

慢化球探测器测量中子能谱

朱升云 陈 英 罗德兴 張振書 蔣崧生

本文叙述了用慢化球探测器测量中子能谱的原理和方法。在 165 千电子伏—5 兆电子伏的能区, 实验刻度了直径为 10.16 和 20.40 厘米的两个慢化球探测器的激发曲线。用一组直径为 5.08, 7.64, 10.16, 12.72, 20.40 和 25.00 厘米的慢化球测量了反应堆热中子引起的 ^{235}U 裂变中子能谱。用单参数法和相对偏差最小法解谱, 并将结果和标准裂变中子谱作了比较。

一、引言

中子能谱是个重要的参量, 测量方法也较多。慢化球探测器是一种较常用的方法^[1-6], 它具有各向同性、对 γ 射线不灵敏, 能在短时间和高通量等条件下把各种能量的中子都记录下来特性。特别是探测器的慢化层厚度可根据要求来选择, 所以可用于测量天然阈探测器难以测量的千电子伏能区的中子能谱。

二、测量原理

慢化球探测器是在无阈的中子探测器外面包上不同厚度的慢化或吸收物质构成。一定能量的入射中子通过不同厚度的慢化和吸收介质, 或不同能量的入射中子通过相同厚度的慢化和吸收介质后, 以不同的中子能谱入射到对慢中子灵敏的中心探测器中记录。因此可以设想, 一组不同厚度的慢化介质可获得一组独立的激发曲线。此外, 对一定厚度的慢化介质, 低于某一能量的中子基本上不被记录, 这个能量和天然阈探测器的阈能相当。所以一组厚度不同的慢化球探测器就是一组阈能不同的阈探测器。因而, 采用慢化球探测器测量中子能谱的原理和方法与天然阈探测器相仿。不同的是天然阈探测器的激发曲线只能选择, 不能改变, 而慢化球探测器的激发曲线在一定程度上可人为改变, 获得适合要求的激发曲线。

若把慢化球探测器设想为一个核, 它所具有的反应截面称为有效截面 σ_{eff} 。能量为 E 的单能中子入射到慢化球, 有效截面为:

$$\sigma_{\text{eff}} = \frac{\rho \int_0^E \phi(E, E') \sigma(E') dE'}{\Phi} \quad (1)$$

式中 Φ 为没有慢化球探测器时球心位置的中子通量 (中子数/厘米²); ρ 为中心探测器单位面积上的核数; $\phi(E, E')$ 是能量为 E 的单能中子经慢化和吸收后, 入射到中心探测器上的中子能谱; E' 为慢化后的中子能量; $\sigma(E')$ 是球心探测器的反应截面 (厘米²)。

若入射在球探测器上是一个分布为 $\psi(E)$ 的中子能谱, 则球探测器的平均截面为:

$$\bar{\sigma} = \frac{\int_0^E \psi(E) \sigma_{\text{eff}}(E) dE}{\int_0^E \psi(E) dE}, \quad (2)$$

相应计数率为:

$$I = \int_0^E \psi(E) \sigma_{\text{eff}}(E) dE. \quad (3)$$

若各个球的激发曲线已知, 则根据实验测得的各个球的计数率, 可用数学方法解得入射中子能谱。

三、激发曲线的实验刻度

实验用的慢化球探测器如图 1 所示。慢化物是聚乙烯, 中心探测器是 ^{239}Pu , 为减少激发曲线低能尾巴, 在中心探测器外包 1 毫米厚的镭, 以吸收镭下中子。利用云母记录裂变碎片。

