

50 MeV/A¹²C 轰击 ¹⁹⁷Au 和 ²⁰⁹Bi 核的 线动量转移*

江栋兴 叶沿林 刘洪涛 卢希庭 黄小临 肖兵
(北京大学技术物理系, 100871)

詹文龙 诸永泰 郭忠言 冯恩普 郝鸿飞 刘冠华 周建群 尹淑芝
祝翔 王柄 冯军
(中国科学院近代物理研究所, 兰州 730000)

摘 要

用裂变碎片折叠角技术测得 50MeV/A¹²C 轰击 ¹⁹⁷Au 和 ²⁰⁹Bi 靶的线性动量转移分布, 得到每个 ¹²C 核核子线动量转移的最可几值与靶核相关, 其值分别为 184 和 173MeV/c. 在线动量转移分布中, 0.3 附近有一小的突起, 似乎可以认为是相应于弹核的 α 集团转移.

一、引 言

人们现已确认: 在重离子碰撞中, 当入射能量高于 20MeV/A 时, 反应机制由完全融合明显地过渡到非完全融合^[1]. 通过对重离子碰撞过程线动量转移的实验测量可以得到有关这种过渡以及能量、动量耗散机制的重要信息. 在这类实验测量中, 通常的观测量是反冲核的反冲速度. 对于轻的反应体系, 合成体系主要通过轻粒子发射而退激, 可以直接测定蒸发残核的反冲速度; 对于重的反应体系, 合成体系将主要发生裂变. 所以可利用裂变碎片角关联技术来得到有关裂变核反冲速度的信息.

若 v_1, v_2 为两裂变碎片的出射速度, v_R 为裂变核反冲速度, 只要知道两碎片的质量 m_1, m_2 及其相应速度 v_1 和 v_2 , 我们就可确定 v_R . 在忽略横向动量转移, 即近似认为 v_R 沿束流方向的情形时, 若 θ_A 和 θ_B 为两碎片出射方向与束流方向间的夹角, 容易得到

$$v_R = \frac{v_F}{2} \sqrt{\frac{-TK}{1 - TK/4}}, \quad (1)$$

式中, $K = \frac{1}{\text{tg}\theta_A} + \frac{1}{\text{tg}\theta_B}$; $T = \text{tg}(\theta_A + \theta_B)$.

本文 1991 年 8 月 5 日收到.

* 本工作获得国家教委博士点基金支持.

在对称裂变情形时, $\bar{v}_1 = \bar{v}_2 = v_F = \sqrt{2\langle E_K \rangle / A}$, \bar{v}_1 和 \bar{v}_2 为两裂变碎片的质心系速度。 $\langle E_K \rangle$ 为 V. E. Viola^[2] 给出的在质心系中裂变碎片的平均总动能, $\langle E_K \rangle = 0.119 Z^2 / A^{1/3} + 7.3 \text{MeV}$, A 和 Z 表示裂变核的质量和原子序数。可见, 只要实验测得两个裂变碎片出射角 θ_A 和 θ_B , 则可确定裂变核的反冲速度 v_R 。两裂变碎片折叠角 $\theta_{AB} = \theta_A + \theta_B$ 的大小就能反映裂变核反冲速度的大小。反冲速度愈大, θ_{AB} 则愈小, 对于静止的裂变核, $\theta_{AB} = 180^\circ$ 。

近年来, 人们用许多不同种类的弹核轰击 U 和 Th 重靶核, 利用测量两裂变碎片折叠角的技术得到了碰撞过程的折叠角分布。这些分布都具有两个组分: 折叠角在 180° 附近的跟随裂变和更小折叠角区域的复合核裂变^[3]。

本工作选用 Au 和 Bi 靶。它们在碰撞中发生裂变的几率仍足够地大, 但其裂变位垒要明显地高于 U 和 Th, 由库仑激发和由 1—2 个核子转移诱导裂变的几率将被大大地压缩。另外, 我们采用两个大面积双栅雪崩室测量两块裂变碎片, 而不是像已往大多数实验那样, 在若干角度上用分立的裂变碎片探测器, 以期能够更细致地观测碰撞过程的折叠角分布。

