

CN 8600152

CNC-0007
IAE-0007

中国核科技报告

CHINA NUCLEAR SCIENCE & TECHNOLOGY REPORT

用网探测器测量热中子引起的²³⁵U裂变中子能谱



中国核情报中心
China Nuclear Information Centre

CNIC-00007

IAE-0007

用阈探测器测量热中子引起的 U^{235} 裂变中子能谱

赵文荣 勾 成

(中国原子能科学研究院)

中国核情报中心

北京·1988

摘 要

通过用阈探测器测量热中子引起的²³⁵U裂变中子能谱,研究了SAND-II和RDMM方法的解谱能力。并用蒙特卡罗误差分析程序分析了两种解谱方法的输入数据误差。对SAND-II方法中解的唯一性误差和RDMM方法中权重函数的影响进行了讨论。两种方法对未知谱中结构的灵敏程度也作了简单的检验。结果表明,SAND-II和RDMM是解决中子光滑变化能谱的较好方法。当未知谱中有简单结构时,用SAND-II方法更为合适。

关键词 阈探测器 中子能谱 裂变中子解谱

MEASUREMENT OF THERMAL- NEUTRON-INDUCED ^{235}U FISSION SPECTRUM BY THRESHOLD DETECTORS

Zhao Wenrong Gou Cheng

(Institute of Atomic Energy)

ABSTRACT

The unfolding spectrum capacity of SAND-II and RDMM methods was investigated using threshold detectors to determine the thermal neutron induced ^{235}U fission spectrum. A Monte Carlo error analysis code was used to analyse the input data errors. The errors of solution uniqueness for SAND-II and the effect of the weighting function for RDMM have been discussed. The sensitivity of both methods for the structure of the unknown spectra has been tested briefly. The results showed that SAND-II and RDMM are better methods for determining the fast neutron spectra with smooth variation. The SAND-II is more suitable for unknown spectra with simple structure.

一、引言

在各种测量快中子能谱的方法中，阈探测器的应用比较普遍。它具有对强 γ 射线本底和其它中子本底不灵敏，探测器体积不大因而对待测中子场干扰小等优点。因此它是反应堆中子能谱测量的主要方法之一。用阈探测器测量中子能谱时，应注意两个方面：一是探测器样品的选择，选用的阈反应的产物应是放射性的，并有合适的半衰期和射线能量以便于测量（裂变样品除外），各反应的截面曲线已知，他们的有效阈能较均匀地分布在待测能区。二是解谱方法的选择，随着阈探测器的广泛使用，解中子能谱的方法也不断发展。目前认为比较好的方法有RDMM^[1]，SAND-II^[2]，Spectra^[3,4]等。

本工作的目的是通过用阈探测器测量²³⁵U裂变中子能谱，研究RDMM，SAND-II方法的解谱能力和解谱误差。

二、实验安排

选用的探测器样品及有关特性列入表1，探测器样品制成直径为20mm的圆饼，固定在

表1 选用探测器样品的有关特性

样品及核反应	重量	半衰期	主要 γ 射线 能量, MeV	同位素丰度, %	γ 射线分支比, %	有效阈能, MeV
²³⁷ Np(n, f)	~ μ g	—	—	100	—	0.65
¹³⁵ I(n, n') ^{135m} I	~mg	4.50 h	0.325	95.72	45	1.6
⁵⁸ Ni(n, p) ^{58m} Co	~mg	71.3 d	0.810	67.88	99	2.7
⁴⁷ Ti(n, p) ⁴⁷ Sc	~mg	3.4 d	0.160	7.28	73	3.0
⁵⁴ Fe(n, p) ⁵⁴ Mn	~mg	312.5 d	0.830	5.82	100	4.0
²⁴ Mg(n, p) ²⁴ Na	~g	15 h	1.370	78.99	100	6.5
⁵⁴ Fe(n, p) ⁵⁴ Mn	~mg	2.58 h	0.840	91.7	99	7.0
²⁷ Al(n, α) ²⁴ Na	~g	15 h	1.370	100	100	8.0
⁸⁸ Y(n, 2n) ⁸⁶ Y	~g	108 d	0.898	100	91.4	12

直径为200mm的有机玻璃圆盘上，为使照射均匀，圆盘以每分钟2周旋转。为减少热中子本底的干扰，探测器样品放在0.5mm厚的Cd罩内。照射几何如图1所示。放射性样品共照了两次，每次48小时。Np片单独照射，每次2小时，照了两次，用⁶⁰Ni(n, p)^{60m}Co反应监测归一。照射后，探测器样品须经适当冷却来减少干扰反应的影响。然后用3"×3"NaI(Tl) γ 射线谱仪测各产物核的放射性。谱仪的 γ 射线全能峰效率及全效率在所用能区已用标准薄膜源作了绝对刻度。根据谱仪的测量结果可得到每秒、每个核的饱和活性值：

$$A_i = \frac{N_i}{M_i e_i f_2 f_1 (1 - e^{-\lambda_i t}) e^{-\lambda_i t}} \quad (1)$$

