

由裂变碎片角分布直接确定全熔合截面 σ_{fu}

刘国兴 陈克良 马洪范 王素芳 蔡薇

(中国科学院近代物理研究所)

摘 要

本工作采用固体径迹探测器(天然白云母)测量了72.7, 69.6, 67.4, 65.4, 63.4和61.4 MeV ^{12}C 离子轰击 ^{181}Ta , W, Re, Pt, ^{197}Au , Pb 和 ^{209}Bi 等裂变反应碎片角分布。由相当于全部动量转移的裂变事件的碎片角分布统计理论分析直接确定了形成全熔合的临界角动量 l_{cr} , 根据锐截止模型计算了全熔合截面 σ_{fu} 。结果和按照 R. Bass 模型计算的全熔合激发函数做了比较。我们还分析了已经发表过的 $^{14}\text{N} + \text{Pb}$ 和 $^{12}\text{C} + ^{238}\text{U}$ 碎片角分布数据, 由对碎片角分布数据理论分析得到的全熔合截面 σ_{fu} 和直接测量的结果很好的符合。

一、前 言

全熔合截面测量是很重要的。近十年来, 发表了若干关于重离子全熔合截面测量方面的工作。用适当的模型分析这些全熔合激发函数, 推出了熔合位垒、熔合半径等核参数, 为研究限制全熔合的条件提供了有用的资料。经典动力学模型计算还检验了摩擦力对全熔合反应几率的影响。

实验上测量全熔合截面有时是很困难的。因为全熔合截面 σ_{fu} 包括熔合蒸发截面 σ_{ev} 和熔合裂变截面 σ_f 两种截面的绝对测量。对于比较轻的复合系统, $\sigma_{ev} \gg \sigma_f$; 对于比较重的复合系统, $\sigma_f \gg \sigma_{ev}$, 这两种情形通常测量其中之一就足够了。但是包括这两个截面之和的复合系统, 即是对于二者都不能忽略的情形, 现在还没有比较好的探测方法测量其全熔合截面。

B. Длитрнев 等^[1] 采用固体径迹探测器测量了 137 MeV ^{16}O 离子轰击 Ag, Sn, Sm, Yb, ^{181}Ta , $^{206-208}\text{Pb}$, ^{209}Bi 和 ^{238}U 等裂变反应碎片角分布。根据在鞍点角动量 K 的分布不同于高斯分布而依赖于裂变宽度 $\Gamma(E^*, I, K)$ 的假设给出的碎片角分布理论拟合这些碎片角分布数据, 从而直接确定了形成全熔合反应的临界角动量 l_{cr} 。P. Choudhry 等^[2] 用碎片角分布的统计理论分析了已经发表了 60—120 MeV ^{11}B , ^{12}C , ^{14}N 和 ^{16}O 离子轰击 ^{197}Au 和 ^{209}Bi 以及 $^4\text{He} + ^{209}\text{Bi}$ 反应的碎片角分布数据。给出了这些反应的全熔合激发函数。对于 $^{12}\text{C} + ^{197}\text{Au}$, $^{12}\text{C} + ^{209}\text{Bi}$ 和 $^{16}\text{O} + ^{197}\text{Au}$ 反应由此得到的全熔合截面和直接测量的结果很好地符合表明所采用的分析方法是可靠的。

我们受上述工作的启示,采用天然白云母作为裂变碎片探测器测量了 ^{12}C 离子轰击 ^{181}Ta , W , Re , Pt , ^{197}Au , Pt 和 ^{209}Bi 裂变反应碎片角分布. 由相当于全部动量转移的裂变事件的碎片角分布统计理论分析直接确定了形成全熔合反应的临界角动量 l_c . 根据锐截止模型计算了全熔合截面 σ_{fu} . 结果和按照 R. Bass 模型计算的全熔合激发函数做了比较.

