

$^{16}\text{O} + ^{65}\text{Cu}$ 反应的全熔合 与非完全熔合

李文新 孙彤玉 吴定清 靳根明

孙儒林 李云生 赵莉莉 王素芳

(中国科学院近代物理研究所, 兰州 730000)

摘 要

在 45—96MeV ^{16}O 和 ^{65}Cu 反应中, 用放射化学技术测量了反应余核的激发函数、角分布和微分射程分布。将实验数据和基于复合核统计蒸发模型的 Monte-Carlo 模拟计算进行了比较, 指出重余核来自全熔合形成的复合核的衰变。提取了该系统的全熔合截面, 得到的激发函数与理论计算结果相符合。非完全熔合或大质量转移是生成质量数接近靶质量余核的主要生成机制。

一、引 言

在较轻的低能 ($\leq 10\text{MeV/u}$) 重离子引起的反应中, 反应截面的主要贡献来自全熔合, 但同时存在非完全熔合和直接反应。多年来许多工作致力于非完全熔合反应的鉴别和研究^[1-7], 并提出了一些理论模型来描述非完全熔合的截面分布^[8]。

在早期实验中, 非完全熔合的研究主要依赖于轻粒子测量。对具有 α 结构的重离子引起的反应, 主要测量出射 α 粒子的能谱和角分布^[1,2,4]。对于较重 ($A > 120$) 的靶核, 粒子- γ 关联技术是非常有用的^[3,6]。测量反应余核的放射化学方法提供了研究非完全熔合的另一途径^[9-13]。非完全熔合的主要特征是只有一部分入射弹核动量转移给复合体系, 因此用放射化学方法测量余核在 Al 收集箔中的反冲射程可以区分全部动量转移的全熔合和部分动量转移的非完全熔合。此外, 余核的反冲角分布也能提供区分这两种反应机制的依据。放射化学方法的最大优点是能确切指定余核的 Z 和 A , 因此原则上能识别生成各种余核的不同反应机制。这在轻靶和中重靶情况下尤为重要, 因为这时候由于带电粒子和中子蒸发的竞争, 同一个最终产物可以通过几种不同的熔合和蒸发过程生成, 结果使粒子- γ 关联实验在技术上和数据分析上变得更加复杂。

本工作在 45—96MeV ^{16}O 和 ^{65}Cu 相互作用中, 用放射化学方法测量了余核的激发函数、反冲角分布和微分射程分布, 目的在于研究全熔合和非完全熔合, 着重观察在低的人射能量下是否还存在非完全熔合反应。选择 ^{65}Cu 作靶是因为它能生成更多的适合于放射

化学方法测量的反应产物。

二、实 验

实验在近代物理研究所的 SFC 加速器上进行。 ^{16}O 离子最高能量为 97MeV; 准直光栏直径为 6mm; 典型束流强度为 100enA; 照射时间为 2 到 6 小时不等。 ^{65}Cu (同位素纯度 98.5%) 由原子能研究院提供, 用电沉积法制成无衬靶。用于反冲实验的 ^{65}Cu 靶厚 $420\mu\text{g}/\text{cm}^2$, 激发函数测量中使用了 $520\text{--}760\mu\text{g}/\text{cm}^2$ 的靶子。

射程分布测量中使用的 Al 收集箔用离子溅射法制成, 直径为 16mm, 厚度为 $110\text{--}170\mu\text{g}/\text{cm}^2$ 之间(称重误差约 7—10%)。收集箔紧贴 ^{65}Cu 靶的背面, 以便不影响大角度出射余核的收集。角分布测量中, $0^\circ\text{--}40^\circ$ 范围内使用环状 Al 收集箔, 厚 $3.78\text{mg}/\text{cm}^2$; $40^\circ\text{--}78^\circ$ 范围内使用 $2.16\text{mg}/\text{cm}^2$ 的条状 Al 收集箔。每个收集箔对靶心张角 5° , 最后两个大角度分别张 10° 和 18° 。低能束流通过插入一定厚度的 Al 降能箔获得。激发函数测量中使用 6 片 ^{65}Cu 靶和 6 片 Al 收集-降能箔, 一次得到 45—96MeV 的 6 个人射能量。束流通过 ^{65}Cu 靶和 Al 箔后的能量由能量-射程表计算^[14]。