其中， N_i 为第*i*个反应特征 γ 射线峰下的计数， M_i 为第*i*个反应的靶核数， e_i 为NaI(Tl)探测器对特征 γ 射线的有效效率，包括级联 γ 射线叠加修正及 γ 分支比； f_1 为由探测器样品厚度引

起的 γ 射线自吸收修正因子, f_r 为由探测器样品尺寸引起的径向修正因子, T 为探测器样品的照射时间, t 为探测器样品的冷却时间, λ_i 为产物核的 γ 射线的衰变常数。

对裂变样品, 用云母片记录裂变碎片径迹。云母经蚀刻后, 用光学显微镜测量裂变事件数目。对Np片与云母片之间放置的0.2mm厚的Al环的影响作了修正。用普通电离室和栅网电离室对Np片作定量测量, 其结果一致。其它非裂变样品用万分之一天平称重。各探测器样品的测量活性值与测量误差列入表2。

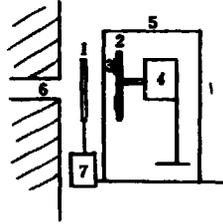


图1 照射示意图

- 1 — ^{235}U 转换裂变靶; 2 — 有机玻璃盘;
- 3 — 探测片样品; 4 — 小马达;
- 5 — Cd 罩; 6 — 反应堆水平孔道;
- 7 — 传送裂变靶小车。

表2 探测器样品的测量活性值及测量误差

反 应	测 量 活 性 值		灵敏能区界限 MeV	误 差 %	截面值来源
	(一)	(二)			
$^{237}\text{Np}(n, f)$	3.48×10^{-16}	3.44×10^{-16}	0.6~5.6	10	[9]
$^{115}\text{In}(n, n')^{115}\text{In}$	4.83×10^{-17}	4.71×10^{-17}	1.2~6	5	[11]
$^{59}\text{Ni}(n, p)^{59}\text{Co}$	2.75×10^{-17}	2.75×10^{-17}	2~7	5	[2]
$^{47}\text{Ti}(n, p)^{47}\text{Sc}$	4.18×10^{-18}	4.19×10^{-18}	2~7.2	7	[9]
$^{54}\text{Fe}(n, p)^{54}\text{Mn}$	1.93×10^{-17}	1.98×10^{-17}	2.2~8	5	[9]
$^{24}\text{Mg}(n, p)^{24}\text{Na}$	3.76×10^{-19}	3.65×10^{-19}	6.6~11.8	5	[2]
$^{56}\text{Fe}(n, p)^{56}\text{Mn}$	2.74×10^{-19}	2.74×10^{-19}	5.4~11.4	5	[12]
$^{27}\text{Al}(n, \alpha)^{24}\text{Na}$	1.74×10^{-19}	1.82×10^{-19}	6.4~12.2	5	[9]
$^{90}\text{Y}(n, 2n)^{88}\text{Y}$	3.72×10^{-20}	3.55×10^{-20}	12.2~16.8	8	[13]

* 表示用于归一的反应。

三、解谱方法的原理

测探测器样品的测量饱和和活性值与各反应的激发函数即截面 $\sigma_i(E)$ 、待测中子能谱 $\phi(E)$ 的关系为:

$$A_i = \int_{E_{i,1}}^{E_{i,2}} \sigma_i(E) \phi(E) dE \quad (2)$$

其中, $i = 1, 2, \dots, N$, N 为探测器数目, E 是中子能量, 以MeV为单位, $E_{i,1}$ 为第 i 个反应的阈能值, $E_{i,2}$ 为待测谱的最大中子能量。

方程(2)是一线性积分方程组, 称为活化方程。通过解方程组(2)得到未知中子能谱 $\phi(E)$ 的过程叫做解谱。因 $\sigma_i(E)$ 、 $\phi(E)$ 与 E 的关系极为复杂, 直接精确地解方程组(2)很困难, 只能在一定的假设条件下近似求解, 不同的假设条件得到不同的解谱方法。

解谱方法的发展大体可分为两个阶段, 1967年以前可概括为“精确”求解阶段。具体方

法很多,如阶梯近似、折线近似、各种形式的正交多项式展开等等^[8,9]。他们都是把活化方程用各种方法展开,然后通过解线性方程组求解。其未知数个数与方程个数相同。这在数学上是严格的唯一解。但得到的中子能谱易出现负值和振荡,而这些现象是没有任何物理意义的。针对上述缺点,后来发展了迭代求解法。其未知数的个数远远大于方程个数。因此没有唯一解和精确解,而是根据物理要求得到合适的解。迭代法应用较广。典型的方法是SAND-II、Spectra等。其中SAND-II方法应用最广,而且方法本身也在不断改进。RDMM方法被认为也是较好的方法之一。

这里就我们所采用的两种方法的基本原理作一简单介绍:

