

U^{238} 自发裂变瞬时中子数目几率分布*

黄胜年 陈进贵 韩洪银

提 要

用载镉 (Cd) 液体闪烁探测器测量了 U^{238} 自发裂变瞬时中子数目几率分布 P_ν 。实验得出 P_ν 分布的宽度为 $\sigma_\nu = 0.90 \pm 0.09$, 比其他重偶-偶核 (Pu, Cm, Cf 和 Fm) 相应的宽度来得窄。同时测得 $\bar{\nu} = 1.96 \pm 0.05$, 与以前的结果在误差范围内一致。

一、前 言

重原子核裂变时发射次级中子的数目分布 P_ν 是裂变碎片激发能分布的表征。早在五十年代中期, 就有 Diven^[1], Hicks^[2] 以及 Hammel^[3] 等人对 Pu, Cm 及 Cf 的偶-偶同位素测量了它们自发裂变的 P_ν 分布。六十年代中, Boldeman^[4,5] 等人也做过较细的测量。在数据分析方面, Terrell^[6] 在 1957 年作了一个很好的归纳, 他指出, 所有 Pu, Cm 偶-偶同位素的 P_ν 都可以用一个公共的高斯分布来表示 (即宽度 σ 相等), 而 Cf²⁵² 的宽度则略为大一点。1971 年以来, Cheifetz^[7], Даковский^[8], Stoughton^[9] 等人对 Fm²⁵⁷, Fm²⁵⁶, Cf²⁴⁶, Cm²⁴⁴, Cm²⁴⁶ 和 Cm²⁴⁸ 等核的测量结果表明, Cf 的分布宽度明显地大于 Pu 和 Cm, 而 Fm 的宽度则更大。

为了弄清 P_ν 分布宽度与裂变核 Z, A 的关系, 从另一端 (较轻的核) 进行测量是必要的。我们测量了 U^{238} 的 P_ν 分布, 此值迄今未见有文献报导。

二、测 量

实验方法与以前的工作相似^[1-5,10], 利用一个多板裂变电离室 [内载天然铀 (U) 一克多] 探测 U^{238} 的自发裂变。用一个直径为 60 厘米的球形载镉 (Cd) 闪烁液体探测器记录中子。裂变室置于球形探测器的中心空腔内。经过符合选择, 可以选出瞬时中子的脉冲讯号。这些讯号输入到一个将中子数目转变成脉冲幅度的线路, 然后送多道脉冲幅度分析器记录下来。关于探测器和记录系统的详细情况参见文献[10]。

由于 U^{238} 的自发裂变半衰期较长, 尽管装载了较多的样品, 裂变计数率仍然很低。实际得到的裂变计数率为 0.3 次/分左右。测量持续了十几天, U^{238} 的净计数时间为 160 小时。测量时, U^{238} 电离室与 Pu^{240} 电离室交替进行, 以 Pu^{240} 自裂 $\bar{\nu}$ 为标准, 定出探测系统效

* 1973 年 8 月 8 日收到。

率,从而确定 U^{238} 的 $\bar{\nu}$ 值及 P_ν 分布.

三、结 果

测量数据见表 1. 中子探测器的效率平均由 Pu^{240} 测量定出为

$$\eta = 0.691 \pm 0.011.$$

表 1 测量数据

n	0	1	2	3	4	5	6	总计
N_n	504	1206	1043	292	41	4	0	3144
N_n (本底测量)	265353	17335	582	26	4	0	0	283300

因为铀(U)电离室比钚(Pu)电离室来得长(载样品片数多),以上效率是经过位置因子校正的. 此外在计算时还考虑了线路的有限分辨时间的修正,以及减去本底等因素. 有关数据处理的程序见文献[10].

表 2 实验结果

P_0	P_1	P_2	P_3	P_4	P_5	$\bar{\nu}$	σ_ν^2
0.048 ± 0.011	0.232 ± 0.030	0.479 ± 0.033	0.202 ± 0.029	0.033 ± 0.016	0.006 ± 0.006	1.96 ± 0.05	0.808 ± 0.148

实验结果见表 2. 按照文献[7]的方法,可以从原始数据求得 σ_ν 的值:

$$\sigma_\nu^2 = \langle \nu^2 \rangle_{av} - \bar{\nu}^2, \quad (1)$$

式中 $\langle \nu^2 \rangle_{av}$ 是 ν^2 的平均值,即 $\langle \nu^2 \rangle_{av} = \sum \nu^2 P_\nu$.