γ 活性测量在照射结束约 30 分钟后开始。测量中使用了 4 台效率已刻度过的 HPGe 和 Ge(Li) 探测器, 数据获取在 Multi-20 多道获取机上进行。测量持续一个月。得到的 γ 谱用 GAMA88 程序分析, 衰变曲线分解使用 TAU88 程序。截面计算所使用的核数据引自文献 [15]。实验及数据处理详情已在我们以前工作中描述了^[16,17]。除了少数核素由于计数率低在衰变曲线拟合中引起较大误差外, 大部分核素生成截面的统计误差在 10—15% 范围内, 其中包括 γ 探测效率 (5%)、束流测量 (8%) 和靶厚 (3%) 误差。由角分布和射程分布测定的微分截面求和得到的余核生成截面与激发函数测定结果在误差范围内相符合, 表明实验测定值是可靠的。

三、实验结果

1. 激发函数

本工作测定了 45—96MeV ^{16}O 轰击 ^{65}Cu 产生的从 ^{66}Ga 到 ^{79}Rb 共 20 个反应余核的生成截面。图 1 给出了其中 8 个代表性余核的激发函数。从图可以看到质量数与复合核质量比较接近的余核 ^{79}Kr 、 ^{77}Kr 、 ^{77}Br 和 ^{76}Br 具有复合核蒸发中子剩余核所特有的钟罩形激发曲线。相邻质量数余核的激发曲线极大值相差约 15MeV, 这相当于再蒸发一个中子所需的能量。核电荷 Z 数相差一个单位的同量异位素 $^{79}\text{Rb}\text{--}^{79}\text{Kr}$, $^{77}\text{Kr}\text{--}^{77}\text{Br}$, $^{76}\text{Kr}\text{--}^{76}\text{Br}$ 和 $^{75}\text{Br}\text{--}^{75}\text{Se}$ 等的激发曲线有相似形状, 但低 Z 产物截面总大于高 Z 产物截面。这表明低 Z 产物除了来自高 Z 产物 β^+ 衰变或电子俘获衰变外, 还存在反应直接生成的贡献。 ^{76}Br 的激发函数在低能(约为 55MeV) 处存在一个 ^{76}Kr 所没有的小峰, 这归结于复合核蒸发一个 α 粒子和一个中子。正如文献 [18] 指出的, 其峰位比复合核蒸发 5 个单核子生成 ^{76}Br 的峰位低大约 45MeV。由于 α 粒子蒸发在低能区成峰的现象在 ^{75}Br 和 ^{75}Se 的激发曲线上更为明显, 并且正如预期的那样, 它们的峰位也比 ^{76}Br 的相应峰位高出约 15MeV。对于

^{72}As 、 ^{71}As 和 ^{67}Ga 等较轻产物,在本工作所研究的能区,生成截面随轰击能量增加而增加。

2. 角分布

本工作在 96、76 和 62MeV 三个人射能量下测量了 $^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$ 反应余核的反冲角分布。

图 2 给出 96 和 62MeV 的部分结果。所有的角分布都是前冲的。重余核的角分布较窄,随着余核质量数的减小,角分布逐渐变宽。在不同轰击能量下相同余核的角分布无明显差别,但是 ^{76}Br 和 ^{75}Br 在 62MeV 轰击能量下的角分布反而比 96MeV 的宽,表明蒸发一个 α 粒子比蒸发 4 个单核子导致更宽的角分布。质量数接近靶质量的 ^{69}Ge 、 ^{67}Ga 和 ^{66}Ga 的角分布比较复杂,除了前冲成份外,在大角度呈现另一个明显的峰。

