

核裂变碎片角分布与鞍点核形状

刘国兴 王志国 尹淑芝 郝斌干 袁双贵 夏星硕

(中国科学院近代物理研究所)

摘 要

用天然白云母作为裂变碎片探测器,测量了78兆电子伏¹²C离子轰击¹⁶⁹Tm、¹⁷⁵Lu、¹⁸¹Ta、¹⁹⁷Au、²⁰⁹Bi、²³²Th、²³⁸U等7种同位素以及能量为96.6 92.2 88.1 79.0 75.6兆电子伏的¹⁴N离子轰击天然Pb的裂变反应碎片角分布。用哈尔彭(Halpern)和斯图金斯基(Strutinski)裂变碎片角分布理论符合,从碎片角分布各向异性计算可裂变核在鞍点的有效转动惯量。实验上推出来的鞍点核形状同液滴模型的理论预示作了比较。

一、前 言

原子核的液滴模型在裂变现象的预示上取得了一定的成功。现在,对于液滴模型静力学完成了大量的势能面计算,从而确定了鞍点核形状。由于原子核的组成不同,核在鞍点的形状是不同的,这是和核的静电能与表面能在无形变时的比值有关,它正比于 Z^2/A 。由液滴模型的基本参数给出 Z^2/A 的极限值: $(Z^2/A)_{crit} = 50.13$ 。这个数值表明了液滴模型核的稳定性极限。 $x = (Z^2/A)/(Z^2/A)_{crit}$ 称为裂变参数。对于不同核的势能面都是以 x 为参数计算的。核在鞍点的形状可以直接给出鞍点的有效转动惯量 J_{eff} :

$$J_{eff} = J_{\perp} J_{\parallel} / J_{\perp} - J_{\parallel},$$

J_{\perp} 和 J_{\parallel} 分别表示垂直于核对称轴及平行于核对称轴方向核的转动惯量。相反,如果在实验上得到有效转动惯量 J_{eff} ,就成为鞍点核形状知识的一个直接来源。在裂变碎片角分布理论中,裂变核的角动量 I 在核对称轴上的分量 K 的分布直接确定了裂变碎片角分布。统计理论认为鞍点态的分布满足统计平衡条件, K 的分布函数为高斯分布,即是:

$$g(K) \propto \exp(-K^2/2K_0^2).$$

这样,哈尔彭和斯图金斯基裂变碎片角分布可写成如下形式^[1]:

$$W(\theta)/W(90^\circ) = \frac{\sin^{-3}\theta \int_0^{P \sin^2\theta} x_0^{1/2} e^{-x_0} J_0(ix_0) dx_0}{\int_0^P x_0^{1/2} e^{-x_0} J_0(ix_0) dx_0},$$

其中 $x_0 = I \sin^2\theta / 4K_0^2$, I 的分布函数 $f(I)$ 由裂变核的形成反应确定。碎片角分布各向异性 $W(0^\circ)/W(90^\circ)$ 是由唯一的参数来确定的。 $P = I_m^2 / 4K_0^2$, I_m 为形成复合核的最大角

动量 $I_m^2 = 2\langle I^2 \rangle$,

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

穿透系数 T_I 可采用抛物线近似给出. K_0 为裂变核的角动量 I 在核对称轴上的分量 K 的平均值,

$$K_0^2 = TJ_{\text{eff}}/\hbar^2,$$

式中 T 为裂变核在鞍点的核温度,它可根据费米气体模型来确定.