相对偏差最小法 (RDMM) RDMM方法是一般多项式展开方法的改进形式。一般多项式展开法,当用 N 个探测器时,其展开项数为 N ,其解是唯一的。这样的解谱方法不仅要求所用截面形式是线性无关,而且得到的解很易出现负值和振荡。为了改进这个缺点,G. D. Cola等人1965年提出了RDMM方法。它的展开项数不由探测器个数来定,而是由测量活性与计算活性的相对偏差最小、解的标准偏差小等因素来确定。在求 l 个展开系数时用了 N 个探测器的活性值,而 $l \leq N$ 。它不要求所用截面形状一定线性无关。这个方法是把待测中子能谱假设为:

$$\phi(E) = W(E) \sum_{k=1}^n a_k \psi_k(E) \quad (3)$$

其中, $W(E)$ 是权重函数, a_k 是多项式展开系数, $\psi_k(E)$ 是选定的多项式; n 为探测器个数。并认为 $\phi(E)$ 最好的近似形式应满足下列相对偏差最小的条件:

$$Q(t, a_1, a_2, \dots, a_l) = \sum_{i=1}^l \left[\frac{A_i - \int \sigma_i(E) \phi'(E) dE}{A_i} \right]^2 \\ = \sum_{i=1}^l \left[1 - \sum_{k=1}^l a_k r_{i,k} \right]^2 \quad (4)$$

这里 $\phi'(E) = W(E) \sum_{k=1}^l a_k \psi_k(E)$ 是展开项为 l 时的能谱近似表达式, $l \leq n$ 。

$$S_{i,k} = \int W(E) \psi_k(E) \sigma_i(E) dE$$

$$r_{i,k} = S_{i,k} / A_i$$

当 l 一定时, Q 最小的条件是 $\frac{\partial Q}{\partial a_i} = 0$,

$$\text{则 } \frac{\partial Q}{\partial a_i} = \frac{\partial}{\partial a_i} \left\{ \sum_{i=1}^l \left[1 - \sum_{k=1}^l a_k r_{i,k} \right]^2 \right\} = 0$$

$$\text{得到 } \sum_{k=1}^l a_k r_{i,k} = 1 \quad i = 1, 2, \dots, l \quad (5)$$

写成矩阵形式为: $[R][a] = [e]$,它是含有 l 个未知数的 n 个线性方程。两边同乘 $[R]^{-1}$ 后,方

程组(5)变为未知数个数与方程个数相等的方程组,即

$$[R^T][R][a] = [R^T][e] \quad (6)$$

其中, $[R^T]$ 为 $[R]$ 的转置矩阵:

$$[a] = \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \\ \vdots \\ a_t \end{bmatrix}, [R] = \begin{bmatrix} r_{11} & r_{12} & \dots & r_{1t} \\ r_{21} & r_{22} & \dots & r_{2t} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ r_{n1} & r_{n2} & \dots & r_{nt} \end{bmatrix}, [e] = \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \\ \vdots \\ 1 \end{bmatrix}$$

因为 $t \leq n$, 所以解方程组(6)可得到 n 组展开系数, 即

$$[a] = \begin{bmatrix} a_{11} \\ a_{21} & a_{22} \\ \dots \\ a_{n1} & a_{n2} & \dots & a_{nt} \end{bmatrix}$$

把它们代入(3)式后, 得到 n 个 $\phi(E)$ 的形式, 并对应于 n 个 Q 值, 将其 Q 值小又满足物理要求的作为解。

SAND-II方法 根据待测中子场的环境, 首先选定一初始近似输入谱 $\phi_i^{(0)}(E)$ 。用它通过活化方程算出各探测器样品的活性值 $A_i^{(0)}$, $A_i^{(0)}$ 与测量活性 A_i 比较, 用两者的差异对初始近似谱作修正, 得到一次迭代能谱 $\phi_i^{(1)}(E)$, 把它作为新的输入谱再计算 $A_i^{(1)}$, 重复上述过程, 直到相继两次迭代达到预先规定的某一标准时, 计算停止, 并把这次迭代结果作为解。

其数学表达式如下。如把整个待测中子能区分为 M 个能量间隔, 用 N 个探测器, 对第 k 次迭代而言, 在第 j 个能量间隔的活性值为:

$$A_i^{(k)} = \int_{E_j}^{E_{j+1}} \sigma_r(E) \phi_i^{(k)}(E) \prod_r e^{-N_r x_r \bar{\sigma}_{r,j}} dE \quad (7)$$

为了减少热中子及共振中子对中子能谱的影响, 在测这段能区的能谱时, 探测器样品在照射时可用 Gd , ^{10}B 和 Au 包装。其中 N_r 为探测器样品的第 r 个包装物质的核密度, x_r 是第 r 包装物质的厚度, $\bar{\sigma}_{r,j}$ 是第 r 包装物质在第 j 个间隔内的平均迁移截面。

当间隔选的很小时, $\sigma_r(E)$ 和 $\phi_i^{(k)}(E)$ 可用一平均值代替, 即:

$$\bar{\sigma}_{r,j} = \int_{E_j}^{E_{j+1}} \sigma_r(E) dE / \int_{E_j}^{E_{j+1}} dE$$

$$\Phi_i^{(k)} = \int_{E_j}^{E_{j+1}} \phi_i^{(k)}(E) dE$$

$$A_{i,j} = \bar{\sigma}_{r,j} \cdot \Phi_i^{(k)} \prod_r e^{-N_r x_r \bar{\sigma}_{r,j}} \quad (8)$$

