

# 46.7MeV/u<sup>12</sup>C 轰击 <sup>197</sup>Au、<sup>115</sup>In、<sup>58</sup>Ni 靶时产生的复杂碎片

尹淑芝 诸永泰 詹文龙 郭忠言 胡晓庆 郝鸿飞  
刘冠华 周建群 范恩杰 冯恩普 王晓秋

(中国科学院近代物理研究所 兰州 730000)

1993年4月4日收到

## 摘 要

用气体电离室-半导体位置灵敏探测器望远镜测量了 46.7MeV/u<sup>12</sup>C 离子轰击 <sup>197</sup>Au, <sup>115</sup>In, <sup>58</sup>Ni 靶时,在大角区发射的从 Li 到 Mg 的复杂碎片能谱;由各碎片的能谱提取了蒸发源的温度和碎片发射的最可几动能  $E_p$ , 并与  $\bar{E} = V_{Co,01} + 2T$  计算的平均动能进行了比较,发现实验上提取的最可几动能  $E_p$  总是低于计算的  $\bar{E}$ 。用 A. Friedman 简单的统计公式对复杂碎片的产额进行粗糙拟合,拟合结果令人满意。

**关键词** 核反应 <sup>197</sup>Au, <sup>115</sup>In, <sup>58</sup>Ni(<sup>12</sup>C, X),  $E = 46.7\text{MeV/u}$ , 碎片产额, 统计模型。

## 1 前 言

热核的研究与远离  $\beta$  稳定线奇异核的研究一样,是当今中能重离子核物理研究的热点,而中能重离子加速器的建成,为研究热核的性质提供了可能性。对热核的研究主要集中在两个方面:一是热核形成时,热核承受的最大激发能是多少?热核的极限温度是多少?以及热核的形成区域和寿命;热核形成与入射能量,粒子和反应系统关系等等。二是热核的衰变特性,即热核怎样通过发射中子,轻带电粒子和复杂碎片而“冷却”。对中子和轻带电粒子的单举、符合测量及多重性测量是研究热核形成和衰变过程的有效方法,对发射复杂粒子的单举和符合测量同样也是研究热核性质的有效手段。对热核主要衰变产物——轻粒子和复杂碎片的测量,可提供热核的激发能和核温度,同时也可进一步搞清复杂碎片的产生机制。在这方面国外研究比较多,结论也比较清晰, L. G. Moretto 等人<sup>[1]</sup>在 Berkeley 对  $E/A = 14.7\text{MeV}$  和  $18\text{MeV}$  的 <sup>139</sup>La + <sup>12</sup>C, <sup>27</sup>Al 产生的复杂碎片进行测量,实验结果表明,在  $E/A \leq 50\text{MeV}$  时,复杂碎片主要产生于类融合核的蒸发和 DIC 过程。

利用近代物理研究所的加速器和实验设备条件,对 46.7MeV/u <sup>12</sup>C 轰击 <sup>197</sup>Au, <sup>115</sup>In, <sup>58</sup>Ni 靶时产生的单举复杂碎片进行了初步的分析,得到了类融合核的核温度和复杂碎片的相对产额,并与简单的统计模型计算进行了比较。

## 2 实验

实验是在兰州重离子加速器 (HIRFL) 上完成的,所提供的束流强度为十几个 nA, 为了增加中等碎片的产额,除  $^{58}\text{Ni}$  靶厚度为  $2\text{mg}/\text{cm}^2$  外,  $^{197}\text{Au}$ ,  $^{115}\text{In}$  靶的厚度为  $4\text{mg}/\text{cm}^2$  左右, 实验测量和鉴别了反应中出射的轻粒子和中等质量碎片, 前角轻粒子和复杂碎片用半导体-CsI(Tl) 闪烁体望远镜测量, 后角用气体电离室-半导体位置灵敏探测器组成的望远镜测量, 在各种探测器中均得到很好的元素分辨. 本文重点分析了  $46.7\text{MeV}/u$   $^{12}\text{C}$  轰击  $^{197}\text{Au}$ ,  $^{115}\text{In}$ ,  $^{58}\text{Ni}$  在  $52^\circ$ ,  $58^\circ$ ,  $82^\circ$ ,  $88^\circ$  时产生的从 Li 到 Mg 的碎片.

