

中等质量核的裂变有效转动惯量

刘国兴

(中国科学院近代物理研究所, 兰州)

摘要

本工作采用固体径迹探测器和半导体探测器测量了 120 MeV $^{14}\text{N} + ^{118}\text{Sn}$ 和 138 MeV $^{20}\text{Ne} + ^{118}\text{Sn}$ 裂变碎片角分布。使用建立在统计模型基础上的碎片角分布理论公式拟合实验上测量的碎片角分布。由碎片角分布各向异性计算中等质量裂变核在鞍点的有效转动惯量 \mathcal{I}_{eff} , 并且讨论了在参数 $Z^2/A < 30$ 的区域内核的鞍点形变。

一、前言

由测量的裂变碎片角分布各向异性计算裂变核鞍点有效转动惯量 \mathcal{I}_{eff} 成为实验上研究鞍点核形变的重要内容。在这个研究领域, 以前所完成的工作是用 α 粒子和较轻的重离子轰击各种靶核进行的^[1-4]。裂变核鞍点有效转动惯量 \mathcal{I}_{eff} 和无形变球体转动惯量 \mathcal{I}_0 的比值 $\mathcal{I}_0/\mathcal{I}_{\text{eff}}$ 作为参数 Z^2/A 的函数, 其变化趋势表明, $(Z^2/A)_{\text{crit}} = 45$, 与 $\Gamma = -0.1$ 的模糊边界液滴模型^[5]给出的计算结果 $(Z^2/A)_{\text{crit}} = 45 \pm 1$ 相符合。实验结果还表明: 函数 $\mathcal{I}_0/\mathcal{I}_{\text{eff}}(Z^2/A)$ 在 $Z^2/A \sim 33-34$ 附近有极大值; 在 $Z^2/A > 32$ 区域, 随 Z^2/A 的增加, $\mathcal{I}_0/\mathcal{I}_{\text{eff}}$ 是迅速下降的; 在 $Z^2/A < 32$ 区域, $\mathcal{I}_0/\mathcal{I}_{\text{eff}}$ 的理论值随 Z^2/A 减少而缓慢地减少, 但是在这个区域缺少实验数据。

最近, L. C. Vaz 等^[6]详细地评述了带电粒子引起裂变反应碎片角分布的实验研究, 他们指出, 裂变核角动量在核对称轴上投影的均方宽度 K^2 仅仅是裂变核激发能和参数 Z^2/A 的函数, 与裂变核形成的反应无关。B. B. Back 等^[7]使用更重的离子引起裂变反应的角分布研究表明, 按照统计模型导出的裂变核鞍点有效转动惯量与旋转液滴模型的预言值明显不符。像 $^{32}\text{S} + ^{232}\text{Th}$, ^{238}U 和 ^{248}Cm 等这样的重体系, 模型预言裂变核鞍点形状呈球形, 碎片角分布应是各向同性的。但是实验的碎片角分布却有很大的各向异性, 这是难以用复合核裂变过渡态理论解释的。可以认为这种“反常”的角分布与快裂变过程有关。于是又激起人们对重体系裂变碎片角分布研究的兴趣。

迄今, 带电粒子引起中等质量核的裂变碎片角分布的实验数据是很少的。液滴模型计算表明, 在 Ag 附近核的裂变位垒最高 (~ 50 MeV), 所以在有很强的轻粒子发射的底下准确地测量带电粒子引起中等质量核的裂变碎片角分布是很困难的。天然白云母

本文 1985 年 4 月 8 日收到。

类固体核径迹
以采用天然白
本工作采
和 138 MeV
分布理论公式
量 \mathcal{I}_{eff} 。同
 $^{14}\text{B} + ^{159}\text{Tb}$ 系
较宽的范围内
MeV $^{14}\text{B} + ^{15}$
验数据^[9], 在
随角动量 $\langle L^2$

实验是在
透镜聚焦后
MeV。散射室
向成 20° 角
 $350 \mu\text{g}/\text{cm}^2$,
放在与束流
在标准条件
两个裂变反应

120 MeV
布是向前倾
 E_{1A1}/E_{KA1C} 。
是裂变释放出

图 1 给出了
角分布, 实验
为了拟合
表达式^[10]