二、实验方法

采用固体径迹探测器测量裂变碎片角分布的实验方法,我们已经做过详细的叙述^[1]. 实验是在兰州近代物理研究所 1.5 米重离子回旋加速器上完成的. ^{12}C 离子最高能量为 73 MeV, 利用铝吸收片降能, 靶厚约为 $500\mu\text{g}/\text{cm}^2$, Ta , W , Re 和 Pt 靶是用电子轰击方法和离子溅射方法制备的. 靶子置于靶室中心, 取向与轰击离子束方向成 45° 角. 金硅面垒型半导体探测器测量散射的 ^{12}C 离子作为束流检验. 天然白云母探测器放在与人射离子束夹角为 80° — 170° 范围内圆筒内壁上, 距靶中心为 10 厘米. 辐照后的白云母探测器在 42% HF, 50°C , 50 分钟条件下进行化学蚀刻, 使用 40×12.5 倍光学显微镜对碎片径迹扫描, 从而获得了这些裂变反应的实验室系碎片角分布.

三、结果与讨论

作为例子, 图 1 给出了 $^{12}\text{C} + \text{Pb}$ 裂变反应质心系角分布. 实验点误差仅算出统计误差. 为了和实验上测量的碎片角分布拟合, 使用建立在统计理论基础上的裂变碎片角分布表达式^[4],

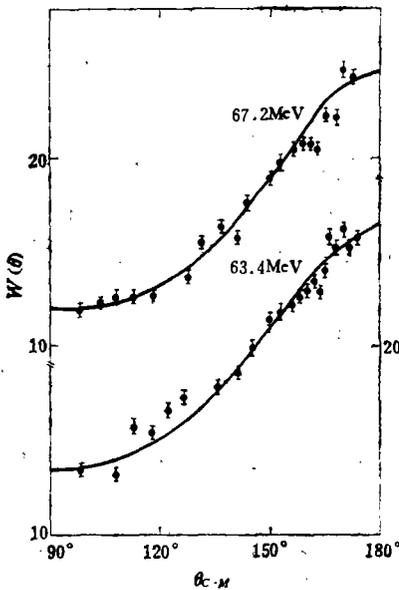


图 1 $^{12}\text{C} + \text{Pb}$ (天然) 裂变反应在质心系中的碎片角分布

$$W(\theta) = \int_0^{l_c^2} \frac{l \exp\left(\frac{l^2 \sin^2 \theta}{4K_0^2}\right) B_0\left(i \frac{l^2 \sin^2 \theta}{4K_0^2}\right) dl^2}{\text{erf}\left[\left(\frac{l^2}{2K_0^2}\right)^{1/2}\right]}, \quad (1)$$

式中 $\text{erf}[(l^2/2K_0^2)^{1/2}]$ 是用 $\text{erf}(x) = \frac{1}{\pi^{1/2}} \int_0^x \exp(-t^2) dt$ 定义的误差函数. B_0 是零级虚贝塞尔函数. K_0^2 是裂变核角动量在核对称轴上投影的均方宽度, 它由裂变核鞍点有效转动惯量 J_{eff} 和核温度 t 决定: $K_0^2 = J_{\text{eff}} t / \hbar^2$. 核温度 t 根据状态方程: $at^2 - t = E_{\text{eff}}^*$ 计算, 裂变核在鞍点的有效激发能由方程 $E_{\text{eff}}^* = E^* - E_f - E_k'$ 给出, E^* 是裂变核初始激发能, E_f 为裂变位垒, 基态转动能 E_k' 按照经典公式计算, 为此用光学模型计算 l^2 . 在我们的实验能量范围内, 在裂变核角动量不很高的情况下, J_{eff} 可以取非转动液滴模型给出的值^[5],

裂变参数 χ 是：

$$\chi = \frac{1}{50.883[1 - 1.7826(N - Z)^2/A^2]} \quad (2)$$

对于较轻的裂变核 ($Z < 90$)，第一次机会裂变占绝对优势，可以认为实验上测量的碎片角分布就是初始裂变核的碎片角分布。对于较重的裂变核 ($Z \geq 90$)，由于在整个中子蒸发链上伴随有裂变的竞争，为了获得初始裂变核的临界角动量 l_{cr} ，我们在数据处理时考虑了多次机会裂变对碎片角分布的影响^[6]，各次机会裂变的分支比由中子蒸发和裂变的宽度比 Γ_f/Γ_n 确定，按照统计理论^[7]，

$$\frac{\Gamma_f}{\Gamma_n} = \frac{K a_n [2 a_f^{1/2} (E^* - E_f - E_R^f)^{1/2} - 1]}{4 A^{2/3} a_f (E^* - B_n - E_R^0)} \cdot \exp[2 a_f^{1/2} (E^* - E_f - E_R^f) - 2 a_n^{1/2} (E^* - B_n - E_R^0)] \quad (3)$$