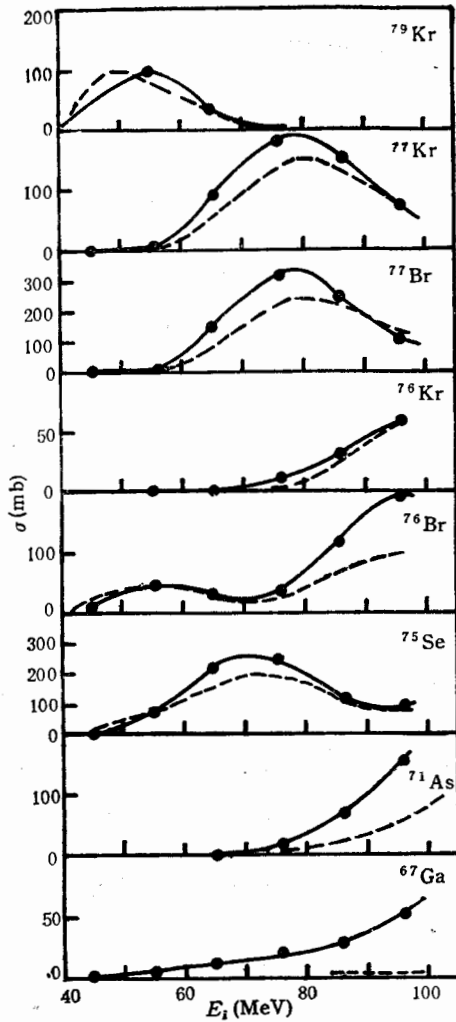


图 1 $^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$ 反应中余核的激发曲线,虚线为 Monte-Carlo 模拟计算结果。

3. 微分射程分布

在 96、76 和 62MeV 入射能量下测量了

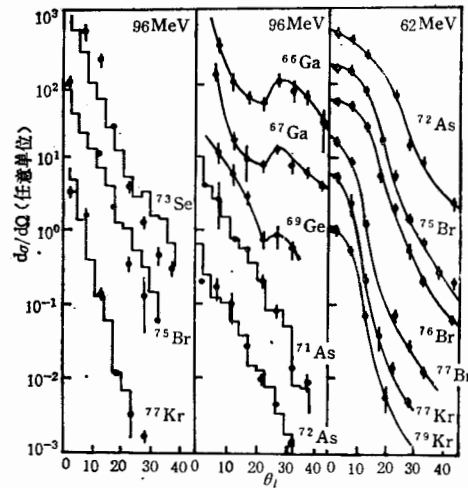


图 2 $^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$ 反应中余核的角分布,折线为 Monte-Carlo 模拟计算结果。

反应余核在束流方向的投影微分射程。根据余核在 ^{63}Cu 和 ^{27}Al 中的能损比^[14],计算了 ^{63}Cu 靶的等效 Al 厚度,并取其厚度的一半作为有效阻止厚度,即假设反应产物在 1/2 靶厚度生成。在入射量为 96 和 76MeV 下测量的部分余核的微分射程如图 3 所示。

最重的几个余核的射程分布在 3 个人射能量下都呈现较窄的高斯分布。当余核质量数减小到 Se 和 As 的同位素时,正如从图 3 可以看到的,它们的射程分布的峰位似乎不

变,但分布宽度明显增加。 ^{69}Ge 和更轻余核的射程分布变得较为复杂,不再呈现高斯分布。随着质量数进一步下降,相当于全熔合的长射程成份逐渐消失,仅留下短射程成份。