## 3 实验结果

### 3.1 复杂碎片的能谱

图 1 给出了  $46.7\text{MeV}/u$   $^{12}\text{C}$  轰击  $^{197}\text{Au}$  时, 在  $82^\circ$ ,  $88^\circ$  处产生的从 Li 到 Mg 的复杂碎片的能谱. 从能谱上看, 轻元素能谱基本上完整, 但对较重元素 ( $Z \geq 10$ ), 低能端有丢失, 而且能谱的统计较差. 为了从单能谱上得到有关发射机制的信息, 对每一元素的能谱, 提取了该元素的最可几动能, 并与简单的平均动能  $\bar{E} = V_{\text{Coul}} + 2T$  计算进行比较, 其结果示于图 2, 从图 2 中发现所有元素的最可几动能  $E_p$  均低于计算的平均动

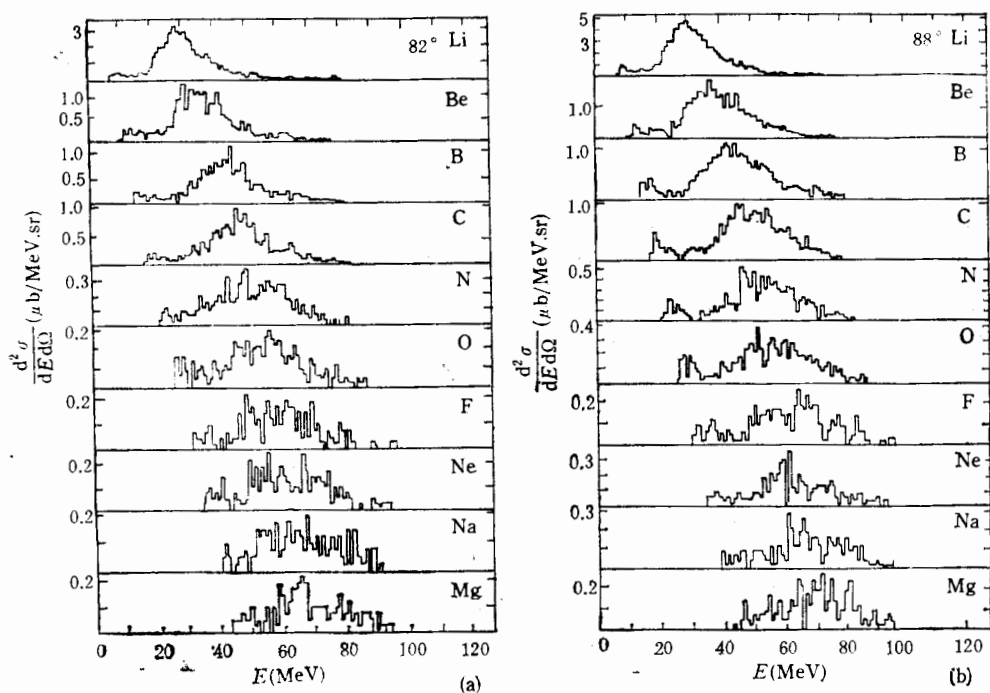


图 1  $46.7\text{MeV}/u$   $^{12}\text{C}$  轰击  $^{197}\text{Au}$ , 在  $82^\circ$ ,  $88^\circ$  时产生的从 Li 到 Mg 的复杂碎片的能谱  
(a)  $82^\circ$ ; (b)  $88^\circ$

能  $\bar{E}$ , 主要是由于前一项库仑位垒的降低。但目前有关发射位垒降低的问题还没有搞清楚, 这里提供两种可能的解释: (1) 在复合核级联蒸发过程中伴随着复合核的拉长形变, 它的半径参数从 1.4 变化到 1.7 左右。半径变长导致库仑位垒降低, 而 1.7 附近正是裂变时的半径参数, 所以复合核先蒸发粒子然后裂变。(2) 复合核蒸发过程中, 蒸发中子、质子等轻粒子的几率远高于蒸发复杂碎片的几率, 可以高出几个量级, 这样, 热核蒸发时, 总是先蒸发中子、质子和轻粒子, 使原子核变小, 库仑位垒降低。以上两种解释并不充分, 为了寻找位垒降低的原因, 我们需要做进一步的理论和实验研究。