式
式中 θ 是裂

量

$^{14}\text{N} + ^{118}\text{Sn}$
出的碎片
异性计算中
 $A < 30$ 的

\mathcal{I}_{eff} 成为实验
粒子和较轻
变球体转动
 $A)_{\text{crit}} = 45$,
目符合。实验
 $Z^2/A > 32$
 \mathcal{I}_{eff} 的理论

布的实验研究
激发能和参数
引起裂变反
转液滴模型
裂变核鞍点
的各异性,
快裂变过程
的。液滴模
粒子发射的
天然白云母

类固体核径迹探测器对 Ne 以下的轻带电粒子不灵敏,记录裂变碎片的效率是 100%,所以采用天然白云母这类核径迹探测器有可能准确地测量中等质量核的裂变碎片角分布。

本工作采用固体核径迹探测器和金硅面垒半导体探测器测量了 120 MeV $^{14}\text{N} + ^{118}\text{Sn}$ 和 138 MeV $^{20}\text{Ne} + ^{118}\text{Sn}$ 裂变反应的碎片角分布,使用建立在统计模型基础上的碎片角分布理论公式拟合实验的碎片角分布,由角分布各向异性计算裂变核鞍点的有效转动惯量 \mathcal{I}_{eff} 。同时,我们采用同样的方法分析了 137 MeV $^{16}\text{O} + \text{Ag, Sn, Sm, Yb}$; 115 MeV $^{11}\text{B} + ^{159}\text{Tb}$ 和 168 MeV $^{20}\text{Ne} + \text{Ag}$ 等裂变碎片角分布实验数据^[8,9],目的在于在 $Z^2/A < 32$ 较宽的范围内研究 $\mathcal{I}_0/\mathcal{I}_{\text{eff}}$ 随参数 Z^2/A 的变化。我们根据 126 MeV $^{12}\text{C} + ^{158}\text{Gd}$, 115 MeV $^{11}\text{B} + ^{159}\text{Tb}$, 135 MeV $^{16}\text{O} + ^{154}\text{Sm}$ 和 144 MeV $^{20}\text{Ne} + ^{150}\text{Nd}$ 等裂变碎片角分布的实验数据^[9],在初始裂变核激发能相同的情况下计算了裂变核鞍点有效转动惯量 $\mathcal{I}_0/\mathcal{I}_{\text{eff}}$ 随角动量 $\langle I^2 \rangle$ 的变化,并且与旋转液滴模型的理论预言值作了比较。

二、实验方法

实验是在日本理化学研究所 1.6 米重离子回旋加速器上进行的。重离子束经过四极透镜聚焦后进入直径为 1 米的散射室。 ^{14}N 离子能量为 120 MeV, ^{20}Ne 离子能量为 138 MeV。散射室末端的法拉第筒与束流积分器相连接,测量离子束的强度。放在与束流方向成 20° 角的金硅面垒型半导体探测器测量弹性散射离子。无衬底的 ^{118}Sn 靶厚度约为 $350 \mu\text{g}/\text{cm}^2$,靶子置于靶室中心,与束流方向成 45° 角。固体核径迹探测器(天然白云母)放在与束流方向夹角为 $20^\circ - 175^\circ$ 的范围内,距离靶中心 7.3 厘米。云母探测器辐照后在标准条件下进行化学蚀刻,使用 40×12.0 倍光学显微镜对碎片径迹扫描,从而得到了两个裂变反应在实验室系统中的碎片角分布。

三、结果与讨论

120 MeV $^{14}\text{N} + ^{118}\text{Sn}$ 和 138 MeV $^{20}\text{Ne} + ^{118}\text{Sn}$ 裂变反应在实验室系统中的碎片角分布是向前倾的。为了获得质心系统碎片角分布,对于轻反应体系,取坐标转换系数 $x_0 = E_I A_I / E_K A_c$ 。其中 E_I 和 A_I 分别是入射离子的动能和质量数, A_c 是裂变核的质量数, E_K 是裂变释放出来的最可几总动能, E_K 可按照如下的半经验公式计算^[10],

$$E_K = 0.1092 \frac{Z^2}{A^{1/3}} + 17.5 \text{ (MeV)}. \quad (1)$$

图 1 给出了 120 MeV $^{14}\text{N} + ^{118}\text{Sn}$ 和 138 MeV $^{20}\text{Ne} + ^{118}\text{Sn}$ 裂变反应在质心系统中的碎片角分布,实验点误差仅标出统计误差。