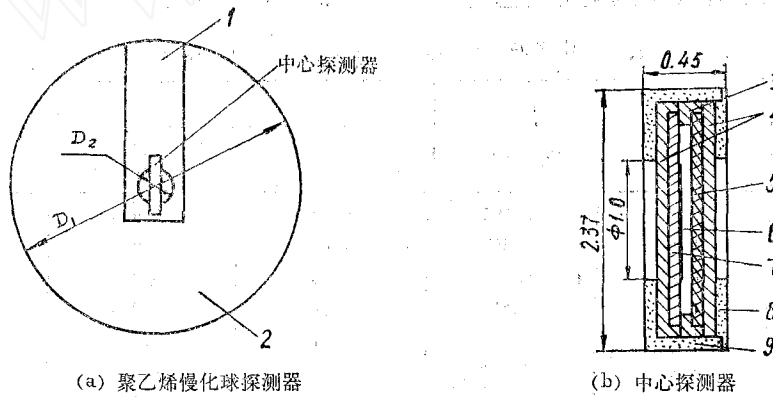


图 1 聚乙烯慢化球探测器结构
 1——聚乙烯圆柱插件; 2——聚乙烯慢化球; 3——Cd 垫圈; 4——Cd 片; 5——云母片;
 6—— ^{239}Pu 镀层; 7——不锈钢底衬; 8——聚乙烯盒盖; 9——聚乙烯盒。
 尺寸单位: 厘米。

根据各个球的灵敏能区均匀分布在待测谱整个能区和激发曲线相互独立性好的原则, 选用表 1 中所列六种球厚度。

表 1 聚乙烯慢化球几何尺寸
 单位: 厘米; 聚乙烯密度: 0.929 克/厘米³

球 名 称	内直径 D_2	外直径 D_1	厚 度
1*	1.0	5.08	2.04
2*	1.0	7.64	3.32
3*	1.0	10.16	4.58
4*	1.0	12.72	5.86
5*	1.0	20.40	9.70
6*	1.0	25.00	12.0

激发曲线原则上可由实验测定,但实验能刻度的能区是很有限的,因此一般都采用理论计算的激发曲线。我们采用伴随蒙特卡罗方法(由裴鹿成同志完成)^[7],计算了0.4电子伏到18兆电子伏能区各向同性点中子源入射的激发曲线。理论计算主要是计算入射到中心探测器上的能谱 $\phi(E, E')$ 。并且在计算中考虑了镉对0.4电子伏以上中子的吸收。图2给出计算的激发曲线。对直径为10.16和20.40厘米的两个慢化球探测器作了实验刻度,以检验理论计算的可靠程度。实验刻度能区是0.165到5.02兆电子伏(表示在图4上)。

实验是在静电加速器上做的,布局如图3所示。用 ${}^7\text{Li}(p, n)$, $\text{T}(p, n)$ 和 $\text{D}(d, n)$ 反应分别产生0.165—0.291, 0.464—1.506和3.280—5.026兆电子伏能区的单能中子束。测量时,待测球放在 0° 方向($E_n=3.280$ 兆电子伏时,位于 60° 方向),中子源与球心之间的距离 L ,对直径为20.40和10.16厘米的球分别为40和20厘米。另一相同的球放在距源约2米处(源与球之间放一石蜡影锥,以挡住直接入射中子束),同时测量大厅散射本底。中子通量用长计数器测定^[8]。测量过程中,用一个放在约 60° 方向、距源约1.5米的长计数器作监视器。

上述三个核反应产生的中子能量和强度分布都是各向异性的,而理论计算是采用各向同性的点中子源。为了与理论计算的结果比较,对 0° 照射时中子源强度各向异性的影响作了修正(60° 照射时,此项修正可忽略^[9-10])。修正因子 A_c 列于表2。

表2 中子源强度角分布修正因子 A_c 的计算值

中子源反应	E_p 或 E_d , 兆电子伏	E_n , 兆电子伏	A_c		
			$D_1=20.40$ 厘米 $L=40$ 厘米	$D_1=10.16$ 厘米 $L=40$ 厘米	$D_1=10.16$ 厘米 $L=20$ 厘米
${}^7\text{Li}(p, n)$	1.95	0.165	0.99	0.998	0.99
${}^7\text{Li}(p, n)$	2.05	0.291	1.01	1.00	1.01
$\text{T}(p, n)$	1.3	0.464	0.99	0.997	0.99
$\text{T}(p, n)$	1.5	0.681	0.98	0.995	0.98
$\text{T}(p, n)$	1.8	0.995	0.97	0.993	0.97
$\text{T}(p, n)$	2.1	1.303	0.97	0.991	0.97
$\text{T}(p, n)$	2.3	1.507	0.96	0.99	0.96
$\text{D}(d, n)^*$	0.9	3.28	~1	~1	~1
$\text{D}(d, n)$	0.9	4.02	0.95	0.986	0.95
$\text{D}(d, n)$	1.8	5.03	0.92	0.977	0.92