### 3.2 核温度

为了提取热核的温度, 我们用源模型<sup>[2]</sup>拟合了 <sup>12</sup>C + <sup>197</sup>Au 在 88° 的能谱, 用一个慢的全动量转移的复合核源拟合能谱的高能端<sup>[3]</sup>, 能谱的低能部分来自非完全动量转移形成的类融合核的蒸发。这个源模型在实验室系中的非相对论表达式为:

$$\frac{d^2\sigma}{dE_{lab}d\Omega} = \sigma_0[(E_{lab} - V_x)E_{ix}]^{1/2}\exp(-E_{ix}/T), \quad (1)$$

$$E_{ix} = E_{lab} - V_x + E_0 - 2[E_0(E_{lab} - V_x)]^{1/2}\cos\theta_{lab}. \quad (2)$$

$E_{ix}$  是在源静止的框架内碎片刚从源中分裂出来的初始动能。  $\sigma_0$  是归一常数,  $T$  是表观温度参数,  $E_{lab}$  是在实验室系中碎片的动能,  $E_0$  是质量为  $m_f$  的碎片以源的速度  $v_0$  运

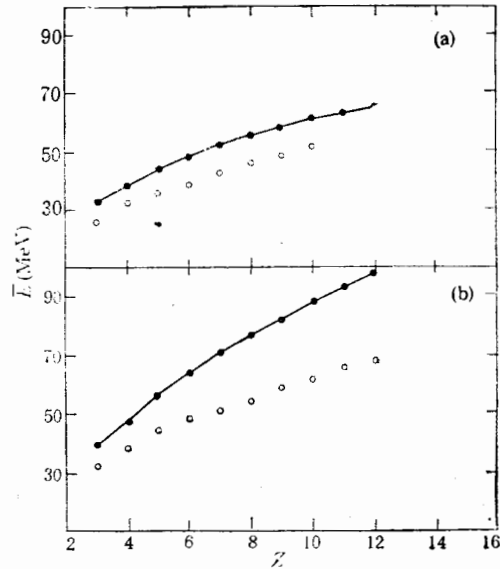


图 2 46.7MeV/u <sup>12</sup>C 轰击 <sup>115</sup>In, <sup>197</sup>Au 时, 产生的各种碎片的最可几动能  $E_p$  与平均动能  $\bar{E} = V_{Coul} + 2T$  计算的比较  
● 表示  $\bar{E}$ ; ○ 表示  $E_p$ , (a) <sup>12</sup>C + <sup>115</sup>In,  $\theta_{lab} = 82^\circ$ ; (b) <sup>12</sup>C + <sup>197</sup>Au,  $\theta_{lab} = 88^\circ$

表 1

Z	元素	$\sigma_0$	$\beta_0$	T(MeV)	$V_x$ (MeV)
3	Li	0.3	0.0181	4.5	8.5
4	Be	0.3	0.0181	4.5	8
5	B	0.1	0.0181	4.65	8
6	C	0.1	0.0181	4.7	7.5
7	N	0.03	0.0181	4.7	7.5
8	O	0.03	0.0181	4.75	7
9	F	0.015	0.0181	4.75	7
10	Ne	0.015	0.0181	4.75	7
11	Na	0.015	0.0181	4.8	6
12	Mg	0.015	0.0181	4.8	6

动时的动能,  $E_0 = m_t v_0^2/2$ ,  $V_x$  是库仑位垒,  $\theta_{lab}$  是粒子在实验室系中的发射角,  $\beta = \frac{v_0}{c}$ ,  $c$  是光速, 用  $\beta$  参数表示源的速度, 得到的拟合参数列在表 1 中。

由表 1 中得知, 复合核的温度  $T$  在 4.5—4.8 MeV 之间。

### 3.3 复杂碎片的角分布

图 3(a), (b), (c) 中给出了 46.7 MeV/u  $^{12}\text{C}$  轰击  $^{197}\text{Au}$ 、 $^{115}\text{In}$ 、 $^{58}\text{Ni}$  靶时产生复杂碎片的部分角分布, 角分布随角度增加变化平缓的特点反映出这些复杂碎片确实是来自平衡系统的发射。

