

裂变位垒的角动量效应测量

陈克良 刘国兴 郑纪文 王素芳 樊治国

(中国科学院近代物理研究所, 兰州)

摘 要

本工作采用金硅面垒型半导体探测器和天然白云母固体核径迹探测器测量了 $^{12}\text{C} + ^{209}\text{Bi}$ 和 $^{14}\text{N} + \text{Pb}$ 反应的裂变截面 σ_f 和蒸发余核截面 σ_{ev} 。由蒸发余核截面提取角动量 l_{ev} ，基于统计模型导出的裂变宽度与蒸发中子宽度比 (Γ_f/Γ_n) 的表达式计算给定角动量 l_{ev} 的裂变位垒 $E_f(l)$ ，从实验上研究裂变位垒的角动量效应。

一、引 言

近十几年来,已经测量了大量的重离子反应的裂变激发函数^[1,2]。这些工作的主要目的在于从实验上定量地确定在重离子反应中形成复合核的裂变位垒。通常,裂变位垒是在统计模型框架内使用两个参数拟合测量的裂变激发函数来确定的。一个参数与裂变位垒有关,另一个参数是裂变与蒸发粒子的费米气体能级密度参数之比 a_f/a_n 。这些参数值是在复合核激发能和角动量在一定范围内确定的。裂变位垒的角动量效应一直是根据理论模型分析给出的,例如转动液滴模型(RLDM)^[4]给出了核的裂变位垒随角动量增加而下降。在用统计模型拟合测量的裂变激发函数时,角动量相关的裂变位垒定义为 $E_f(l) = K_f E_f^{LD}(l)$, $E_f^{LD}(l)$ 是转动液滴模型裂变位垒, K_f 作为可调参数。一些工作^[4]表明, K_f 在0.55—0.85之间变化。最近 M. Mustafa 等^[5]提出转动有限力程模型(RFRM)。这个模型除了对表面能作了修正外,考虑到核物质分布和电荷分布的扩散效应,还对转动能和库仑能作了修正。对于给定的核,转动有限力程模型计算的作为角动量函数的裂变位垒 $E_f(l)$ 比转动液滴模型裂变位垒要低很多。F. Plasil 等^[6]用包括转动有限力程模型计算裂变位垒 $E_f(l)$ 的统计模型程序拟合测量的裂变激发函数,仅包括一个可调参数 a_f/a_n ,他们的工作表明,理论计算的裂变激发函数与实验值很好地符合。

因为重离子反应形成的复合核是连续的角动量分布,从实验数据提取作为角动量函数的裂变位垒 $E_f(l)$ 直接与理论模型计算的裂变位垒 $E_f(l)$ 比较是很困难的。如果我们能够选取有某一特定角动量或者一个很窄的角动量窗内的裂变事件,就有可能从实验上研究裂变位垒对角动量的依赖关系。在重离子全熔合反应的锐截止模型中,当 $l < l_c$,

时, $T_l = 1$; 当 $l \geq l_{cr}$ 时 $T_l = 0$. l_{cr} 是形成全熔合反应的临界角动量. 当入射能量高于库仑位垒时, l_{cr} 大于熔合蒸发的临界角动量 l_{ev} , 在这个角动量 l_{cr} 下, 裂变与蒸发中子宽度的比 $(\Gamma_f/\Gamma_n)_{l_{cr}}$ 等于 1. 对于给定的裂变反应, 由实验测量的裂变截面 σ_f 或者熔合蒸发截面 σ_{ev} , 根据锐截止模型导出角动量 l_{cr} , 然后计算在角动量 $l = l_{cr}$ 时的裂变与蒸发中子宽度比 $(\Gamma_f/\Gamma_n)_{l_{cr}}$, 从而提取给定角动量 l_{cr} 的裂变位垒 $E_f(l)$.

H. Baba 等^[7] 使用两个金硅面垒型半导体探测器对 $^{12}\text{C} + ^{209}\text{Bi}$ 和 $^{14}\text{N} + ^{207}\text{Pb}$ 反应的裂变碎片做符合测量, 得到了两个反应的裂变激发函数, 按照前面所描述的物理图象, 从实验上研究了裂变位垒对角动量的依赖关系.