我们求得 U^{238} 自裂的 $\sigma_\nu = 0.90 \pm 0.09$, 这比以前^[10]测得的 Pu^{240} 相应 $\sigma_\nu = 1.094 \pm 0.030$ 来得小. 从图 1 可以看出, U^{238} 的 P_ν 分布,是对称于 $\bar{\nu}$ 的,并且确实可用一高斯曲线来近

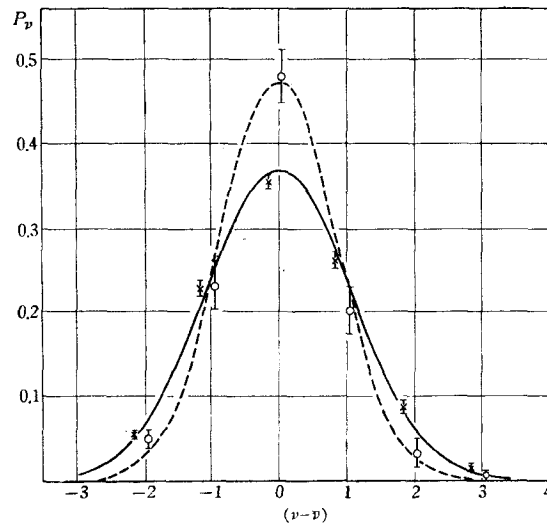


图 1 U^{238} , Pu^{240} 的 P_ν 的分布
 — U^{238} ; --- Pu^{240}

似地描写。但它的宽度明显地比 Pu^{240} 的来得窄。

四、讨 论

我们测得的 U^{238} 自裂 $\bar{\nu}$ 值与以前的工作^[11]按标准点归一后在误差范围内一致。与 Asplund^[12] 及 Conde^[13] 等人的结果也是一致的。

至于 P_ν 分布,则未见有数据发表,因此只能与其他核的分布来比较。如上所述, U^{238} 的 P_ν 分布宽度比 Pu^{240} 来得窄。文献 [10] 所测 Pu^{240} P_ν 是与 Terrell^[6] 的公共高斯曲线符合得非常好的。但 U^{238} 的 P_ν 值则无论如何也落不到 Terrell 公共曲线上去。这一点并不奇怪,因为 Terrell 的公共曲线主要是根据 Pu, Cm 的偶-偶同位素得出的,而近几年来,关于 Cm, Cf 和 Fm 的测量结果表明, P_ν 分布的宽度随着裂变核而改变。表 3 列出了我们迄今看到的重核自发裂变 P_ν 分布宽度 (σ_ν) 的实验值。为了统一起见,我们都用 σ_ν 作为宽度的表征,其定义见上节 (1) 式。

表 3 重核自裂 P_ν 分布宽度实验值

核	$x^{1)}$	σ_ν	测量者
U^{238}	0.7696	0.90 ± 0.09	本文
Pu^{236}	0.7945	1.13 ± 0.09	[2]
Pu^{238}	0.7920	1.14 ± 0.02	[2]
Pu^{240}	0.7897	1.094 ± 0.030	[10]
Pu^{242}	0.7875	1.09 ± 0.03	[2]
Cm^{242}	0.8101	1.086 ± 0.014	[2]
Cm^{244}	0.8077	1.136 ± 0.011	[8]
Cm^{246}	0.8055	1.13 ± 0.06	[9]
Cm^{248}	0.8034	1.11 ± 0.06	[9]
Cf^{246}	0.8283	1.29 ± 0.12	[8]
Cf^{252}	0.8213	1.27 ± 0.02	[14]
Fm^{254}	0.8416	$> 1.22 \pm 0.09$	[15]
Fm^{256}	0.8390	1.48 ± 0.22	[8]
Fm^{257}	0.8383	$1.71 \pm_{0.41}^{0.39}$	[7]

$$1) x = \frac{Z^2/A}{50.88 \left\{ 1 - \left(\frac{N-Z}{A} \right)^2 \right\}}, \text{见文献[17].}$$