第 j 个探测器样品的计算活性值为:

$$A_i^{(k)} = \sum_{j=1}^M A_{i,j}^{(k)} \quad (9)$$

把测量值 A 与计算值的比表示为:

$$R_i^{(k)} = A_i / A_i^{(k)} \quad (10)$$

权重函数的形式, 不用光滑时为:

$$W_{i_1}^{(k)} = A_{i_1}^{(k)} / A_i^{(k)} \quad j=1$$

$$W_{i_j}^{(k)} = \frac{1}{2}(A_{i_j}^{(k)} + A_{i_{j-1}}^{(k)}) / A_i^{(k)} \quad j=2, 3, \dots, M-1 \quad (11)$$

$$W_{i_M}^{(k)} = A_{i_M}^{(k)} / A_i^{(k)} \quad j=M$$

为了减少共振峰的影响, 可把权重函数用灵敏能区归一^[7], 即 $W_{i_j}^{(k)} = [E_{i_j} - E_i]^{(k)} \cdot A_{i_j}^{(k)} / A_i^{(k)}$.

当用 N 点光滑时权重函数的形式为:

$$W_{i_j}^{(k)} = \sum_{l=l_1}^{l_2} A_{i_j}^{(k)} / [l_2 - l_1 + 1] A_i^{(k)} \quad (12)$$

$$j=2, 3, \dots, M-1, \quad i=1, 2, \dots, N$$

求和指标 l 从 l_1 到 l_2 , 而 l_1 和 l_2 的定义为:

$$\begin{aligned} l_1 &= 1, & \text{对于 } j=2, \dots, \left(\frac{N_i-1}{2}\right) \\ &= j - \left(\frac{N_i-1}{2}\right), & = \frac{N_i+1}{2}, \dots, \left(M - \frac{N_i-1}{2}\right) \\ &= 2j - M, & = \left(M - \frac{N_i-3}{2}\right), \dots, (M-1) \\ l_2 &= 2j - 1, & j=2, \dots, \left(\frac{N_i-1}{2}\right) \\ &= j + \left(\frac{N_i-1}{2}\right), & = \frac{N_i+1}{2}, \dots, \left(M - \frac{N_i-1}{2}\right) \\ &= M, & = \left(M - \frac{N_i-3}{2}\right), \dots, (M-1) \end{aligned}$$

N_i 为奇数.

$$W_{i_1}^{(k)} = (5A_{i_1}^{(k)} + 2A_{i_2}^{(k)} - 3A_{i_3}^{(k)}) / 6A_i^{(k)}, \quad j=1 \quad (13)$$

$$W_{i_M}^{(k)} = (5A_{i_M}^{(k)} + 2A_{i_{M-1}}^{(k)} - A_{i_{M-2}}^{(k)}) / 6A_i^{(k)} \quad (14)$$

由 R 与权重函数组成第 j 个间隔的修正因子:

$$C_j^{(k)} = \sum_{i=1}^N W_{i_j}^{(k)} \ln R_i^{(k)} / \sum_{i=1}^N W_{i_j}^{(k)} \quad (15)$$

用 $C_j^{(k)}$ 对第 k 次迭代谱进行修正得到第 $k+1$ 次谱为:

$$\phi_i^{[k+1]} = \phi_i^{[k]} \exp(C_i^{[k+1]}) = \phi_i^{[0]} \exp\left\{\sum_{j=1}^k C_i^j\right\} \quad (16)$$

某段能区的积分通量为:

$$\Phi^{[k+1]}(E_i, E_M) = \sum_{s=i}^M \Phi_s^{[k+1]} = \int_{E_i}^{E_M} \phi^{[k+1]}(E) dE \quad (17)$$

为了检验得到的谱是否可靠, 计算了探测器样品的灵敏能区, 即产生活性值 5% 到 85% 的能区, 把它定义为:

$$\begin{aligned} & \int_{E_i}^{E_M} \sigma_i(E) \phi^{[k+1]}(E) \prod_i e^{-N_i \sigma_i(E)} dE \\ &= \int_{E_i'}^{E_i''} \sigma_i(E) \phi^{[k+1]}(E) \prod_i e^{-N_i \sigma_i(E)} dE \\ &= a \int_{E_i}^{E_M} \sigma_i(E) \phi^{[k+1]}(E) \prod_i e^{-N_i \sigma_i(E)} dE \end{aligned}$$

当 a 为 95% 时, E_i' 和 E_i'' 为第 i 个反应灵敏能区的上、下限。认为被探测器样品的灵敏能区覆盖的部分, 解较可靠, 不被覆盖的区域易取初始近似谱的走向, 则不可靠。

迭代标准有: 用两次相继迭代的微分谱之差小于某一预先给定值 ϵ , 即 $|\phi_i^{[k+1]} - \phi_i^{[k]}| / \phi_i^{[k]} \leq \epsilon$; 或用测量活性值与计算活性值的标准偏差小于某一特定值; 也可用在两次相继迭代中上述标准偏差稳定在一定范围; 还可用迭代次数达到某一值时停止运算。我们采用两次迭代微分谱之差小于某一特定值及一定的迭代次数作为迭代标准, 其中有一个达到标准即停止运算。