式中 A 是裂变核质量数， a_f ， a_n 分别是裂变和中子蒸发的能级密度参数，计算中取 $a = a_n = A/8 \text{MeV}^{-1}$ ， $a_f/a_n = 1.2$ ， E_f 和 B_n 取自文献 [8]。

图 2 给出了 ^{12}C 离子轰击 ^{181}Ta ， W ， Re ， Pt ， ^{197}Au 和 Pb 裂变反应 l_{cr}^2 随质心系能量 $E_{i,M}$ 的变化。实验点所标出的误差是碎片角分布测量误差引起的。而在计算 l_{cr}^2 过程中各种参数选择误差我们未加考虑。图 2 中的实线是按照 R. Bass 模型计算的。计算中所用核势的形式是^[9]：

$$V_N(r) = \frac{a_i A_i^{1/3} A_2 d}{R_{12}} \exp\left(-\frac{r - R_{12}}{d}\right) \quad (4)$$

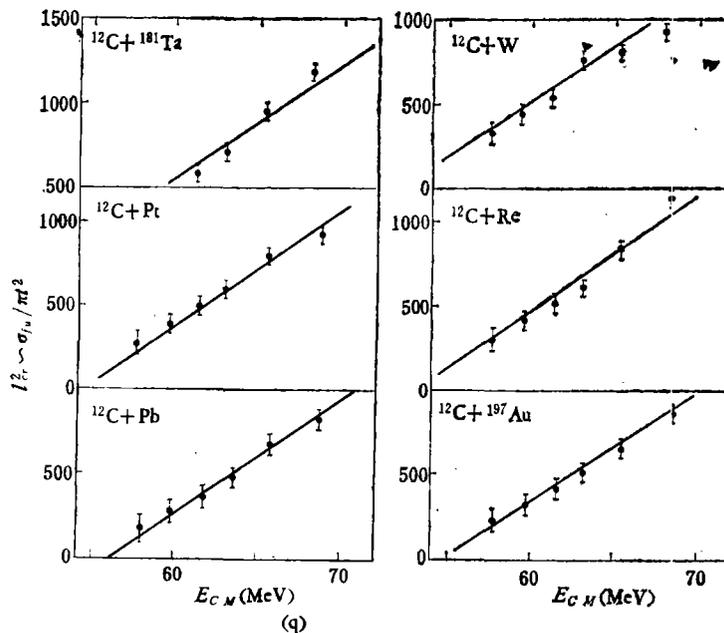


图 2 $^{12}\text{C} + ^{181}\text{Ta}$ ， W ， Re ， Pt ， ^{197}Au ， Pb 裂变反应中 l_{cr}^2 随质心系能量的变化

式中 R_{12} 是熔合时两个中心间的特征距离，即是临界距离。取 $R_{12} = r_{cr}(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$ ， $r_{cr} = 1.07 \text{fm}$ ， R_{12} 从本质上说等于两个半密度半径之和。模糊参数， $d = 1.35 \text{fm}$ ，表面能

系数 $a_s = 17\text{MeV}$. 由于我们的实验能区未超过 R. Bass 计算的饱和值, 这样, 对于本工作所选取的各种反应 l_{cr}^2 随质心系能量 $E_{c.M}$ 的变化未出现饱和现象.