表中关于 Fm^{254} 的 σ_ν 值是从作者^[15]所给原始数据推算的,但因原样品裂变时不可避免地混有 Cf^{250} 的自裂,所以求得的值是偏低的。表中除了 Fm^{257} ,全部都是偶-偶核。

裂变核在经过驼峰以后,到达断颈点。这时核的形状是哑铃形的,温度较低。断颈后,分为两块碎片向相反方向分飞,当时的库仑能变为碎片的动能 (E_K)。此时每个碎片都具有很大的形变(梨状)。在很短的时间内,梨状碎片收缩成为球形,形变能转化为激发能,温度升高。这样两块高度激发的碎片退激发的过程,首先是发射中子,每发射一个中子,便损失能量 7 兆电子伏左右(结合能 5 兆电子伏,中子动能 2 兆电子伏——自然这是平均而言),直到所剩余的激发能不再够发射中子时为止。剩下的激发能便以 γ 射线的形

式发射出来, 就是瞬时 γ 线. 此后核已到达基态 (个别的不到基态), 再开始一系列的 β -衰变. 在能量分配问题上, 瞬时 γ 线所占能量大体上是个常数, 变化很小. 中子平均动能也大体不变 (基本上是蒸发谱, $\bar{E}_n$ 随 $\bar{\nu}$ 略有上升). 在这样的条件下, 中子数目 ν 的分布 (P_ν) 实际上就反映了碎片激发能 (两碎片激发能之和) E_x 的分布. σ_ν 越大, 表示 E_x 分布越宽, 反之亦然.

