

# $^{12}\text{C}$ 离子引起裂变反应的碎片角分布

刘国兴 陈克良 王素芳 蔡薇

(中国科学院近代物理研究所, 兰州)

## 摘 要

本工作采用固体核径迹探测器(天然白云母)和金硅面垒型半导体器测量了 72.7, 69.6, 67.4, 65.4, 63.4 和 61.4 MeV  $^{12}\text{C}$  离子轰击  $^{169}\text{Tm}$ ,  $^{175}\text{Lu}$ ,  $^{181}\text{Ta}$ , W, Re, Pt,  $^{197}\text{Au}$ , Pb 和  $^{209}\text{Bi}$  裂变反应的碎片角分布. 建立在鞍点模型基础上的裂变碎片角分布理论能够很好地解释碎片角分布实验数据. 对于不同的可裂变参数  $Z^2/A$ , 本工作给出了  $K$  随核激发能  $E^*$  的变化趋势. 由碎片角分布各向异性提取的  $\mathcal{I}_0/\mathcal{I}_{\text{eff}}$  值与转动液滴模型的计算值做了比较.

## 一、引 言

在重离子引起的核裂变实验中, 测量碎片角分布是很重要的. 它是研究核反应机制的一个重要手段. 很多年以来, 人们对碎片角分布进行了广泛地实验和理论研究<sup>[1]</sup>. 碎片角分布的大多数实验结果, 包括轻粒子和较轻的重离子 ( $A < 20$ ) 引起的裂变反应形成一般重的复合核 ( $A \sim 200$ ), 在它的激发能 ( $E^* < 100\text{MeV}$ ) 和角动量 ( $I < 80\hbar$ ) 都不很高时, 测量的碎片角分布能够用建立在鞍点模型基础上的标准碎片角分布理论描述. 由测量的碎片角分布各向异性导出的鞍点形变作为可裂变参数  $\chi$  的函数与液滴模型计算的结果符合. 但是, 当更重的离子进入实验以后, 例如像  $^{32}\text{S} + ^{243}\text{cm}$  这样的体系, 实验的碎片角分布有反常大的各向异性, 这是难以用复合核过渡态理论解释的. 这种反常大的碎片角分布各向异性与快裂变过程有关. 在反应的某一中间阶段(不是鞍点态)的统计分布决定了碎片的终态分布. 这样可以从实验的碎片角分布提取裂变核在这个中间阶段的形状. 对于  $^{19}\text{F}$ ,  $^{24}\text{Mg}$ ,  $^{28}\text{Si}$  和  $^{32}\text{S}$  离子引起的裂变反应, 在低角动量下提取的  $\mathcal{I}_0/\mathcal{I}_{\text{eff}}$  值随角动量增加而减少, 它定性地与转动液滴模型符合, 但对其中任何体系和能量都未得到定量的符合, 弹核愈重,  $\mathcal{I}_0/\mathcal{I}_{\text{eff}}$  的实验值与理论值偏离愈大. B. Back 等<sup>[2,3]</sup> 认为碎片角分布反常行为反映了从鞍点到断点  $K$  守恒假设的破坏. 从鞍点到断点  $K$  值做绝热地调整, 于是观测的最终  $K$  分布反映了断点的热力学平衡. 建立在断点模型基础上的碎片角分布理论和实验数据拟合表明, 对于大多数裂变体系, 断点模型不能再现  $K$  随裂变核激发能  $E^*$  的变化趋势.

研究裂变核总角动量  $I$  在核对称轴方向上的投影  $K$  分布与角动量  $I$  的关系是很有趣的. R. Vandenbosh 等<sup>[4]</sup> 指出, 在低角动量  $I$  的  $A$  区,  $K$  分布是在鞍点建立起来的. 当角动

量  $I$  增加到  $B$  区,  $K$  分布是在比鞍点有更大的形变处确定的. 在角动量  $I$  更大的  $C$  区, 位垒不能很好地显示出来, 碎片在垂直于  $\vec{I}$  的平面内发射, 形成近于  $1/\sin\theta$  的碎片角分布, 呈现较小的  $K_2^2$  值. 弄清楚  $K$  分布与角动量  $I$  的关系, 有助于我们更深入地了解裂变鞍点的静态性质和从鞍点到断点的动力学过程.