J. Natowitz 等^[8] 和 L. Kowalski 等^[9] 采用白云母固体核径迹探测器测量了重离子引起的全熔合反应的复合核蒸发余核截面. 云母固体核径迹探测器之所以能用来记录反冲的蒸发余核, 是因为它记录重离子时, 存在着一个固定的电离损耗率阈值, 于是就形成了某一质量阈, 当离子质量低于这个阈值时, 它就不能被记录下来. 白云母探测器不记录 Ne 以下的离子, 完全排除了散射离子的干扰. J. Natowitz 等和 L. Kowalski 等的实验结果表明, 采用白云母探测器测量全熔合反应的蒸发余核截面的方法是可靠的.

本工作采用金硅面垒型半导体探测器和天然白云母固体核径迹探测器测量了 57.6—73.0 MeV $^{12}\text{C} + ^{209}\text{Bi}$, 67.7—96.6 MeV $^{14}\text{N} + \text{Pb}$ 反应的裂变激发函数和 70、73 MeV $^{12}\text{C} + ^{209}\text{Bi}$, 83.6, 92.2, 96.6 MeV $^{14}\text{N} + \text{Pb}$ 反应的蒸发余核截面 σ_{ev} , 由锐截止模型导出角动量 l_{cr} , 然后计算在角动量 $l = l_{cr}$ 时的裂变与蒸发中子宽度比 $(\Gamma_f/\Gamma_n)_{l_{cr}}$, 提取给定角动量 l_{cr} 的裂变位垒 $E_f(l)$, 从实验上研究裂变位垒的角动量效应.

二、实验方法

实验是在中国科学院近代物理研究所 1.5 米重离子回旋加速器上进行的. 加速器引出的 ^{12}C 离子束的能量是 73 MeV, ^{14}N 离子束的能量是 96.6 MeV. 用已知厚度的铝箔降能以改变入射离子束能量. 实验包括测量在某些能量下两个反应的蒸发余核在 0° — 30° 角区内的角分布和 70° — 174° 角区内的裂变碎片角分布及 90° 角的微分截面 $\sigma_f(90^\circ)$. 记录蒸发余核的固体径迹探测器与束流方向成 45° 夹角. 探测器平面与束流轴线交点距离靶子中心是 5 厘米; 记录裂变碎片的固体核径迹探测器距靶中心是 10 厘米; 束流准直器设置两个直径为 3 毫米的光栏. 金硅面垒型半导体探测器测量 25° 方向弹性散射的 ^{12}C 离子, 以使用库仑散射截面归一待测截面. 用真空蒸发方法制备的无底衬靶厚度约为 $200 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. 辐照后, 经过在标准条件下化学处理的固体径迹探测器记录的蒸发余核和裂变碎片都显现出反差很强的线状径迹. 径迹长度取决于离子射程. 根据 H. Blok 等人^[10] 的工作, 在标准条件下化学处理的固体径迹探测器, 径迹密度随时间的变化已达到坪区, 即充分显影了记录的反冲余核. 用放大倍数为 40×12.5 的光学显微镜对蒸发余核径迹进行扫描, 从而得到蒸发余核的角分布. 对本工作所研究的反应, 由于反冲核径迹较短, 扫描需要特别仔细, 尤其对短径迹事件要进行反复地寻找和鉴别, 使扫描阈达到小于 0.5μ . 记录裂变碎片的固体核径迹探测器的化学处理条件是 40% HF, 50°C , 50 分钟. 显影的碎片径迹呈现极为规则的菱形. 使用 40×12.5 倍光学显微镜对碎片径迹进行扫描,

