

# $^{240m}\text{Pu}$ 形状同质异能态

核物理研究室裂变组  
(中国科学院原子核研究所)

## 摘 要

利用环形固体径迹探测器, 通过  $^{238}\text{U}(\alpha, 2n)$  反应, 测量了  $^{240m}\text{Pu}$  的半衰期和激发函数. 定出半衰期  $T_{1/2} = 3.5 \pm 0.5 \text{ ns}$ . 它与基态的能量差  $E_i = 3.2 \pm 0.5 \text{ MeV}$ .

## I. 引 言

近十年来, 裂变工作者已采用了多种核反应, 寻找形状同质异能态, 其中最轻的是  $^{236}\text{U}$ , 最重的是  $^{245}\text{Bk}$ , 亦测量了它们的一些特性, 如半衰期、截面、激发函数等等. 这些工作对深入了解裂变机制很有价值.

国外用环形固体径迹探测器测到  $^{240m}\text{Pu}$  的半衰期与用电子学法测得的结果有较大的差异, 且  $^{240m}\text{Pu}$  的激发函数也测得较少.

本文报道了我们在 1974 年使用高效率环形固体径迹探测器, 测量  $^{240m}\text{Pu}$  的半衰期及激发函数的实验方法和结果.

## II. 实 验

天然铀作靶. 在实验中使用两种厚度的靶, 一种靶是由真空喷镀法得到, 厚度为  $30 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ . 另一种由电镀法得到, 厚度为  $0.1 \text{ mg}/\text{cm}^2$ .

利用我所 1.2 米回旋加速器, 出射的  $\alpha$  粒子能量为 26.1 MeV. 实验安排如图 1.

被准直的  $\alpha$  束流打在靶上, 靶点直径为 4 毫米. 在  $(\alpha, 2n)$  的反应中, 假设入射粒子  $\alpha$  把其总动量转移给复合核. 例如在  $E_\alpha = 24 \text{ MeV}$  时, 复合核得到的反冲速度为 0.56 毫米/毫秒. 复合核在反冲的同时蒸发中子形成的形状同质异能核在飞行中进行裂变. 其向后发射的裂变碎块被一个放在靶架上的环形人造云母片所探测. 环形人造云母片离靶子距离为 0.6 毫米. 根据裂变径迹数随径向距离的变化, 可计算出自发裂变同质异能态的半衰期(参看附录).

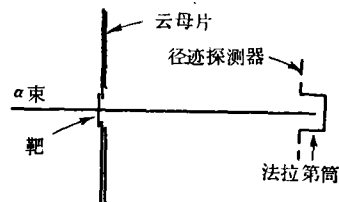


图 1 实验安排示意图

使用的人造云母片厚度约为 10 毫克/厘米<sup>2</sup>。被裂变碎块辐照后的云母，放入浓度为 40% 的氢氟酸溶液内，水浴 60 度，腐蚀约 10 分钟，然后用清水漂洗吹干，即形成清晰可见的三角形径迹。一般用 200 倍显微镜把径迹读出。使用人造云母主要是避免由于天然铀含在其中(如天然云母那样)而造成的裂变径迹。

为了探测瞬发裂变，把两片人造云母分别放在离靶 40 厘米距束流方向 15 度角的地方。

### III. 结果和讨论

在测半衰期和激发函数之前，为确定我们这种实验安排的本底大小，选用 <sup>232</sup>Th 作靶，因 <sup>232</sup>Th( $\alpha$ , 2n) U<sup>234m</sup> 的  $\frac{\sigma_i}{\sigma_f} < 2 \times 10^{-7}$ [1] 比 <sup>240m</sup>Pu 的  $\frac{\sigma_i}{\sigma_f}$  ( $\frac{\text{缓发截面}}{\text{瞬发截面}}$ ) 小约两个数量级。

所用的 <sup>232</sup>Th 靶的厚度为 0.1mg/cm<sup>2</sup>，在 10000 微库的积分束流下，我们得到 ( $\frac{\text{缓发裂变数}}{\text{瞬发裂变数}}$ )

$$\frac{N_i}{N_f} < 1 \times 10^{-7} \text{ (其中估计了由于厚靶造成的反冲产额 } < 30\% \text{ )}$$

这个结果说明了由瞬发裂变散射造成的本底，法拉第筒杂质裂变、杂散中子引起云母片中所含可裂变杂质的裂变等等本底皆小于这个极限。

#### 1. 裂变径迹的径向分布——半衰期

在  $\alpha$  入射能量小于 26 MeV 的情况下，主要是 ( $\alpha$ , 2n) 和 ( $\alpha$ , n) 反应，而由 <sup>238</sup>U( $\alpha$ , n)<sup>241m</sup>Pu 形成的同质异能半衰期为 27 微秒，且截面很小，它对径迹分布的贡献很小。所以在能量小于 26 兆电子伏时，测到的径迹分布可全部认为是 <sup>240m</sup>Pu 的。