* $E_n=3.28$ 兆电子伏,在与入射氘束成 60° 方向得到。

云母记录裂变碎片的效率 ε 由计算而得^[12],结果列于表3。

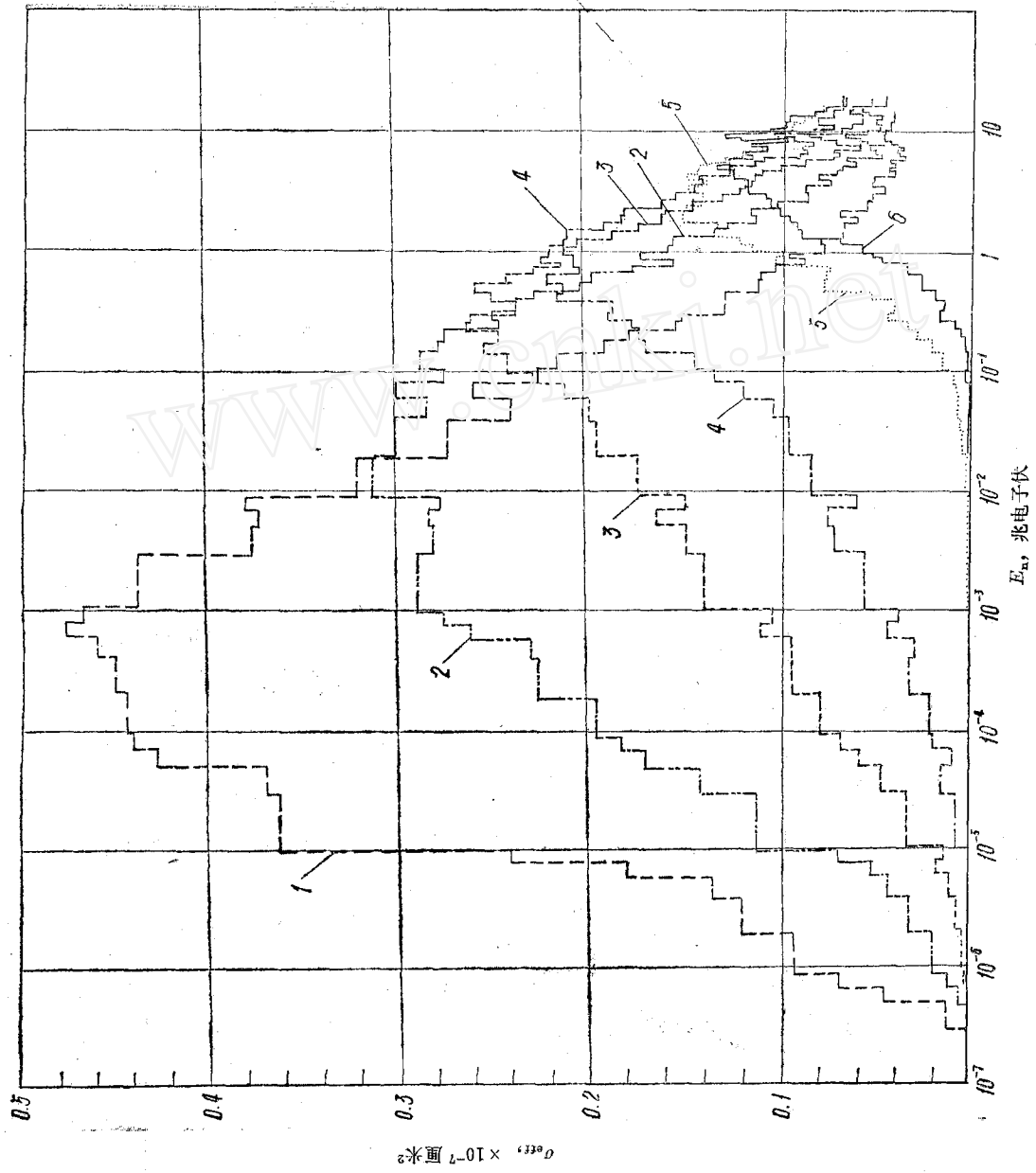
表3 计算的云母记录裂变碎片的效率

裂变源半径, 毫米	云母半径, 毫米	裂变源与云母间距离, 毫米	云母记录效率
5	8	0.2	0.936
5	8	0.4	0.927

实验测量的有效截面由下式计算:

$$\sigma_{\text{eff}}(E) = \frac{N}{\Phi \cdot \rho \cdot \varepsilon \cdot A_c} \quad (4)$$