很容易获得实验室系统的裂变碎片角分布。

三、实验结果和讨论

根据测量的裂变碎片角分布和 90° 角微分截面 $\sigma_f(90^\circ)$ 计算裂变总截面 σ_f , 获得了 57.6—73.0 MeV $^{12}\text{C} + ^{209}\text{Bi}$, 67.7—96.6 MeV $^{14}\text{N} + \text{Pb}$ 反应的裂变激发函数。裂变截面 σ_f 的误差为 $\pm(6-10)\%$ 。主要包括碎片径迹计数的统计误差 $\pm(3-8)\%$, 弹性散射 ^{12}C 离子计数统计误差 $\pm 1\%$, 电子学仪器死时间修正误差 $\pm 1\%$ 和探测器对靶所张立体角误差及计算数值积分 $\int_0^\pi (W(\theta)/W(90^\circ)) \sin\theta d\theta$ 的误差为 $\pm(2-3)\%$ 等贡献。对于 $^{12}\text{C} + ^{209}\text{Bi}$ 裂变反应, 尽管我们所测量的能区和 H. Britt 等^[11]测量的能区交叉很小, 但是裂变截面值和激发函数走向都是一致的, 可以把两组数据平滑地联接起来。两个反应的裂变激发函数和计算的反应总截面随能量变化的行为是一致的。对于 $^{12}\text{C} + ^{209}\text{Bi}$ 反应, 裂变截面约为反应总截面的 65%。而对于 $^{14}\text{N} + \text{Pb}$ 反应, 裂变截面约为反应总截面的 55%。

本工作测的两个反应的蒸发余核角分布已在文献[12]中给出。实验结果表明, 测量的蒸发剩余核角分布在所观测的角度范围内, 蒸发余核截面 σ_{ev} 随角度的增加呈指数下降。这表明没有明显的转移反应和弹性散射重核反冲贡献。因为转移反应反冲重核角分布在擦边角附近成峰。对于 73.0 MeV $^{12}\text{C} + ^{209}\text{Bi}$ 反应擦边角 θ_{gr} 为 88.8° , 对于 96.6 MeV $^{14}\text{N} + \text{Pb}$ 反应擦边角 θ_{gr} 为 70.4° 。所以, 本工作研究的两个反应的擦边角都大于实验观测的角度。在对角分布积分计算熔合蒸发截面 σ_{ev} 时, 假设在测量的角度范围内以外的角分布仍遵守负指数规律。这样, 在 0° 角附近可能过高地估计了微分截面。由于有效立体角小, 对蒸发余核截面 σ_{ev} 的影响估计小于 $\pm 5\%$ 。蒸发余核的截面的误差约为 $\pm(5-11)\%$ 。郭俊盛等^[13]用氦气喷咀反冲靶室和叠层箔技术在 60—70 MeV 能量范围内测量了 $^{209}\text{Bi}(^{12}\text{C}, xn)$ 反应的激发函数。对两个工作比较后表明, 两种不同的实验技术得到的结果基本上可以衔接起来。在比较轻的重离子引起的核反应中, 复合核主要通过裂变和蒸发中子退激。对于比较轻的复合系统, 通过蒸发中子退激占优势, 所以, $\sigma_{ev} \gg \sigma_f$ 。随着复合系统变重或弹核带给系统的激发能和角动量增加, 由于在整个中子蒸发链上伴随有裂变的竞争, 复合核通过裂变道退激发愈来愈占优势, 使裂变截面 σ_f 迅速地增加, 熔合蒸发截面 σ_{ev} 很快地减少。所以, 对于重的复合系统, $\sigma_{ev} \ll \sigma_f$ 。

对于 $^{12}\text{C} + ^{209}\text{Bi}$ 和 $^{14}\text{N} + \text{Pb}$ 反应, 测量的全熔合截面 σ_{fu} 等于熔合裂变截面 σ_f 和蒸发余核截面 σ_{ev} 之和, $\sigma_{fu} = \sigma_f + \sigma_{ev}$ 。我们用 R. Bass 模型^[14]计算了两个反应的全熔合截面。按照这个模型包括库仑势、离心势和核二体势的两个碰撞核间的势为:

$$V_l(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} + \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu r^2} - \frac{a_s A_1^{1/3} A_2^{1/3} d}{R_{12}} \exp\left(-\frac{R_{12}-r}{d}\right), \quad (1)$$

