

用 平 均 截 面 法 测 量 快 中 子 能 谱

梅启庸 胡选文 王豫生
王大伦 戴能雄 孙汉城

3 0
一九七二年八月

用平均截面法测量快中子能谱*

以微型裂变电离室和活化箔作探测器, 用平均截面法测量铀²³⁵裂变中子经铁慢化后的中子能谱。实验测量 $\text{Au}^{197}(n, \gamma)\text{Au}^{198}$, $\text{U}^{235}(n, f)$, $\text{Pu}^{239}(n, f)$, $\text{Np}^{237}(n, f)$, $\text{U}^{238}(n, f)$, $\text{P}^{31}(n, p)\text{Si}^{31}$ 和 $\text{Al}^{27}(n, p)\text{Mg}^{27}$ 等反应的平均截面比。由此, 用折线近似法和经验近似法解出中子能谱。与乳胶方法作了比较。

引 言

中子引起的核反应截面与中子能量 E 的关系为 $\sigma(E)$; 该核反应对某一中子谱 $\phi(E)$ 的平均截面 $\bar{\sigma}$ 同 $\phi(E)$ 有关, 可作为中子谱的“能谱指标”。

$$\bar{\sigma} = \int_0^{\infty} \sigma(E) \phi(E) dE \quad (1)$$

式中取归一化条件 $\int_0^{\infty} \phi(E) dE = 1$ 。

选若干种已知截面曲线且彼此独立的核反应, 对某一中子谱测得一系列能谱指标, 由此可以解出中子谱。测量快中子能谱的这种方法, 是阈探测器方法的推广, 我们称它为“平均截面法”。

这种方法的优点是: (1) 能区宽广; (2) 可不受强 γ 本底干扰; (3) 探测器小型化, 轻便灵活。因此, 有相当的应用价值。^[1-15]

这种方法的缺点是, 只能得到能谱的近似解。由于可利用的核反应数量有限, 一个复杂能谱只能分成不多几群, 所以只是粗糙近似, 不能得到能谱的精细结构。

我们曾用这方法测量了裂变中子谱^[16, 17]。本文进一步测量了裂变中子经铁的慢化谱。

测 量 原 理

平均截面的绝对测量比较复杂, 也不易准确。实际工作中常用相对测量, 测平均截面的比值。

选一组核反应 $A_i(n, b_i)B_i$, $i = 1, 2, 3, \dots$ 。测量核反应的产额, 常用两类方法: (1) 将靶核 A_i 引入电离室等探测器中, 直接测量 b_i 或 B_i ; (2) 如果 B_i 是放射性的, 可将 A_i 制成活化探测箔。在中子照射以后测 B_i 的放射性强度来定 B_i 的数目。

当 A_i 受能谱为 $\phi(E)$ 的中子照射时, 测得反应计数率 C_i 为

* 本工作完成于1965年。

$$C_i = \Phi_o N_i \varepsilon_i \bar{\sigma}_i = \Phi_o N_i \varepsilon_i \int_0^{\infty} \phi(E) \sigma_i(E) dE \quad (2)$$

其中 Φ_o 为中子通量, N_i 为探测样品中 A_i 靶核数目, ε_i 为测量 b_i 的探测效率 (若为活化探测箔, 则 C_i 的意义为饱和放射性的计数率, ε_i 包括测量 B_i 衰变产物的探测效率和 B_i 的衰变因子)。

为了避免 $N\varepsilon$ 的绝对测量, 我们先用已知热中子引起的 U^{235} 裂变中子谱刻度探测器, 然后再测未知的能谱。由 (2) 得

$$\frac{c_i}{c_{if}} = \frac{\Phi_o}{\Phi_{of}} \cdot \frac{\bar{\sigma}_i}{\bar{\sigma}_{if}} \quad (3)$$

其中下标 f 表示中子谱为 U^{235} 裂变谱, 已知 $\phi_f(E) = 0.484e^{-E} \sinh \sqrt{2E}$ 。

对于各种探测样品, 我们保持中子照射条件不变, 即 Φ_o 和 Φ_{of} 不变, 并定义第 i 种探测样品的能谱指标 R_i 为

$$R_i = \frac{\Phi_o}{\Phi_{of}} \cdot \bar{\sigma}_i \quad (4)$$

由 (3)、(4) 得

$$R_i = \frac{c_i}{c_{if}} \cdot \bar{\sigma}_{if} \quad (5)$$

其中 c_i 、 c_{if} 由实验测得, $\bar{\sigma}_{if}$ 由已知的 U^{235} 裂变中子谱和截面曲线作数值积分算出。故 R_i 是一个实验测量得的数值。