为了拟合实验中测量的碎片角分布,使用建立在统计模型基础上的碎片角分布理论表达式^[11]

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

式中 θ 是裂变碎片出射方向与入射离子束方向所成的角度; B_0 是零级虚贝塞尔函数,

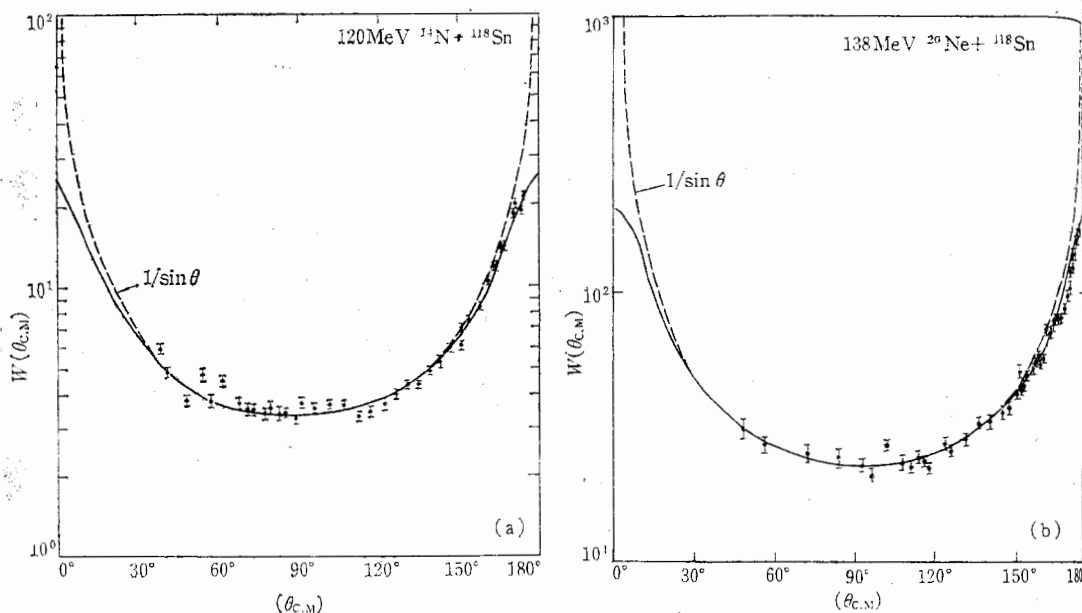


图1 120 MeV¹⁴N + ¹¹⁸Sn 和 138 MeV²⁰Ne + ¹¹⁸Sn 裂变反应在质心系统中的碎片角分布

$erf[l/(2K_0^2)^{1/2}]$ 是用 $erf(x) = \frac{2}{\pi^{1/2}} \int_0^x \exp(-t^2) dt$ 定义的误差函数; T_l 是入射道透射系数, 由光学模型计算给出; K_0^2 是裂变核角动量在核对称轴方向上投影的均方宽度. 变化 K_0^2 值, 我们可以获得碎片角分布理论曲线与实验的碎片角分布最好的符合, 从而推出 K_0^2 值并且按照下式计算裂变核鞍点的有效转动惯量 \mathcal{I}_{eff}

$$K_0^2 = \frac{t \mathcal{I}_{eff}}{\hbar^2} \quad (3)$$

式中 $\mathcal{I}_{eff} = \mathcal{I}_\perp \mathcal{I}_\parallel / (\mathcal{I}_\perp - \mathcal{I}_\parallel)$, \mathcal{I}_\perp 和 \mathcal{I}_\parallel 分别是垂直于核对称轴和平行于核对称轴方向的核的转动惯量. t 是核透射系数, 它根据状态方程: $a t^2 - t = E_{eff}^*$ 计算, 其中 $E_{eff}^* = E^* - E'_l - E'_k$, E_{eff}^* 是裂变核在鞍点的有效激发能; E^* 是初始裂变核激发能; E'_l 是有效裂变位垒高度, 它等于基态裂变位垒高度与对能之和 ($E'_l = E_l + \delta$). 按照经典公式计算裂变核在鞍点的转动能 E'_R , 为此用光学模型计算 $\langle P \rangle$. 能级密度参数 $a = A/8 \text{ MeV}^{-1}$, E_l 和 δ 取自文献 [12] 和 [13]. 图 1 中的实线表示计算的碎片角分布理论曲线与实验的碎片角分布拟合最好的结果. 由图 1 可以看出, 重离子引起中等质量核裂变在质心系统中的碎片角分布仍然是关于 90° 对称的, 在本实验的入射能量下角分布明显地偏离 $1/\sin\theta$ (如图 1 所示).

