

裂变谱中子引起 U^{235} , Th^{232} 裂变时 放出瞬时中子平均数目的测量

王豫生 周友朴 郭士伦 黄胜年

用慢符合法对裂变谱快中子引起 U^{235} , Th^{232} 裂变相对于热中子引起 U^{235} 裂变放出的瞬时中子的平均数目进行了测量。测得

$$\bar{\nu}_f(U^{235})/\bar{\nu}_r(U^{235}) = 1.11 \pm 0.03,$$

$$\bar{\nu}_f(Th^{232})/\bar{\nu}_r(U^{235}) = 1.05 \pm 0.02,$$

其中 $\bar{\nu}_f$ 为裂变谱快中子引起裂变放出的瞬时中子的平均数目, $\bar{\nu}_r(U^{235})$ 为热中子引起 U^{235} 裂变放出的瞬时中子平均数目, 利用已知的 $\bar{\nu}_r(U^{235})$ 值求得

$$\bar{\nu}_f(U^{235}) = 2.69 \pm 0.07,$$

$$\bar{\nu}_f(Th^{232}) = 2.56 \pm 0.06.$$

快中子引起重核裂变时放出的瞬时中子的平均数目 $\bar{\nu}$ 以及它随入射中子能量的变化, 在实际应用中是一个重要的参数。迄今, 在不同能量下对各种裂变同位素已经进行了很多测量^[1,2]。例如, 在 5 兆电子伏以下及 14—15 兆电子伏能区对 U^{235} 提供了许多测量数据, 但精确度还不够高(一般在 3—5% 左右)。而 Th^{232} 的测量结果还很少, 而且在已有的数据中互相间有明显的分歧。

我们利用慢符合法测量了裂变谱快中子引起 U^{235} 及 Th^{232} 裂变时放出的瞬时中子平均数目。实验原理及方法与以前的工作^[3,4]相同。具体装置略有改变。

一、实验装置

本实验是在中国科学院重水反应堆水平实验孔道上进行的。

为了获得裂变谱快中子, 在反应堆水平实验孔道的热中子束上安装了一个由 66.92 克的八氧化三铀(铀-235 的浓缩度为 20%)粉末构成的中子转换器。转换器的位置和方向调节到使裂变计数率最高。

用来记录裂变数目的电离室放在中子探测系统的中心, 它们都位于与热中子束成 21° 角的方位上。

U^{235} 电离室内装有一片重 2.33 克、面积为 2.5×10 厘米² 的金属 U^{235} 片, 其浓缩度为 $(89.7 \pm 0.5)\%$ 。在铀片两边相距 9 毫米处安装有面积为 3×10 厘米²、厚 20 微米的铝箔作为收集电极。铀片和收集电极都装在与电离室底面垂直方向成一倾角(约为 $5^\circ 43'$)的位置上。这就保证铀片的全部面积都在入射中子束的直接照射范围内。用这种厚铀片作测量样品, 可以获得较高的裂变计数率, 但堆积起来的 α 脉冲就形成了裂变脉冲的“本底”。我们利用提高线路分辨时间的办法消除了它的影响。

至于 Th^{232} 电离室, 由于 Th^{232} 的裂变截面很小, 为了得到适于测量的裂变计数率, 用了两面涂有硝酸钍的 42 个铝箔组成的多层电离室。硝酸钍与胶混合, 涂在铝箔上, 然后烘干。铝箔厚 0.2 毫米, 直径 52 毫米。另外 43 片作为收集电极用的铝片交替地放在裂变物质片之间, 片与片间距离为 4 毫米。电离室全长 48 厘米, 充氩气压力为 1.8 大气压。在测量 $\bar{\nu}_f(Th^{232})/$

$\bar{\nu}_r(U^{235})$ 时,为了避免由 Th^{232} 电离室和 U^{235} 电离室的几何差别而造成的偏差,我们做了一个与 Th^{232} 电离室完全相同的天然铀多层电离室来进行测量。