这样一来,实验上研究裂变碎片角分布各向异性就成为研究鞍点态核形状的重要内容.在这个研究领域,以前所完成的工作是用 α 粒子^[2-4]和各种重离子^[5]轰击各种靶核进行的.对于 $Z^2/A > 35$ 的重核裂变,不论是用 α 粒子还是重离子轰击的实验所给出的 $J_{\text{eff}}(Z^2/A) \sim Z^2/A$ 的变化趋势指出: $(Z^2/A)_{\text{crit}} = 45$,而不是具有明显边界的经典液滴模型所给出的: $(Z^2/A)_{\text{crit}} = 50.13$.实验上得到的 $(Z^2/A)_{\text{crit}} = 45$ 与 $\Gamma = -0.1$ 的模糊边界的液滴模型^[6]所给出的计算结果 $(Z^2/A)_{\text{crit}} = 45 \pm 1$ 是相符合的.对于 $Z^2/A < 35$ 较轻的核裂变,以前的工作主要是用 α 粒子轰击完成的,实验结果表明, $J_{\text{eff}}(Z^2/A)$ 在 $Z^2/A \sim 33-34$ 附近有极大值,这是与液滴模型所给出的结果相符合的.

本工作利用 78 兆电子伏 ^{12}C 离子束轰击 ^{169}Tm , ^{175}Lu , ^{181}Ta , ^{197}Au , ^{209}Bi , ^{232}Th , ^{238}U 等 7 种同位素以及 96.6, 92.2, 88.1, 79.0, 75.6 兆电子伏 ^{14}N 离子轰击天然 Pb, 用天然白云母作为裂变碎片探测器测量了裂变碎片角分布.目的在于在相同实验条件下,在 Z^2/A 较宽的范围内研究 $J_{\text{eff}}(Z^2/A)$ 随裂变核组成 Z^2/A 的变化,并与液滴模型的理论预示进行比较.

二、实验方法

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进行的. ^{12}C 离子能量为 78 兆电子伏. ^{14}N 离子的最高能量为 96.6 兆电子伏,用铝箔降能.采用了常规的实验装置,靶子与入射束成 45° 角,云母探测器距离靶子中心 3.7 厘米,放置云母探测器的圆筒上刻有与入射束成 90° 角的准线,用来刻度云母探测器与入射束所成角度.对照射了的云母探测器进行化学腐蚀,条件是: 40% 氢氟酸在 50°C 时,腐蚀 40—50 分钟.用 40×12.5 倍光学显微镜对与入射束成各种角度的云母探测器所记录的裂变碎片数进行观测.

三、结果与讨论

图 1 给出了 ^{14}N 离子轰击天然 Pb 在质心系统中的碎片角分布. (^{12}C 离子轰击 ^{169}Tm — ^{238}U 7 种同位素的碎片角分布见 [7]) 实线表示理论计算同实验测得的碎片角分布符合的结果.表 1 及表 2 给出了数据处理结果.对于 ^{12}C 离子轰击 ^{197}Au , ^{209}Bi , ^{232}Th , ^{238}U 表 1 给出的 $W(0^\circ)/W(90^\circ)$, K_0^2 和 $J_{\text{rig}}/J_{\text{eff}}$ 为第一分支裂变的结果.裂变碎片角分布各向异性误差约为 $\pm 5-6\%$.它包括:统计误差约为 $\pm 3\%$,同入射束所成角度的偏差约为 $\pm 2\%$,座标系统转换所引进的误差为 $\pm 3\%$.这里对有效转动惯量 J_{eff} 所标出的误差是