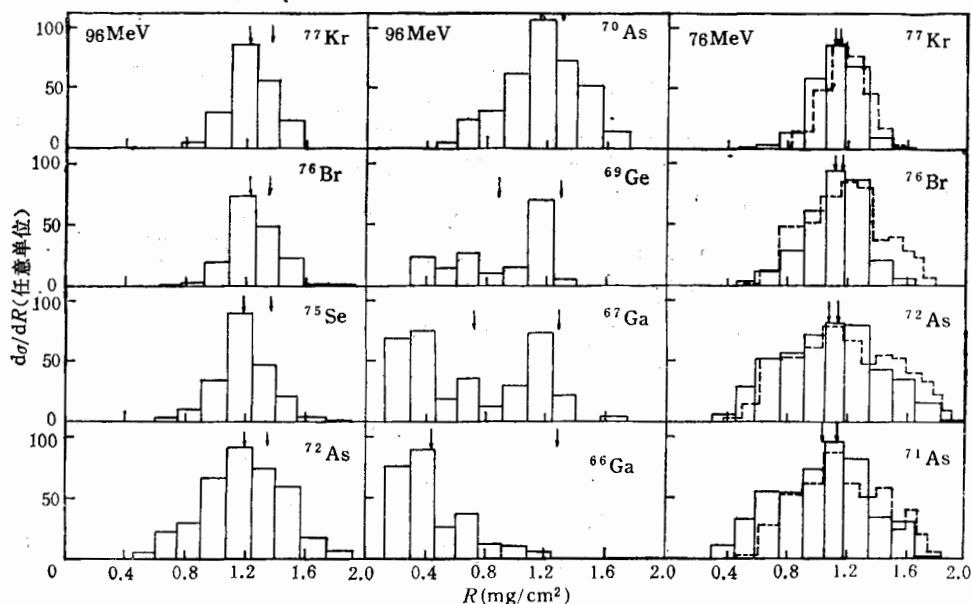


图3 $^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$ 反应中余核的射程分布。虚线为 Monte-Carlo 模拟计算结果,箭头所指处分别表示实验测量的平均值和理论计算值,见正文说明。

四、讨 论

1. 全熔合及全熔合截面

从实验结果可以看到,最高能量为 96MeV 的 ^{16}O 轰击 ^{63}Cu 时得到的大部分产物,特别是靠近复合核的产物,都显示了全熔合反应的典型特征:钟罩形的激发曲线、前冲的角分布和高斯形的射程分布。使用复合核统计蒸发理论的 Monte-Carlo 模拟^[19],计算了这些产物的生成截面、角分布和能谱。并利用能量-射程表^[14]把能谱转化成射程谱。部分计算结果分别描绘在图 1—3 中。除了激发曲线外,给出的理论计算结果都是相对值。

从图 1 可以看到,对于靠近复合核的最重几个余核,计算的激发曲线无论是形状还是大小都与实验结果很好相符。对处于复合核和靶核中间的余核,计算值一般仍能较好再现实验结果。除了靠近靶子的那些余核外,计算得到的其它余核的角分布和射程分布形状都与实验结果基本相符。随着复合核蒸发粒子数的增加,余核质量数减小,它们的分布宽度增加,这在实验和理论计算中都得到反映。在 96MeV 入射能量下实验测定的射程分布平均值略低于计算值(偏低 12%)。类似的结果在 $^{16}\text{O} + ^{59}\text{Co}$ 反应中也存在^[18]。在 76 和 62MeV 时,实验值仅稍低于计算值,并在 5—10% 范围内相符。由此可见,质量数大于 70 的余核几乎完全来自全熔合反应。对于余核 ^{69}Ge 和 ^{67}Ga ,只有它们的长射程成份来自全熔合。

全熔合反应余核占了绝对优势,因此把与全熔合过程有关的全部截面求和就能得到

全熔合截面。尽管本工作测定了 20 个放射性余核的截面,仍有若干余核由于没有合适的衰变性质,未能测定它们的生成截面。其中,尤其是稳定核 ^{78}Kr 和 ^{74}Se 的截面还比较大,不能被忽略。因此,在计算全熔合截面时, ^{78}Kr 和 ^{74}Se 的截面取自 Monte-Carlo 模拟的计算值,并人为考虑了 40% 的计算误差。得到的全熔合截面的激发函数和激发函数理论计算结果一起描绘在图 4 中。

全熔合截面理论值按下式^[20]计算:

$$\sigma_{CF} = \pi R_b^2 \left(1 - \frac{V(R_b)}{E_{CM}} \right), \quad (1)$$

这里 E_{CM} 是质心系动能, $V(R_b)$ 为位垒高度,包括了库仑势与核势,其中核势取亲近势形式^[21]。 R_b 为对应于位垒处两个核间的距离,并取 $R_b = 1.4(A_p^{1/3} + A_T^{1/3})$, A_p 和 A_T 分别为弹核和靶核的质量数。从图 4 可见理论计算值和实验结果符合较好。只有低入射能区,由于上面提到的原因,实验结果略低于理论值。因为 ^{78}Kr 和 ^{74}Se 的截面取自理论计算值,因此,本工作给出的全熔合截面的实验结果在一定程度上与所使用的计算模型有关。但是,如果选择适当的入射道,例如使用缺中子的靶核,那么这个问题有可能得到解决。