另一方面, 令 $\frac{\Phi_o}{\Phi_{of}} = K$, 则 (4) 式即

$$R_i = K \int_0^{\infty} \sigma_i(E) \phi(E) dE \quad (6)$$

(6) 式是一组积分方程。未知数是在积分号中的 $\phi(E)$ 。当探测样品种类足够多且其截面曲线 $\sigma_i(E)$ 彼此独立时, 可用近似解法解出 $K\phi(E)$, 再利用归一化条件 $\int_0^{\infty} \phi(E) dE = 1$ 即得 $\phi(E)$ 。

实 验 装 置

实验在重水反应堆热柱上进行。实验装置如图 1 所示。

1. 中子源: 裂变中子源由堆内引出的热中子束照射铀靶而得。铀靶重 17 克, 面积为 5×10 厘米², 金属铀, 铀²³⁵占 90%。靶离热柱孔道口 43 厘米。铁慢化谱由紧靠铀靶放置的壁厚 4.5 厘米、外径 14 厘米的铁球壳而得。我们测量的是铁球中心区的能谱。为了减少由周围物质散射而造成的本底, 我们保持中子源周围尽量空旷。

2. 探测系统: 用以测量中子谱的核反应是四种裂变物质 U^{235} 、 Pu^{239} 、 Np^{237} 、 U^{238} 的裂变反应以及三种活化反应 $Au^{197}(n, \gamma) Au^{198}$, $P^{31}(n, p) Si^{31}$ 和 $Al^{27}(n, p) Mg^{27}$ 。

裂变物质镀在 10×13.8 毫米² 的镍片上, 弯成直径为 4.4 毫米的圆柱形。镍片作为微型电离室的阴极。电离室内充 4~5 大气压的氩气。

活化探测箔做成直径 5.5 毫米的圆箔片, 其中磷箔由赤磷粉和有机玻璃热压而成。将

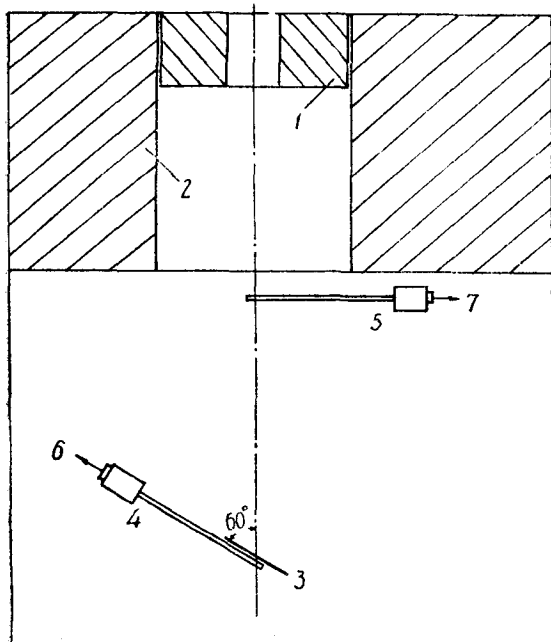


图 1 (a) 实验装置 (裂变谱刻度)