<sup>240m</sup>Pu 的裂变径迹分布如图 2。图中实线是由计算得到的，计算方法见附录。由径迹

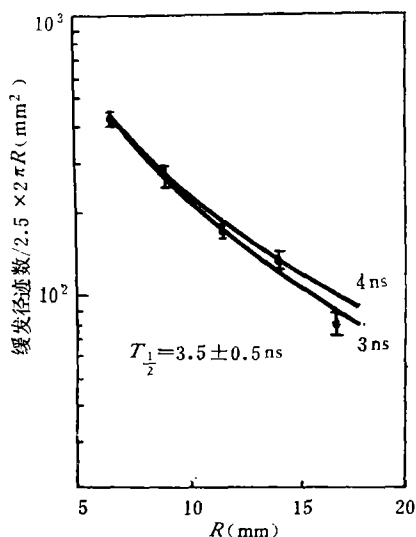


图 2 <sup>240m</sup>Pu 的裂变径迹分布  
<sup>238</sup>U( $\alpha$ , 2n)<sup>240m</sup>Pu 30  $\mu$ g/cm<sup>2</sup>  
5000  $\mu$ c (微库)

分布定出 <sup>240m</sup>Pu 的半衰期为  $3.5 \pm 0.5$  ns。实验是在  $E_\alpha = 23$  兆电子伏，积分束流 5000 微库情况下得到的。多次实验重复性很好。

我们也采用了天然铀厚靶测量半衰期(厚靶中反冲核冲出的速度取平均值)。这样得到的半衰期与薄靶的结果在误差范围内一致。

我们也用 <sup>233</sup>U(浓度为 99.0%)厚靶，通过( $\alpha$ , 2n) 测量了 <sup>235m</sup>Pu 的半衰期，其结果为  $T_{1/2} = 25 \pm 5$  毫微秒。

#### 2. <sup>240m</sup>Pu 激发函数的测量

在做激发函数时，为了确定合适的积分束流大小，预先做了以下试验。在固定一种  $\alpha$  能量和束流情况下，测量了  $N_i/N_f$  随积分束流的变化，发现积分束流上升到 10000 微库时，上述比值已明显下降(可能主要是由于真空扩散泵油被吸附在靶上，形成一层碳膜所致)。故在做激发函数时，我们每个能量点

都是选用 5000 微库(相对值)的积分束流, 这样在保证数据的可靠性同时, 亦有相当好的统计性.

做激发函数时, 用铝吸收片来降低  $\alpha$  粒子的能量. 测得的结果列表如下

表 1

$E_\alpha$ (MeV)	探测器上 4—25mm 环形面积上测到的 缓发裂变变数	测到的瞬 发裂变变数 $N_f(10^4)$	$\frac{N_i}{N_f}(10^{-6})$ (归一后的值)
25.1	1696±41	$7.1 \times 10^4 \pm 2.6$	$7.7 \pm 0.2$
24.3	2012±45	$5.4 \times 10^4 \pm 2.3$	$12.0 \pm 0.3$
23.5	2646±51	$3.6 \times 10^4 \pm 1.9$	$24.5 \pm 0.5$
22.7	*2034±45	$2.0 \times 10^4 \pm 1.4$	$42.4 \pm 1.0$
21.8	1096±33	$1.1 \times 10^4 \pm 1.0$	$35.7 \pm 1.1$
20.6	*632±25	$1.1 \times 10^4 \pm 1.0$	$23.9 \pm 1.0$
19.6	32(=本底)	0.1	<1

\* 裂变变数是由 5—25 mm 的环形面积上得到的.

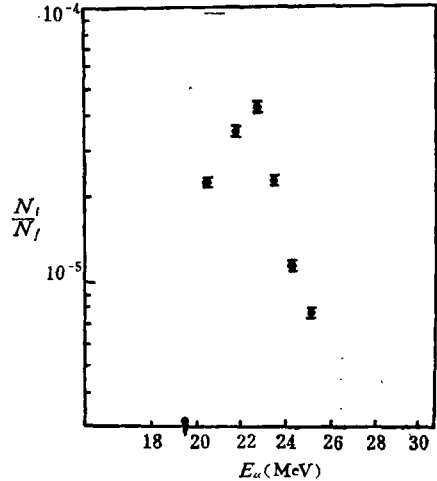


图 3  $^{238}\text{U}(\alpha, 2n)^{240m}\text{Pu}$  激发函数  
阈值  $20.0 \pm 0.5 \text{ MeV}$

表中由于各点入射能量不同而引起探测效率的变化也作了校正. 总误差  $< 5\%$ , 其中主要是统计误差.