碎片角分布各向异性误差的贡献。复合核最大角动量和其它参数选择的误差未加考虑。

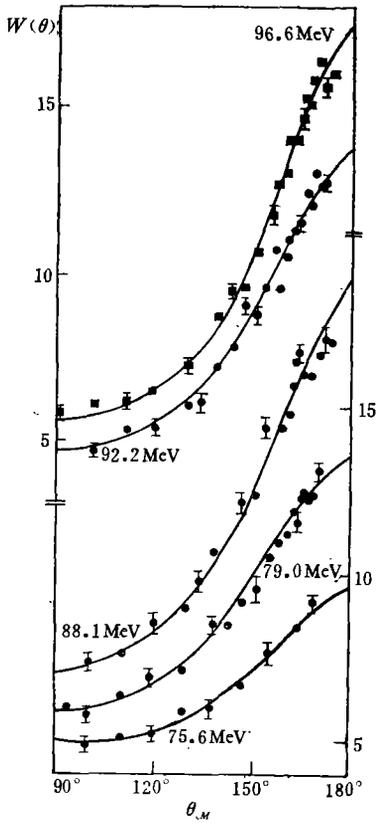


图1 ¹⁴N 离子轰击天然 Pb 裂变碎片在质心系统中的角分布

我们知道，入射粒子束轰击靶核形成复合核的衰变方式是由裂变和中子蒸发之间的竞争所决定的。对于较轻核，裂变宽度与蒸发中子宽度比 Γ_f/Γ_n 很小，同时随激发能降低， Γ_f/Γ_n 很快下降，这时第一分支裂变是占绝对优势的。对于重核， Γ_f/Γ_n 对于一个特殊的靶子来说，表现出基本上与激发能无关，于是在整个中子蒸发键上伴随有裂变竞争。各个裂变的分支比就是由 Γ_f/Γ_n 来确定，从第二分支裂变直到更高分支裂变是伴随复合核蒸发一个或多个中子以后发生。蒸发中子以后使核的激发能大大地降低了，中子带走的角动量是很小的，使碎片角分布各向异性增加了，同时由于蒸发中子的动能是麦克斯韦尔分布，就是同一分支裂变核的激发能也是不同的，这些都使问题复杂化了。对于第一分支裂变占绝对优势的较轻核，可以认为实验上测量的就是第一分支裂变。对于重核则不是这样，而是各分支裂变叠加在一起的碎片角分布，把它分解成为各分支裂变，提出第一分支裂变的碎片角分布对于理论分析是重要的，然而，这是困难的。通常是采用间接方法，把各分支裂变的理论计算的角分布叠加在一起，合成一总的碎片角分布，变化参数使与实验测量的碎片角分布相符合，这样便把第一分支裂变碎片角分布解出来了。

我们在数据处理中，对于 ¹²C 离子轰击 ¹⁹⁷Au, ²⁰⁹Bi, ²³²Th 和 ²³⁸U 裂变反应碎片角分布就作了这样的处理。为了简化计算，我们假设：在中子蒸发键的每个阶段上，每个中子的动能取其平均动能。这样对每个裂变分支来说，裂变核的激发能及其鞍点核温度都是确定的。我们还认为，在蒸发键中复合核总角动量是不变的，假定各分支裂变核的转动惯量是相同的，忽略裂变核组成微小变化对鞍点形状和转动惯量的影响。这些近似性

表 1 78 非电子伏 ¹²C 离子轰击 ¹⁶⁹Tm—²³⁸U 7 种同位素数据处理结果

靶核	复合核	Z ² /A	I _m ²	P	W(0°)/W(90°)	K ₀	J _{rig} /J _{eff}
¹⁶⁹ Tm	¹⁸¹ Re	31.08	1506	7.2	4.27±0.22	52.3	1.75±0.09
¹⁷³ Lu	¹⁸⁷ Ir	31.71	1421	7.0	4.20±0.20	51.0	1.90±0.08
¹⁸¹ Ta	¹⁹³ Au	32.34	1378	6.8	4.16±0.17	50.0	2.04±0.10
¹⁹⁷ Au	²⁰⁹ At	34.57	1239	5.2	3.48	63.5	1.90±0.09
²⁰⁹ Bi	²²¹ Aa	35.84	1136	3.2	2.63	99.2	1.20±0.06
²³² Th	²⁴⁴ Cm	37.77	943	1.4	1.89	166	0.90±0.05
²³⁸ U	²⁵⁰ Cf	38.42	891	1.2	1.74	193	0.81±0.04

假自然会带来一定的偏差,但我们实验上测量到的碎片角分布各向异性主要是来自第一分支裂变的贡献. 裂变分支愈高带来的误差愈小.