中子探测系统由 18 支 CHM-7 型含 B^{10} 90% 的 BF_3 计数管组成的,围绕电离室埋在石蜡箱中。

记录系统与文献[3,4]所用完全一样。

由转换器而来的大量的裂变谱中子在探测系统中形成的本底是通过以下几项措施来克服的:

(1) 使探测系统中心与转换器保持足够的距离(170 厘米)。并在系统前加了 60 厘米长的碳化硼准直器及 20 厘米长的铁准直器,以减少入射中子束所形成的本底。

(2) 尽可能减少处在入射中子束上的散射物质。这主要是指电离室的结构材料。我们把电离室内部的支架等物都尽量装在入射中子束直接照射的范围之外。收集电极所用的铜、铝箔足够薄,铝制的电离室外壳前后顶盖厚度都在 1 毫米以下。

(3) 加强本底中子的防护。在转换器四周都用含硼石蜡、铜片、铁砂等做了严密的防护。在探测系统的周围用厚为 15 厘米的硼酸及石蜡来减低外来快中子和热中子的本底。

作了以上努力之后,在 U^{235} 测量中,偶然符合计数占总符合数的 30% 左右。对 Th^{232} , 由于稍稍加大了中子束的准直器直径(为提高裂变计数率),偶然符合计数占 50% 左右。

二、测量与结果

1. U^{235} 的测量 因为入射中子束内除了本实验所要求的裂变谱中子外,还混杂着由转换器散射进来的堆谱中子(它对 U^{235} 裂变室的漏比值为 51),而 U^{235} 在热能附近的裂变截面比裂变谱快中子的截面值要大很多倍,因此在测量时为了防止这部分中子引起裂变带来过大的校正,在入射中子束前用厚为 0.8 毫米的铜片及厚为 1.13 克/厘米² 的碳化硼组成的过滤片挡着。这样,通过过滤片的漏上低能中子引起 U^{235} 的裂变就减少到占总裂变数的 21.5%。

由热中子引起 U^{235} 裂变的测量是在相同的几何安排下,用同一个电离室进行的。只是把过滤片及转换器取下,而以一块含氢物质(有机玻璃)放在原来转换器的位置上作为散射体,以使堆内出来的热中子散入探测系统中央的电离室上。然后同样记录裂变计数与符合计数。

交替地进行裂变谱快中子与热中子的测量。这两组数据的结果列于表 1。

表 1 U^{235} 的测量结果

中子束	裂变数	真符合数	未经校正的 $\bar{\nu}_f(U^{235})/\bar{\nu}_r(U^{235})$
裂变谱中子	50279	11046	1.09±0.02
热中子	240552	48650	

为了校正由混在裂变谱中子内的漏上中子引起 U^{235} 的裂变,我们用足够厚(1 毫米)的铜片包住转换器,并记录裂变数。这样得出漏上低能中子引起的裂变占总裂变数的 $(21.5 \pm 1.5)\%$ 。计入这种校正,并对样品中含 $(10.3 \pm 0.5)\%$ 的 U^{238} 及 U^{234} 成分进行校正,最后得到的结果为

$$\frac{\bar{\nu}_f(U^{235})}{\bar{\nu}_r(U^{235})} = 1.11 \pm 0.03.$$

误差的主要来源是统计误差。校正漏上中子引起裂变以及含 U^{238} 成分所引入的误差可忽略不计。快中子裂变时中子角分布微量的各向异性引入的误差,两种裂变中子能谱的微小差别,以及仪器误差,都比统计误差小得多。

已知 $\bar{\nu}_r(U^{235}) = 2.43 \pm 0.02^{[5]}$, 所以求得

$$\bar{\nu}_f(U^{235}) = 2.69 \pm 0.07.$$

2. Th^{232} 的测量 如上所述,为了获得足够的裂变计数率,我们用了多层 Th^{232} 电离室。在进行 U^{235} 热中子裂变的标准测量时,应用了与 Th^{232} 电离室几何形状完全相同的天然铀多层电离室。因为层数多,极间距离小,结果电离室的电容很大,脉冲幅度就很低。为了防止可能的外来电干扰形成的虚假裂变计数,我们用示波器对裂变脉冲放大器的输出波形进行了监视。

