

Pu^{240} 自发裂变放出瞬时中子 数目的几率分布*

王豫生 许谨诚

提 要

利用直径为60厘米的球形液体闪烁探测器测量了 Pu^{240} 自发裂变放出瞬时中子数目 ν 的几率分布 P_ν , 其结果可用一宽度为 $\sigma = 1.08$ 的高斯分布表示. 我们将测量结果与 B. C. Diven^[1], A. Hicks^[2] 和 J. W. Boldeman^[3] 的结果进行了比较, 我们的结果与 J. Terrell^[4] 半经验理论计算的高斯分布很好符合. 根据文献[5]中给出 Pu^{240} 自发裂变瞬时中子平均数 $\bar{\nu} = 2.154 \pm 0.028$, 得到球形液体闪烁探测器记录 Pu^{240} 自发裂变中子的效率为 0.759 ± 0.011 .

一、引 言

Pu^{240} 自发裂变放出瞬时中子数目的几率分布 P_ν (即一次裂变放出 ν 个瞬时中子的几率, $\nu = 0, 1, 2, \dots$) 在实际应用中是有价值的, 也是研究原子核裂变发射中子机制的一个有用的参数. B. C. Diven^[1], A. Hicks^[2] 和 J. W. Boldeman^[3] 等先后对 Pu^{240} 自发裂变的 P_ν 进行过测量. 他们都是用大体积闪烁液体作为中子探测器, 将电离室置于液体闪烁探头的中心, 用来探测裂变. 记录方法: 在文献[1,2]中是用裂变脉冲触发示波器横向扫描, 在裂变后一段时间内(约几十微秒, 相当于裂变中子在闪烁液体中的寿命), 裂变中子脉冲送至示波器的垂直偏转板, 再用自动照相的方法记录下来. 由于电子技术的广泛发展, 后来许多类似工作大多是用裂变脉冲去触发电子门, 并将进入几十微秒门内的裂变中子脉冲按其数目变换成不同幅度的输出脉冲, 然后把它送入脉冲幅度分析器, 即可测出实验的裂变中子数目几率分布. 由于大液体闪烁探测器具有很高效率这一优点, 在测量裂变中子数目几率分布的实验中绝大多数都应用此种方法, 这比以前我们曾用过的重水-硼计数管系统^[6]有利得多, 因后者探测裂变中子的效率仅 14.7%, 只能观察到最多中子数目为 4 或 5 的几率. 所以, 我们建立起球形液体闪烁探测器, 首先用它测量 Pu^{240} 自发裂变的 P_ν , 并将测量结果与同类工作^[1-3]进行比较.

二、实 验 装 置

实验装置如图 1 所示; 整套装置是放在远离放射源的实验室中.

* 1973 年 2 月 9 日收到.

裂变中子探测器是球形的, 内装 111 升闪烁液体。球的直径为 60 厘米, 通过球心有一直径为 6.4 厘米的管道, 球形容器是用 0.3 厘米厚的铝板压制成的, 内壁涂有 TiO_2 的反射层。六只 EMI-9530 B 型光电倍增管匀称地分布在球面上。载镭闪烁液体的配方比例如下: 首先分别配制溶液 I、II。

溶液 I:

甲苯 (C_7H_8): 1 升(二级分析纯经脱水处理),

三联苯 ($\text{C}_{18}\text{H}_{14}$): 3.3 克,

POPOP($\text{C}_{24}\text{H}_{16}\text{N}_2\text{O}_2$): 0.3 克;

溶液 II:

乙醇 ($\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}$): 1 升(二级分析纯无水乙醇, 经脱水处理),

