程曲线⁵，计算出其能谱。对每个角度测得的双维谱进行处理，就可以得到每种产物的角分布、微分截面。

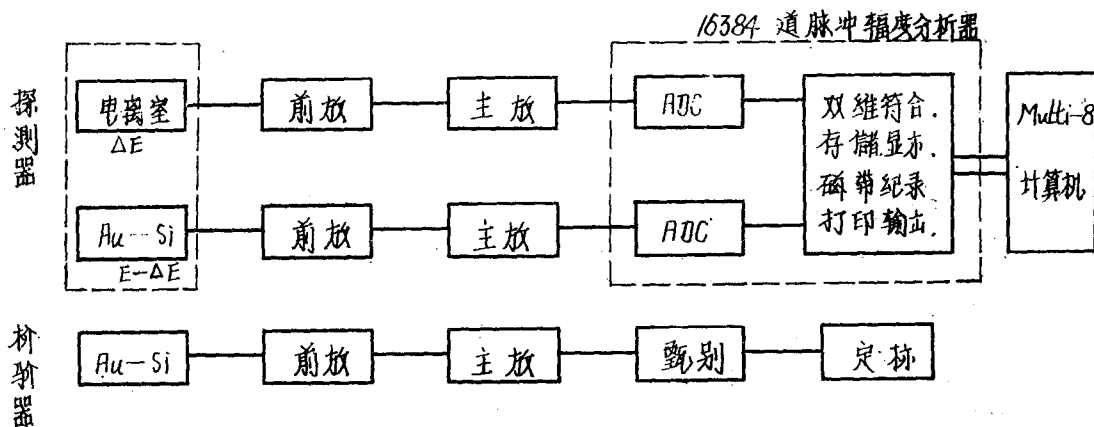


图3 测量系统方框图

双维谱的能量刻度以弹散峰为标准。实验前后都对整个线路的线性和零点作了校准。此外,在处理时还利用能量—射程曲线^[6]对靶能损、窗能损等作了修正。绝对截面以我们过去对 ^{12}C (72.5 MeV) + ^{209}Bi 测得的弹散截面为标准而得到。而束流测量和检验测量得到的数据可用于不同双维谱之间的比较,以检查测量系统的可靠性。

三 结 果

在八个角度 ($\theta_{\text{lab}} = 60^\circ - 100^\circ$), 我们分别测得了双维谱。从这些双维谱可以看到,不同产物形成的带子可以清晰地鉴别出来。但是,尽管在每个角度都作了长时间测量(最长达十几小时),除碳、氮而外,双维谱上的其它同位素的计数仍较少。由于统计较差,妨碍我们进一步考虑核素鉴别,虽然从探测系统的分辨能力看来是能够这样做的。原则上,可以再增加测量时间从而得到足够的计数,但加速器使用时间有限,不允许我们这样做。

由双维谱可以得出硼、铍、锂这三种产物的能谱。但是,碳以上的元素,没有超过本底水平的计数。至于氮,由于别的组在进行研究,我们没有做进一步分析。从而,我们可以得到硼、铍、锂这三种转移反应产物的微分截面(表1)和角分布(图4)。其误差的主要来源为统计误差和弹散截面误差。

表1 少数核子转移反应微分截面

(单位: mb/sr)

θ_{lab} 产物	60	65	70	75	80	85	95	100
B	1.13 ± 0.18	1.00 ± 0.09	3.21 ± 0.28	6.09 ± 0.48	6.27 ± 0.46	5.36 ± 0.42	3.01 ± 0.26	0.44 ± 0.04
Be	1.48 ± 0.12	1.92 ± 0.15	3.44 ± 0.29	3.91 ± 0.33	4.53 ± 0.34	3.06 ± 0.26	1.92 ± 0.18	0.57 ± 0.06
Li	1.18 ± 0.19	0.11 ± 0.19	0.10 ± 0.03	0.05 ± 0.02	0.08 ± 0.2	0.04 ± 0.02		

由双维谱结果可以看出:对于在库仑位垒附近的 $^{12}\text{C} + ^{209}\text{Bi}$ 转移反应,弹核拾取核子的几率是很小的,其产额比弹核削裂核子的产额低得多。例如:氮,估计其积分截面只有微巴量级,这与文献[3]的结论是一致的。由表1所列的削裂产物的微分截面可看出:其数值较小,不但比其它一些反应道的截面小得多,而且也比某些较重的弹核—靶核系统的转移反应截面稍小一些。

由图4所给出的少数核子转移反应产物硼、铍的角分布可看出:这是典型的较重的弹核—靶核系统转移反应角分布^[1]。产物集中分布于擦边角附近,形成一个孤立的较宽的峰。而在小角度方向,稍有重新上升的趋势。考虑到:转移反应是核表面相互作用,只有相应于擦边角动量的少数分波有贡献,而且当碰撞系统较重时,索末菲参量 η 值较大,衍射现象被强烈阻尼,从而显示出经典的轨道特征,其产物集中于擦边角处是