2. 非完全熔合

Read 等人在 ^{16}O 、 ^{14}N 和 ^{12}C 与 ^{54}Mn 和 ^{59}Co 反应中测量了部分余核的微分射程,没有发现类似非完全熔合类型的反应机制^[22]。但是在 $^{12}\text{C} + ^{51}\text{V}$ 反应中, Parker 等人指出,实验测量的微分射程分布可分别归结于 ^{12}C 和 ^{51}V 的全熔合以及来自炮弹破裂的 ^8Be 和 α 与 ^{51}V 的非完全熔合^[20]。根据求和规则模型,非完全熔合反应也有不小的截面^[23]。本工作测量的微分射程分布和角分布为非完全熔合的存在提供了另外的证据。

正如前面指出的,高斯形的微分射程分布的峰位似乎不随余核质量数而变化。但是计算指出,实验测定的射程分布的平均值与理论计算值的偏离随余核质量数减小而略有增加。这表明随着余核质量数减小,短射程成份的贡献逐渐增大。在 76MeV 入射能量下, $^{72,71}\text{As}$ 同位素的射程分布由于短射程成份贡献的增大出现了明显的不对称性,提供了伴随不完全动量转移的非完全熔合反应存在的明显证据。因为复合核蒸发粒子不影响其反冲速度的最可几值,只会增加其分布宽度。同时,由于复合核蒸发粒子的各向同性,不会导致其速度分布的不对称性。根据靶核净增的核电荷数,导致生成短射程 As 同位素的反应可能是靶核与 ^8Be 的非完全熔合过程。

对于质量数小于 70 的余核,它们的激发函数、角分布和射程分布都和接近复合核的余核显著不同,测量值与基于复合核统计蒸发理论的 Monte-Carlo 计算结果偏离较大,甚至根本不符。正如从图 3 可以看到的, ^{69}Ge 和 ^{67}Ga 的射程谱除了相应于全熔合的长射

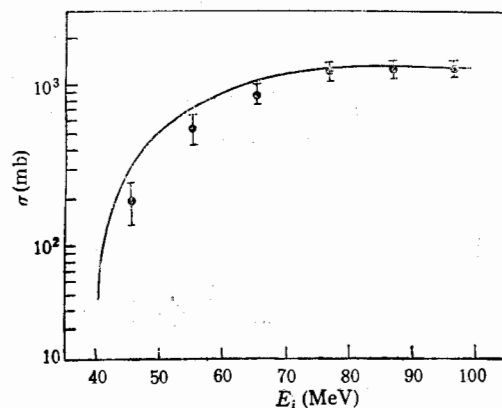


图 4 $^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$ 反应的全熔合截面, 曲线为理论计算结果。

程成份外还出现短射程成份,对 ^{66}Ga 则仅仅存在短射程成份。它们的生成只伴随部分动量转移。这些核素的反冲角分布除了一个很宽的前冲峰外,在大角度还出现一个峰,显示了转移反应的特征^[22]。因此, ^{69}Ge 和 ^{67}Ga 的一部分以及 ^{66}Ga 的全部可以归结于 ^8Be 和 α 粒子从弹核转移到靶核,接着蒸发中子、质子和相继的 β^+ 或电子俘获衰变。

如果把测量的余核射程分布平滑归一后画出射程 R 对质量数 A 的双维图(见图5),可以更清楚地看到除了来自全熔合的余核外,在相应于 ^8Be 和 α 转移位置上确实存在非完全熔合或大质量转移的贡献,特别是 ^{69}Ge 以下的余核主要来自此类过程。鉴于 ^{16}O 的 α 结构, ^{16}O 轰击 ^{65}Cu 的第一阶段可能发生的主要反应如下:

如果把测量的余核射程分布平滑归一后画出射程 R 对质量数 A 的双维图(见图5),可以更清楚地看到除了来自全熔合的余核外,在相应于 ^8Be 和 α 转移位置上确实存在非完全熔合或大质量转移的贡献,特别是 ^{69}Ge 以下的余核主要来自此类过程。鉴于 ^{16}O 的 α 结构, ^{16}O 轰击 ^{65}Cu 的第一阶段可能发生的主要反应如下:

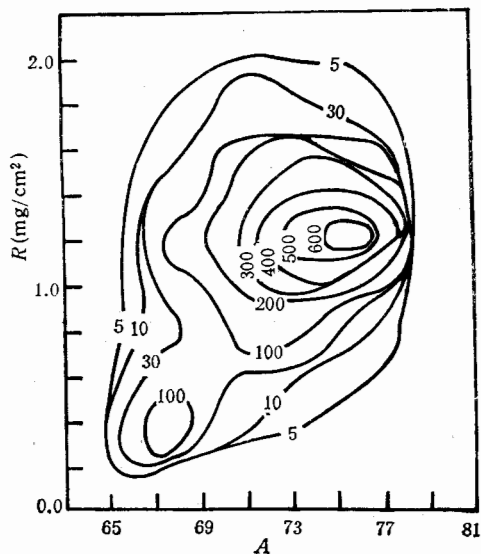
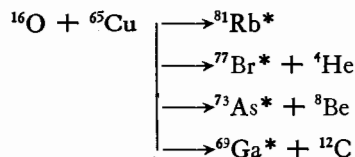


图5 $96\text{MeV } ^{16}\text{O} + ^{65}\text{Cu}$ 反应中余核的射程 R 和质量数 A 的双维图。

当然通过全熔合生成复合核 $^{81}\text{Rb}^*$ 的反应是主要的,但通过非完全熔合生成 $^{77}\text{Br}^*$ 、 $^{73}\text{As}^*$ 和 ^{69}Ga 的过程也不能忽略。例如在 97MeV 入射能量下粗略估计非完全熔合或大质量转移截面约占全熔合截面的6%。本工作实验结果再次表明,在入射能量刚高于库仑位垒时就存在非完全熔合或大质量转移。

尹建华和鲍丽为本实验制备了 ^{65}Cu 靶和Al收集箔,加速器SFC运行组全体成员以及胡松樵和董成富在数据获取中给予了帮助和支持,我们谨表示深切的谢意。

参 考 文 献

- [1] H. C. Britt et al., *Phys. Rev.*, **124** (1961), 877.
- [2] 沈文庆等,高能物理与核物理 **1**(1977), 70.
- [3] T. Inamura et al., *Phys. Lett.*, **68B** (1977), 51.
- [4] J. Wilczynski et al., *Phys. Lett.*, **88B** (1979), 65.
- [5] 王大延等,高能物理与核物理, **6**(1982), 609.
- [6] 靳根明等,高能物理与核物理, **9**(1985), 207.
- [7] F. Terrasi et al., *Phys. Rev.*, **C40** (1989), 42.
- [8] J. Wilczynski et al., *Phys. Rev. Lett.*, **45**(1980), 606.
- [9] R. Bimbot et al., *Nucl. Phys.*, **A189** (1972), 193.
- [10] D. J. Parker et al., *Phys. Rev.*, **C30** (1984), 143.
- [11] D. J. Parker et al., *Phys. Rev.*, **C35** (1985), 161.
- [12] D. J. Parker et al., *Phys. Rev.*, **C39** (1988), 2256.
- [13] 孙彤玉等,高能物理与核物理, **11**(1987), 660.
- [14] L. C. Northcliffe and R. F. Schilling, *Nucl. Data Tables*, **7A** (1970).
- [15] U. Reus and W. Wesmeier, *At. Data and Nucl. Data Tables*, **29**(1983).
- [16] 孙彤玉等,高能物理与核物理, **14**(1990), 64.
- [17] 李文新等,原子能科学技术, **24**(1990), 60.

- [18] J. B. J. Read et al., *Phys. Rev.*, **127** (1962), 1722.
[19] 王素芳等, 近代物理研究所 1986 年年报, (1987), 71.
[20] H. H. Gutbrod et al., *Nucl. Phys.*, **A213** (1973), 267.
[21] 王素芳等, 高能物理与核物理, **12**(1988), 372.
[22] D. Gardes et al., *Phys. Rev.*, **C21** (1980), 2447.

Complete and Incomplete Fusion in the Reaction of ^{65}Cu With ^{16}O Ions

LI WENXIN SUN TONGYU WU DINGQING JIN GENMING SUN RULIN

LI YUNSHENG ZHAO LILI WANG SUFANG

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

ABSTRACT

The excitation functions, angular distributions and differential range distributions have been measured for target residues from the reaction of ^{65}Cu induced by 45—96 MeV ^{16}O ions with radiochemical techniques. A comparison of the experimental data with Monte-Carlo simulations based on the statistical model of compound nucleus indicates that the heavy residues are produced by the decay of a compound nucleus formed by complete fusion. Incomplete fusion or massive transfer are the main reaction mechanisms leading to production of the residues with mass number close to that of the target.