图 2 理论计算
的激发曲线
中子源距球心 40
厘米; 1—直径
5.08 厘米球; 2—
直径 7.64 厘米球;
3—直径 10.16 厘
米球; 4—直径
12.72 厘米球;
5—直径 20.40 厘
米球; 6—直
径 25.00 厘米球。



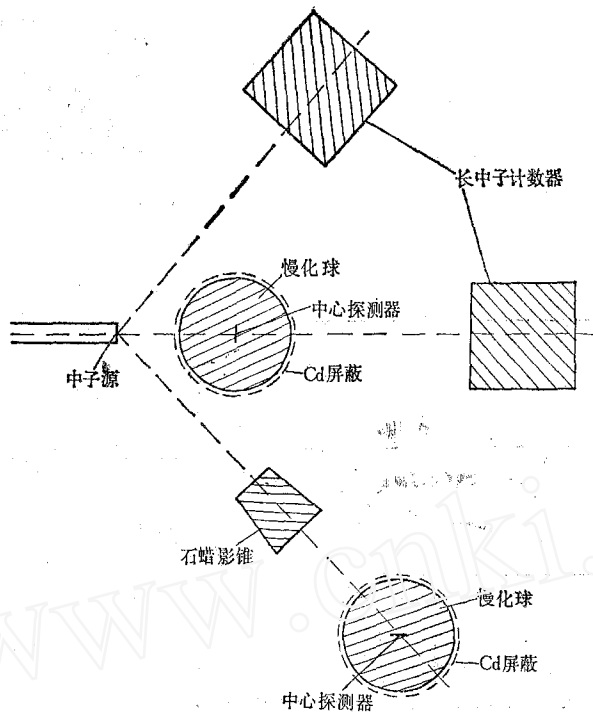


图 3 慢化球激发曲线实验刻度布局示意图

式中, N 是记录到的裂变净计数; Φ 是没有慢化球时球心位置的中子通量(中子数/厘米²)
 ε 是云母记录裂变的效率; A_c 是中子源强度各向异性修正因子; ρ 是中心探测器单位面积上 ^{239}Pu 原子数。为了与理论计算的 $\sigma_{\text{eff}}(E)$ 进行比较, 将实验测量结果都归一到中心探测器单位面积上 ^{239}Pu 为 1 微克时的截面值。

中心探测器的 Pu 样品是片状的, 因此对慢化球探测器的各向同性性能作了测试(即作了中子束入射方向与 Pu 片平行和垂直的测量), 结果没有明显差别。对直径为 10.16 和 20.40 厘米的两个慢化球探测器实验测量和理论计算的激发曲线详见表 4 和图 4。直径

表 4 激发曲线的检验结果

中子能量, 兆电子伏	$D_1=20.40$ 厘米			$D_1=10.16$ 厘米		
	有效截面 实验值, 10^{-8} 厘米 ²	有效截面 计算值, 10^{-8} 厘米 ²	有效截面计算 值与实验值 之比	有效截面 实验值, 10^{-8} 厘米 ²	有效截面 计算值, 10^{-8} 厘米 ²	有效截面计算 值与实验值 之比
0.165				2.172	2.50	1.15
0.291	0.470	0.42	0.89			
0.464	0.896	0.67	0.75	2.272	2.50	1.10
0.681	1.084	0.94	0.87	2.661	2.40	0.90
0.995	1.472	1.17	0.79	2.198	2.20	1.00
1.300	1.508	1.30	0.86			
1.506	1.751	1.40	0.80	1.715	1.80	1.05
3.280	1.705	1.50	0.88	1.259	1.26	1.00
4.018	1.608	1.50	0.93	1.123	1.10	0.98
5.026	1.637	1.45	0.89	0.952	0.95	1.00