对于 ^{14}N 离子轰击天然Pb靶裂变反应,在不考虑高分支裂变的影响时,我们发现 $K_0^2 = TJ_{\text{eff}}/\hbar^2$ 随激发能降低而迅速下降,使 $J_{\text{rig}}/J_{\text{eff}}$ 值不是常数,它随激发能降低而增加(见表2).造成这种现象的因素可从两方面来考虑:第一,在计算中我们假设全部裂变事件都是第一分支裂变,事实上,对于这个区域的裂变核,高分支裂变是不可避免的存在,高分支裂变由于中子蒸发使裂变核的激发能大大地降低了,而裂变核角动量变化很小,这样一来,由于激发能降低了, J_m^2 基本上无变化,结果使高分支裂变有较大的各向异性 $W(0^\circ)/W(90^\circ)$.第二,靶点的有效转动惯量为常数这种设想并不是很严格的,固然鞍点的核形状是否随激发能变化尚不能确定(卡拉米^[5](Карамян)等认为鞍点核形状对激发能稍有依赖).鞍点核形状随角动量变化似乎是存在的.即使认为鞍点核形状不随激发能和角动量变化,在这种情况下转动惯量也并不是固定的.在低激发能时,由于对效应起作用而出现超导现象,就使得惯性矩随激发能的下降迅速地下降.超导现象出现的临界能量约在15—30兆电子伏范围.在我们的实验条件下初始核激发能 E^* 都远远大于此值.但高分支裂变核的激发能不可避免地会落在出现超导现象的临界能量范围内.此时 K_0^2 应用下述表达式^[6]:

$$K_0^2 = \{J_{\perp}/[J_{\perp} - A(T/T_c)J_{\text{rig}}^{\text{is}}]\}(TJ_{\text{rig}}^{\text{is}}/\hbar^2)T/T_c A(T/T_c),$$

式中 T_c 为出现超导现象时的临界温度,与临界能量 E_c 的关系为 $E_c = 1.473 a T_c^2$, a 为能级密度参数. $A(T/T_c)$ 表示一个 n 率函数积分.这样,对于 ^{14}N 离子轰击天然Pb各能量点碎片角分布考虑了高分支裂变和低激发能时超导现象的影响后导出了不随能量变化的鞍点有效转动惯量 $J_{\text{rig}}/J_{\text{eff}}^*$, $\langle J_{\text{rig}}/J_{\text{eff}}^* \rangle = 1.21$ 与 $^{12}\text{C} + ^{209}\text{Bi}$ 反应所得结果是一致的.

表2 ^{14}N 离子轰击天然Pb裂变反应数据处理结果

E_{lab} (非电子伏)	E^* (非电子伏)	I_m^2	$W(0^\circ)/W(90^\circ)$	P	K_0^2	$J_{\text{rig}}/J_{\text{eff}}$	$J_{\text{rig}}/J_{\text{eff}}^*$
96.6	65.0	2002	3.13	4.0	125	1.29	1.22
92.2	60.9	1655	2.91	3.5	118	1.32	1.21
88.1	57.0	1335	2.69	3.0	111	1.36	1.20
79.0	48.5	640	2.20	2.1	79	1.77	1.25
75.6	45.3	397	1.92	1.5	66	2.03	1.15
						$\langle J_{\text{rig}}/J_{\text{eff}}^* \rangle = 1.21$	

根据裂变碎片角分布各向异性计算所得的裂变核在鞍点有效转动惯量 J_{eff} 和无形变球体转动惯量 J_{rig} 的比 $J_{\text{rig}}/J_{\text{eff}}$ 与裂变核的 Z^2/A 的关系在图2中给出来了.图2还给出了这方面以前工作的结果以及根据液滴模型计算的理论曲线:曲线(1)是柯恩(Cohen)等人^[9]用明显边界的液滴模型计算的,曲线(2)是斯图金斯基用 $\Gamma = -0.1$ 的模糊边界的液滴模型计算的曲线. $(Z^2/A)_{\text{crit}} = 45 \pm 1$.以前的工作除了卡拉米是用重离子反应测量外,其它结果都是从用 α 粒子轰击的实验中得到的.