1—铁准直器；2—堆屏蔽层；3— U^{235} 靶；4—微型裂变室；5—监视器；6, 7—接前置放大器。

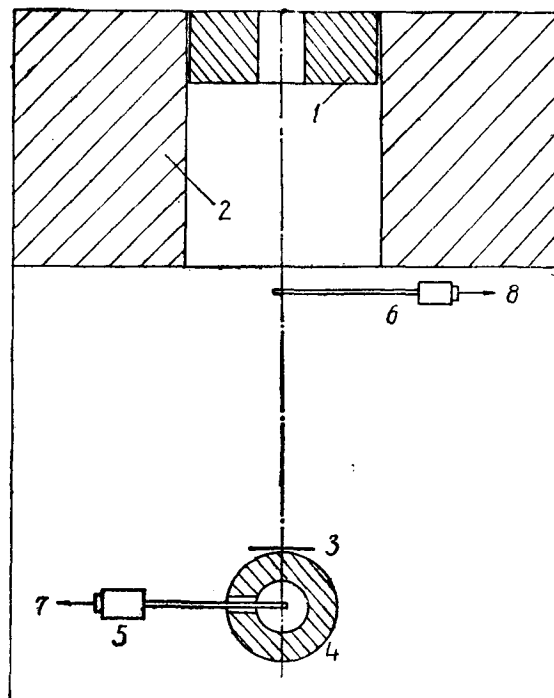


图 1 (b) 实验装置 (铁慢化谱测量)

1—铁准直器；2—堆屏蔽层；3— U^{235} 靶；4—铁球壳；5—微型裂变室；6—监视器；7, 8—接前置放大器。

各活化箔交替地排列装入一细的紫铜管内。活化箔的放射性测量用薄窗钟罩型 β 计数管。

实 验 测 量

先在 U^{235} 裂变中子谱上刻度探测器。为了扣除堆共振中子本底，分别在铀靶前不挡镉和靶前挡镉（0.75毫米厚镉片）的情况下进行测量。两次测得计数率之差即为热中子引起 U^{235} 裂变中子所产生的效应。

用微型裂变室作测量时，在偏压曲线坪区测量几个偏压下的计数率，然后用最小二乘法算得偏压为零伏时的计数率。

对活化箔的测量在中子照射截止后 2 小时开始，按各箔的半衰期长短依次测活化反应产物 Mg^{27} 、 Si^{31} 、 Au^{198} 的活性，然后按衰变规律用最小二乘法求得饱和放射性的计数率。

在测量中需克服下列困难：

扣除堆中子本底。由于堆内的共振中子给无阈探测器 (Au^{197} 、 U^{235} 、 Pu^{239}) 造成了严重的本底。因此，我们在探测器的灵敏区外套了一层厚 1 毫米的镉套和 0.5 毫米厚的金套。这样，使 U^{235} 、 Pu^{239} 裂变室的堆中子本底贡献减少到总计数的 15% 左右。对于金活化箔，虽然加了自屏蔽金套，本底还占 60% 左右。

扣除周围物质散射中子本底。铀靶产生的裂变中子在周围物质上散射后能量降低，回

到探测器上造成本底，特别是无阈的探测器对低能中子灵敏，这种本底不能忽略。我们用资料〔17〕所述的方法，改变探测器离铀靶的距离，在几个位置作了测量，由此解出散射中子本底。

保持位置的重复性。由于探测器离铀靶较近，位置稍有不同，中子通量即有显著差别。我们用灯光投影法（使各探测器在测量位置上的投影都与固定的影像重合）保证了位置的重复性。

这样，反复轮换各裂变室和活化箔进行测量和照射，得到了各探测器在裂变谱上的刻度数据，计数率 c_{if} 。

为了检验刻度数据的准确性，还分别以 α 计数定量法测定了 U^{238} 、 Np^{237} 和 U^{235} 的核数目 N_i 〔18〕，并在 0.0253 电子伏的单色中子上刻度 U^{235} 、 Pu^{239} 裂变室的计数率比，由此得 U^{235} 、 Pu^{239} 的核数目比。实验结果在误差范围内符合，证明我们在 U^{235} 裂变谱上刻度的结果是可靠的。