根据锐截止模型, 全熔合截面 σ_{fu} 按下式计算.

$$\sigma_{fu} = \pi \lambda^2 (l_{cr} + 1)^2 \quad (5)$$

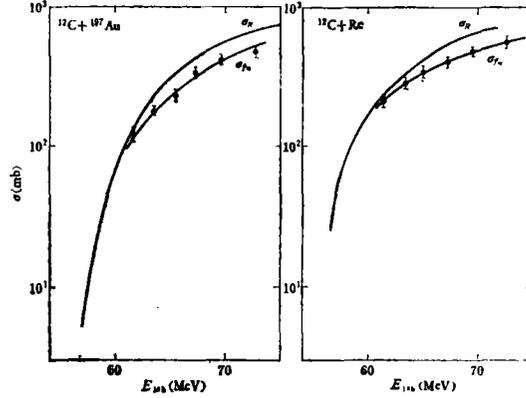


图3 $^{12}\text{C} + \text{Re}$ 和 $^{12}\text{C} + ^{197}\text{Au}$ 全熔合反应激发函数

图3给出了 $^{12}\text{C} + \text{Re}$ 和 $^{12}\text{C} + ^{197}\text{Au}$ 全熔合反应激发函数. 图中还给出了用抛物线近似计算的反应总截面 σ_R . 核势取^[10],

$$V_N(r) = -V_0 \exp \left[- \frac{r - r_0(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})}{d} \right] \quad (6)$$

核势参数取 $V_0 = 70\text{MeV}$, $r_0 = 1.24\text{fm}$, $d = 0.48\text{fm}$. 在我们的实验能量范围内, 由碎片角分布数据理论分析得到的这些反应的全熔合截面 σ_{fu} 约为反应总截面 σ_R 的 80%.

为了检验通过裂变角分布数据的理论分析直接确定全熔合截面 σ_{fu} 这一方法. 对于 $^{12}\text{C} + ^{209}\text{Bi}$ 反应, 把本工作的结果和直接测量的全熔合截面^[11]进行了比较. 除此, 我们还分析了已经发来的 $^{14}\text{N} + \text{Pb}$ 和 $^{12}\text{C} + ^{238}\text{U}$ 裂变碎片角分布数据^{[11][12]}. 在 $^{12}\text{C} + ^{238}\text{U}$ 的情形里, 由于复合核主要通过裂变道退激, 所以, $\sigma_{er} \ll \sigma_f$. 为了比较, 我们忽略熔合蒸发截面 σ_{er} 的贡献, 用裂变截面 σ_f 来近似直接测量的全熔合截面 σ_{fu} . 表1给出了 $^{14}\text{N} + \text{Pb}$, $^{12}\text{C} + ^{209}\text{Bi}$ 和 $^{12}\text{C} + ^{238}\text{U}$ 全熔合截面 σ_{fu} . 由表1我们看出, 通过对碎片角分布数据理论分析得到的全熔合截面 σ_{fu} 和直接测量结果在误差范围内是符合很好的.

对于本工作我们得出如下的结论.

我们的实验结果表明, 不进行熔合蒸发截面 σ_{er} 和熔合裂变截面 σ_f 两个截面的绝对测量, 通过对碎片角分布数据理论分析直接确定形成全熔合的临界角动量 l_{cr} , 按照锐截止模型计算全熔合截面 σ_{fu} 的方法是可靠的, 适用的. 并且从实验上支持了关于全熔合截面计算的锐截止模型. 但是, 应指出, 我们采用的确定全熔合截面 σ_{fu} 的方法仅适用于低能重离子反应. 在低入射能量下, 至少对于入射粒子 ^{12}C , ^{14}N , ^{16}O 引起 Tm-U 核裂变反应是适用的. 因为这时碎片角分布已经偏离 $1/\sin\theta$, 角分布各向异性随轰击粒子能量的变化是明显的. 并且能够准确地测量. 经碎片-碎片角关联实验^[13]确认这些裂变事件是来自入射粒子的动量全部转移给靶核的全熔合复合核裂变.

表 1 $^{14}\text{N} + \text{Pb}$, $^{12}\text{C} + ^{209}\text{Bi}$ 和 $^{12}\text{C} + ^{238}\text{U}$ 全熔合截面 σ_{fu} .