丙酸镭 [$\text{Cd}(\text{C}_3\text{H}_5\text{O}_2)_2$]: 350 克。

然后将溶液 II 徐徐倒入溶液 I 中混合, 搅拌均匀配成载镭闪烁液体。为保证不生成沉淀, 适量的多加入一些无水乙醇是必要的。最后配成载镭闪烁液体的总量及成分为

甲 苯: 85 升,

乙 醇: 25 升(按上述比例, 乙醇应为 21.4 升),

丙酸镭: 7.5 公斤,

三联苯: 280.5 克,

POPOP: 25.5 克。

闪烁液体体积为 111 升, 镭、氢原子数之比为 0.0031。

多层平板裂变电离室, 内装 4.09 毫克的钚样品 (Pu^{240} 丰度为 8%, 即 Pu^{240} 含量为 327 微克), 钚电镀在直径为 1.6 厘米的铂片上, 共四片。在甄别掉 α 脉冲后可得到自发裂变计数率为 5—6 脉冲/分, 电离室放在球形液体闪烁探测器管道的中心处。

为防止天然本底和外来本底, 系统四周用 10 厘米厚的铅砖或 20 厘米厚的铁砖屏蔽, 顶部及底部以 5 厘米厚的铅砖或 6 厘米厚的铁砖屏蔽。

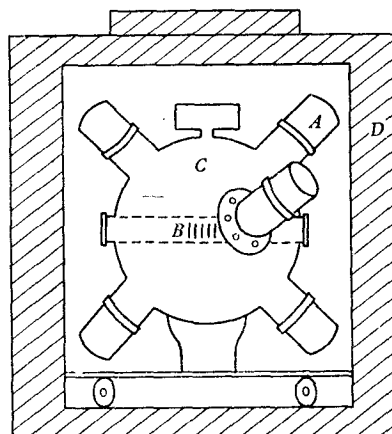


图1 实验装置示意图

A——光电倍增管; B——裂变样品;
C——闪烁液体; D——铅和铁的屏蔽体

三、记录系统

实验用的电子仪器方块图如图 2 所示。

裂变脉冲经过放大后送入隧道二极管的快甄别器, 为了尽可能消除假裂变脉冲(如 α 堆垒脉冲), 将甄别器输出的 0.2 微秒宽, 幅度为 12 伏的脉冲送入符合线路与中子道的瞬时脉冲(裂变瞬发 γ 或反冲质子产生的脉冲)符合, 分辨时间为 0.3 微秒, 然后将符合输出脉冲送入数目分析器^[7]去触发中子门, 门宽为 47 微秒。

中子道脉冲经过隧道二极管甄别器后, 经 0.5 微秒延迟后再输入脉冲数目分析器与门符合, 并将门内的中子脉冲数目线性累加成相应幅度的脉冲, 这样形成脉冲的幅度就与门内中子脉冲数目成正比。最后把它输入 256 道脉冲幅度分析器, 由此得出实验测定的

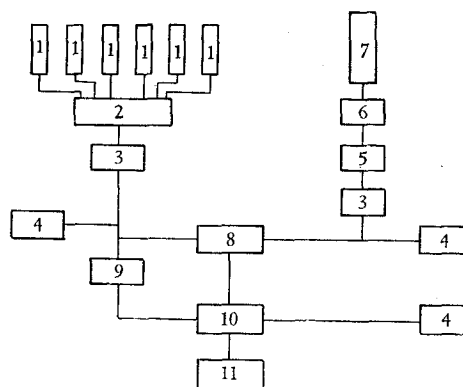


图2 电子仪器方块图

- 1——阴极输出器；2——加法线路；3——甄别器；
4——定标器；5——放大器；6——前置放大器；
7——裂变电离室；8——符合线路；9——延迟线；
10——脉冲数目分析器；11——脉冲幅度分析器

数目分布。

四、调整与测量

为了先测出 Pu^{240} 自发裂变的 P_v 分布，也因液体闪烁探测器刚建立，为避免一开始就碰到较困难的实验条件（如在加速器上测量会有较大本底，电子仪器受干扰更严重等），所以我们没有先刻度探测器的效率¹⁾，而是引用文献[5]中给出的 Pu^{240} 自发裂变的 $\bar{\nu}$ 作标准来定出探测器记录裂变中子的效率。