四、解谱结果

用表 2 中的 9 个探测器样品的活性及相应的文献中的截面数据作为 SAND-II 和 RDMM 方法的输入数据解谱。

SAND-II 方法 考虑到 ^{235}U 转换裂变靶的能谱接近裂变谱, 因此选 Watt 谱为初始近似谱。这样可以减小输入谱的影响。在实际应用中多选两次相继迭代的微分谱之差为 5~10% 的迭代标准, 对这样的标准一般迭代次数小于 30 时即能满足。如因某种原因不能达到迭代标准时, 也不希望 SAND-II 过程无限迭代下去。由于误差的影响, 继续迭代可能引起谱的发散, 所以一般选 30 到 50 次的迭代为宜。我们选了 5% 的迭代标准, 迭代两次便满足了。

为了保证所用探测器样品的活性值是可靠的, 减少某些大误差活性值对谱的畸变, 用已达到标准的解算出测量活性值与计算活性值的相对偏差, $\sigma = \sqrt{\sum v_i^2 / (n-1)}$, $v_i = |A_i - A_i^{[k]}| / A_i$ 。把它作为取舍探测器样品的标准。当置信率为 95% 时, 对满足 $|A_i - A_i^{[k]}| / A_i$,

表3 RDMM, SAND-II方法解谱结果

E_n , MeV	RDMM	SADN-II	E_n , MeV	RDMM	SADN-II
0.2	9.77×10^7	6.86×10^7	11.0	1.17×10^4	1.11×10^4
0.4	1.04×10^8	8.67×10^7	11.2	1.01×10^4	9.57×10^3
0.6	1.05×10^8	9.28×10^7	11.4	8.62×10^3	8.25×10^3
0.8	1.02×10^8	9.37×10^7	11.6	7.38×10^3	7.13×10^3
			11.8	6.31×10^3	6.20×10^3
1.0	9.56×10^7	9.14×10^7	12.0	5.40×10^3	5.39×10^3
1.2	9.00×10^7	8.71×10^7	12.2	4.62×10^3	4.66×10^3
1.4	8.29×10^7	8.14×10^7	12.4	3.94×10^3	4.00×10^3
1.6	7.56×10^7	7.49×10^7	12.6	3.37×10^3	3.43×10^3
1.8	6.83×10^7	6.79×10^7	12.8	2.88×10^3	2.94×10^3
			13.0	2.45×10^3	2.50×10^3
2.0	6.13×10^7	6.10×10^7	13.2	2.09×10^3	2.14×10^3
2.2	5.48×10^7	5.45×10^7	13.4	1.78×10^3	1.82×10^3
2.4	4.88×10^7	4.86×10^7	13.6	1.52×10^3	1.55×10^3
2.6	4.33×10^7	4.32×10^7	13.8	1.29×10^3	1.32×10^3
2.8	3.84×10^7	3.84×10^7			
3.0	3.39×10^7	3.40×10^7	14.0	1.10×10^3	1.12×10^3
3.2	2.99×10^7	3.01×10^7	14.2	9.37×10^2	9.55×10^2
3.4	2.63×10^7	2.66×10^7	14.4	7.97×10^2	8.12×10^2
3.6	2.31×10^7	2.34×10^7	14.6	6.79×10^2	6.90×10^2
3.8	2.03×10^7	2.06×10^7	14.8	5.76×10^2	5.86×10^2
			15.0	4.89×10^2	4.98×10^2
4.0	1.78×10^7	1.81×10^7	15.2	4.16×10^2	4.23×10^2
4.2	1.56×10^7	1.59×10^7	15.4	3.53×10^2	3.59×10^2
4.4	1.37×10^7	1.39×10^7	15.6	2.99×10^2	3.05×10^2
4.6	1.19×10^7	1.22×10^7	15.8	2.54×10^2	2.59×10^2
4.8	1.04×10^7	1.07×10^7			
			16.0	2.15×10^2	2.20×10^2
5.0	9.12×10^6	9.33×10^6	16.2	1.83×10^2	1.86×10^2
5.2	7.96×10^6	8.16×10^6	16.4	1.55×10^2	1.58×10^2
5.4	6.94×10^6	7.13×10^6	16.6	1.31×10^2	1.34×10^2
5.6	6.05×10^6	6.24×10^6	16.8	1.11×10^2	1.14×10^2
5.8	5.27×10^6	5.46×10^6			
			17.0	9.39×10^1	9.62×10^1
6.0	4.59×10^6	4.78×10^6	17.2	7.84×10^1	8.15×10^1
6.2	3.99×10^6	4.13×10^6	17.4	6.72×10^1	6.91×10^1
6.4	3.47×10^6	3.59×10^6	17.6	5.68×10^1	5.85×10^1
6.6	3.02×10^6	3.11×10^6	17.8	4.80×10^1	4.95×10^1
6.8	2.62×10^6	2.69×10^6			
			18.0	4.06×10^1	4.20×10^1
7.0	2.27×10^6	2.33×10^6	18.2	3.43×10^1	3.55×10^1
7.2	1.97×10^6	2.01×10^6	18.4	2.90×10^1	3.00×10^1
7.4	1.71×10^6	1.74×10^6	18.6	2.45×10^1	2.54×10^1
7.6	1.48×10^6	1.50×10^6	18.8	2.07×10^1	2.15×10^1
7.8	1.28×10^6	1.29×10^6			
			19.0	1.74×10^1	1.82×10^1
8.0	1.11×10^6	1.11×10^6	19.2	1.47×10^1	1.54×10^1
8.2	9.59×10^5	9.54×10^5	19.4	1.24×10^1	1.30×10^1
8.4	8.28×10^5	8.22×10^5	19.6	1.05×10^1	1.10×10^1
8.6	7.15×10^5	7.08×10^5	19.8	8.81×10^0	9.30×10^0
8.8	6.17×10^5	6.09×10^5			
9.0	5.32×10^5	5.24×10^5			
9.2	4.59×10^5	4.50×10^5			
9.4	3.95×10^5	3.86×10^5			
9.6	3.40×10^5	3.31×10^5			
9.8	2.93×10^5	2.84×10^5			
10.0	2.52×10^5	2.43×10^5	$E_n > 0.2$		
10.2	2.16×10^5	2.08×10^5			
10.4	1.86×10^5	1.78×10^5	Me V	2.58×10^5	2.54×10^5
10.6	1.60×10^5	1.52×10^5			
10.8	1.37×10^5	1.30×10^5			
				$\pm 17.9\%$	$\pm 11.2\%$