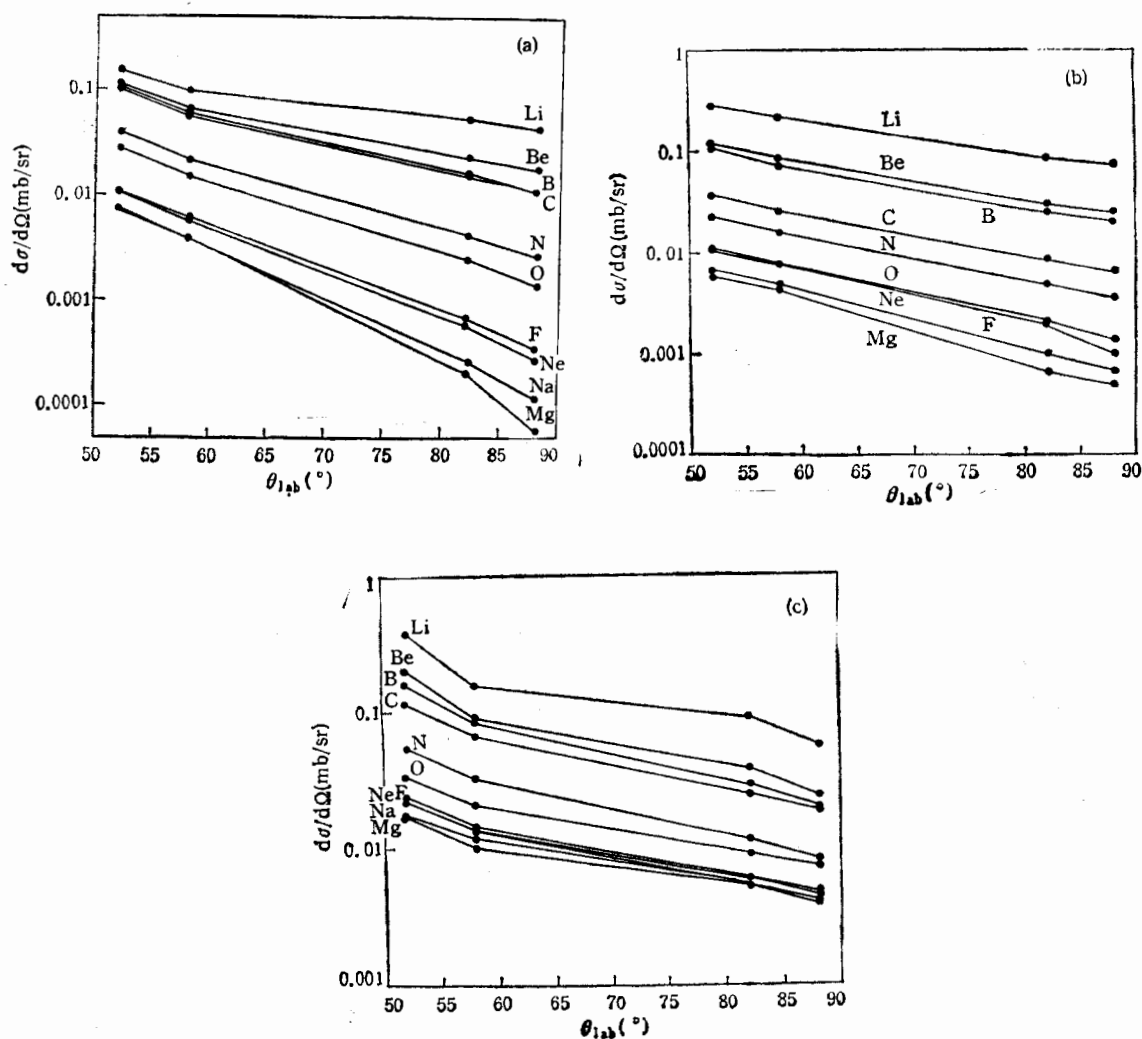


图 3 46.7 MeV/u  $^{12}\text{C}$  轰击  $^{197}\text{Au}$ 、 $^{115}\text{In}$ 、 $^{58}\text{Ni}$  靶时, 产生复杂碎片从 Li 到 Mg 元素的部分角分布  
(a)  $^{12}\text{C} + ^{58}\text{Ni}$ ; (b)  $^{12}\text{C} + ^{115}\text{In}$ ; (c)  $^{12}\text{C} + ^{197}\text{Au}$

### 3.4 复杂碎片的产额

图 4 给出了 46.7MeV/u  $^{12}\text{C}$  轰击  $^{197}\text{Au}$ ,  $^{115}\text{In}$ ,  $^{58}\text{Ni}$  靶时产生的复杂碎片相对产额分布. 元素的产额是对能谱积分后再对角度求和得到的, 从图中可以看到元素的产额随  $Z$  的增加呈指数下降. 在图中还给出了统计模型的计算结果.