因此，调整工作主要是液体闪烁探测器的安装和性能测试，搞好光密封、各光电倍增管脉冲幅度的调整和电子仪器的配合及稳定工作，采取有效屏蔽降低本底等最基本的试验。

我们在灌入闪烁液体后首先用 γ 源测试，看到了光脉冲，同时看到了大量的本底脉冲（包括来自宇宙线形成的高幅度脉冲），这表明闪烁液体在工作，但这时要用单能 γ 源来调光电倍增管还是困难的，因本底太大。所以又将系统四周加上 10 厘米厚的铅砖墙和铁砖墙，这样才把本底计数由 4.2×10^5 脉冲/分降到 8×10^4 脉冲/分。然后用单能 γ 源 Cs^{137} 、 Zn^{65} 、 Co^{60} 在 256 道脉冲幅度分析器上调整各光电倍增管的脉冲幅度谱，调整各管工作电压使对同一 γ 源产生的脉冲幅度相等，随后进行了电子仪器的配合和稳定性的测试。

Pu^{240} 自发裂变放出的中子与闪烁液体中的氢、碳等原子核（主要是氢原子核）碰撞被慢化，然后在扩散过程中被镅原子核俘获，放出级联 γ 量子使闪烁液体发光，光量子被光电倍增管收集。把各光电倍增管的脉冲幅度线性相加后送电子仪器分析记录（见图 2）。

测量共进行 120 小时，每隔 2—3 小时用脉冲发生器代替裂变电离室作一次本底测

1) 1971 年我们已在静电加速器上利用 $\text{D}(\text{d}, \text{n})\text{He}^3$ 和 $\text{T}(\text{d}, \text{n})\text{He}^4$ 反应的单能中子在蒽晶体上产生的 (n, p) 散射来刻度了探测器的效率曲线，测出 Pu^{240} 自发裂变瞬时中子平均数 $\bar{\nu}$ 为 2.138 ± 0.034 。

量, 实验测得的数据列在表 1 中。

表 1 测量的原始数据

n	0	1	2	3	4	5	6	7
X_n	4481	11695	11242	5152	1196	157	12	0
Y_n	707147	38966	1421	77	8	4	0	0

表中 X_n 为直接测得每次裂变事件记录到 $n = 0, 1, 2, \dots$ 个中子脉冲的次数; Y_n 为用脉冲产生器代替裂变电离室讯号测得的本底数据。

五、数据处理

设探测系统记录 Pu^{240} 自发裂变瞬时中子的效率为 η , 每次裂变放 ν 个中子的几率为 P_ν , 则探测系统记录 n 个中子的几率 F_n 为

$$F_n = \sum_{\nu=n}^N C_\nu^n \eta^n (1-\eta)^{\nu-n} P_\nu \quad n, \nu = 0, 1, 2, \dots, N, \quad (1)$$

式中 N 是一次裂变所放出的中子数目的最大值, C_n^ν 为组合系数, 其值为

$$C_n^\nu = \frac{\nu!}{n!(\nu-n)!}.$$

由 (1) 式推得:

$$P_\nu = \sum_{n=\nu}^N C_n^\nu (\eta-1)^{n-\nu} \eta^{-n} F_n \quad n, \nu = 0, 1, 2, \dots, N, \quad (2)$$

式中

$$C_\nu^n = \frac{n!}{\nu!(n-\nu)!}.$$

1. 球形液体闪烁探测器的效率 η

球形液体闪烁探测器记录 Pu^{240} 自发裂变瞬时中子的效率 η 是用文献 [5] 中给出 Pu^{240} 自发裂变的 $\bar{\nu}$ 来刻度的, 它可用我们测得的数据表示为

$$\eta = \frac{\sum_{n=0}^N n f_n - \sum_{n=0}^N n B_n}{\bar{\nu}}, \quad (3)$$

式中 f_n 为每次裂变后实际测得的中子数目为 n 的几率 (包含本底在内), B_n 为每次触发电子门内记 n 个本底脉冲的几率. 利用文献 [5] 中给出的 $\bar{\nu} = 2.154 \pm 0.028$ 和实验测定的有关数据, 算出 $\eta = 0.759 \pm 0.011$.