然后，按图 1 (b) 的装置，测量裂变谱经铁的慢化谱。重复在裂变谱上刻度的各测量步骤，测得各探测器在慢化谱上的计数率 c_i 。

将 c_i 和 c_{if} 代入公式 (5)，即得能谱指标 R_i 。

测量结果

实验测量结果见表 1。

表 1 测得的计数率和能谱指标

探 测 器	裂 变 电 离 室				活 化 箔		
所用核反应	U^{235} (n, f)	Pu^{239} (n, f)	Np^{237} (n, f)	U^{238} (n, f)	Au^{197} (n, γ)	P^{31} (n, p)	Al^{27} (n, p)
C_{if} (裂变谱计数率)	742.4 ± 7.9	815.9 ± 11.7	1063.4 ± 11.8	346.2 ± 6.4	5122 $\pm$ 125	2133 $\pm$ 20	1807 $\pm$ 14
$\bar{\sigma}_{if}$ (裂变谱平均截面, 毫巴)	1.33 $\times$ 10 ⁻³	1.87 $\times$ 10 ⁻³	1.39 $\times$ 10 ⁻³	305	101.6	28.7	3.88
C_i (慢化谱计数率)	115.3 ± 2.9	115.0 ± 2.5	124.3 ± 2.5	33.53 ± 0.84	1003 $\pm$ 27	186.0 ± 3.0	159.0 ± 4.0
R_i (慢化谱能谱指标)	206.5 ± 6.2	263.5 ± 6.8	162.4 ± 3.7	29.53 ± 0.92	19.89 ± 0.72	2.502 $\pm$ 0.045	0.3415 $\pm$ 0.0088
$\frac{R_i}{RAI}$ (对 Al^{27} 归一的能谱指标)	604.6 ± 18.2	771.6 ± 19.9	475.6 ± 10.8	86.47 ± 2.69	58.23 ± 2.11	7.327 $\pm$ 0.132	1.000

表中误差是多次测量的标准误差，主要是统计误差的贡献。对于裂变室分别作了同位素成分、散射中子本底和裂变物质厚度自吸收的校正，由校正项引入的误差不超过 0.5%。表中能谱指标 R_i 的误差只列入了由 c_i 、 c_{if} 带来的误差，未包括由于 $\bar{\sigma}_{if}$ 引进的误差，该项误差在解中子谱时另行处理。

解中子能谱的近似方法

积分方程组 (6) 只能用近似解法。我们用两种方法：折线谱近似法〔1,8〕和经验法〔2〕

解谱。

1. 用折线近似法解谱 将中子谱分成 n 道 (群), 每一道的 $\phi(E)$ 用一直线 (能量 E 的线性函数) 近似, 即整个谱用一折线近似, 则 (6) 式变成普通的线性方程组

$$R_i = K \sum_{j=1}^n \phi(E_j) b_j \quad i=1, 2, \dots \quad (8)$$

其中

$$b_j = \langle E\sigma \rangle_{j-1} - \langle E\sigma \rangle_j + E_{j+1} \langle \sigma \rangle_j - E_{j-1} \langle \sigma \rangle_j \quad (9)$$

其中 $\langle E\sigma \rangle_j$ 和 $\langle \sigma \rangle_j$ 分别为 $E\sigma$ 和 σ 在能区 (E_j, E_{j+1}) 中的平均值, 可由已知的截面曲线用数值积分法计算得。

假设 $\phi(E_0)$ 和 $\phi(E_n)$ 为零, 则用 $(n-1)$ 个独立的核反应即可求出 $(n-1)$ 个未知数 $\phi(E_j)$, $j=1, 2, \dots, n-1$ 。这样就得 $\phi(E)$ 的折线近似解。

在 (E_j, E_{j+1}) 能区, 中子谱 $\int_{E_j}^{E_{j+1}} \phi(E) dE$ 即梯形面积为

$$\phi(E_j, E_{j+1}) = \frac{1}{2} [\phi(E_j) + \phi(E_{j+1})] (E_{j+1} - E_j) \quad (10)$$

这样就得到 $\phi(E)$ 的 n 群解。

我们将铁慢化谱分成六群, 即 0.01—0.1, 0.1—0.4, 0.4—0.9, 0.9—1.4, 1.4—3.0, 3.0—10.0 兆电子伏。 $\phi(0.01)$ 和 $\phi(10)$ 近似作零。由各反应的截面曲线计算得六群能谱常数 b_j 如表 2 所示。

表 2 各核反应的六群能谱常数 b_j

核反应	能谱常数 b_j	b_1	b_2	b_3	b_4	b_5
$U^{235}(n, f)$		0.3438	0.515	0.617	1.371	5.57
$Pu^{239}(n, f)$		0.3445	0.666	0.894	2.079	8.48
$Np^{237}(n, f)$		0.0019	0.1888	0.694	1.795	7.192
$U^{238}(n, f)$		0	0	0.0084	0.3771	2.734
$Au^{197}(n, \gamma)$		0.0752	0.0788	0.0587	0.0723	0.1358
$Al^{27}(n, p)$		0	0	0	0	0.1110
$P^{31}(n, p)$		0	0	0	0.012	0.3655