首先,把我们的实验结果同其它实验结果做一个比较.在 $Z^2/A > 35$ 区域,我们实

验中有四点：二点 ^{221}Ac ，以及 ^{244}Cm 和 ^{250}Cf ，同卡拉米等^[5]人用 ^{12}C ， ^{14}N ， ^{16}O 和 ^{22}Ne 轰击 ^{197}Au ^{209}Bi 和 ^{238}U 的结果以及莱申 (Reising) 等^[3]人用 α 粒子轰击各种重核的结果，在实验误差范围内是很好符合的。在 $Z^2/A < 35$ 的区域，我们用 ^{12}C 离子轰击所得到的结果与休伦格 (Huizeaga) 等^[2]人和库瓦莫夫等^[4]人用 α 粒子轰击的结果也是符合的，这个区域以前没有重离子轰击的实验结果。

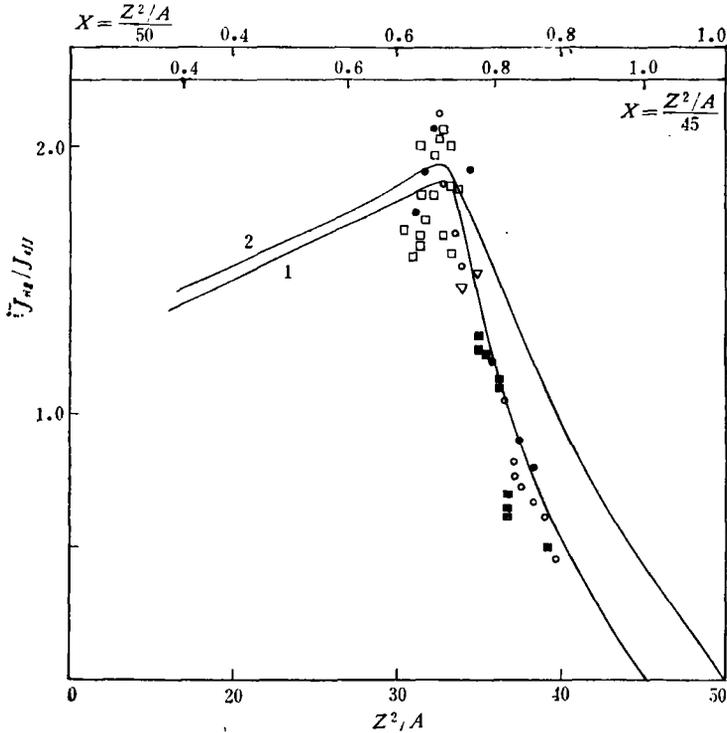


图2 裂变核鞍点有效转动惯量与可裂变参数的关系

●——本工作 ○——休伦格等^[2]和莱申等^[3] ■——卡拉米等^[5] □——库瓦托夫等^[4]

从这些实验结果中大体上可以得到这样的认识：裂变核在鞍点的核形状以及由这些形状所确定的有效转动惯量 J_{eff} 是裂变过程中核的固有特性，只和裂变核的组成有关，与裂变核的形成反应无关，无论裂变核是由 α 粒子还是用重离子轰击所形成的，其鞍点核形状都是相同的。