表 1 给出了数据结果. 碎片角分布各向异性误差约为 $\pm 5-8\%$, 主要包括以下各项贡献: 统计误差为 $\pm 3-6\%$; 探测角的测量偏差为 $\pm 3\%$; 座标系统转换引进的误差为 $\pm 4\%$. 对有效转动惯量 \mathcal{I}_{eff} 标出的误差是碎片角分布各向异性误差的贡献, 计算 \mathcal{I}_{eff} 时各种参数的选取所带来的误差我们未加考虑. 表中也给出了 137 MeV ¹⁶O + Ag, Sn, Sm, Yb; 115 MeV ¹¹B + ¹⁵⁹Tb 和 168 MeV ²⁰Ne + Ag 等反应碎片角分布实验数据的处理结果.

反应
¹⁶ O + Ag ⁽⁸⁾
¹⁴ N + ¹¹⁸ Sn
¹⁶ O + Sn ⁽⁸⁾
²⁰ Ne + Ag ⁽⁸⁾
²⁰ Ne + ¹¹⁸ Sn
¹¹ B + ¹⁵⁹ Tb ⁽⁵⁾
¹⁶ O + Sm ⁽⁸⁾
¹⁶ O + Yb ⁽⁸⁾

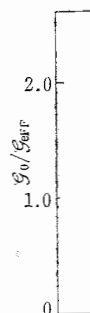


图2 裂

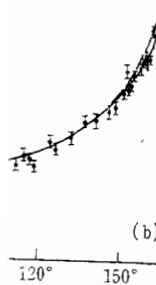
△ R. F. R
Karimyan 等

图2表
 $\mathcal{I}_0/\mathcal{I}_{eff}$, 其
时取半径参
型计算的曲
结果是用 α
的实验点处
在实验误差
2 还给出了
测器测量了
裂变反应激
模型, 并且考
图2可以看

表 1 裂变碎片角分布实验数据处理结果

反应	裂变核	Z^2/A	$W(0^\circ)/W(90^\circ)$	K_0^2	$\mathcal{I}_0/\mathcal{I}_{eff}$
$^{16}\text{O} + \text{Ag}^{(8)}$	^{124}Cs	24.40	7.48 ± 0.41	52.3	1.62 ± 0.08
$^{14}\text{N} + ^{118}\text{Sn}$	^{132}La	24.43	7.05 ± 0.38	55.6	1.59 ± 0.08
$^{16}\text{O} + \text{Sn}^{(8)}$	^{135}Ce	24.92	7.66 ± 0.46	57.3	1.60 ± 0.07
$^{20}\text{Ne} + \text{Ag}^{(8)}$	^{128}La	25.38	8.30 ± 0.50	56.4	1.60 ± 0.09
$^{20}\text{Ne} + ^{118}\text{Sn}$	^{138}Nd	26.09	8.10 ± 0.49	58.0	1.66 ± 0.10
$^{11}\text{B} + ^{139}\text{Tb}^{(9)}$	^{170}Yb	28.82	5.66 ± 0.32	77.7	1.75 ± 0.10
$^{16}\text{O} + \text{Sm}^{(8)}$	^{166}Yb	29.52	6.50 ± 0.36	76.4	1.72 ± 0.09
$^{16}\text{O} + \text{Yb}^{(8)}$	^{189}Pt	32.19	5.90 ± 0.25	97.0	1.73 ± 0.08

eV $^{20}\text{Ne} + ^{118}\text{Sn}$



碎片角分布

是入射道透射

均方宽度。

合，从而推出

(3)