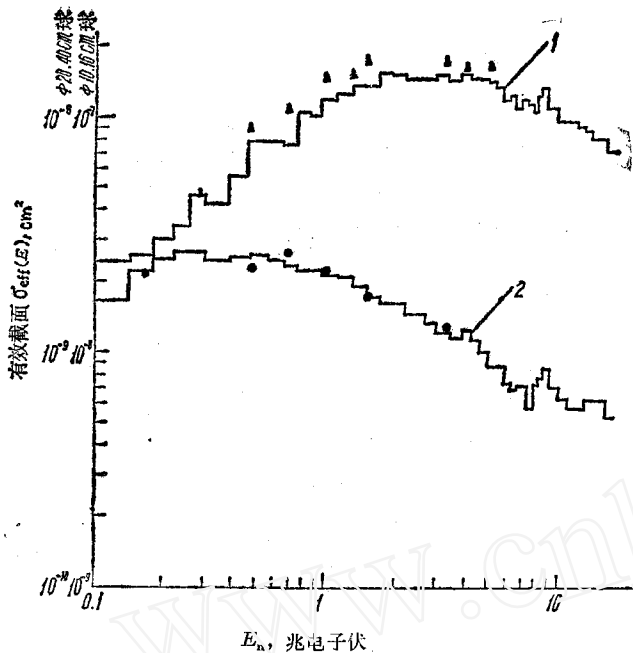


图 4 直径为 20.40 和 10.16 厘米慢化球激发曲线
 ▲, 1——直径 20.40 厘米球实验值与理论值 ($L=40$ 厘米);
 •, 2——直径 10.16 厘米球实验值与理论值 ($L=20$ 厘米)。

表 5 测量误差

误差来源	误差, %
数裂变径迹数	10
中子通量测量	5
钚-239 样品定量	3
云母探测效率	5
中子源强度角分布修正	5
慢化球尺寸、密度、测量距离等	5
总计	15

为 10.16 厘米的慢化球探测器，理论和实验值符合较好；直径为 20.40 厘米的慢化球探测器，其结果两者形状一致，在绝对值上，虽然实验值系统偏高，但与计算值在误差范围内基本一致。实验误差为 15%，各分项误差在表 5 中列出。由实验刻度可以看出，理论计算的激发曲线在 15—20% 范围内是可信的。

四、测量及结果

为检验理论计算的激发曲线和用慢化球探测器测量中子能谱的可靠程度，测量了热中子引起的 ^{235}U 裂变中子能谱。

实验是在反应堆水平孔道上进行的，装置如图 5 所示。裂变中子源是安置在水平孔道前的 ^{235}U 转换靶，慢化球探测器球心离转换靶中心 50 厘米，与孔道轴线——热中子束成 45° 角。大厅散射本底用另一个相同的、离靶约 1 米、与孔道轴线也成 45° 的球测量（源和球之间有一聚乙烯影锥，以挡住直接入射中子束）。为减少热中子的影响，球外包一层 0.5 毫米厚的镅片。测量用直径为 5.08, 7.64, 10.16, 12.72, 20.40, 25.00 厘米的六个慢化球探测器。中子通量的监测采用 BF_3 计数器。

由各慢化球探测器的激发曲线和实验测量的计数率，采用下面两种数学方法解得入射到慢化球探测器上的中子能谱——反应堆热中子引起的 ^{235}U 裂变中子能谱。

裂变中子能谱可用只含一个参数的已知函数来表示，因此用单参数法解谱既简单又可靠^[13]。但是为了进行比较，还采用了相对偏差最小法解谱^[14]。

在单参数法中，裂变中子能谱用单参量 θ 的麦克斯韦分布表示；

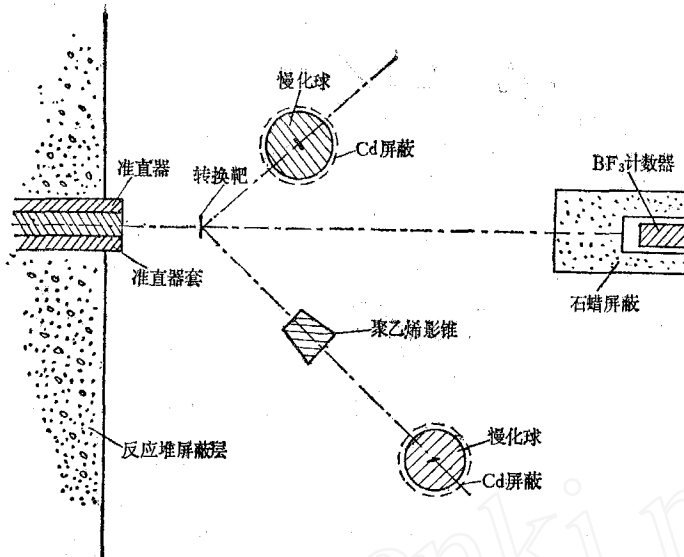


图 5 能谱测量实验布局示意图

$$\psi(E) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \theta^{-\frac{3}{2}} E^{\frac{1}{2}} e^{-E/\theta} \quad (5)$$