本工作采用固体核径迹探测器(天然白云母)和金硅面垒型半导体探测器测量了 72.7, 69.6, 67.4, 65.4, 63.4 和 61.4 MeV  $^{12}\text{C}$  离子轰击  $^{169}\text{Tm}$ ,  $^{175}\text{Lu}$ ,  $^{181}\text{Ta}$ ,  $\text{W}$ ,  $\text{Re}$ ,  $\text{Pt}$ ,  $^{197}\text{Au}$ ,  $\text{Pb}$  和  $^{209}\text{Bi}$  裂变反应的碎片角分布. 建立在鞍点模型基础上的碎片角分布理论能够很好地拟合实验数据. 对于不同的可裂变参数  $Z^2/A$ , 本工作给出了  $K_2^2$  随核激发能  $E^*$  的变化趋势. 由测量的碎片角分布各向异性导出的  $\mathcal{I}_0/\mathcal{I}_{\text{eff}}$  值与转动液滴模型计算值做了比较. 我们还探讨了断点模型再现由碎片角分布实验数据导出的  $K_2^2$  随核激发能  $E^*$  变化的可能性.

## 二、实验方法

使用固体核径迹探测器和金硅面垒型半导体探测器测量碎片角分布的实验方法已经做过详细的描述<sup>[5]</sup>. 实验是在中国科学院兰州近代物理研究所 1.5 米重离子回旋加速器上进行的.  $^{12}\text{C}$  离子束能量是 72.7 MeV. 束流通过降能装置进入直径为 50 厘米的散射室, 在长 25 厘米准直器内设置两个直径为 3.0 毫米的光栏. 本实验所用的靶子是用真空蒸发、电子轰击和离子溅射等方法制备的, 厚度约为 200—500  $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ . 靶子置于靶室中心, 与束流方向成  $45^\circ$  夹角. 靶室末端接法拉第筒, 它与电流积分器相连接, 用来测量通过靶子的  $^{12}\text{C}$  离子束. 用金硅面垒型半导体探测器测量  $25^\circ$  方向的弹性散射  $^{12}\text{C}$  离子, 以检验束流强度. 经过预蚀刻的  $4 \times 12\text{cm}^2$  天然白云母片放在与束流方向夹角为  $70^\circ$ — $120^\circ$  范围内, 云母探测器距离靶中心为 10 厘米, 辐照后, 在 40% HF,  $50^\circ\text{C}$  和 50 分钟条件下进行蚀刻, 碎片径迹呈菱形, 菱形径迹的对角线长 15 微米. 用  $40 \times 12.5$  倍光学显微镜对云母探测器记录的裂变碎片径迹进行扫描, 从而获得裂变反应在实验室系统中的碎片角分布.

## 三、实验结果与讨论

### 1. 碎片角分布实验结果

我们获得了 72.7, 69.6, 67.4, 65.4, 63.4 和 61.4 MeV  $^{12}\text{C}$  离子轰击  $^{169}\text{Tm}$ ,  $^{175}\text{Lu}$ ,  $^{181}\text{Ta}$ ,  $\text{W}$ ,  $\text{Re}$ ,  $\text{Pt}$ ,  $^{197}\text{Au}$ ,  $\text{Pb}$  和  $^{209}\text{Bi}$  裂变反应在实验室系统中的碎片角分布. 由于低能重离子裂变反应碎片角分布在质心系统中是关于  $90^\circ$  对称的. 所以, 我们仅测量了实验室系统  $70^\circ$ — $172^\circ$  角区内的碎片角分布. 为了进行理论分析, 将实验室系统中的碎片角分布转换到质心系统中去. 作为例子, 图 1 给出了各种能量的  $^{12}\text{C}$  离子轰击  $^{197}\text{Au}$  裂变反应在质心系统中的碎片角分布. 实验点误差仅标出碎片计数统计误差. 从图 1 可以看出, 对于同一裂变反应, 碎片角分布各向异性随轰击能量增加而增加.