其次，从图2给出的实验数据，我们可以看出，在 $32 < Z^2/A < 34$ 的范围内， $J_{\text{rig}}/J_{\text{eff}}$ 有极大值，表明在这个区域裂变核在鞍点形变时长轴是最大的，形状类似于哑铃形，呈现明显地“连颈”。在 $Z^2/A < 32$ 的区域，实验数据表现出明显的下降，但下降的速度比根据液滴模型计算所预示的要快些。由于 $Z^2/A < 30$ 的区域没有实验数据，不知 $J_{\text{rig}}/J_{\text{eff}}$ 随 Z^2/A 进一步减少的趋势。而按液滴模型的预示由于鞍点形状接近断点位形， $J_{\text{rig}}/J_{\text{eff}}$ 随 Z^2/A 的减少是不明显的。在 $Z^2/A > 34$ 的区域，随 Z^2/A 的增加， $J_{\text{rig}}/J_{\text{eff}}$ 是迅速下降的，鞍点核形状的变化随 Z^2/A 增加是很快，鞍点形变很快减少。在我们实验中所得到的 ^{209}At ($Z^2/A \sim 34.6$) 鞍点的 $J_{\text{rig}}/J_{\text{eff}}$ 仍处于极大值范围，从这里可以看到 $J_{\text{rig}}/J_{\text{eff}}$ 的迅速

变化出现在 $Z^2/A \sim 34-35$ 区域, 相应于鞍点形状从哑铃形到类柱形的过渡。

最后, 我们将 $J_{\text{rig}}/J_{\text{eff}}$ 实验数据与液滴模型理论予示的曲线做一比较。在 Z^2/A 的区域, 实验数据 $J_{\text{rig}}/J_{\text{eff}}(Z^2/A)$ 和具有明显边界的液滴模型所予示的结果不相符合, 而与 $\Gamma = -0.1$ 的模糊边界的液滴, 采用 $(Z^2/A)_{\text{crit}} = 45 \pm 1$ 所给出的曲线大体上相符合。在 $Z^2/A < 35$ 区域, 有明显边界和模糊边界的液滴无很大的区别。 $32 < Z^2/A < 34$ 之间, 理论曲线出现极大同实验数据是一致的, 但是明显地表现出实验点比曲线高, $Z^2/A < 32$ 时, 理论曲线略有下降, 而实验点却偏低。实验的 $J_{\text{rig}}/J_{\text{eff}}$ 与理论曲线的符合中所表现出的偏离, 一方面有从实验的裂变碎片角分布各向异性计算 $J_{\text{rig}}/J_{\text{eff}}$ 时各种参数选择带来的偏差, 另一方面也是液滴模型理论本身固有的近似性所造成的。

参 考 资 料

- [1] I. Halpern and V. M. Strutinski, "Proceedings of the Second United Nations International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy", 15, 408.
- [2] J. R. Huizenga et al., *Phys. Rev.*, 126(1962), 220.
- [3] R. F. Reising et al., *Phys. Rev.*, 141(1966), 1161.
- [4] К. Г. Кузатов и др., *ядер физ*, 14 (1971), 79.
- [5] С. А. Карамян и др., *ядер физ*, 6 (1967), 494.
- [6] В. М. Стругинский, *ядер физ*, 1 (1965), 821.
- [7] 核物理研究室, 高能物理与核物理, 1, (1977), 65.
- [8] R. Vandenbosch and J. R. Huizenga "Nuclear Fission", 199.
- [9] S. Conhen and W. J. Swiatecki, *Ann. Phys.*, 22(1963), 406.

ANGULAR DISTRIBUTIONS OF FISSION FRAGMENTS AND THE SHAPES OF THE SADDLE POINT OF COMPOUND NUCLEI

LIU GOU-XING WANG ZHI-GOU YIN SHU-ZHI HAO BIN-GAN

YUAN SHUANG-GUI XIA XING-SHUO

(*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 ^{169}Tm , ^{175}Lu , ^{181}Ta , ^{197}Au , ^{209}Bi , ^{232}Th and ^{238}U by 78 MeV ^{12}C ions and in the bombardment of natural lead by 96.6, 92.2, 88.1, 79.0 and 75.6 MeV ^{14}N ions with mica track detectors. All the measured angular distributions can be fitted by the theoretical formula given by Halpern and Strutinski. The effective moments of inertia of the fissioning nuclei at the saddle point are derived from the angular distribution anisotropies. A comparison is made for the shapes of experimental saddle point with the theoretical predictions by the liquid drop model.