其中 Z 和 A 是碰撞核的原子序数和质量数, μ 是折合质量, r 是两个球形核中心距离, R_{12} 是碰撞核半密度半径之和, $R_{12} = R_1 + R_2 = r_0(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$ 。核半径参数 $r_0 = 1.07\text{fm}$, 表面能系数 $a_s = 17.0\text{ MeV}$ 模糊系数 $d = 1.35\text{ fm}$ 。

表 1 给出了数据分析结果。从表 1 可以看出, 实验上直接测量的全熔合截面 σ_{fu} 与

表 1 数据分析结果

| 反应体系 | E_{CM} (MeV) | σ_f (mb) | σ_{fn} (mb) | σ_{er} (mb) | B'_n (MeV) | a_f/a_n | E_f^D | $1/A^{V_3}$ |
|---|-------------------|--------------------|-----------------------|-----------------------|-----------------|-----------|---------|-------------|
| $^{12}C + ^{209}Bi \rightarrow ^{221}Ac$ | 66.0 | 336 ± 21 | 489 ± 27 | 153 ± 17.455 | 7.770 | 1.00 | 7.426 | 2.02 |
| | 69.0 | 555 ± 35 | 733 ± 41 | 178 ± 20.320 | 7.770 | 1.00 | 7.426 | 2.25 |
| $^{14}N + Pb \rightarrow ^{221}Ac$ | 78.3 | 313 ± 21 | 463 ± 26 | 150 ± 15.479 | 7.770 | 1.00 | 7.426 | 3.04 |
| | 86.4 | 540 ± 35 | 721 ± 40 | 181 ± 18.335 | 7.770 | 1.00 | 7.426 | 3.59 |
| | 90.5 | 634 ± 42 | 822 ± 50 | 248 ± 25.39 | 7.770 | 1.00 | 7.426 | 3.95 |
| $^{16}O + ^{209}Bi^{(1)} \rightarrow ^{225}Pa$ | 81.5 | 160 | 286 | 126 | 8.488 | 1.00 | 6.999 | 2.38 |
| | 86.8 | 360 | 554 | 194 | 8.488 | 1.00 | 6.999 | 3.04 |
| $^{12}C + ^{169}Tm^{(6)} \rightarrow ^{181}Re$ | 73.0 | | | 962 ± 70 | 9.406 | 1.00 | 23.706 | 5.94 |
| | 100.5 | 44 | 1208 | 1165 | 9.406 | 1.00 | 23.706 | 8.76 |
| $^{16}O + ^{170}Er^{(3)} \rightarrow ^{186}Os$ | 109.7 | 113 | 1366 | 1253 | 8.102 | 1.00 | 23.216 | 9.51 |
| $^{16}O + ^{182}W^{(3)} \rightarrow ^{198}Pb$ | 131.6 | 1244 | 1940 | 716 | 10.715 | 1.00 | 16.517 | 7.70 |
| $^{16}O + ^{180}Os^{(3)} \rightarrow ^{198}Pb$ | 89.0 | 753 | 1300 | 547 | 8.22 | 1.00 | 21.00 | 5.83 |
| $^{26}Mg + ^{160}Gd^{(3)} \rightarrow ^{186}Os$ | 111.8 | 84 | 745 | 661 | 8.102 | 1.00 | 23.22 | 8.62 |
| $^{12}C + ^{198}Pt^{(1)} \rightarrow ^{210}Po$ | 75.4 | 74.9 | 930 | 855 | 8.22 | 1.00 | 21.0 | 5.44 |
| $^{16}O + ^{197}Au^{(1)} \rightarrow ^{213}Fr$ | 90.2 | 1147 | 1625 | 484 | 9.732 | 1.00 | 13.463 | 5.108 |

Bass 模型计算的全融合截面在实验误差范围内很好地符合。

根据锐截止模型,蒸发余核截面 σ_{er} 可以写成为:

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

l_{cr} 是形成蒸发余核的临界角动量。从测量的蒸发余核截面 σ_{er} , 由方程 (2) 提取角动量 l_{cr} 。然后计算当复合核角动量 $l = l_{cr}$ 时裂变宽度与蒸发中子宽度之比 $(\Gamma_f/\Gamma_n)_{l_{cr}}$, 依据条件 $(\Gamma_f/\Gamma_n)_{l=l_{cr}} = 1$ 导出给定角动量 l_{cr} 的裂变位垒 $E_f(l)$ 。

由统计模型已经导出若干 Γ_f/Γ_n 与各种核参数之间关系的表达式。一些工作表明,⁽¹⁾ 在较低的人射能量, 使用能级密度 $\rho(E) \approx \exp[2(\alpha E)^{1/2}]$ 获得 Γ_f/Γ_n 的计算值能够与实验值很好地符合。如果角动量效应在能量计算时加以考虑, 于是有⁽¹⁵⁾

$$\left(\frac{\Gamma_f}{\Gamma_n}\right)_l = \frac{K_0 [2a_f^{1/2}(E - E_f - E_k^f)^{1/2} - 1]}{4A^{2/3}(a_f/a_n)(E - B'_n - E_n^0)} \cdot \exp\{2a_n^{1/2}[(a_f/a_n)^{1/2}(E - E_f - E_k^f)^{1/2} - (E - B'_n - E_n^0)^{1/2}]\}, \quad (3)$$

$$E_f(l) = E_f + E_k^f(l) - E_n^0(l), \quad (4)$$

式中 A 和 E 分别是复合核的质量数和激发能。常数 $K_0 \approx 9.8 \text{ MeV}$ 。 a_f 和 a_n 裂变及蒸发中子的能级密度参数。 B'_n 是有效中子结合能, 它等于中子结合能加上复合核蒸发中子后剩余核的能隙 $B'_n = B_n + \Delta_n$ 。 E_f 是零角动量裂变位垒。裂变核在鞍点的转动能 $E_k^f = \hbar^2 l(l+1)/2J_s$, J_s 是裂变核在鞍点的转动惯量。蒸发中子后余核的转动能 $E_n^0 = \hbar^2 l(l+1)/2J_0$, J_0 是蒸发余核的转动惯量。对于我们所研究的裂变反应, 激发能都超过了裂变位垒, 因此, 方程 (3) 忽略了量子力学穿透效应。同时也忽略了蒸发中子带走的角动量的影响。在计算 $(\Gamma_f/\Gamma_n)_l$ 时, 中子结合能 B_n 取自文献 [13]。对于奇-奇核, 奇 A 核和偶-偶核, 中子蒸发后余核能隙 Δ_n 取 0, α 和 2α , 其中 $\alpha = 12/A^{1/2} \text{ MeV}$ 。假定中子蒸发后余核的转动惯量近似等于球形刚体转动惯量,

$$J_0 = \frac{2}{5} m r_0^2 A^{3/2},$$

其半径参数 $r_0 = 1.2249\text{fm}$. T. Sikkeland 等^[1]指出,由方程(3)计算的裂变与蒸发中子宽度比 Γ_f/Γ_n 的理论值拟合由裂变激发函数导出的 Γ_f/Γ_n 值较好的一组参数是 $J_f/J_0 = 2.0$, $a_f/a_n = 1.0$ 和 $a_n = A/10\text{MeV}^{-1}$. 而这些参数的选取与裂变核形成反应无关. E_f 作为可调参数.

为了能在比较宽的角动量范围内从实验上考察裂变位垒的角动量效应,按照上述方法,我们还分析了已经发表的 $^{12}\text{C} + ^{198}\text{Pt}$, $^{12}\text{C} + ^{197}\text{Au}$, $^{16}\text{O} + ^{182}\text{W}$, $^{16}\text{O} + ^{170}\text{Er}$, $^{16}\text{O} + ^{192}\text{O}_8$, $^{16}\text{O} + ^{209}\text{Bi}$ 和 $^{26}\text{Mg} + ^{160}\text{Gd}$ 裂变激发函数实验数据.^[1,3,6] 蒸发余核截面 σ_{ev} 是从全融合截面 σ_{fu} 减去裂变截面得到的. 全融合截面 σ_{fu} 是根据 R. Bass 模型计算的. 对于 $^{12}\text{C} + ^{169}\text{Tm}$ 反应,蒸发余核截面 σ_{ev} 是直接测量的结果^[6].