### 2. 碎片角分布的理论模型分析

(1) 鞍点模型. 鞍点模型即过渡态统计模型. 根据这个模型, 碎片角分布依赖于两个量: 裂变核总角动量  $I$  和它在核对称轴方向上的投影  $K$ . 假设裂变碎片是沿着核对称轴方向分离的, 在鞍点建立起来的  $K$  分布, 在核从鞍点到断点时, 这个分布是守恒的. 若是忽略入射离子和靶核的自旋, 认为裂变核总角动量  $I$  在束流方向上的投影是零 ( $M=0$ ). I. Harlpern 和 V. Strutinsky 基于常温能级密度统计模型给出了  $K$  分布的表达式<sup>[6]</sup>

$$\rho(K) = \frac{\exp\left(-\frac{K^2}{2K_0^2}\right)}{\sum_{K=-I}^I \exp\left(-\frac{K^2}{2K_0^2}\right)} \quad K \leq I \quad (1)$$

$$= 0 \quad K > I$$

$$K_0^2 = \frac{\mathcal{I}_{\text{eff}}}{\hbar^2}, \quad \mathcal{I}_{\text{eff}}^{-1} = \mathcal{I}_{\parallel}^{-1} + \mathcal{I}_{\perp}^{-1} \quad (2)$$

$K$  分布是高斯分布,  $K_0$  是分布的标准偏差. 式中  $t$  是鞍点核温度,  $\mathcal{I}_{\text{eff}}$  是核在鞍点的有效转动惯量.  $\mathcal{I}_{\parallel}$  和  $\mathcal{I}_{\perp}$  分别是平行和垂直于核对称轴的转动惯量.

碎片角分布表达式是,

$$W(\theta) \propto \sum_{I=0}^{\infty} (2I+1) T_I \times \frac{\sum_{K=-I}^I (2I+1) |d_{M,K}^I(\theta)|^2 \exp\left(-\frac{K^2}{2K_0^2}\right)}{\sum_{K=-I}^I \exp\left(-\frac{K^2}{2K_0^2}\right)} \quad (3)$$

方程(3)中的转动波函数  $d_{M,K}^I(\theta)$  可用下式近似<sup>[7]</sup>,

$$|d_{M,K}^I(\theta)|^2 \approx \frac{1}{\pi \left[ \left( I + \frac{1}{2} \right)^2 \sin^2 \theta - M^2 - K^2 + 2MK \cos \theta \right]^{1/2}} \quad (4)$$

于是, 当  $M=0$  时, 近似的总的碎片角分布是<sup>[8]</sup>,

$$W(\theta) = \sum_{I=0}^{\infty} \frac{(2I+1)^2 T_I \exp(-I^2 \sin^2 \theta / 4K_0^2) B_0(iI^2 \sin^2 \theta / 4K_0^2)}{\text{erf}[I/(2K_0^2)^{1/2}]} \quad (5)$$

式中  $\text{erf}[I/(2K_0^2)^{1/2}]$  是用  $\text{erf}(x) = \frac{2}{\pi^{1/2}} \int_0^x \exp(-t^2) dt$  定义的误差函数.  $B_0$  是零级虚贝塞尔函数.