2. 分辨时间 τ 的校正

裂变中子在闪烁液体中产生的俘获 γ 脉冲的时间分布 $f(t)$ 比较集中在裂变后的几微秒以内, 由于电子仪器分辨时间 τ 的限制, 脉冲有可能重迭造成漏失. 为此, 我们用示波

器照相法测量了裂变中子俘获脉冲的时间分布 $f(t)$, 如图 3 所示. 示波器横向触发扫描时间为 30 微秒, $f(t)$ 曲线 30 微秒以外的部分是外推而来的.

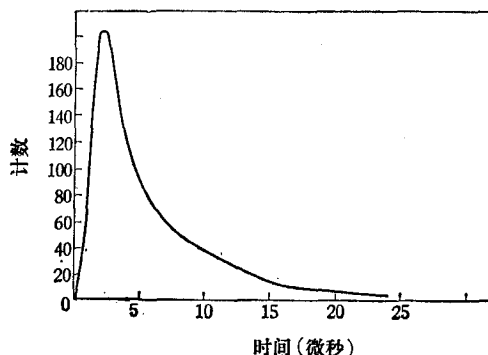


图 3 裂变中子在闪烁液体中俘获脉冲的时间分布

两个中子脉冲相重迭的几率 $k = 2\tau \int_0^T f^2(t) dt$, 式中 T 为电子门宽, 实验选用 47 微秒; 仪器分辨时间测出为 $\tau = 0.4 \pm 0.03$ 微秒, 由数字积分求出: $k = 0.0526 \pm 0.0045$.

设 f'_n 及 f_n 分别为未经漏失校正和经过漏失校正的直接测量的几率分布, 它们的关系为

$$f'_n = f_n \left\{ 1 - \left[\frac{n!}{2!(n-2)!} \right] k \right\} + \left[\frac{(n+1)!}{2!(n-1)!} \right] k f_{n+1}. \quad (4)$$

此表示式是在忽略三个以上的脉冲重迭漏失下得来的.

3. 本底校正

每次裂变触发的电子门内除了有裂变中子外, 还有本底脉冲, 它们应从效应中扣除. 我们由直接测得的本底计数 $Y_n (n = 0, 1, 2, \dots, 6)$ 按

$$B_m = \frac{Y_m}{\sum_{n=0}^6 Y_n}$$

换算出本底几率分布, 再按下式扣除本底:

$$f_n = \sum_{m=0}^n F_{n-m} B_m \quad n = 0, 1, 2, \dots, 6, \quad (5)$$

其中 F_{n-m} 为扣除本底后系统记录 $(n-m)$ 个中子的数目分布.

4. 误差计算

误差的主要来源是重迭漏失校正的误差、统计误差和确定效率 η 引用 $\bar{\nu}$ 带来的系统误差. 本底校正误差由于统计足够高可以忽略不计.

(1) 由(3)式

$$\eta = \frac{\sum_{n=0}^6 n f_n - \sum_{n=0}^6 n B_n}{\bar{\nu}} = \frac{f - B}{\bar{\nu}},$$

得出

$$\left(\frac{\Delta\eta}{\eta}\right)^2 = \left(\frac{\Delta\bar{\nu}}{\bar{\nu}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta f}{f}\right)^2, \quad (6)$$

而

$$f = \sum_{n=0}^6 n f_n = \frac{\sum_{n=0}^6 n X_n}{\sum_{n=0}^6 X_n},$$

所以

$$\frac{\Delta f}{f} = \frac{\sqrt{\sum_{n=0}^6 (n - f)^2 (\Delta X_n)^2}}{\sum_{n=0}^6 n X_n},$$