将表 1 的 R_i 值和表 2 的 b_j 值代入 (8) 式, 解得 $\phi(E_j)$, 再由 (10) 式得六群能谱。由于各反应的截面曲线不完全独立, 只有 Au^{197} 、 Pu^{239} 、 Np^{237} 、 U^{238} 、 Al^{27} 和 Au^{197} 、 Pu^{239} 、 Np^{237} 、 U^{238} 、 P^{31} 两种组合可得合理解。结果见表 3 和图 2。

2. 用经验近似法解谱。选一个与待测谱相接近的已知谱作为一级近似谱, 由此出发计算对各探测样品所用核反应的平均截面, 再与测量值比较, 然后反复调节谱形直到算得的平均截面同实验值符合为止, 最后得到的能谱即所求的谱。

为了避免调节谱形的盲目性, 可参考资料 [2] 所述的方法逐次逼近。

将待测的未知谱 $\phi(E)$ 看作是一级近似谱 $\phi_1(E)$ 同某一微扰函数 $\psi_1(E)$ 的乘积, 即

$$\phi(E) = \phi_1(E) \psi_1(E) \quad (11)$$

为了得到 $\psi_1(E)$, 作一简化假设, 设第 i 种探测样品的反应截面是一个在 $\bar{E}_i$ 处的 δ 函数,

即

$$\sigma_i(E) = \sigma_0 \delta(E - \bar{E}_i) \quad (12)$$

其中 $\bar{E}_i$ 为对一级近似谱的平均响应能量, 即

$$\bar{E}_i = \frac{\int_0^\infty E \sigma_i(E) \phi_1(E) dE}{\int_0^\infty \sigma_i(E) \phi_1(E) dE} \quad (13)$$

则未知谱 $\phi(E)$ 与一级近似谱 $\phi_1(E)$ 的能谱指标比 (对 $A1^{27}$ 归一) 为

$$R_{i7} = \frac{R_i}{R_7} = \frac{(\bar{\sigma}_i/\bar{\sigma}_7)}{(\bar{\sigma}_i/\bar{\sigma}_7)_{\phi_1}} = \frac{\int_0^\infty \sigma_i(E) \phi(E) dE / \int_0^\infty \sigma_i(E) \phi_1(E) dE}{\int_0^\infty \sigma_7(E) \phi(E) dE / \int_0^\infty \sigma_7(E) \phi_1(E) dE} \quad (14)$$

可变换成

$$R_{i7} = \frac{\psi(\bar{E}_i)}{\psi(\bar{E}_7)} \quad (15)$$

其中下标 7 代表 $A1^{27}$, ϕ_1 代表一级近似谱。

将微扰函数 $\psi(\bar{E}_i)$ ($i = 1, 2, \dots, 7$) 作图 $\psi(\bar{E}_i) - \bar{E}_i$, 连成平滑曲线 $\psi_1(E)$, 它给我们作二级近似谱的指示。即由 $\phi_2(E) = \phi_1(E) \psi_1(E)$ 得二级近似谱 $\phi_2(E)$ 。然后计算各探测样品对 $\phi_2(E)$ 的能谱指标, 同实验值比较。再用 $\phi_2(E)$ 求样品的平均响应能量和二级微扰函数 $\psi_2(E)$, 得三级近似谱 $\phi_3(E) = \phi_2(E) \psi_2(E) \dots$ 。依此类推, 直到由近似谱算得的能谱指标与实验值符合为止。

我们选用 Topsy 堆谱作一级近似谱。得四级近似谱即符合实验值, 结果见表 3 和图 2。

结 果 的 比 较

表 3 和图 2 给出了用折线近似法和经验法解出的 U^{235} 裂变谱经 4.5 厘米铁慢化后的能谱。同时给出了用乳胶方法测量的结果。乳胶方法是用载锂乳胶测量 $Li^6(n, t)\alpha$ 双叉星的办法来测能谱的 0.1—0.7 兆电子伏能区, 用反冲质子积分谱法测 0.4—3 兆电子伏能区而得的。表中给出的乳胶结果在 0.1—3.0 兆电子伏区对经验近似法作了归一。