定义能谱指标 R_{ij} 为第 i 个和第 j 个球的计数率之比。由 (3) 式得:

$$R_{ij} = \frac{I_i}{I_j} = \frac{\bar{\sigma}_i}{\bar{\sigma}_j} = \frac{\int_0^E \sigma_{\text{eff}i}(E) E^{\frac{1}{2}} e^{-E/\theta} dE}{\int_0^E \sigma_{\text{eff}j}(E) E^{\frac{1}{2}} e^{-E/\theta} dE} \quad (6)$$

对于不同的 θ 值, 由数值积分法可计算一条 $R_{ij}(\theta) \sim \theta$ 曲线。将实验测量的 R_{ij} 值与计算的 $R_{ij} \sim \theta$ 曲线相比, 可得到待测的 θ 值, 将此 θ 值代入 (5) 式, 即得到要解的能谱。实验用了六个慢化球探测器, 因此可以得到十五个 θ 值, 抛弃尺寸相邻的两个慢化球探测器所得的 θ 值, 剩下的十个 θ 值, 取等权平均值。这样得到的 θ 平均值为 1.30 兆电子伏, 平均值的标准偏差为 8%。所得的 θ 平均值与现在较好的推荐值 $\theta = 1.29$ 兆电子伏符合较好。

在相对偏差最小法中, 待测谱用多项式展开:

$$\psi(E) = \omega(E) \sum_{k=1}^t a_k \phi_k(E) \quad (7)$$

式中 $\phi_k(E)$ 是展开函数, 计算中采用拉盖尔函数 $\phi_k(E) = e^E \frac{d^k}{dE^k} (E^k e^{-E})$; $\omega(E)$ 是权重函数, 取 $\omega(E) = e^{-E}$; t 是多项式展开项数, $t = 1, 2, 3, \dots, N$, N 是探测器数目; a_k 是多项式展开系数。 a_k 和 t 是由测量和计算的计数率的相对偏差 D 最小决定。相对偏差 D 由下式表示:

$$D(t, a_1, \dots, a_t) = \sum_{i=1}^N \left[\frac{I_i - \int \sigma_{\text{eff}i}(E) \psi(E) dE}{I_i} \right]^2 \quad (8)$$

引入

$$\left. \begin{aligned} s_{ik} &= \int \omega(E) \phi_k(E) \sigma_{effi}(E) dE, \\ r_{ik} &= \frac{s_{ik}}{I_i}, \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

则 (8) 式变为:

$$D(t, a_1, \dots, a_t) = \sum_{i=1}^N \left(1 - \sum_{K=1}^t a_k r_{ik} \right)^2 \quad (8')$$

对每个 t 值, 使相对偏差 D 最小, 可得:

$$\sum_{k=1}^t a_k r_{ik} = 1, \quad i = 1, 2, \dots, N. \quad (10)$$

解方程组(10), $t=1, 2, \dots, N$, 可得 N 组展开系数。代入 (7) 式, 即得出 N 个能谱表达式。取 D 值最小, 无负值无振荡的解作为最后结果。这样解得的裂谱中子能谱为:

$$\psi(E) = (0.5517 + 1.7221E)e^{-E}. \quad (11)$$

利用单参数法和相对偏差最小法解得的反应堆热中子引起的²³⁵U 裂变中子能谱见图 6。由图可知, 用两种方法解得的能谱与标准谱彼此符合较好。裂变中子能谱的测量误差为 35%, 分项误差列于表 6。