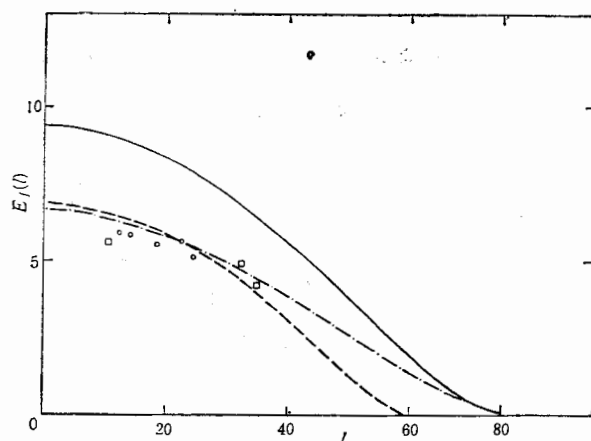


图1 裂变核 ^{221}Ac 的裂变位垒随角动量的变化

○ 本工作 □ H. Baba et al.^[7] — RFRM^[4] --- $E_f(l) = 0.70 \times E_f^{\text{RFRM}}(l)$ ---- $E_f(l) = E_f^{\text{RFRM}}(l) - 2.50\text{MeV}$

图1给出了 $^{12}\text{C} + ^{209}\text{Bi}$ 和 $^{14}\text{N} + \text{Pb}$ 反应形成的裂变核 ^{221}Ac 的裂变位垒随角动量的变化,为了比较,图1还给出了 H. Baba 等^[7]的实验结果. 图中的实线是 M. Mustafa 等^[4]根据 RFRM 模型计算的. 在用统计蒸发模型拟合测量的裂变激发函数时,角动量相关裂变位垒定义为 $E_f(l) = K_f \cdot E_f^{\text{RFRM}}(l)$ 或者 $E_f(l) = E_f^{\text{RFRM}}(l) - \Delta E_f$. 在我们的情形里, $K_f = 0.70$ 和 $\Delta E_f = 2.5\text{MeV}$ 大体上与实验提取的裂变位垒随角动量变化相符合.

图2给出了裂变位垒随角动量的变化,这个变化是作为 $l/A^{1/3}$ 函数给出的. 根据方程(2)(3)导出的角动量相关裂变位垒 $E_f(l)$ 是用零角动量非转动液滴模型 $E_f(0)$ 归一的. 根据 S. Cohen 和 W. Swiatecki 非转动液滴模型^[16],

$$\begin{cases} E_f^{LD} = 0.38(0.75 - x)E_f^0, & 1/3 \leq x \leq 2/3 \\ E_f^{LD} = 0.83(1 - x)^3 E_f^0, & x > 2/3 \end{cases} \quad (5)$$