表中所列误差为计数率测量误差的贡献 (即能谱指标 R_i 的误差带来的能谱误差)。折线近似法误差按如下方法计算: 对第 i 种探测样品, 将 R_i 改成 $R_i \pm \Delta R_i$ (ΔR_i 为 R_i 的标准误差), 重新解谱。此谱与原来谱各道之差即 R_i 误差贡献。各样品 R_i 误差贡献的平方和的方根, 即表上所列误差。经验近似法的误差按如下方法计算: 改变中子谱使新谱算得的能谱指标比在实验误差界限上, 新谱与原来谱各道的差即作为误差的估计值。

表 3 中没有考虑由于截面曲线不准确和裂变谱公式不准确带来的系统误差。从表 3 所列各种测量方法符合的情况来看, 可以认为上述系统误差可忽略 (折线近似法 A 组样品高能区不符, 可能是因 $A1(n, p)$ 截面曲线不准引起的)。

为了检验截面曲线不准和裂变谱公式不准带来的系统误差, 我们将裂变谱公式改用

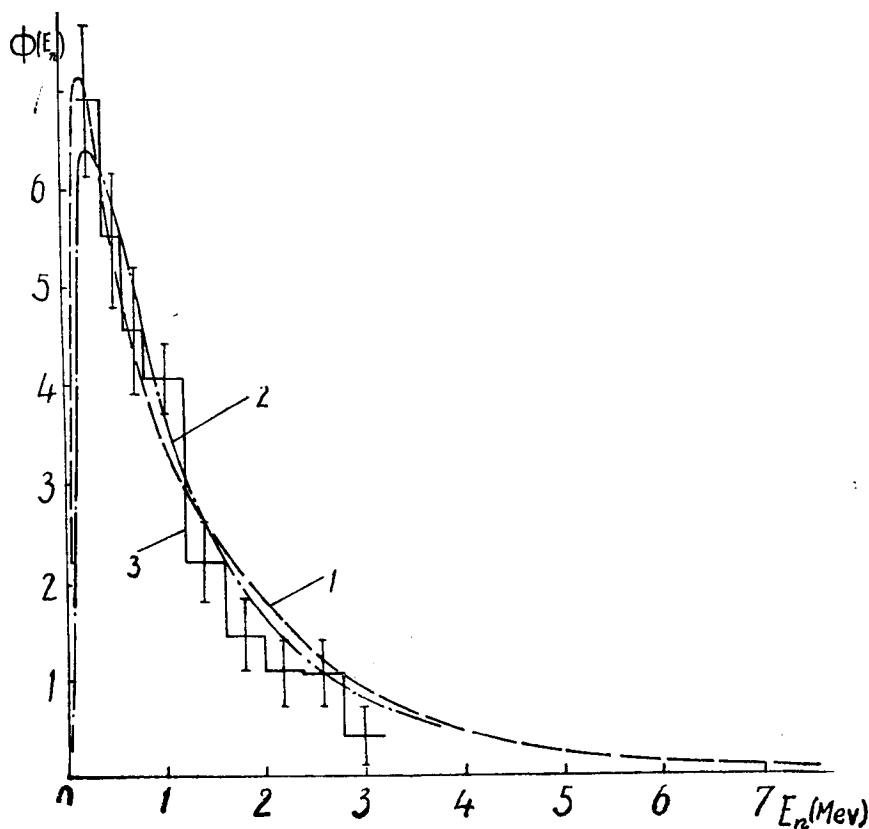


图 2 铀²³⁵裂变中子谱经4.5厘米铁的慢化中子谱

1—平均截面法经验近似结果；2—平均截面法折线近似结果（内插曲线）（Au, Pu, Np, U²³⁸, P组）；3—乳胶测量结果。

表 3 热中子引起的铀²³⁵裂变中子经4.5厘米铁的慢化中子谱

能 区 (兆电子伏)	裂 变 谱	4.5 厘 米 铁 慢 化 谱			
		平 均 截 面 法 测 量 结 果			乳胶测量结果
		折 线 近 似 法		经验近似法	
		A*组样品	B*组样品		
0.01—0.1	0.0137	0.0239±0.019	0.0245±0.018	0.0322±0.006	—
0.1—0.4	0.0847	0.187±0.012	0.179±0.032	0.202±0.030	0.239±0.031
0.4—0.9	0.1749	0.242±0.064	0.271±0.060	0.232±0.007	0.264±0.021
0.9—1.4	0.1656	0.147±0.038	0.158±0.049	0.149±0.010	0.157±0.016
1.4—3.0	0.3491	0.325±0.016	0.230±0.027	0.260±0.030	0.183±0.033
3.0—10.0	0.2118	0.075±0.003	0.137±0.016	0.134±0.010	—