图 1 中的实线是根据鞍点模型导出的碎片角分布理论表达式(5)计算的理论与测量的碎片角分布获得最好拟合的结果. 在计算碎片角分布理论曲线时, 对本工作研究

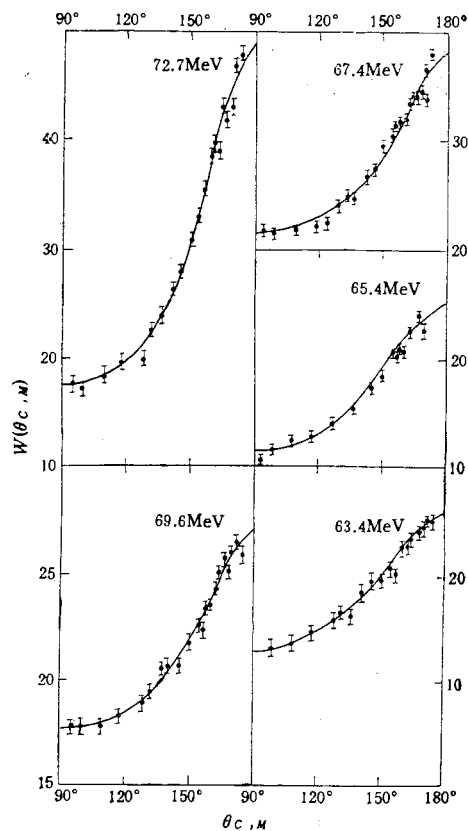


图 1 72.7, 69.6, 67.4, 65.4 和 63.4 MeV  $^{12}\text{C} + ^{197}\text{Au}$  裂变反应在质心系统中的碎片角分布

的裂变反应,采用光学势实部做抛物线近似计算透射系数  $T_l$ .

图2表示了由测量的碎片角分布各向异性  $W(180^\circ)/W(90^\circ)$  提取的  $K_0^2$  值随裂变核激发能  $E^*$  的变化. 实验点误差是来自碎片角分布各向异性误差的贡献. 主要包括: 碎片计数的统计误差约为  $\pm(3-5)\%$ ; 与人射  $^{12}\text{C}$  离子束所成角度的偏差为  $\pm 2\%$ ; 坐标系统转换引入的误差为  $\pm 3\%$  等. 计算时各种参数的选择引入的误差未加考虑. 图2中的实

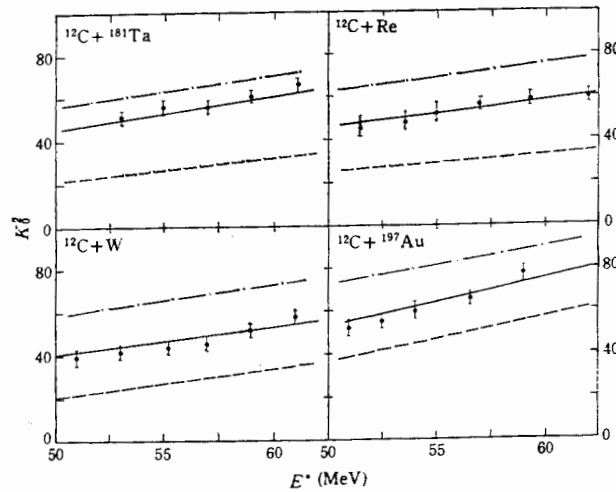


图2 对于  $^{12}\text{C} + ^{181}\text{Ta}$ ,  $\text{W}$ ,  $\text{Re}$  和  $^{197}\text{Au}$  裂变反应,  $K_0^2$  随核激发能  $E^*$  的变化. 实线是根据鞍点模型计算的. 断裂线是根据方程(9)计算的和虚线是根据 H. Rossner 等<sup>[12]</sup>断点模型计算的

线是根据方程(2)计算的. 由状态方程:  $ax^2 - t = E_{\text{eff}}^*$  计算鞍点的核温度  $t$ , 其中  $E_{\text{eff}}^*$  是裂变核在鞍点的有效激发能,  $E_{\text{eff}}^* = E^* - E_f' - E_R'$ ,  $E^*$  是裂变核激发能,  $E_f'$  是有效裂变位垒, 它等于裂变位垒加上裂变核在鞍点的能隙,  $E_f' = E_f + \Delta_f$ , 对于偶偶裂变核  $\Delta_f \approx 0.7\text{MeV}$ , 对于偶奇裂变核  $\Delta_f \sim 0$ ,  $E_R'$  是核在鞍点的转动能,  $E_R' = \hbar^2 I^2 / 2\mathcal{I}_\perp + t_R \approx \hbar^2 I^2 / 2\mathcal{I}_\perp \approx \hbar^2 \bar{I}^2 / 2\mathcal{I}_\perp$ , 根据光学模型计算  $\bar{I}^2$ , 取  $\mathcal{I}_\perp \sim 2\mathcal{I}_0$ ,  $\mathcal{I}_0$  是无形变球体的刚体转动惯量,  $\mathcal{I}_0 = \frac{2}{5} m r_0 A^{5/3}$ , 核半径参数  $r_0 = 1.2249\text{fm}$ . 取能级密度参数  $a = A/8 \text{MeV}^{-1}$ . 核在鞍点的有效转动惯量  $\mathcal{I}_{\text{eff}}$  取自文献[9]. 为此, 根据下式计算裂变参数  $x$