>1.96σ的探测器样品统统舍去。用余下的探测器样品重新求解。我们用的9个探测器样品的σ为3.9%，鉴定结果全部可用。解谱结果表示在图2和表3中，图中还包括了各探测器样品的灵敏能量限及用蒙特卡罗程序计算的微分谱的误差分布。

RDMM方法 当选用Laguerre多项式时，通式为： $L_n(E) = e^E \frac{d^n}{dE^n} (E^n e^{-E})$ ，权重函数

为 e^{-E} 的形式。用Chebyshev多项式时，通式为： $H_n(E) = (-1)^n e^{E^2} \frac{d^n}{dE^n} e^{-E^2}$ ，权重函数也

选为 e^{-E^2} 的形式。用RDMM方法得到的解其一般规律是展开项数多时Q值小，但解的误差大，而且易出现没有任何物理意义的假结构。因此在选择解时一定要综合上述诸因素，找出认为较好的解。我们把 $l=4$ ， $Q=0.009$ 时的谱作为解，用两种多项式得到的微分谱和积分通量都非常一致。其结果表示在表3和图2、3中。图3还画出了RDMM方法微分谱误差分布。

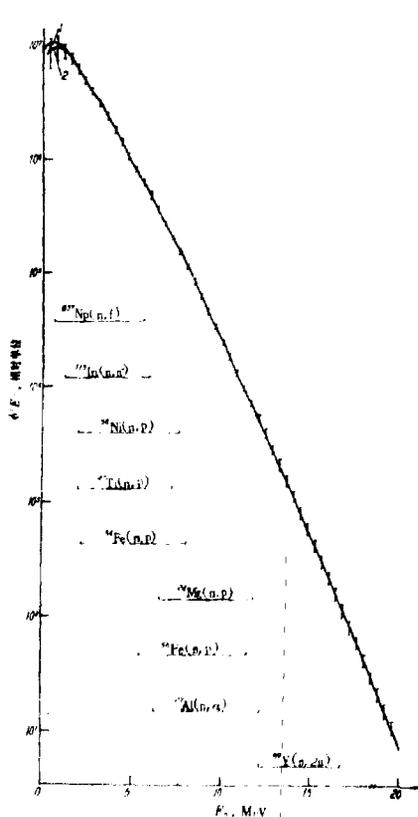


图2 SAND-II, RDMM方法解谱结果

1——RDMM, $l=4$, $Q=0.009$;
2——SAND-II, $k=2$, 迭代标准5%; ———探测器覆盖区。

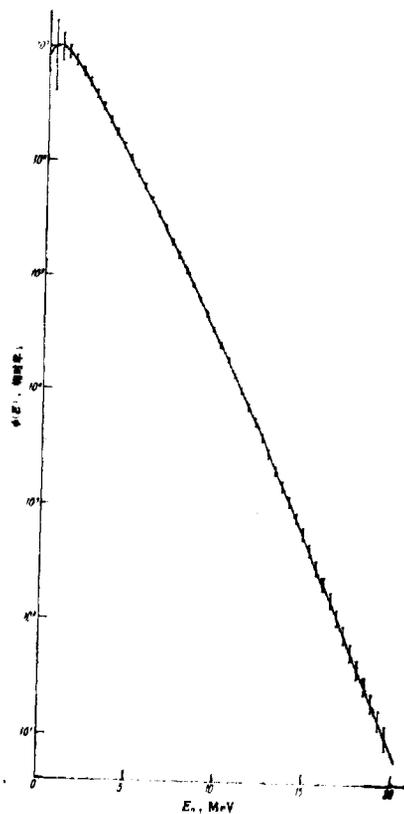


图3 RDMM方法能谱结果

Laguerre, Chebyshev多项式, $l=4$,
 $Q=0.009$.