式中 X_n 是直接测量值 X_n 经漏失校正得到的, 其相对应的误差为 ΔX_n . 将这关系式代入(6)中, 得

$$\frac{\Delta\eta}{\eta} = \sqrt{\left(\frac{\Delta\bar{\nu}}{\bar{\nu}}\right)^2 + \frac{\sum_{n=0}^6 (n - f)^2 (\Delta X_n)^2}{\left(\sum_{n=0}^6 n X_n\right)^2}}.$$

(2) P_ν 的误差 ΔP_ν

设 $\Delta P_\nu|_{\Delta X_n}$ 为由 ΔX_n 引起 P_ν 的误差, $\Delta P_\nu|_{\Delta\eta}$ 为由 $\Delta\eta$ 引起 P_ν 的误差, $\Delta P_\nu|_{\Delta k}$ 为由 Δk 引起 P_ν 的误差, 则

$$\Delta P_\nu = \sqrt{\sum_{n=0}^6 (\Delta P_\nu|_{\Delta X_n})^2 + (\Delta P_\nu|_{\Delta\eta})^2 + (\Delta P_\nu|_{\Delta k})^2}. \quad (7)$$

这样, 我们按数字运算, 把由 $X_0, X_1, \dots, X_6$ 算出的 P_ν 及分别依次引入 $\Delta X_n, \Delta\eta$ 和 Δk 算出的 P_ν 对应相减, 求得 $\Delta P_\nu|_{\Delta X_n}, \Delta P_\nu|_{\Delta\eta}$ 和 $\Delta P_\nu|_{\Delta k}$ 然后将 $\Delta P_\nu|_{\Delta X_n}, \Delta P_\nu|_{\Delta\eta}, \Delta P_\nu|_{\Delta k}$ 各项按(7)式即可求出误差 ΔP_ν . 整个运算是在 803 电子计算机上完成的.

六、结果与讨论

实验结果如图 4 所示, 所得数据列在表 2 中.

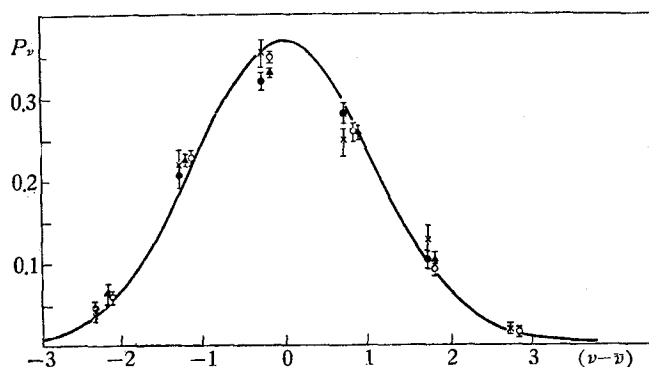


图 4 各家测量结果与高斯曲线的比较
 $\circ$ ——Diven; $\circ$ ——Hicks; $\circ$ ——Boldeman; $\circ$ ——本工作

将我们的测量结果与 B. C. Diven^[1], A. Hicks^[2] 和 Boldeman^[3] 等的结果相比较,基本上都在误差范围内一致,这些数据都列在表 2 中,且也作图于图 4 上. 按 J. Terrell^[4] 半经验理论计算,除个别核(如 Cf²⁵²)外,其它重核自发裂变的 P_ν 分布都相当好地与 $\sigma = 1.08$ 的高斯分布符合,即

$$P_\nu = \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} \exp \left[-\frac{(\nu - \bar{\nu})^2}{2\sigma^2} \right], \quad (8)$$