反应系统	$E_{CM}(\text{MeV})$	$\sigma_{fu}(\text{mb})$	
		直接测量 ^{[1][2][3]}	本工作
$^{14}\text{N} + \text{Pb}$	90.5	882 ± 50	976 ± 62
$^{14}\text{N} + \text{Pb}$	86.4	721 ± 40	838 ± 55
$^{14}\text{N} + \text{Pb}$	82.6		661 ± 42
$^{14}\text{N} + \text{Pb}$	78.3	463 ± 26	
$^{14}\text{N} + \text{Pb}$	74.0		298 ± 30
$^{14}\text{N} + \text{Pb}$	70.8		255 ± 25
$^{12}\text{C} + ^{209}\text{Bi}$	69.0	653 ± 50	
$^{12}\text{C} + ^{209}\text{Bi}$	68.8		579 ± 55
$^{12}\text{C} + ^{209}\text{Bi}$	66.2	469 ± 36	
$^{12}\text{C} + ^{209}\text{Bi}$	65.8		438 ± 44
$^{12}\text{C} + ^{209}\text{Bi}$	63.6		390 ± 40
$^{12}\text{C} + ^{238}\text{U}$	118.4	2068 ± 103	2058 ± 112
$^{12}\text{C} + ^{238}\text{U}$	90.8	1270 ± 78	1282 ± 80
$^{12}\text{C} + ^{238}\text{U}$	69.5	485 ± 40	560 ± 50

作者感谢沈文庆同志对本工作提出的宝贵意见。

参 考 文 献

- [1] В. Дмитриев и др. Ядер физ. **26**(1977), 956.
- [2] P. K. Choudhury et al., *Nucl. Phys.*, **A239**(1978), 224. *Phys. Rev.*, **C22**(1980), 1360.
- [3] 低能核物理资料汇编, 原子能出版社. (1974), 158.
- [4] J. R. Huizenga et al., *Phys. Rev.*, **177**(1976), 1826.
- [5] S. Cohen and W. Stwiateke, *Ann. Phys.*, **22**(1963), 406.
- [6] 刘国兴等, 高能物理与核物理 **2**(1978), 242.
- [7] R. Vandenbosh and J. R. Huizenga, *Nuclear Fission*, P. 233. Academic Press, New York and London, 1973.
- [8] W. D. Myers et al., UCRL-11980 (1965).
- [9] R. Bass, *Nuclear Reactions with Heavy Ions*. p. 326. Springer verlag, Berlin Heidelberg New York. 1980.
- [10] T. D. Thomas, *Phys. Rev.*, **116**(1959), 703.
V. E. Viola et al., *Phys. Rev.*, **128**(1962), 767.
- [11] 中国科学院近代物理研究所, 科学技术报告汇编. 第二集 (1976), 1. 第三集 (1979), 50.
- [12] T. Sikkeland et al., *Phys. Rev.*, **123**(1961), 2112.
- [13] T. Sikkeland et al., *Phys. Rev.*, **125**(1962), 1350. *Phys. Lett.*, **31B**(1963), 451.

DIRECT DETERMINATION OF THE COMPLETE FUSION CROSS SECTIONS FROM THE FISSION FRAGMENT ANGULAR DISTRIBUTION

LIU GUO-XING CHEN KE-LIANG MA HONG-FAN

WANG SU-FANG CAI WEI

(Institute of Modern Physics, Academia Sinica)

ABSTRACT

We have measured the angular distributions of fission fragments for a series of compound nuclei formed in the bombardment of ^{181}Ta , W, Re, Pt, ^{197}Au , Pb and ^{209}Bi by 72.7, 69.6, 67.4, 65.4, 63.4 and 61.4 MeV ^{12}C ions with mica track detectors. The critical angular momentum l_{cr} can be determined directly from the statistical analysis of the fission fragment angular distribution corresponding to the fission events with full momentum transfer. The complete fusion cross section σ_{fu} were calculated on the basis of the sharp cut-off model. The results for l_{cr} obtained by this method were compared with those predicted by R. Bass model. The published data on fission fragment angular distributions of $^{14}\text{N} + \text{Pb}$ and $^{12}\text{C} + ^{238}\text{U}$ reactions were also analyzed by this method. The values of σ_{fu} are found to be in good agreement with the direct complete fusion cross section measurements.