由图 3 可以得出  $^{240m}\text{Pu}$  激发函数的半宽度约为 3.0 MeV, 是个比较窄的峰.  $^{240m}\text{Pu}$  的阈值为  $20.0 \pm 0.5 \text{ MeV}$ . 由质量表<sup>[2]</sup>查得  $^{240}\text{Pu}$  基态的  $Q$  值为 16.52 MeV, 由此得出的自发裂变同质异能态与基态的能量差为  $3.2 \pm 0.5 \text{ MeV}$ .

我们所定出的  $^{240m}\text{Pu}$  半衰期与 Britt 等人<sup>[1]</sup>用飞行时间谱仪得出的半衰期  $T_{1/2} = 3.8 \pm 0.3$  毫微秒一致, 与用环形固体探测器得出的半衰期  $T_{1/2} = 5$  毫微秒<sup>[3]</sup>和  $T_{1/2} = 2.4 \pm 0.5$  毫微秒<sup>[4]</sup>有较大差异. 我们认为这种差异主要是由于 Namboodiri 等人把一个较大的靶面当作点状处理所致.

对于在工作中给予我们很多帮助的制源制靶小组及加速器的有关人员和刘光龙同志在此一并表示谢意.

## 附 录

设靶面积为  $S$  (与束流截面一致), 反冲核数为  $N_0$ , (设反冲核无角分散)\*\*, 它们以等速  $v$  沿  $x$  方向移动, 随  $x$  的变化率为

$$\lambda = \frac{\ln 2}{v T_{1/2}} = \frac{\ln 2}{x_{1/2}}, \quad (1)$$

其中  $v$ ,  $T_{1/2}$ ,  $x_{1/2}$  分别是反冲核的反冲速度, 半衰期及半衰变长度.

\*\* 根据角分散  $< 30^\circ$  的计算<sup>[4]</sup>, 其影响可以忽略.

探测器上径向位置为  $R$ , 宽度为  $\Delta R$  的环形面积上的径迹数为:

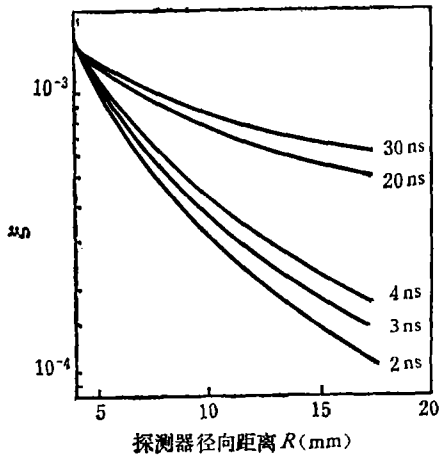
$$N(R, \lambda)\Delta R = N_0\xi(R, \lambda)\Delta R, \quad (2)$$

$\xi$  由下式表示:

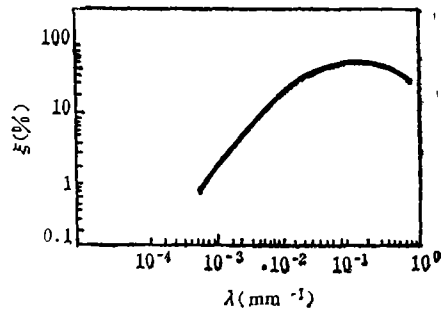
$$\xi(R, \lambda) = \frac{\lambda}{\pi r_0^2} \iiint \frac{x e^{-\lambda x} R \cdot r}{(x^2 + R^2 + r^2 - 2Rr \cos\theta)^{3/2}} dx dr d\theta,$$

其中  $r, \theta$  分别为面源上任意一点的径向距离与角度, 积分上下限由  $x, R, r$  几何条件决定.  $r_0$  为靶的半径.

计算结果见附录图 1 和图 2.



附录 图 1 探测效率随径向距离的变化



附录 图 2 探测效率随半衰期的变化

### 参 考 资 料

- [1] H. C. Britt et al., *Phys. Rev.*, C4 (1971), 1444.
- [2] A. H. Wapstra, *Nucl. Data Tables*, 9 (1971), 264—468.
- [3] Ю. П. Гангрский, *Атомная энергия*, Т33. Вып. 4 (1972), 829.
- [4] M. N. Nambodiri et al., *Phys. Rev.*, C7 (1973), 1222.

## THE SHAPE ISOMER $^{240m}\text{Pu}$

Fission group, Nuclear physics laboratory  
(Institute of Nuclear Research, Academia Sinica)

### ABSTRACT

By means of an annular mica detector, the half-life and excitation function had been measured for the shape isomer  $^{240m}\text{Pu}$  produced in the reaction  $^{238}\text{U}(\alpha, 2n)$ . A value of  $3.5 \pm 0.5$  ns was obtained for the half-life of  $^{240m}\text{Pu}$ . The shape isomer excitation energy  $E_i$  was found to be  $3.2 \pm 0.5$  MeV.