二、实 验

实验是在兰州近物所 HIRFL 上完成的。HIRFL 引出 50MeV/A 的 ¹²C⁶⁺ 束流, 靶上束斑约为 $\phi 6 \text{mm}$, 流强约 10nA。 ¹⁹⁷Au 和 ²⁰⁹Bi 靶厚度分别为 0.825 mg/cm² 和 1.034mg/cm²。在 $\phi 1.5\text{m}$ 的大散射室中, 在束流两边距靶 40cm 处分别放置一个双栅雪崩室 (DGAC), 其灵敏面积为 $30 \times 20\text{cm}^2$, 覆盖散射角范围分别为 $52.9^\circ - 92.5^\circ$ 和 $-47.5^\circ - -87.5^\circ$, 出平面角度范围约为 25° 。每个 DGAC 可以提供时间信号、双维 (x, y) 位置信号和能量损失信号。实验中, DGAC 的工作气体为异丁烯, 气压约 200Pa。能损信号幅度分布展示出分别相应于轻荷电粒子和裂变碎片的两个峰, 选取一定的甄别阈就可将轻荷电粒子甄别掉。DGAC 的双栅由间距 4mm 的细丝单元组成, 单元间连接延迟线, 利用时间分配技术可以得到 x 和 y 两方向的位置信号。图 1 是典型的 x 方向位置分辨谱。

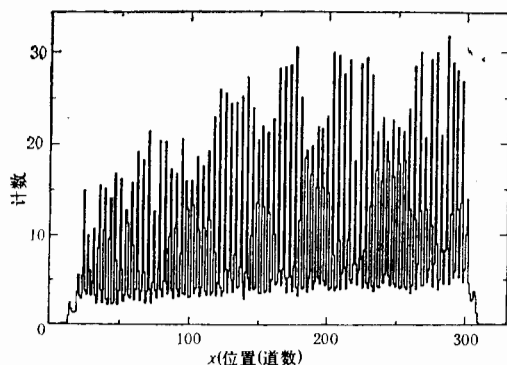


图 1 DGAC 典型的 x 方向位置分辨谱

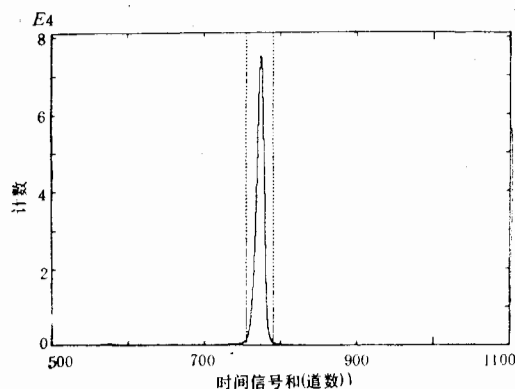


图 2 DGAC x 方向两端时间信号和的分布谱

每个细丝单元被清晰地分辨开来。由于每组细丝单元的长度相同,对于真实的物理事件,两端输出的时间信号之和应为一常数。如图2所示,时间和的谱为一分布很窄的峰,表明实验过程中, DGAC 工作正常,具有很好的信噪比。

DGAC 的角度测量刻度是用具有多缝的挡板掩盖和 ^{252}Cf 源在单独一轮测量中完成的。在我们的实验条件下,相应的散射角分辨率约为 0.6° 。

用任意一个 DGAC 的时间信号作为数据获取系统的触发信号, 逐个事件的所有参数记录在磁带上, 实验后进行离线分析。在实验过程中, 我们选择了某些参数进行实时显示, 以观察实验是否正常进行。

三、结果与讨论

图3是互补裂变碎片在出平面的 φ_A 与 φ_B 双维图。定义 DGAC-A 的 y 方向中心为 $\varphi_A=0^\circ$, DGAC-B 的 y 方向中心则为 $\varphi_B=180^\circ$ 。为避免 φ_A 坐标出现负值, 图3横坐标为 $\varphi_A + 100^\circ$ 。从图看到对于测得事件, 其 φ_A 和 φ_B 间有强的关联, 所有事件的 $\varphi_{AB} = \varphi_B - \varphi_A$ 分布为一很好的高斯分布(见图4), 其峰位处于 180° , 说明它们相应于真实的二元裂变事件。裂变碎片的后续蒸发粒子造成分布有一展宽, 其半宽度可以作为裂变核激发能的相对量度。本实验所得 φ_{AB} 分布半宽度约为 14° 。