图 2 给出了 σ_ν 值与 $\bar{\nu}$ 的关系. 为了统一起见, $\bar{\nu}$ 值采用了 Manero 与 Konshin^[16] 的

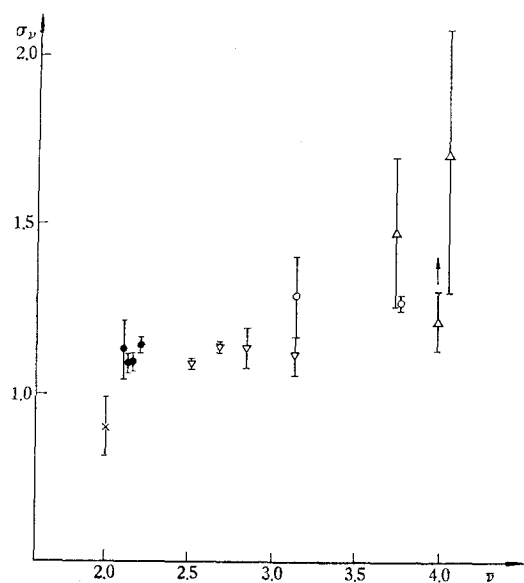


图 2 σ_ν 与 $\bar{\nu}$ 的关系

×—U; ●—Pu; ▽—Cm; ○—Cf; △—Fm

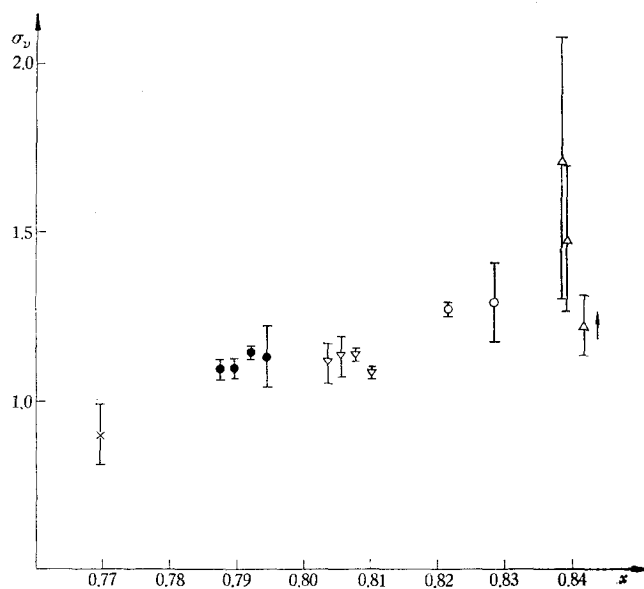


图 3 σ_ν 与裂变参数 ξ 的关系

×—U; ●—Pu; ▽—Cm; ○—Cf; △—Fm

推荐值(仅 Cm^{246} 例外, 因文献[9]中的值更准确). 可以看出, 随着 $\bar{\nu}$ 的增加, σ_v 总的来说也是增长的. 也就是说, 激发能的宽度随着平均激发能而增加. 但是值得注意的是: 从 U 到 Pu, $\bar{\nu}$ 变化不大(仅改变了 0.15 左右), 但 σ_v 却有显著的改变; 另外, 对于 Cm, Cf 和 Fm 的几个核来说, $\bar{\nu}$ 变化很大, 而 σ_v 的改变却并不明显.

裂变总释放能是在碎片总动能 E_K 与碎片总激发能 E_x 之间分配的. E_K 大了, E_x 就小; 反过来也是一样. 在特定裂变方式下(总释放能固定), E_K 的分布是与 E_x 的分布互补的, 其宽度应该一样. Nix^[17] 从液滴模型出发, 计算了动能宽度 σ_{E_K} . 他求得 σ_{E_K} 随着裂变参数 x 而单调增长. 图 3 画出了 σ_v 与裂变参数 x 的关系, 可以看到这确是一个单调上升的关系.

以上的讨论只能说明变化的趋势, 定量的关系有待进一步的理论与实验工作来弄清.

附注: 在本文送印后, 我们看到了 Даковский 等人关于 σ_v 问题的文章 [见 *Ядерная физика* **18** (1973), 724], 其中提出的某些数据及可能的解释, 未及在文中一并讨论.

参 考 文 献

- [1] B. C. Diven *et al.*, *Phys. Rev.*, **101** (1956), 1012.
- [2] D. A. Hicks *et al.*, *Phys. Rev.*, **101** (1956), 1016.
- [3] J. E. Hammel *et al.*, *Phys. Rev.*, **100** (1955), 190.
- [4] J. M. Boldeman, *J. Nucl. Energy*, **22** (1968), 63.
- [5] I. Asplund *et al.*, *Physics of Fast and Intermediate Reactors*, SM-18/75, IAEA, Vienna (1965).
- [6] J. Terrell, *Phys. Rev.*, **108** (1957), 783.
- [7] E. Cheifetz *et al.*, *Phys. Rev.*, **C3** (1971), 2017.
- [8] М. Даковский и др., *Ядерная Физика*, **16** (1972), 1167; **17** (1973), 692.
- [9] R. W. Stoughton *et al.*, *Nucl. Sci. Engng.*, **50** (1973), 169.
- [10] 王豫生, 许谨诚, 物理学报, 本期, 38 页.
- [11] 黄胜年, 周友朴, 郭士伦, 原子能, **7** (1964), 595.
- [12] I. Asplund-Nilsson *et al.*, *Nucl. Sci. Engng.*, **15** (1963), 213.
- [13] H. Conde *et al.*, *J. Nucl. Energy*, **25** (1971), 331.
- [14] Nucl. Data for Reactors, IAEA, Vienna, (1967), Vol. II, p. 57.
- [15] G. R. Choppin *et al.*, *Phys. Rev.*, **102** (1956), 766.
- [16] F. Manero and V. A. Konshin, *Atomic Energy Review*, **10** (4) (1972), 637.
- [17] J. R. Nix, UCRL-17958.

MULTIPLICITY OF PROMPT NEUTRONS FROM SPONTANEOUS FISSION OF URANIUM-238

HWANG SHENG-NIAN CHEN TZIN-KUI HAN HONG-YIN

ABSTRACT

The distribution of prompt neutron numbers (P_ν) in the spontaneous fission of uranium-238 was measured using a cadmium-loaded liquid scintillation detector. The experimental results show, that σ_ν , the width of P_ν distribution, is equal to 0.90 ± 0.09 , which is smaller than the corresponding values of other even-even heavy nuclei (Pu, Cm, Cf and Fm). It was found also, that the average neutron number $\bar{\nu} = 1.96 \pm 0.05$, which is in agreement with previous results.