从图2中可以看到SAND-II和RDMM两种解谱方法得到的结果,当中子能量大于1MeV时符合较好,能量小于1MeV符合差些。其原因可能是由于此段能区探测器样品覆盖不好以及截面数据的误差大造成的。

在表3中看到两种解谱方法在相同能区的积分通量值也是很一致的。由此可见,用SAND-II和RDMM方法解决中子能谱是比较合适的。

五、讨 论

各种解谱方法得到解的误差,主要来源于描述物理过程所采用的数学表达式是否正确,以及输入数据($A_i, \sigma_i(E)$)误差的影响。对不同的解谱方法还有其特殊的误差源。如SAND-II的唯一性误差, RDMM方法的权重函数的影响等。一般认为解谱方法的数学表达式的误差可以忽略,不作专门讨论。

我们对两种解谱方法的误差作了较为仔细的研究。下边以SAND-II为例作一简单介绍。

输入数据误差的影响 SAND-II方法的主要误差源是:各探测器样品的活性测量误差,相应的各反应截面值的误差及解的唯一性误差。这些误差如何影响微分谱及积分通量的误差是值得研究的。

我们用蒙特卡罗程序分析了活性误差与截面误差对解谱结果的影响^[9]。其过程是:当选定一初始近似谱 $\phi^{(0)}$ 之后,把测量活性及相应的截面作为SAND-II方法的输入数据解谱,得到的解 $\phi^{(1)}$ 称为基本解。然后用由基本解计算的活性代替测量活性,并认为测量活性的误差和截面的误差都遵从正态分布。用和基本解相关的截面、活性值作为平均值随机选定一族数据组,以基本解 $\phi^{(1)}$ 为初始近似谱,对随机选定的数据组族的每一组数据,得到新的SAND-II的解 $\phi^{(n)}$ 。最后把各次结果与基本解比较给出解谱误差。微分谱的相对偏差为:

$$\sqrt{\frac{1}{k^2} \sum (\phi^{(n)} - \phi^{(1)})^2} / \phi^{(1)}$$

当把 ϕ 换成积分通量时便得到积分通量的相对偏差。详细介绍见文献[9]。

活性值的测量误差列表2。给定所用截面值的误差是困难的,我们采用的截面值多为编评结果。要给出正确的误差分布,需对大量数据进行仔细分析。文献[10]对截面值的误差分配作了较为详细的讨论,并给出了截面值误差表,我们认为它是比较合理的,该表被采用,见表4。

计算表明活性误差的影响大于截面值误差的影响。如在同样输入谱的情况,用无误差的截面数据,当活性误差为5%或10%时,积分通量的误差分别为4.8%和12%。而当活性无误差,截面值分别给10%与20%的误差时,积分通量的误差只有1.4%和3.9%。对微分谱的情况同样是活性误差的影响大。

我们把表2、表4的输入数据的误差代入蒙特卡罗程序,得到的微分谱的误差如图2所示。从图中可以看到微分谱的误差不是均匀分布的。对有结构的地方或探测器样品能区覆盖不好的地方或截面误差大的能区,其微分谱的误差大,个别能量点可大到32%。相反,在谱形较光滑的能区,探测器样品覆盖得好,截面误差小的地方谱的误差可小到3.6%,大多数的能量点的误差在5—10%左右。中子能量大于0.2MeV的积分通量的误差为10.18%。

解的唯一性误差 除输入数据误差的影响外,解的唯一性误差对SAND-II解的贡献也是

表4 截面值误差表(%)

核反应	能量, MeV										
	0-0.6	0.6-1.4	1.4-2.2	2.2-3	3-4	4-5	5-6	6-8	8-11	11-13	13-19.8
$^{239}\text{Np}(n, f)$	20	5	3	2	5	5	5	10	10	10	10
$^{115}\text{In}(n, n')^{115}\text{In}$	250	20	10	10	10	5	5	5	5	10	10
$^{59}\text{Ni}(n, p)^{59}\text{Co}$	0	250	30	10	10	5	5	4	6	10	10
$^{56}\text{Fe}(n, p)^{56}\text{Mn}$	1000	500	50	10	10	8	8	7	5	10	10
$^{47}\text{Ti}(n, p)^{47}\text{Sc}$	1000	500	100	50	15	15	15	15	15	15	15
$^{24}\text{Mg}(n, p)^{24}\text{Na}$	0	0	0	0	0	100	50	10	10	10	10
$^{56}\text{Fe}(n, p)^{56}\text{Mn}$	0	0	0	0	8	8	8	6	6	15	15
$^{27}\text{Al}(n, \alpha)^{24}\text{Na}$	0	0	0	0	0	0	25	6	6	10	10
$^{90}\text{Y}(n, 2n)^{89}\text{Y}$	0	0	0	0	0	0	0	0	0	20	10