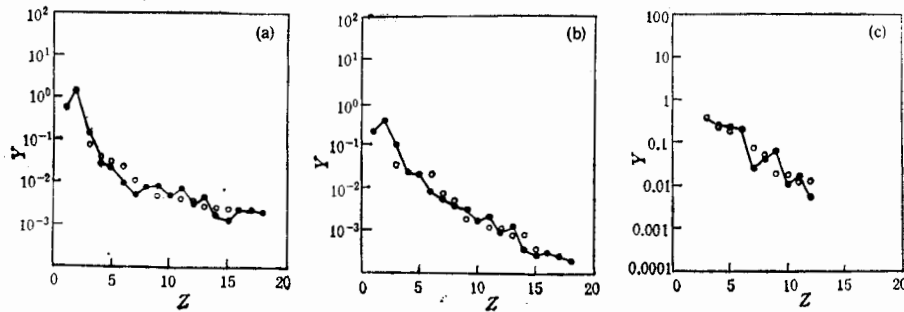


图 4 46.7MeV/u  $^{12}\text{C}$  轰击  $^{197}\text{Au}$ ,  $^{115}\text{In}$ ,  $^{58}\text{Ni}$  靶时, 产生复杂碎片的产额  
○表示实验点 ●表示理论值. (a)  $^{12}\text{C} + ^{197}\text{Au}$ ; (b)  $^{12}\text{C} + ^{115}\text{In}$ ; (c)  $^{12}\text{C} + ^{58}\text{Ni}$

## 4 统计模型的计算

热核统计蒸发由 W. A. Friedman 简化的公式<sup>[4]</sup>出发, 考虑到 Weisskopf 统计发射, 粒子类型  $b$  的发射几率为:

$$\frac{d^2N_b}{dE dt} = (2S_b + 1) \left[ \frac{m_b \pi R_b^2}{\pi^2 \hbar^3} \right] (E - V_b) \exp(-E/T) \theta(E - V_b) \times \exp\{[Z_b f^*(T, p) + N_b f^*(T, n) - B_b]/T\}, \quad (3)$$

$S_b$  和  $V_b$  是粒子  $b$  的自旋和库仑位垒,  $m_b$  和  $B_b$  是粒子  $b$  的质量和结合能,  $Z_b$  和  $N_b$  是粒子  $b$  的电荷数和中子数,  $\pi R_b^2$  是联系着复合核形成的几何截面,  $\theta(E - V_b)$  是阶跃函数,  $f^*$  是自由激发能. 考虑到总的能量守恒, 我们有

$$\frac{dE_c^*}{dt} + \sum_b \left( \frac{dN_b}{dt} \right) B_b + \sum_b d(E_k)_b/dt = 0, \quad (4)$$

冷却曲线为

$$-\frac{dT}{dt} = [N_c C_v(n) + Z_c C_v(p)]^{-1} \left\{ \sum_b \left( \frac{dN_b}{dt} \right) \times [B_b - Z_b \varepsilon^*(p) - N_b \varepsilon^*(n)] + \frac{d(E_k)_b}{dt} \right\}, \quad (5)$$