* A组样品为Au¹⁹⁷, Pu²³⁹, Np²³⁷, U²³⁸, Al²⁷；B组样品为Au¹⁹⁷, Pu²³⁹, Np²³⁷, U²³⁸, P³¹。

$\phi_f(E) = 0.7922E^{1/2}e^{-0.78E}$ 的麦克斯韦谱后重新计算各 $\bar{\sigma}_f$ 值，重新用折线近似法解谱，除了0.01—0.1兆电子伏需作30%的修正外，其余各道修正量小于10%。各截面误差带来的能谱误差也与此相仿。

简 短 结 论

1. 用平均截面法和本文所用探测系统, 可以测量裂变中子经铁的慢化谱, 所得结果与乳胶结果符合。

2. 中子谱的解法可用经验近似法和折线近似法。折线近似法用 Au^{197} , Pu^{239} , Np^{237} , U^{238} , P^{31} 组合为最佳。

附录: 截面数据表

本工作所用截面曲线是综合了各有关资料的数据而编制的, 如下表所示。

表 4 裂变截面表

E_n	$\sigma_f(\text{巴})$		E_n	$\sigma_f(\text{巴})$			E_n	$\sigma_f(\text{巴})$				E_n	$\sigma_f(\text{巴})$			
(Mev)	U ²³⁵	Pu ²³⁹	(Mev)	U ²³⁵	Pu ²³⁹	Np ²³⁷	(Mev)	U ²³⁵	Pu ²³⁹	Np ²³⁷	U ²³⁸	(Mev)	U ²³⁵	Pu ²³⁹	Np ²³⁷	U ²³⁸
0.01	3.8	2.62	0.16	1.61	1.66		0.40	1.29	1.66	0.216		2.2	1.32	1.99	1.74	0.545
0.02	3.08	2.42	0.18	1.55	1.66		0.50	1.24	1.67	0.496		2.6	1.28	1.97	1.72	0.538
0.03	2.72	2.26	0.20	1.50	1.66		0.6	1.20	1.68	0.867		3.0	1.23	1.94	1.69	0.53
0.04	2.49	2.12	0.22	1.48	1.66		0.7	1.19	1.69	1.13		4	1.20	1.89	1.53	0.54
0.05	2.33	2.00	0.24	1.45	1.66		0.8	1.18	1.71	1.36		5	1.16	1.83	1.41	0.54
0.06	2.20	1.92	0.26	1.43	1.66		0.9	1.20	1.77	1.52		6	1.12	1.92	1.59	0.62
0.07	2.10	1.83	0.28	1.40	1.66	0.02	1.0	1.26	1.85	1.59	0.01	7	1.65	2.15	2.00	0.95
0.08	2.00	1.79	0.30	1.37	1.66	0.05	1.1	1.27	1.88	1.66	0.025	8	1.82	2.34	2.16	1.02
0.09	1.92	1.74	0.32	1.35	1.66	0.07	1.2	1.27	1.92	1.68	0.045	9	1.88	2.45	2.20	1.02
0.10	1.86	1.70	0.34	1.34	1.66	0.11	1.3	1.29	1.94	1.69	0.15	10	1.89	2.50	2.22	1.01
0.12	1.75	1.68	0.36	1.32	1.66	0.14	1.4	1.30	1.97	1.71	0.25					
0.14	1.67	1.67	0.38	1.30	1.66	0.17	1.8	1.32	1.99	1.73	0.50					