式中 x 是可裂变参数. 它由下式定义,

$$x = \frac{1}{50.883(1 - 1.7826I^2)} \frac{Z^2}{A} \quad (6)$$

其中 $I = (N - Z)/A$ 是同位旋因子. E_f^0 是球形液滴表面能, $E_f^0 = 17.8A^{2/3}$. 为了比

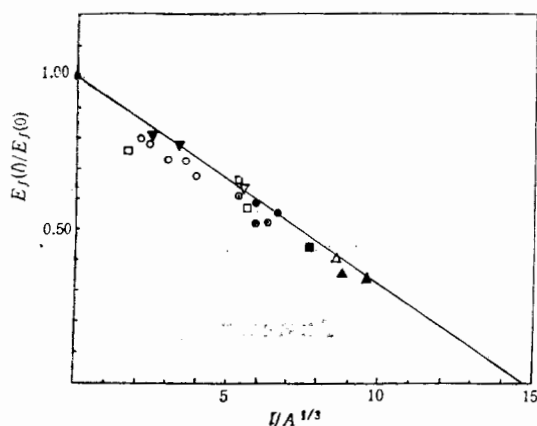


图 2 裂变位垒随角动量的变化

本工作 ○— $^{14}\text{N} + \text{Pb}$ $^{12}\text{C} + ^{209}\text{Bi}$ ▲— $^{16}\text{O} + ^{170}\text{Er}$ △— $^{26}\text{Mg} + ^{160}\text{Gd}$
 ●— $^{16}\text{O} + ^{192}\text{Os}$ ■— $^{18}\text{O} + ^{198}\text{Pb}$ ▽— $^{16}\text{O} + ^{197}\text{Au}$ ▼— $^{16}\text{O} +$
 ^{209}Bi ⊙— $^{12}\text{C} + ^{198}\text{Pt}$ ⊕— $^{12}\text{C} + ^{169}\text{Tm}$ □—H. Baba et al.^[7]

较,图 2 还画出了 H. Baba 等^[7]的类似工作的结果。从图 2 可以看出,大多数实验点都在一条通过 $E_f(0)/E_f^D(0) = 1$ 的点的直线附近。我们的结果和 H. Baba 等的结果是符合的。

综合所有实验结果,我们认为,按照前面描述的那样一个简单的物理图象,由测量的裂变截面 σ_f 或者蒸发余核截面 σ_{cr} 提取出作为角动量函数的裂变位垒 $E_f(l)$ 。从实验上确认了转动液滴模型预言,裂变位垒是角动量的函数并且它随着角动量增加而降低。

参 考 文 献

- [1] T. Sikkeland et. al., *Phys. Rev.*, **C3**(1971), 329.
Phys. Rev., **135**(1964), 669.
- [2] D. Hinde, et. al., *Nucl. Phys.*, **A385**(1982), 109.
- [3] J. Van der Plicht, et. al., *Phys. Rev.*, **C28**(1983), 2022.
- [4] S. Cohen, et. al., *Ann. Phys.*, **82**(1974), 557.
- [5] M. G. Mustafa, P. A. Baisden, *Phys. Rev.*, **C25**(1982), 2524.
- [6] F. Plasil, et. al., *Phys. Rev.*, **C29**(1984), 1145.
- [7] H. Baba, et. al., RCNP Annual Report (1985), p. 96.
- [8] G. B. Natowitz, et. al., *Phys. Rev.*, **C1**(1970), 623.
Phys. Rev., **C6**(1972), 2133.
- [9] L. Kowalski, et. al., *Phys. Rev.*, **169**(1968), 894.
- [10] H. Blok, et. al., *N. I. M.*, **100**(1972), 403.
- [11] H. C. Britt, A. R. Quinton, in *Proceedings of the second Conference on Reaction between Complex Nuclei*, 1960.
- [12] 中国科学院近代物理研究所,科学技术报告汇编,第三集(1979),50.
- [13] 郭俊盛等,高能物理与核物理, **2**(1978),143.
- [14] R. Bass, *Nuclear Reaction with Heavy Ions* Springer. Verlag, Berlin, New York, (1980), p. 326.
- [15] R. Vandenbosh, J. R. Huizenga, *Nuclear Fission*, Academic Press, New York, (1973), p. 251.
- [16] S. Cohen, W. J. Swiatecki, *Ann. Phys.*, **22**(1963), 406.

MEASUREMENTS OF ANGULAR MOMENTUM EFFECT OF FISSION BARRIER

CHEN KELIANG LIU GUOXING ZHENG JIWEN WANG SUFANG FAN ZHIGUO

(Institute of Modern Physics, Academia Sinica, Lanzhou)

ABSTRACT

The fission cross sections and the evaporation residue cross sections for $^{12}\text{C}+^{209}\text{Bi}$ and $^{14}\text{N}+\text{Pb}$ reactions were measured with the gold surface barrier silicon detectors and the mica nuclear track detectors. The critical angular momentum l_c was deduced from the measured evaporation residue cross section σ_{er} on the basis of the sharp-off model. The fission barrier with the particular angular momentum l_i derived from the condition $\Gamma_f/\Gamma_n=1$ at $l=l_c$. The angular momentum effect of the fission barrier was studied experimentally.