这里  $C_v(p)$  和  $C_v(n)$  是对质子和中子的热容量,  $\varepsilon^*$  是属于每个核子的激发能. 粒子  $b$  产额随时间变化为:

$$\frac{dN_b}{dt} = \int_{V_b}^{\infty} \frac{d^2N_b}{dE_{cm} dt} dE_{cm} = T^2 e^{-V_b/T} \cdot r \cdot F(T, b), \quad (6)$$

$$r = \frac{m_p r_0^2}{\pi \hbar^3},$$

$$F(T, b) = \frac{A_b(A_c - A_b)}{A_c} (2S_b + 1) [[A_c(T) - A_b]^{1/3} + A_b^{1/3}]^2 \times \exp\{[Z_b f^*(T, p) + N_b f^*(T, n) - B_b(A_c(T), Z_c(T))]/T\}, \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \frac{(dE_k)_b}{dt} &= \int_{v_b}^{\infty} E_{cm} \left[ \frac{d^2 N_b}{dt dE_{cm}} \right] dE_{cm}. \\ &= 2T^3 (1 + 0.5V_b/T) e^{-V_b/T} \cdot r \cdot F(T, b). \end{aligned} \quad (8)$$

对  $\frac{dN_b}{dt}$  积分, 我们得到:

$$A_c(T) = A_c(T_{\max}) - \sum_b \int_{T_{\max}}^T \frac{dN_b}{dt} A_b \frac{dt}{dT} dT, \quad (9)$$

$$Z_c(T) = Z_c(T_{\max}) - \sum_b \int_{T_{\max}}^T \frac{dN_b}{dt} Z_b \frac{dt}{dT} dT. \quad (10)$$

$T$  是核温度, 角标  $c$  属于复合核, 角标  $b$  是属于发射粒子类型. 在计算中, 考虑了  $n, p, d, t, \alpha$  直到  $Cl$  粒子的蒸发, 用数值积分的方法计算了  $46.7 \text{ MeV/u } ^{12}\text{C}$  轰击  $^{197}\text{Au}, ^{115}\text{In}, ^{58}\text{Ni}$  靶时, 产生的复合核的级联蒸发过程. 在每一步, 对级联蒸发的粒子类型用 Monte-Carlo 方法在给定的粒子  $b$  的集合中抽样; 而蒸发粒子带走的能量用  $V_{\text{Coul}} + 2T + B_b$  计算, 计算的粒子相对产额  $Y$  在图 4 中用实线表示. 理论计算值出现大的涨落是由于抽样粒子有限, 它们的结合能存在差异造成的, 但在趋势上和实验值符合得很好.

## 5 结 论

反应中在大角区测得的复杂碎片主要是具有长寿命的中间系统衰变的结果, 这个中间系统是全融合和非全融合机制产生的, 并在衰变前已达到了统计平衡. 从源的速度, 发射的复杂碎片的最可几动能以及元素的产额分布都可以说明大角区的复杂碎片主要来源于类融合核的蒸发.

## 参 考 文 献

- [1] R. J. Charity et al., *Nucl. Phys.*, **A511**(1990)59.
- [2] D. J. Fields et al., *Phys. Rev.*, **C30** (1984)1912.
- [3] 尹淑芝、詹文龙、诸永泰等, 高能物理与核物理, **16**(1992)364.
- [4] W. A. Friedman et al., *Phys. Rev.*, **C28**(1983)16.

## Complex Fragments Emitted in Reactions of 46.7MeV/u <sup>12</sup>C on <sup>197</sup>Au, <sup>115</sup>In and <sup>58</sup>Ni

Yin Shuzhi Zhu Yongtai Zhan Wenlong Guo Zhongyan Hu Xiaoqing  
Xi Hongfei Liu Guanhua Zhou Jianqun Fan Enjie  
Feng Enpu Wang Xiaoqiu

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

Received on April 4, 1993

### Abstract

Energy spectra of complex fragments emitted in the reactions of 46.7MeV/u <sup>12</sup>C with different targets <sup>197</sup>Au, <sup>115</sup>In and <sup>58</sup>Ni have been measured by telescopes, consisting of a gas ionization counter followed by a position sensitive semiconductor detector.

The most probable kinematical energies  $E_p$  of complex fragments and temperature parameters of long-live intermediate systems have been deduced by complex fragment energy spectra. The experimental values of  $E_p$  are lower than the calculated ones by  $\bar{E} = V_{Coul} + 2T$ .

The experimental values of complex fragment yields can be reproduced by simple A. Friedman statistical evaporation model satisfactorily.

**Key words** Nuclear reaction <sup>197</sup>Au, <sup>115</sup>In, <sup>58</sup>Ni(<sup>12</sup>C, X), E = 46.7MeV/nucleon, fragments yields, Statistical model.