表 5 Au^{197} 活化截面表

$E_n(\text{Mev})$	0.01	0.02	0.03	0.04	0.05	0.06	0.07	0.08	0.09	0.10	0.12	0.14	0.16	0.18	0.2	0.22	0.24	0.26
$\sigma_{Au}(n, \gamma)(\text{毫巴})$	1500	1000	800	680	600	545	500	470	442	420	382	353	335	320	295	290	275	265
$E_n(\text{Mev})$	0.28	0.30	0.32	0.34	0.36	0.38	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1.0	1.1	1.2	1.3	1.4	1.5
$\sigma_{Au}(n, \gamma)(\text{毫巴})$	253	245	235	224	216	213	205	178	156	137	123	109	101	95	89	84	80	76
$E_n(\text{Mev})$	1.6	1.7	1.8	1.9	2	2.5	3	3.5	4	4.5	5	6	7	8	9	10		
$\sigma_{Au}(n, \gamma)(\text{毫巴})$	72	69	66	63	60	51	43	38	31.8	30	27	23.5	17.5	14.5	12.0	10.0		

表 6 $P^{31}(n, p)Si^{31}$ 活化截面表

$E_n(\text{Mev})$	1.9	2	2.1	2.2	2.3	2.4	2.5	2.6	2.7	2.8	2.9	3.0	3.1	3.2	3.3	3.4	3.5	3.6
$\sigma(\text{毫巴})$	11.0	9.0	15.0	32.0	33.0	30.0	38.0	57.5	55.0	53.0	53.0	53.0	77.0	78.0	61.0	65.0	63.0	70.0
$E_n(\text{Mev})$	3.7	3.8	3.9	4.0	4.1	4.2	4.3	4.4	4.5	4.6	4.7	4.8	4.9	5.0	6	7	8	9
$\sigma(\text{毫巴})$	85.0	87.0	90.0	93.0	95.0	98.0	102	105	107.5	110	115	120	125	130	140	140	140	140
$E_n(\text{Mev})$	10	11	12	13	14													
$\sigma(\text{毫巴})$	140	137	128	110	89													

表 7 $Al^{27}(n, p)Mg^{27}$ 活化截面表

$E_n(\text{Mev})$	2.75	2.92	3	3.25	3.42	3.5	3.58	3.67	3.75	3.83	4.0	4.25	4.5	4.6	4.75	4.83	4.92	5
$\sigma(\text{毫巴})$	0.4	1.0	2.0	2.0	4.0	10.0	7.0	9.0	9.0	5.0	7.0	10.0	15.0	19	16	14	21	26
$E_n(\text{Mev})$	5.25	5.33	5.42	5.5	5.67	5.75	5.83	6	6.25	6.33	6.42	6.5	6.58	6.67	6.75	6.83	6.92	7
$\sigma(\text{毫巴})$	29	26	31	37	40	54	46	39	56	57	51	51	51	53	51	54	60	61
$E_n(\text{Mev})$	7.25	7.33	7.42	7.5	7.58	7.75	8	8.25	8.5	9	9.5	9.75	10	10.75	11.75	12.75		
$\sigma(\text{毫巴})$	70	77	65	70	76	81	81	81	81	81	81	80	80	80	79.5	79.0		

参 考 资 料

- [1] 胡选文等, 科技, (1964), 356.
- [2] G. Ben-David, *Nucl. Sci. Eng.*, **20** (1964), 281.
- [3] C. Beets, *Reactor Sci. Tech.*, **16** (1962), 221.
- [4] A. И. Леипунский и др., 2nd. Peas. Use. Atom. Energ. Geneva, **12** (1958), 3.
- [5] J. Grundl, A. Vsner, *Nucl. Sci. Eng.*, **8** (1960), 598.
- [6] G. J. Fisher, *Nucl. Sci. Eng.*, **7** (1960), 355.
- [7] Н. В. Звонов и др., *Атом. Энер.*, **12** (1962), 116.
- [8] W. Köhler, *Zeit. Natur.*, **16** (1961), 936.
- [9] J. B. Trice, *Nucleonics*, **16** (1958), 81.
- [10] R. J. Grader, *Rev. Sci. Instr.*, **32** (1961), 933.
- [11] J. B. Trice, CF-55-10-140 (1955).
- [12] С. П. Белов и др., *Атом. Энер.*, **6** (1959), 633.
- [13] R. Dierckx, *Nucl. Instr. Meth.*, **15** (1962), 355.
- [14] Y. Aranud, *Neutron Dosimetry*, Vol. 1 (1963), 277.
- [15] J. C. Ringle, VCRL-10732 (1963).
- [16] 胡选文等, 科技, (1964), 3.
- [17] 梅启庸等, 原子能, (1966), 350.
- [18] 刘宝星, 顾洪坤, 原子能, (1960), 346.