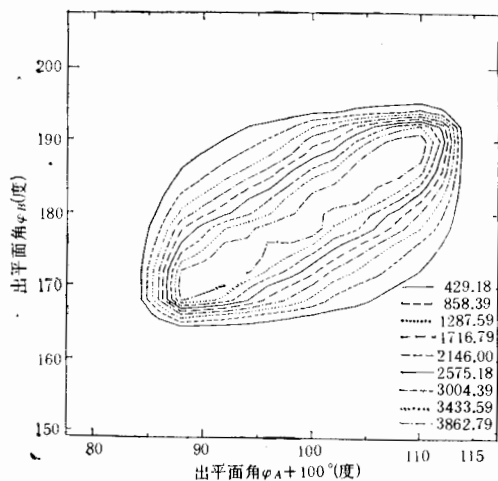


图3 互补碎片在出平面的 φ_A - φ_B 双维图

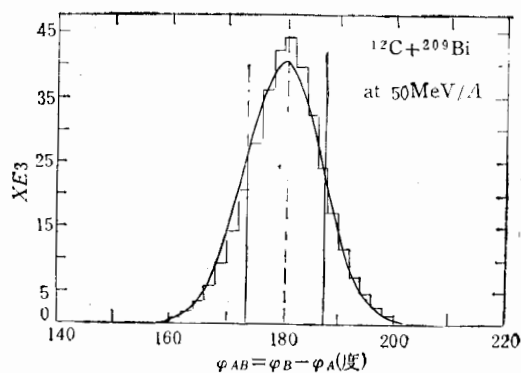


图4 互补碎片 $\varphi_{AB} = \varphi_B - \varphi_A$ 分布

图5展示所测互补裂变碎片的 θ_A 与 θ_B 双维图。可以看到 θ_A 与 θ_B 有强的关联, 图中出现一条强的关联带, 但分布很宽。正如引言中所述, 为了仅从互补裂变碎片的散射角 θ_A 和 θ_B 测量来得到裂变核的反冲速度 v_R , 需要挑选对称裂变事件。在我们的实验中, 未能对裂变碎片作质量鉴定, 因而无法区分哪些事件是对称裂变。在这种情况下, 我们在离线的数据处理中, 对互补裂变碎片的散射角附加一限制条件 $|\theta_A - \theta_B| \leq 5^\circ$ 。目的是一方面挑选近对称裂变事件, 另一方面还可免除对两个 DGAC 探测器作几何

探测效率的校正。

对于对称裂变,由式(1)可以求得相应裂变核的反冲速度 v_R 。为从 v_R 转换为相应的线性动量转移(LMT),即弹核初始线性动量转移给靶核的份额,我们需要对碰撞机制作一定的假设,即这种转换是模型相关的。这里,我们采用了大质量转移模型,即假定: i) 只有弹核的一部分与整个靶核相融合。 ii) 弹核的其余部分继续沿束流方向以束流速度发射,亦即认为弹核的剩余部分为碰撞过程的“旁观者”、完全不发生相互作用。 iii) 合成体系的反冲速度 v_R 平均来讲不受蒸发过程的影响。在这样的模型假设下,不难得到线性动量转移为

$$LMT = \frac{A_T}{A_P} \frac{v_R}{v_P - v_R} \quad (2)$$

式中 A_P, A_T 分别代表弹核和靶核的质量数, v_P 为弹核的初始速度。图 6 中的实点给出 50MeV/ $A^{12}C$ 分别轰击 ^{209}Bi 和 ^{197}Au 核的线性动量转移的实验分布。可以看出它们是一个不对称的单峰分布,其最可几值分别为 56.8% 和 60.3%, 相应于每个弹核核子转移给靶核的线性动量最可几值分别为 173MeV/c 和 184MeV/c。