和平行于核

* 计算，其中

变核激发能

+ δ)。按照

密度参数 a

片角分布理论

中等质量核裂

量下角分布

包括以下各项

引进的误差为

缺，计算 $\mathcal{I}_0/\mathcal{I}_{eff}$

$^{16}\text{O} + \text{Ag}$, Sn

实验数据的处

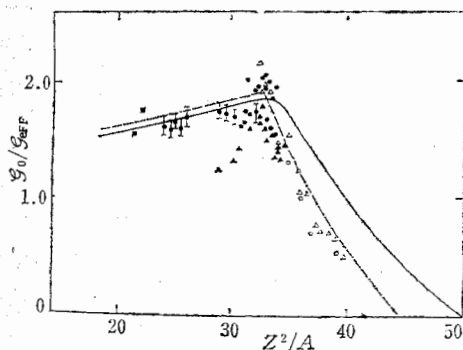


图 2 裂变核鞍点有效转动惯量与参数 Z^2/A 的关系。□ 本工作。

△ R. F. Reising 等和 R. Chaudhry 等^[1] ○ S. A. Karamyan 等^[3] ● K. G. Kovatov 等^[2] ■ H. Blok 等^[4] ▲ S. D. Beizin 等^[14]

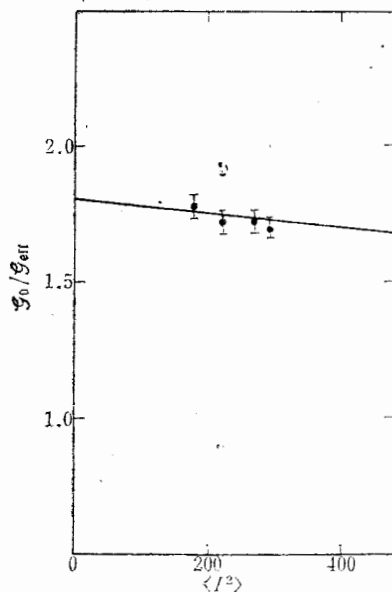


图 3 裂变核鞍点有效转动惯量 $\mathcal{I}_0/\mathcal{I}_{eff}$ 作为角动量 $\langle I^2 \rangle$ 的函数。

图 2 表示裂变核鞍点有效转动惯量 $\mathcal{I}_0/\mathcal{I}_{eff}$ 与参数 Z^2/A 的关系。纵座标是比值 $\mathcal{I}_0/\mathcal{I}_{eff}$ ，其中 \mathcal{I}_0 是归一化因子，它等于一个等体积球形核的刚体转动惯量。计算 \mathcal{I}_0 时取半径参数等于 1.2249 fm。图 2 还给出了以前的某些实验结果和按照非旋转液滴模型计算的曲线^[5,15]。以前的结果除了 S. Karamyan 等^[3]用各种重离子轰击的结果外，其余结果是用 α 粒子轰击各种靶核得到的。实验点都分布在 $Z^2/A = 30-40$ 区域。本工作的实验点处在 $Z^2/A = 24-32$ 区域。在 $Z^2/A > 32$ 区域，我们仅有一个实验点 ^{189}Pt ，在实验误差范围内和 R. F. Reising 等^[1]以及 K. G. Kovatov 等^[2]的结果是符合的。图 2 还给出了 S. D. Beizin 等^[14]的实验结果。最近，S. D. Beizin 等采用玻璃固体核径迹探测器测量了能量从相互作用位垒直到 110.5 MeV 的 ^{12}C 离子轰击 ^{170}Yb 、 ^{210}Po 等 15 个靶核的裂变反应激发函数和裂变碎片角分布。图 2 给出的结果是作者根据复合核退激发的统计模型，并且考虑了壳效应对能级密度参数和作为角动量函数的裂变位垒的影响得出的。从图 2 可以看出，在 $Z^2/A > 32$ 区域，S. D. Beizin 等的结果在误差范围内与以前的工作