$$x = \frac{1}{50.833(1 - 1.7826I_0^2)} \frac{Z^2}{A}, \quad (6)$$

式中  $I_0$  是同位旋因子,  $I_0 = (N - 2)/A$ . 从图2可以看出, 对于低能较轻的重离子 ( $A < 20$ ) 裂变反应, 基于鞍点模型的碎片角分布理论能够很好地再由测量的碎片角分布各向异性  $W(180^\circ)/W(90^\circ)$  提取的  $K_0^2$  值随裂变核激发能  $E^*$  的变化. 对本工作所研究的裂变反应, 在任意给定的可裂变参数  $Z^2/A$  区域里, 图3画出了  $K_0^2$  随裂变核激发能  $E^*$  的变化趋势. 为了比较, 图3还画出了文献[1]的某些分析结果. 有时,  $K_0^2$  是作为裂变核激发能  $E^*$  的平方根的函数画出的. 对于费米气体, 核温度  $t$  正比于  $E_{\text{eff}}^{3/2}$ , 在低角动量下, 假设裂变位垒和有效转动惯量不随角动量变化, 预期  $K_0^2$  随  $E_{\text{eff}}^*$  的变化是一条直

参  
考  
文  
献

随  
型  
结  
符  
值

实  
立  
法  
布.

式

线。但是从图 3 可以认为,  $K_0^2$  可能是裂变参数  $Z^2/A$  和核激发能  $E^*$  的一个平滑函数。在裂变参数  $Z^2/A$  的某一区域, 由于特殊的结构效应和反应机制的影响, 这个函数可能存在某些差异, 它或许能给出关于裂变反应机制的一些信息。但是, 如图 3 所示的  $K_0^2$  随核激发能的变化并未揭示出角动量效应。

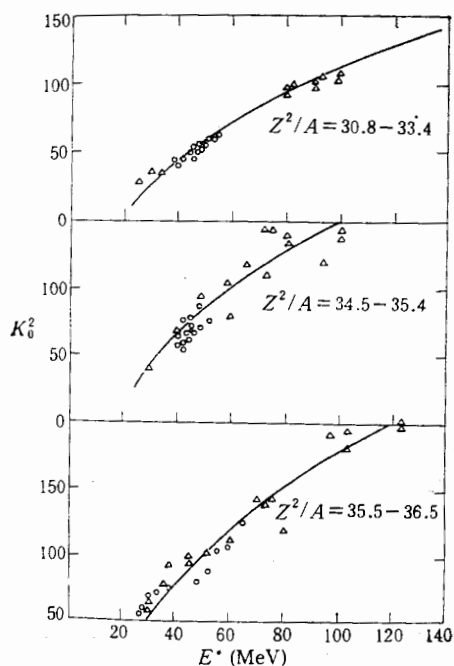


图 3 对于给定的裂变参数  $Z^2/A$ ,  $K_0^2$  随核激发能  $E^*$  的变化  
○—本工作,  $\Delta$ —取自文献[1]