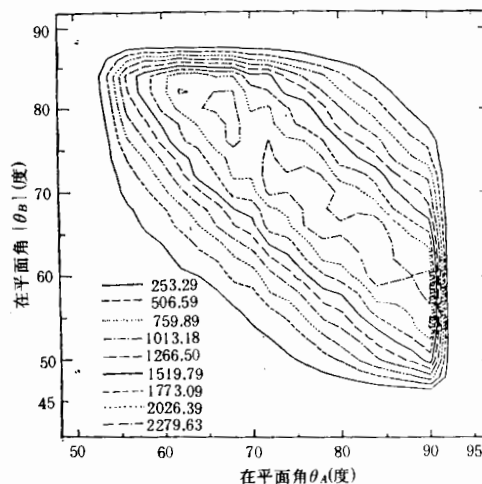


图 5 互补裂变碎片的 θ_A 与 θ_B 双维图

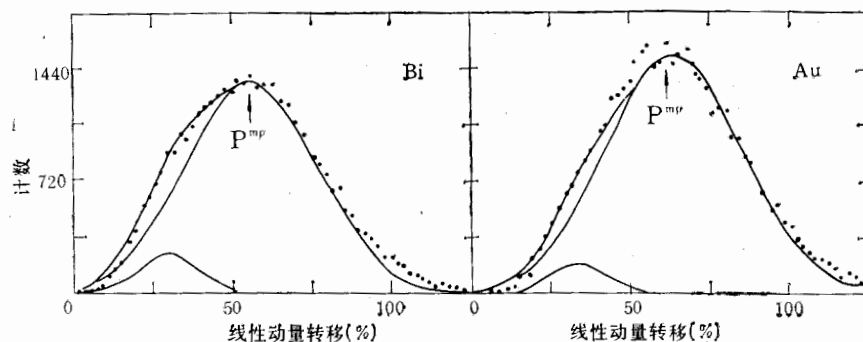


图 6 50MeV/ $A^{12}C$ 轰击 ^{209}Bi 和 ^{197}Au 靶的线性动量转移分布

黑点是实验值,细实线为实验分布的双高斯拟合

S. Leray^[4] 总结已有的线性动量转移份额的实验结果,指出 LMT 仅与人射道弹核实验室系速度 v_P 相关:

$$LMT = 1, \text{ 当 } v_P/c < 0.1$$

$$LMT = -1.904v_P/c + 1.19, \text{ 当 } v_P/c \geq 0.1$$

对于我们的情形 $E/A = 50\text{MeV}$ 相应 $v_P/c = 0.3276$, 按上述系统学结果 LMT 应约为 56.6%, 大体与实验结果相符。但是,我们的实验结果清楚表明: 反应体系线性动量

转移是与靶核相关的。研究 LMT 与靶核的关系或许可以得到有关线性动量转移机制的附加信息。

下面,让我们来看看 $^{12}\text{C} + ^{197}\text{Au}$ 反应体系。J. Galin et al. 对此体系^[5]。收集了 $E/A=10.4, 30$ 和 60MeV 的 LMT 实验测量结果,其最可几值分别为 1.0, 0.77 和 0.55, 相应的每个弹核核子转移给 ^{197}Au 靶核的线性动量最可几值分别为 139.2, 182 和 $183.8\text{MeV}/c$ 。我们对于 $E/A = 50\text{MeV}$ 的实验点,相应数值分别为 0.60 和 $184\text{MeV}/c$, 与该体系已有结果的能量相关趋势符合得很好。重离子碰撞中,当 $E/A > 10\text{MeV}$ 时,弹核的初始线性动量开始不再完全转移给靶核,其份额逐渐下降。这与完全熔合反应机制向非完全熔合过渡的其它实验事实相符。随着入射能量增加,重离子碰撞过程不再完全甚至主要不再由平均场作用来决定,核子-核子碰撞的作用愈显重要。实际上,对于 $^{12}\text{C} + ^{197}\text{Au}$ 反应体系,当 $E/A = 30\text{MeV}$ 时, ^{12}C 核的每个核子转移给 ^{197}Au 核的线性动量最可几值已接近核子费米动量值,而且其数值不再随 ^{12}C 束能量的增加而增加。对于从 ^7Li 至 Kr 范围的不同弹核,所得实验结果确定每个弹核核子转移给靶核的线性动量最可几值都不超过 $190\text{MeV}/c$ ^[6]。所有这些结果都表明在中能重离子碰撞中必须考虑核子-核子间相互作用,而且随着入射能量的增加,这种作用将逐渐代替平均场效应。这些结果还表明入射核子在靶核中的平均自由程与弹核质量无关,弹核的所有核子以相同的几率引起线性动量的转移。可以预计重的弹核比起轻弹核来,能够转移更多的线性动量给靶核,亦即能够更为有效地加热靶核。