比较大的。Mcelroy等人对解的唯一性误差进行了研究^[15]。所谓解的唯一性误差主要是由于方程组(2)的方程个数远远小于未知数个数,造成数学上不可能有唯一解。而是对不同的输入近似谱,不同的探测器样品个数及不同的覆盖能区其解不同。

我们用无误差的输入数据($A_i, \sigma_i(E)$)解Watt谱时,分别用Watt谱,Frve和Maxwell裂变谱及 ϕ_i 谱为输入近似谱时比较解谱结果有:当把Watt谱的结果作为1时,用表1中的9个探测器样品其积分通量的比分别为1:1:1.03:1.42。从图4可以看到Frve和Maxwell的形状与Watt裂变谱形相似,只是在中子能量大于6MeV时形状有软或硬的变化。因此用他们作输入近似时其解也相近。而 ϕ_i 谱与Watt谱相差较远,其解也不一致。由此可见,在SAND-II方法中,输入谱的选择对其结果的影响极大。只有对待测场有一定了解,选择合适的输入谱时才能减少解谱误差。即使对待测场不够了解,为了减少解的误差也希望能够通过计算或某些简单测量方法得到一个粗略的解,把它作为SAND-II方法的输入近似求解。

除用上述的9个反应外,又加用了 $^{238}\text{U}(n, f)$, $^{48}\text{Ti}(n, p)$ ^{48}Sc , $^{90}\text{Zr}(n, 2n)$ ^{90}Zr $^{46}\text{Ti}(n, 2n)$ ^{46}Ti , $^{55}\text{Mn}(n, 2n)$ ^{55}Mn , $^{127}\text{I}(n, 2n)$ ^{127}I 反应时,输入近似谱不变,其积分通量比改为1:1:1.01:1.35。这说明当探测器样品增加,覆盖能区改进时,解也得到相应的改善。

在求解时,把Watt谱作为输入近似谱,其形状与 ^{235}U 裂变谱相近引起的误差较小,我们取唯一性误差为5%,则积分通量的总误差为11.18%。

用RDMM方法得到解的误差随输入数据误差的增加而增加,随使用探测器个数减少而增加,随展开项的增加而增加。在解的形状与真实谱形相差较大的地方,即探测器覆盖不好的能区误差最大。因此,为了减少解的误差,应该用尽可能多的探测器样品,取较少的展开项数。但后者与选择Q值小的条件矛盾。所以在选择解时,即要考虑到Q值小也要考虑到标准偏差小等因素。

我们把表2、表4中的输入数据的误差,同样用蒙特卡罗程序计算解谱误差,对Laguerre和Chebyshev两种多项式,当 $l=4$ 时结果一致。误差分布画在图3中,可以看到微分谱误差变化规律与SAND-II的结果类似。在探测器样品覆盖好的能区的误差小于10%。中子能最大于0.2MeV的积分通量的误差为17.9%。

另外,在RDMM方法中权重函数的作用也是重要的。从(3)式可以看出,未知能谱的形

解 ϕ_2 时用了表2中的9个反应。其结果从图5可以看出：SAND-II方法得到的解与 ϕ_2 符合的较好。而RDMM方法的结果符合的差些。在检验过程中我们发现，解谱方法对谱中结构的灵敏程度与探测器样品的选择关系极大。如能选到合适覆盖能区的探测器样品，可较好地反应出谱中结构。这里不再给出具体结果。

综上所述，我们认为SAND-II和RDMM方法是解决中子光滑变化能谱的较好方法。当待测谱中有简单结构时用SAND-II方法更为合适。

何金声同志为我们编制了SAND-II，RDMM方法解谱及其蒙特卡罗误差分析程序，并进行了大量计算工作，在此表示感谢。

参 考 文 献

- [1] G.D.Cola & A.Rota, *Nucl.Sci.Eng.*, 23, 344 (1965).
- [2] W.N.Mcelroy, AFWL-TR-67-41.
- [3] C.L.Greer & J.V.Walker, *Sediation Measurements in Nuclear Power*, 1966, p.270.
- [4] C.R.Greer & J.A.Halbleib, Sc-RR-67-746.
- [5] J.C.Ringle, UCRL-10732 (1963).
- [6] W.L.Zijp, RCN-37 (1965).
- [7] S.Berg, BNWL-856 (1968).
- [8] C.A.Oster et al., HEDL-TME 73-20.
- [9] 内部资料.
- [10] R.L.Simons & W.N.Mcelroy, BNWL-1312 (1970).
- [11] АА.Лапенас, Измерение Спектров Нейтронов Активационный Методом, Москва, 1975.
- [12] 李际周等, 内部资料, 1, 46 (1977).
- [13] 黄建周, $^{90}\text{Y}(n, 2n)^{89}\text{Y}$ 反应截面数据编译, hsj-77143 (bp), 1978.
- [14] W.N.Mcelroy et al., *Nucl.Sci.Eng.*, 48, 51 (1972).
- [15] W.N.Mcelroy et al., BNWL-1402 (1970).

CHINA NUCLEAR SCIENCE & TECHNOLOGY REPORT



China Nuclear Information Centre