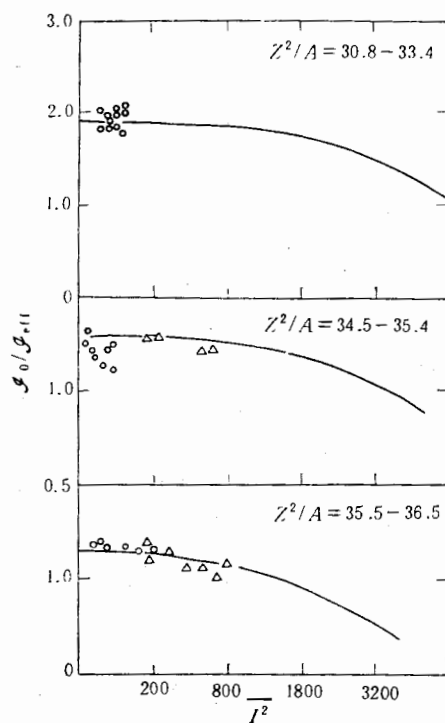


图 4 对于给定的裂变参数  $Z^2/A$ ,  $I_0/I_{\text{eff}}$  值随角动量  $I^2$  的变化  
○—本工作,  $\Delta$ —数据取自文献[1].

图 4 表示对任意给定的可裂变参数  $Z^2/A$  区域, 核在鞍点有效转动惯量  $I_0/I_{\text{eff}}$  随角动量  $I^2$  的变化。图 4 还给出了工作(1)的某些结果。图中的实线是根据转动液滴模型<sup>[10]</sup>计算的。我们的实验结果处在低角动量区域。在  $Z^2/A \sim 33.0-34.0$  区域, 本工作结果比转动液滴模型的预言值偏低, 但从全部实验结果看来, 还是与转动液滴模型预言值符合的。在角动量  $I^2 < 800$  区域,  $I_0/I_{\text{eff}}$  值基本上不随角动量  $I^2$  变化。  $I_0/I_{\text{eff}}$  值是核在鞍点形状一个很好地表示。

(2) 断点模型。近年来, P. Bond<sup>[11]</sup> 和 H. Rossner 等<sup>[12]</sup> 相继提出用断点模型解释实验的碎片角分布。这个模型的基本假设是, 当裂变核从鞍点下降到断点时, 对在鞍点建立起来的  $K$  分布进行了绝热调整, 这样一来, 碎片角分布实际上反映了断点  $K$  值的统计分布。如果裂变核在断点是刚体, 那么,  $K$  分布仍是高斯分布,  $K$  分布的均方宽度是

$$K_0^2 = \frac{\mathcal{I}_{\text{eff}}^2 t}{\hbar^2}, \quad \mathcal{I}_{\text{eff}}^{-1} = \mathcal{I}_{\text{II}}^{-1} - \mathcal{I}_{\text{I}}^{-1}, \quad (7)$$

式中  $t$  是断点核温度, 在用断点模型考察  $K_0^2$  随激发能  $E^*$  变化时, 需要计算核的断点形

状和断点核温度  $T_s$ 。假设核从鞍点到断点是全阻尼运动,测量的裂变释放总动能  $E_K$  仅仅是来自断点碎片间的库仑排斥能。正是这个库仑排斥能限制了核被压缩的程度。此外,还假设两个共轴等体积的椭球分离距离  $d = 2\text{fm}$ , 椭球短轴与长轴之比  $a/c = 0.58$ , 若库仑排斥能准确地等于实验的裂变释放的平均总动能  $E_K$ , 于是有

$$\frac{\left(\frac{Z_c}{2}\right)^2}{2c + d} = E_K, \quad (8)$$

式中  $Z$  是裂变核的电荷数。如果碎片是沿着核对称轴方向发射的,那么,两个碎片垂直和平行于核对称轴的转动惯量和分别是,  $\mathcal{I}_\perp = \frac{1}{5} A(a+c)^2$  和  $\mathcal{I}_\parallel = \frac{2}{5} Aa^2$ 。断点的核温度是<sup>[2]</sup>

$$T_s^2 = \frac{E_{cm} + Q_s - E_K - E_d - E_R'}{a}, \quad (9)$$

式中  $E_{cm}$  是反应系统的质心系能量,  $Q_s$  定义为核分裂成两个对称质量碎片的反应  $Q$  值。 $E_d$  是碎片的形变能,取自文献[2]。根据 V. Viola 等<sup>[13]</sup>给出的裂变释放的平均总动能系统学计算  $E_K$ 。