最后,让我们更仔细地研究线动量转移的分布。从图 6 可明显地看出:在低 LMT 值区域有一小的突起。对 ^{209}Bi 靶要比 ^{197}Au 靶更为明显。图中细实线是对实验分布进行双高斯分布拟合的结果。对于 ^{209}Bi 和 ^{197}Au 靶,除了上面讨论过的、位于 LMT 约为 0.6 附近的主要组分外,在 0.3 附近都还存在一小峰。M. Fatyga 等人^[7]在研究 $20\text{MeV}/A$ $^6\text{Li} + ^{238}\text{U}$ 反应体系时,发现线性动量转移分布在低值区域也有一突起。作者认为是由于 ^6Li 具有可能的 $^4\text{He}-^2\text{H}$ 集团结构,在碰撞过程中发生集团转移而做出的贡献。我们所用弹核 ^{12}C 具有 α 集团结构,问题是:在入射能量高达 $50\text{MeV}/A$ 时,是否还有明显的 α 集团转移几率? LMT 约为 0.3 附近的小峰位置是能够与 α 转移所引起的线性动量转移相对应的,但仅从 LMT 的单举分布还难以得到肯定结论。图 7 给出在两种靶核情形,用在 34° 方向上探测到的 α 粒子“开门”所得的 LMT 分布。为比较起见,图中也给出相应的单举 LMT 分布。从图可以看出:以 $34^\circ\alpha$ 粒子“开门”的 LMT 分布变得相当对称,低 LMT 区域的“肩头”几乎完全消失。其最可几值分别从单举分布的 56.8% 和 60.3% 下降到 54.9% 和 58.4%。对于我们研究的反应体系,类弹碎片的擦边角约为 6.5° 。在 34° 方向探测到的 α 粒子应主要来自蒸发过程亦即相应于更为剧烈的碰撞过程(当然也会有小部分前冲 α 粒子)。用这些 α 粒子“开门”将选择相应于非完全熔合的大的线性动量转移成分,而将使属于转移过程的低 LMT 区域的突起被除去。显然,为了得到关于这一小组分起源的更为肯定的结果,在擦边角 6.5° 附近探测由 ^8Be 破碎的 α 粒子并以此来“开门”得到的裂变碎片折叠角分布将是有益的。

结论:我们利用裂变碎片折叠角技术测定了 $50\text{MeV}/A$ ^{12}C 轰击 ^{209}Bi 和 ^{197}Au 靶的线性动量转移分布,得到 ^{12}C 核每个核子线性动量转移的最可几值分别为 173 和 $184\text{MeV}/c$