测量重复了三次,在每次测量中,快中子 Th^{232} 裂变及热中子 U^{235} 裂变都是交替进行的。兹将三次测量的结果列于表 2。

表 2 Th^{232} 的测量结果

实验系列	实验条件	裂变数	真符合数	未经校正的 $\bar{\nu}_f(Th^{232})/\bar{\nu}_f(U^{235})$
1	裂变谱中子+ Th^{232}	14724	2340	1.023±0.042
	热中子+ U^{235}	116992	18169	
2	裂变谱中子+ Th^{232}	10020	2008	1.064±0.041
	热中子+ U^{235}	101431	19111	
3	裂变谱中子+ Th^{232}	10956	2024	1.022±0.038
	热中子+ U^{235}	164722	29783	
平均				1.036±0.021

表上误差仅为统计误差。

由于 Th^{232} 快中子裂变时裂变碎片分飞方向对入射中子方向有着明显的各向异性,因而在实验室坐标系中裂变次级中子也不是各向同性地发射的。我们的探测系统是柱形对称而不是球形对称的,所以要加上修正。相应的计算表明,此一修正因子等于 1.015。所以最后得到

$$\bar{\nu}_f(Th^{232})/\bar{\nu}_f(U^{235}) = 1.052 \pm 0.023.$$

已知 $\bar{\nu}_f(U^{235}) = 2.43 \pm 0.02^{[5]}$, 所以求得

$$\bar{\nu}_f(Th^{232}) = 2.56 \pm 0.06.$$

误差仍然主要是统计误差。实验仪器的误差、角分布校正的误差以及其他来源的误差在百分之一以下。

三、讨 论

我们测得的 $\bar{\nu}_f(U^{235})/\bar{\nu}_f(U^{235}) = 1.11 \pm 0.03$, 此值与加拉史尼柯娃(Калашникова)等人^[6]的结果 1.10 ± 0.01 在误差范围内互相符合。

按照半经验理论^[1,2], $\bar{\nu}$ 随入射中子能量 E_n 而线性增长。对 U^{235} 来说,实验得出的 $\frac{\partial \bar{\nu}}{\partial E_n} = 0.136$ 兆电子伏⁻¹^[2], 如图 1 所示。我们测得的 $\bar{\nu}_f(U^{235})$ 值,相应于入射中子平均能量 $\bar{E}_n = 1.88$ 兆电子伏(用核乳胶方法测得),也位于这条直线上,见图 1。

下面较详细地讨论一下 Th^{232} 的 $\bar{\nu}$ 值。为了便于比较,我们把已公布的所有 Th^{232} 的 $\bar{\nu}$ 值实验结果列于表 3 及图 2。其中有些数据发表时是以 $\bar{\nu}_f(U^{235}) = 2.47$ 为标准的,我们一律依 $\bar{\nu}_f(U^{235}) = 2.43$ 为准作了归一。我们的入射中子是一个连续谱,对 Th^{232} 裂变而言其平均有效能量为 2.93 兆电子伏。论文[9]的入射中子也是连续谱的,其他均为单能快中子。

由图 2 可见,各个结果是有分歧的,不能都落在一条半经验理论所要求的 $\bar{\nu}(E_n)$ 直线上。根据 1959 年斯密什(Smith)^[7]及比洛德(Billaud)^[11]的结果,可以画出了一条斜率 $\frac{\partial \bar{\nu}}{\partial E_n} = 0.16$