H. Rossner 等<sup>[12]</sup>给出的建立在断点模型基础上的碎片角分布理论假设,裂变核初始角动量统计地分配为轨道角动量  $l$  和两个初生碎片的道自旋,即是,  $\vec{I} = \vec{l} + \vec{s}$ , 初生碎片是椭球形状,长轴与短轴之比  $c/a = 1.85$ , 断点核温度是

$$T_s^2 = \frac{0.5(E_{cm} + Q_s - E_K - E_d - E_R')}{a}. \quad (10)$$

根据碎片角分布的断点模型,我们也计算了  $K_0^2$  随核激发能  $E^*$  的变化。图 2 给出了计算结果。断裂线是按照方程 (9) 计算的。虚线是根据 H. Rossner 等<sup>[12]</sup>的断点模型计算的。由图 2 可以看出,断点模型还不能定量地再现测量的  $K_0^2$  随核激发能  $E^*$  的变化。B. Back 等<sup>[3]</sup>的工作也表明,即使对于比用  $^{20}\text{Ne}$  重的离子形成的重体系,断点模型也还不能定量地描述  $K_0^2$  随核激发能  $E^*$  的变化。因此,我们认为断点模型的碎片角分布理论应做进一步改进。

马洪范同志参加部分实验工作。

作者对郑纪文同志的有益的讨论表示深切的感谢。

### 参 考 文 献

- [1] L. C. Vaz and M. Alexander, *Phys. Rep.*, **97**(1983), 1.
- [2] B. B. Back, et al., *Phys. Rev.*, **C31**(1985), 2104. *Phys. Rev. Lett.*, **46**(1981), 1068.
- [3] B. B. Back, et al., *Phys. Rev.*, **C32**(1985), 195.
- [4] R. Vanderbosch, Conference on Nuclear Physics with heavy Ions. State University of New York. Stony Brook, April 14—16(1983).
- [5] 中国科学院近代物理研究所, 科学技术报告汇编, 第5集, (1987), p. 120.
- [6] I. Harepern and V. M. Strutinski, Proceedings of Second United Nations International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneva, (1957), p. 408.
- [7] G. A. Wheeler, *Fast Neutron Physics*, New York, (1963), pt. II, p. 2051.

[8  
[9  
[10  
[11  
[12  
[13

un  
an  
ctc  
ori  
ex  
Z<sup>2</sup>

- [8] G. R. Huizenga et al., *Phys. Rev.*, 177(1976), 1826.  
[9] S. Cohen and W. Stwiatake, *Ann. Phys.*, 22(1963), 406.  
[10] S. Cohen, F. Plasil and W. G. Swiatacki, *Ann. Phys.*, 82(1974), 557.  
[11] P. D. Bond, *Phys. Rev. Lett.*, 52(1984), 414.  
[12] H. H. Rossner et al., *Phys. Rev. Lett.*, 53(1984), 38.  
[13] V. E. Viola, et al., *Phys. Rev.*, C31(1985), 1550.

## ANGULAR DISTRIBUTIONS OF FISSION FRAGMENTS IN INTERACTIONS OF $^{12}\text{C}$ IONS WITH VARIOUS TARGETS

LIU GUOXING CHEN KELIANG WANG SUFANG CAI WEI

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

### ABSTRACT

Angular distributions of fission fragments were measured for a series of compound nuclei formed in the bombardment of  $^{169}\text{Tm}$ ,  $^{175}\text{Lu}$ ,  $^{181}\text{Ta}$ , W, Re, Pt,  $^{197}\text{Au}$ , Pb, and  $^{209}\text{Bi}$  by  $^{12}\text{C}$  ions with mica track detectors and gold surface barrier silicon detectors. All the measured angular distributions can be fitted satisfactorily by the theoretical formula based on saddle point model. The variation trend for  $K_0^2$  with the excitation energy increasing was given at various ranges of the fission parameter  $Z^2/A$ .