表 2 测量结果的比较

$P_\nu \backslash \nu$ 作者	0	1	2	3	4	5	6
B. C. Diven ^[1]	0.049 ± 0.006	0.214 ± 0.012	0.321 ± 0.014	0.282 ± 0.017	0.112 ± 0.013	0.021 ± 0.008	0.001 ± 0.003
A. Hicks ^[2]	0.041 ± 0.009	0.219 ± 0.021	0.351 ± 0.021	0.214 ± 0.020	0.127 ± 0.018	0.020 ± 0.006	0.001 ± 0.002
J. W. Boldeman ^[3]	0.0639 ± 0.010	0.2284 ± 0.0021	0.3299 ± 0.0022	0.2536 ± 0.0028	0.1047 ± 0.0031	0.0166 ± 0.0015	0.0030 ± 0.0005
本 工 作	0.060 ± 0.004	0.232 ± 0.009	0.342 ± 0.009	0.251 ± 0.014	0.095 ± 0.017	0.016 ± 0.011	0.005 ± 0.004

表 3 各家结果与高斯分布 ($\sigma = 1.08$) 的比较

名 称	高斯分布	B. C. Diven ^[1]		A. Hicks ^[2]		J. W. Boldeman ^[3]		本 工 作	
ν	P_ν	P_ν	ΔP_ν	P_ν	ΔP_ν	P_ν	ΔP_ν	P_ν	ΔP_ν
0	0.051	0.049	0.002	0.041	0.010	0.0639	0.013	0.060	0.009
1	0.209	0.214	0.005	0.219	0.010	0.2284	0.019	0.232	0.023
2	0.366	0.321	0.045	0.351	0.015	0.3299	0.036	0.342	0.024
3	0.272	0.282	0.010	0.241	0.031	0.2536	0.018	0.251	0.021
4	0.086	0.112	0.026	0.127	0.041	0.1047	0.019	0.095	0.009
5	0.012	0.021	0.009	0.020	0.008	0.0166	0.005	0.016	0.004
6	0.001	0.001	0	0.001	0	0.0030	0.002	0.005	0.004
$\Sigma(\Delta P_\nu)^2$	0		0.002911		0.003131		0.002540		0.001740

其中 $\sigma = 1.08$, $\nu = 0, 1, 2, \dots$.

现将各家结果与 $\sigma = 1.08$ 的高斯分布相比较,并将计算结果列在表 3 中. 表 3 清楚地表明我们的结果更好符合高斯分布,因 $\Sigma(\Delta P_\nu)^2$ 最小,这里 ΔP_ν 是测量值与高斯曲线相应值之差.

参 考 文 献

- [1] B. C. Diven *et al.*, *Phys. Rev.*, **101** (1956), 1012.
- [2] A. Hicks *et al.*, *Phys. Rev.*, **101** (1956), 1016.
- [3] J. W. Boldeman, *J. of Nucl. Energy*, **22** (1968), 63.
- [4] J. Terrell, *Phys. Rev.*, **108** (1957), 783.
- [5] Asplund Nilsson I. *et al.*, *Nucl. Sci. Eng.*, **15** (1963), 213.
- [6] 中国科学院原子能研究所, 原子能科学技术, **4** (1961), 1.
- [7] W. G. Gore, *Nucl. Instr. and Methods*, **7** (1960), 320.

PROBABILITY OF PROMPT NEUTRON EMISSION FROM SPONTANEOUS FISSION OF Pu^{240}

WANG YU-SHENG HSU CHING-CHEN

ABSTRACT

The probability distribution of prompt neutron number from the spontaneous fission of Pu^{240} has been measured by use of a spherical liquid scintillation detector 60 cm in diameter. The experimental distribution can be well represented by a Gaussian distribution with $\sigma = 1.08$. This result was compared with the experimental results of B. C. Diven^[1], A. Hicks^[2] and J. W. Boldeman^[3], and is in agreement with the semi-empirical theoretical distribution given by J. Terrel^[4]. The absolute efficiency of the detector for the fission neutron of Pu^{240} has been found to be 0.759 ± 0.011 , based on the average number of prompt neutrons per fission for spontaneous fission of Pu^{240} $\bar{\nu} = 2.154 \pm 0.028$ ^[5].