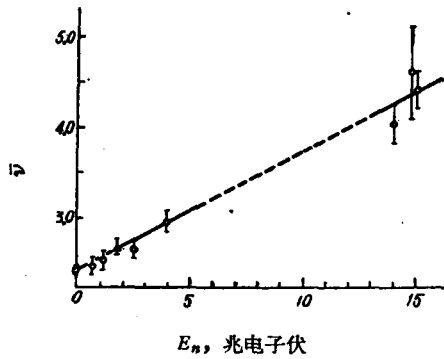


图1 U^{235} 裂变平均瞬时中子数 $\bar{\nu}(U^{235})$ 随入射中子能量 E_n 的变化

▲——本文结果；○——其他作者的结果。

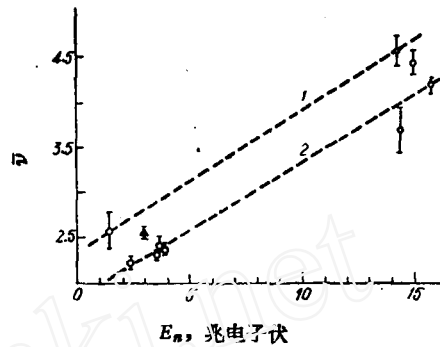


图2 Th^{232} 裂变平均瞬时中子数 $\bar{\nu}(Th^{232})$ 随入射中子能量 E_n 的变化

▲——本文结果；○——其他作者的结果。

[兆电子伏] $^{-1}$ 的斯密什-比洛德线(见图2), 而库兹米诺夫(Кузьминов)根据苏联^[8,9,12]工作的结果得出了另一条库兹米诺夫线, 其斜率为 $\frac{\partial \bar{\nu}}{\partial E_n} = 0.15$ [兆电子伏] $^{-1}$ 。这两条线的绝对值相差

达20%左右。

我们的测量结果落在两条线的中间。

应当指出, 钍的 $\bar{\nu}$ 值测量, 由于裂变截面小(阈能以上为0.12靶), 实验时计数率低, 精确度不易提高。从现有的数据来看, 还很难就 $\bar{\nu}(Th^{232})$ 是否符合直线规律作出任何结论。看来有必要在不同能量的单能中子源上进行更精确的测量。

最后, 我们感谢何泽慧先生对本工作的指导和关心, 感谢杨春群同志

参与了早期的部分工作。并对反应堆运行人员对我们的多方协助表示谢意。

表3 Th^{232} $\bar{\nu}$ 值的已有数据

中子能量, 兆电子伏	$\bar{\nu}(Th^{232})$ 值	文献
1.4	2.58 ± 0.20	[7]
2.3	2.22 ± 0.08	[8]
2.93(平均)	2.56 ± 0.06	本文
3.5(平均)	2.31 ± 0.05	[9]
3.6 ± 0.3	2.42 ± 0.10	[10]
3.75	2.39 ± 0.06	[8]
14.2	4.56 ± 0.16	[11]
14.3	3.68 ± 0.25	[12]
14.9 ± 0.3	4.43 ± 0.13	[10]
15.7	4.18 ± 0.09	[8]

参 考 文 献

- [1] R. B. Leachman, *Proceedings of the Second United Nations International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy*, 1958, Vol. 15, 229.
- [2] И. И. Бондаренко и др., *Proceedings of the Second United Nations International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy*, 1958, Vol. 15, 353.
- [3] 中国科学院原子能研究所, *原子能科学技术*, 第1期, 1 (1960).
- [4] 梁祺昌、王毅、陈进贵, *原子能科学技术*, 第4期, 199 (1961).
- [5] Hughes, *Nucleonics*, 17, No. 11, 132 (1959).
- [6] В. И. Калашникова и др., *Атомная Энергия*, 2, 18 (1957).
- [7] A. V. Smith, *Phys. Rev.*, 115, 1247 (1959).
- [8] Б. В. Кузьминов, *Нейтронная физика*, Госатомиздат, 1961, стр. 241.
- [9] Б. В. Кузьминов и др., *Атомная Энергия*, 4, 187 (1958).
- [10] H. Conde and N. Starfelt, *Nucl. Sci. and Engin.*, 11, 397 (1961).
- [11] P. Billaud et al., *Proceedings of the Second United Nations International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy*, 1958, Vol. 16, 106.
- [12] Ю. А. Васильев, *Физика деления атомных ядер*, Госатомиздат, 1962, стр. 121.

(编辑部收稿日期1963年9月27日)