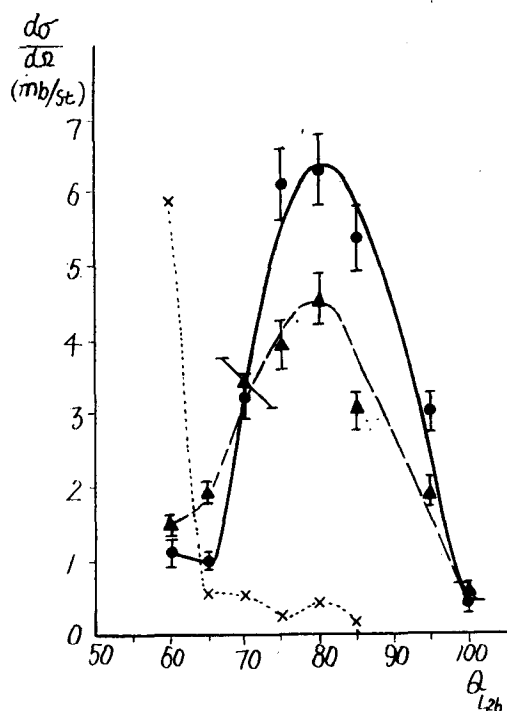


图4 $^{12}\text{C}(72.5\text{MeV}) + ^{209}\text{Bi}$ 转移反应产物硼、铍、锂的角分布。
 —·— B - - ★ - - Be × Li放大了五倍

很自然的。而在小角度处应当出现深部非弹性散射产物。相应于现在的条件，其角分布通常是向前突起的。因此，在我们测得的角分布上，也可看到在向前角度有重新上升的趋势。从图4的锂的角分布更可以看清这一点。在擦边角处已不出现明显的峰，而在向前角度强烈突起。这种情况类似于文献〔6〕、〔7〕等的结果。

(靳根明、郭忠言及兰州大学李仁和同志参加了实验测量工作。)

参 考 文 献

- 〔1〕 吴钟立，调研报告，近代物理研究所75—008
- 〔2〕 K.S.Low, Eur.Conf.Nucl.Phys.Heavy Ions, Caen (1976),
J.Physique, 37 (1976) 11, C5
- 〔3〕 V.V.Volkov et al., Nucl.Phys, A92 (1967) 495
- 〔4〕 M.W.Sachs et al., Nucl.Instr.Meth., 41 (1966) 213
- 〔5〕 L.C.Northcliffe & R.F. Schilling, Nucl.Data Tables, A7,
No. 3—4 (1970)
- 〔6〕 R.Kaufman & R.Wdfgang, Phys.Rev., 121 (1961) 192
- 〔7〕 J.Galin et al., Nucl.Phys., A159 (1970) 461

能量稍高于库仑位垒时的 $^{12}\text{C} + ^{209}\text{Bi}$ 的弹性散射测量

谢元祥 范国英 葛元秀 袁双贵 郭忠言 李祖玉

靳根明 徐国俊 潘宗佑 孙相富 王大延

摘 要

在入射粒子能量为64.3 MeV、70.1 MeV时测量了 $^{12}\text{C} + ^{209}\text{Bi}$ 的弹性散射。截面误差为5% - 8%，结果用光学模型进行了拟合。

一 引 言

重离子弹性散射是研究原子核表面性质的重要资料来源。通过光学模型或相移分析等方法对实验数据的拟合可得到相互作用半径 R （或半径参数 r ）、核表面厚度 ΔR 、角动量切断值、吸收截面等有关核表面的资料。

六十年代初开始研究重离子与铅区附近核的弹性散射。最早的工作是Berkeley^{1,2}用核乳胶方法测量了10.4 MeV/amu的 ^{12}C 、 ^{14}N 、 ^{16}O 、 ^{20}Ne 束与 ^{197}Au 、 Pb （ ^{206}Pb 、 ^{207}Pb 、 ^{208}Pb ）、 ^{209}Bi 的弹性散射，测量误差好于6%。六十年代中耶鲁大学³用金硅面垒探测器测量了170.1 MeV ^{16}O 与 ^{208}Pb 、 ^{209}Bi ，146.7 MeV ^{14}N 和125.3 MeV ^{12}C 与 ^{208}Pb 的弹性散射。苏联测量了94 MeV、112 MeV、134 MeV ^{16}O 与 ^{209}Bi 弹性散射⁴。七十年代后，Harwell^[5]测量了118 MeV ^{12}C 与 ^{208}Pb 、 ^{209}Bi ，130 MeV ^{16}O 与 ^{206}Pb 、 ^{208}Pb 的结果。Oak Ridge^[6]报告了用位置灵敏探测器测量了96 MeV ^{12}C 、129.5 MeV、192 MeV ^{16}O 与161.2 MeV ^{20}Ne 与 ^{208}Pb 的结果，测量误差小于4%。77年Brookhaven⁷测量了从库仑位垒到104 MeV 5个能量点的 ^{16}O 与 ^{208}Pb 的弹性散射，由于用的是 $\Delta E - E$ 计数器望远镜，误差稍大。上述这些数据均以小角度的数据作为纯库仑散射归一的，最后的结果是 $\frac{\sigma_{el}}{\sigma_0} \sim \theta c$ 的关系。

但是这些组所得结果之间也存在一些问题。例如Harwell测量的130 MeV ^{16}O 与 ^{208}Pb 数据比Oak Ridge同一情况的数据要向较大角度移动 3.5° ，但原因却不清，有些组把数据不符的原因归结为能量刻度的不准。

综合上述可知，重离子与铅区附近核的弹性散射实验（特别是入射能量稍高于库仑位垒时）的数据不是很多。研究较多的靶核是 ^{208}Pb 。有关 $^{12}\text{C} + ^{209}\text{Bi}$ 的弹散实验只有入射能量为118 MeV、124 MeV二组，因此我们来研究能量稍高于库仑位垒的 $\text{C} + \text{Bi}$ 弹散实验是有一定意义的。

本实验的另外一个目的是通过对 $\text{C} + \text{Bi}$ 弹散实验的拟合所得的参数来拟合 $\text{C} + \text{Bi}$ 其