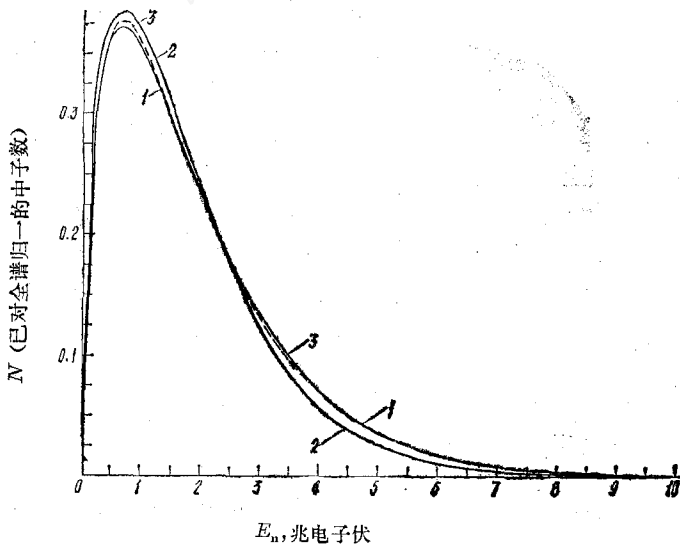


图 6 单参数法及相对偏差最小法解得裂变中子能谱
1——单参数法结果, $\theta=1.30$ 兆电子伏; 2——相对偏差最小法结果;
3——标准裂变谱, $\theta=1.29$ 兆电子伏。

表 6 裂变中子能谱测量误差

误差来源	误差, %
数裂变径迹数	10
激发曲线	20
解谱误差	25
监视器计数涨落	5
慢化球尺寸、密度、距离等	5
总计	~35

本工作承裴鹿成同志计算了全部慢化球探测器的激发曲线, 在此表示感谢。

参 考 文 献

- [1] 刘继才等, 用人工阈探测器测量中子能谱, 内部资料, 1971.
- [2] R. J. Henninger et al., *Nucl. Instrum. Methods*, **96**, 515 (1971).
- [3] B. J. Mizner et al., *Health phys.*, **24**, 423(1973).
- [4] R. L. Bramble et al., *Nucl. Instrum. Methods*, **9**, 1 (1960).

(下转第 406 页)

附录2 UJ, VJ 分量的计算方法

UJ_s 表示趋势面方程(4)的第 s 项中 U 的方次, 相当于(5)式中的 n ; VJ_s 表示相同项中 V 的方次, 相当于(5)式中的 $m-n$ 。给定 s 后可根据(5)式反求出 UJ_s, VJ_s 来:

给定 $s(s \geq 1)$, 令 P_s 为方程

$$\frac{1}{2}(m+1)(m+2) = s \tag{48}$$

的正根或 0 根:

$$P_s = \frac{1}{2}(-3 + \sqrt{9 + 8(s-1)}) \tag{49}$$

令:

$$m = [P_s] + \text{Sign}(\{P_s\}), \tag{50}$$

其中 $\{a\}, [a]$ 意义同前述, $\text{Sign}(E)$ 表示 E 的符号函数:

$$\text{Sign}(E) = \begin{cases} -1, & E < 0, \\ 0, & E = 0, \\ 1, & E > 0. \end{cases}$$

此 m 即为(5)式中之 m , 表示第 s 项中 U, V 的方次和, 于是有(根据(5)式):

$$UJ_s = n = \frac{1}{2}(m+1)(m+2) - s, \tag{51}$$

$$VJ_s = m - n. \tag{52}$$

参 考 文 献

[1] 中国科学院地质研究所数学地质组, 数学地质引论, 内部资料, 1974。
 [2] 北京大学、吉林大学、南京大学计算数学教研组编, 计算方法, 人民教育出版社, 1961。

(上接第 391 页)

[5] R. L. Bramble et al., *Nucl. phys.*, **20**, 395 (1960).
 [6] G. S. Hurst, *Rev. Sci. Instrum.*, **27**, 153 (1956).
 [7] 裴鹿成, 伴随蒙特卡罗方法在人工阈探测器有效截面计算中的应用, 待发表。
 [8] 蒋崧生等, 原子能科学技术, **1**, 98 (1975).
 [9] P. Eilss et al., *Nukleonik*, **7**, 109 (1965).
 [10] H. Liskien et al., *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, **15**, 57 (1975).
 [11] H. Liskien et al., *Nucl. Data Tables*, **11**, 569 (1973).
 [12] Э. Ф. Фомушкин, *Атомная Энергия*, **13**, 178 (1965).
 [13] 胡选文等, 原子能科学技术, **4**, 356 (1964).
 [14] G. D. Gola et al., *Nucl. Sci. Eng.*, **23**, 344 (1965).