是符合的;在 $Z^2/A = 30-32$ 区域, $\mathcal{I}_0/\mathcal{I}_{\text{eff}}$ 值随参数 Z^2/A 减小而迅速地减少,但是无论在参数 Z^2/A 的哪个区域, S. D. Seizin 等的结果比以前工作的结果要偏低很多. 在 $Z^2/A < 30$ 区域,本工作的实验结果表明,裂变核鞍点有效转动惯量 $\mathcal{I}_0/\mathcal{I}_{\text{eff}}$ 作为参数 Z^2/A 的函数,其变化总趋势是随 Z^2/A 减少而缓慢地减少. 这是与非旋转液滴模型理论预言一致的. 按照模型预言,在参数 $Z^2/A < 30$ 区域,当参数很小时 ($Z^2/A < 15$),核的鞍点形状接近于两个球相切的形状;随着参数 Z^2/A 增加,当参数 $Z^2/A = 20-30$ 时,核在鞍点的形变逐渐拉长,发展出确定的颈部,核在鞍点的形状呈哑铃形.

表 2 按照旋转液滴模型处理碎片角分布实验数据的结果

反应	x	$\langle Y \rangle$	$W(0^\circ)/W(90^\circ)$	K_0^2	t	$\mathcal{I}_0/\mathcal{I}_{\text{eff}}$
$^{11}\text{B} + ^{159}\text{Tb}^{[9]}$	0.599	0.0239	5.66 ± 0.40	72.3	1.83	1.75 ± 0.12
$^{12}\text{C} + ^{158}\text{Gd}^{[9]}$	0.599	0.0272	6.10 ± 0.43	75.4	1.73	1.71 ± 0.13
$^{16}\text{O} + ^{154}\text{Sm}^{[9]}$	0.599	0.0343	6.78 ± 0.47	77.6	1.65	1.72 ± 0.12
$^{20}\text{Ne} + ^{150}\text{Nd}^{[9]}$	0.599	0.0370	3.02 ± 0.49	80.0	1.70	1.69 ± 0.10

表 2 和图 3 给出了用旋转液滴模型^[15]分析 $^{115}\text{MeV } ^{11}\text{B} + ^{159}\text{Tb}$, $^{126}\text{MeV } ^{12}\text{C} + ^{158}\text{Gd}$, $^{137}\text{MeV } ^{16}\text{O} + ^{154}\text{Sm}$ 和 $^{144}\text{MeV } ^{20}\text{Ne} + ^{150}\text{Nd}$ 反应碎片角分布实验数据的结果. 这四个不同入射道形成了相同的复合核,并且有相同的初始激发能 (107 MeV). 而裂变核的角动量是不同的,这样,我们可以考察裂变核鞍点有效转动惯量 $\mathcal{I}_0/\mathcal{I}_{\text{eff}}$ 对裂变核角动量的依赖. 在一般情况下,增加裂变核的激发能必然伴随增加裂变核的角动量. 因此,裂变核的激发能和角动量对核的鞍点形变的影响难以区分. 图 3 是以裂变核鞍点有效转动惯量 $\mathcal{I}_0/\mathcal{I}_{\text{eff}}$ 作为裂变核角动量 $\langle I^2 \rangle$ 的函数形式给出的. 裂变核角动量平方的平均值 $\langle I^2 \rangle$ 用下式计算

$$\langle I^2 \rangle = \frac{\sum_{I=0}^{\infty} I^2(2I+1)T_I}{\sum_{I=0}^{\infty} (2I+1)T_I} \quad (4)$$

图中的实线是根据旋转液滴模型计算的理论曲线. 裂变参数和转动参数由下式给出^[14]

$$x = \frac{1}{50.883[1 - 1.7826(N-Z)^2/A^2]} \cdot \frac{Z^2}{A}, \quad (5)$$

$$\langle y \rangle = \frac{1.9249}{1 - 1.7826(N-2)^2/A^2} \cdot \frac{\langle I^2 \rangle}{A^{7/3}}. \quad (6)$$

从图 3 可以看出,实验结果与旋转液滴模型的理论预言是符合的. $Z^2/A \sim 29$, 裂变参数 $x \sim 0.6$, 裂变核在鞍点的有效转动惯量 $\mathcal{I}_0/\mathcal{I}_{\text{eff}}$ 随角动量 $\langle I^2 \rangle$ 增加而减少的变化是很缓慢的. 按照旋转液滴模型,当 $x = 0.6, y = 0$ 时,裂变核基态呈球形,它的鞍点形状在长轴方向有最大的伸长,呈现纺锤形状. 当 $x = 0.6, y = 0.08$ 时,由于核旋转,裂变核基态已有较大的形变,呈现椭球形,而鞍点形状在长轴方向的拉长减小了,随着角动量的增加,裂变核的鞍点形状缓慢地向类柱形状过渡.