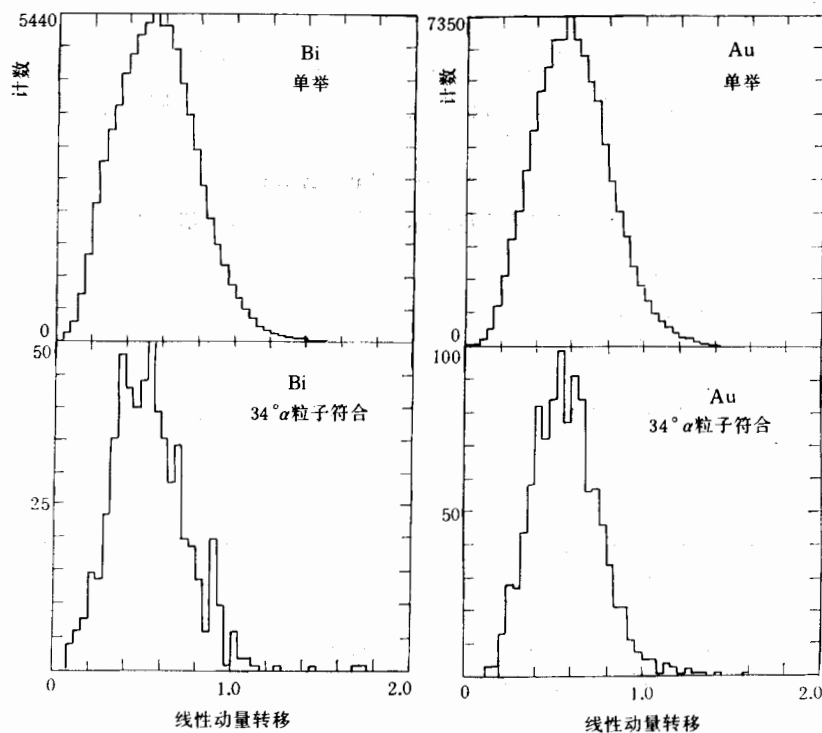


图7 50MeV/ $A^{12}\text{C}$ 轰击 ^{209}Bi 和 ^{197}Au 靶时,以 34° 探测的 α 粒子“开门”所得 LMT 分布 (图的下部分),为了比较在图的上部分也给出相应的单举 LMT 分布

这清楚表明线性动量转移不仅与弹核速度有关,而且与靶核也有关系。对于 $^{12}\text{C}+^{197}\text{Au}$ 体系, $184\text{MeV}/c$ 的数值已经达到线性动量转移的极限值。核子-核子碰撞在线性动量转移中已经成为重要因素。对于 ^{209}Bi 和 ^{197}Au 靶,线动量转移的单举分布都在 0.3 附近有一小的突起,对照由 $34^\circ\alpha$ 粒子“开门”的 LMT 分布,似乎可以认为它相应于弹核的 α 集团转移过程。

作者对兰州近物所 HIRFL 运行人员为本实验提供好的 ^{12}C 束以及数据获取、NIM 库等公用室人员提供的良好实验条件表示感谢。

参 考 文 献

- [1] C. Gregoire et al., *Ann. Phys. Fr.*, **11**(1986), 323.
- [2] V. E. Voila et al., *Phys. Rev.*, **C31**(1985), 1550.
- [3] M. Fatyga et al., *Phys. Rev. Lett.*, **55**(1985), 1376.
- [4] S. Leray, *Journal de Physique, Colloque*, **C4**(1986), 275.
- [5] J. Galin, GANIL, p. 86—09.
- [6] V. E. Voila, *Nucl. Phys.*, **A471**(1987), 53C.
- [7] M. Fatyga et al., *Phys. Rev.*, **C35**(1987), 568.

Linear Momentum Transfer in the Reactions Induced by 50MeV/A¹²C Bombarding ²⁰⁹Bi and ¹⁹⁷Au

JIANG DONGXING YE YANLIN LIU HONGTAO LU XITING HUANG XIAOLIN XIAO BIN

(Department of Technical Physics, Peking University, Beijing 100871)

ZHAN WENLONG ZHU YONGTAI GUO ZHONGYAN FENG ENPU XI HONGFEI

LIU GUANHUA, ZHOU JIANQUN YIN SHUZH I ZHU XIANG,

WANG BING FENG JUN

(Institute of Modern Physics, Academia Sinica, Lanzhou, 730000)

ABSTRACT

The Distributions of the linear momentum transfer (LMT) in the reactions induced by 50 MeV/u ¹²C with ²⁰⁹Bi and ¹⁹⁷Au were measured using fission fragment angular correlation technique. The most probable value of the linear momentum transfer per projectile, p^{mp} is dependent on the target. 173 MeV/c and 184 MeV/c for ²⁰⁹Bi and ¹⁹⁷Au were obtained. In these distributions, there exists a small hump around 0.3 of LMT, which can probably be attributed to the alpha cluster transfer.