作者对于 T. Nomura, M. Ishihara, K. kudo, I. Kohno, S. Kohmoto 和 K. Sueki 博士在本实验中给予的巨大帮助和有益的讨论表示深切的感谢.

- [1] R. F. R. Cha
- [2] K. G.
- [3] S. A. I
- [4] H. Blo
- [5] V. M.
- [6] L. C.
- [7] B. B.
- [8] V. D.
- [9] A. M.
- [10] A. I. C
- [11] J. R. F
- [12] W. D.
- [13] A. Gill
- [14] S. D. E
- [15] S. Coh

EFF]

The an
 ^{118}Sn and 1:
tors. The n
distributions
nuclei at sa
dle point o:

速地减少,但是
要偏低很多,在
 \mathcal{I}_{eff} 作为参
液滴模型理论
 $^2/A < 15$), 核
= 20—30 时

$\mathcal{I}_0/\mathcal{I}_{\text{eff}}$
1.75 ± 0.12
1.71 ± 0.13
1.72 ± 0.12
1.69 ± 0.10

$\sqrt{^{12}\text{C} + ^{153}\text{Gd}}$
果. 这四个不
裂变核的角动
变核角动量的
因此, 裂变核
有效转动惯量
的平均值 $\langle I \rangle$

下式给出^[14]

29, 裂变参
少的变化是
它的鞍点形
F核旋转, 裂
了, 随着角

K. Sueki

参 考 文 献

- [1] R. F. Reising et al., *Phys. Rev.*, 141(1966), 1161;
R. Chaudhry et al., *Phys. Rev.*, 126(1962), 220.
[2] K. G. Kuvatov et al., *Yad. Fiz.*, 14(1971), 79.
[3] S. A. Karamyan et al., *Yad. Fiz.*, 6(1967), 494.
[4] H. Blok and B. D. Pate, *Z. Phys.*, A281(1977), 255.
[5] V. M. Strutinski, *Yad. Fiz.*, 1(1965), 821.
[6] L. C. Vaz and J. M. Alexander, *Phys. Rep.*, 97(1983), 1.
[7] B. B. Back et al., *Phys. Rev. Lett.*, 46(1981), 1068; 50(1983), 818.
[8] V. D. Dmitriev et al., *Yad. Fiz.*, 26(1977), 956.
[9] A. M. Zebelmen et al., *Phys. Rev.*, C10(1974), 200.
[10] A. I. Obukhev and N. A. Perfilov, *Sov. Phys-Usp.*, 10(1968), 559.
[11] J. R. Huizenga et al., *Phys. Rev.*, 177(1969), 1826.
[12] W. D. Myers and W. J. Swiatecki, Lawrence Radiation Laboratory Report UCRL-11980, (1965).
[13] A. Gilber et al., *Canad. J. Phys.*, 43(1965), 1446.
[14] S. D. Beizin et al., *Yad. Fiz.*, 37(1983), 809.
[15] S. Cohen and W. J. Swiatecki, *Ann. Phys.*, 22(1963), 406; 82(1974), 557.

EFFECTIVE MOMENT OF INERTIA OF MEDIUM MASS
NUCLEI AT THE SADDLE POINT

LIU GUO-XING

(Institute of Modern Physics, Academia Sinica, Lanzhou)

ABSTRACT

The angular distributions of fission fragments are measured for systems of 120 MeV $^{14}\text{N} +$
(4) ^{118}Sn and 138 MeV $^{20}\text{Ne} + ^{118}\text{Sn}$ with mica track detectors and gold-surfacebarrier silicon detec-
tors. The measured angular distributions can be fitted by the standard theory of fission angular
distributions on the basis of statistical model. The effective moments of inertia of fissioning
nuclei at saddle point are derived from angular distribution anisotropies. The shapes of sad-
(5) dle point of fissioning nuclei in the region of $Z^2/A < 30$ are discussed.

(6)