

锰浴法测中子源强度的修正项及 $^{241}\text{Am}(\alpha, n)\text{Be}$ 中子源能谱的计算

凌 玉 德

本工作计算了 $^{241}\text{Am}(\alpha, n)\text{Be}$ 中子源的初始谱和修正谱。还计算了快中子由于 $^{16}\text{O}(n, \alpha)$, $^{16}\text{O}(n, p)$, $^{32}\text{S}(n, \alpha)$, $^{32}\text{S}(n, p)$ 反应的损失份额, 中子逃脱出浴池的份额及源的自吸收份额。

关键词 锰浴法, 中子源强度, 初始谱, 修正谱, 蒙特卡罗方法。源自吸收份额, 氧硫吸收份额, 逃脱份额。

一、物 理 问 题

中子源由氧化镅粉和铍粉均匀混合装在不锈钢壳内, 粉上加铝垫片紧压而成。为测量其强度, 将它放在装满硫酸锰水溶液的浴池中。从源发射出来的中子, 在溶液里经过一系列的慢化, 最后由 ^{55}Mn 所俘获, 变成 ^{56}Mn 。而 ^{56}Mn 以 $T_{1/2}=2.57\text{ h}$ 的速度发生 β 衰变, 同时放出 γ 射线。如果源所发射的中子都被 ^{55}Mn 俘获, 则通过测定 ^{56}Mn 所放出的 γ 射线强度, 就可确定了中子源的强度。

在实际测量中, 并不是所有的中子都被 ^{55}Mn 所俘获。在 MnSO_4 水溶液中含有大量的氢和其他原子, 他们对热中子的俘获和 ^{55}Mn 相竞争。如对于高于 3 MeV 的快中子, 由于 $^{16}\text{O}(n, \alpha)$, $^{16}\text{O}(n, p)$, $^{32}\text{S}(n, \alpha)$, $^{32}\text{S}(n, p)$ 反应, 不能使 ^{55}Mn 活化。又如锰浴池有一定大小, 有些中子直接穿出或经过几次碰撞未被俘获而逃出池外。此外, 源本身物质也要吸收返回来的中子。

为了提高测量源强的精度, 对这些损失的份额要进行修正。因被 ^{16}O 和 ^{32}S 吸收的份额及逃脱份额的大小与中子源的能谱有关, 为此下面首先计算源的初始谱和修正谱。

二、 $^{241}\text{Am}(\alpha, n)\text{Be}$ 源的初始谱计算

中子源是由 ^{241}Am 放出的 α 粒子, 轰击在 ^9Be 核上, 可由下列反应产生中子:



这里 ^{12}C 可处于基态、第一激发态、第二激发态。也可能在多体反应中产生中子。(1)式反应产生的中子的能量分布是由下列公式^[1]计算:

$$f_i(E) = n_{\text{Be}} \int_{(E_n^{i\alpha})}^{(E_n^{2\alpha})} \frac{1}{\varepsilon(E_\alpha)} \frac{1}{\Delta E_n^i(E_\alpha)} \left\{ \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta, E_\alpha) \right\}_i dE_\alpha, \quad (2)$$

其中 i 表示 ^{12}C 所处的状态; $\left\{ \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta, E_\alpha) \right\}_i$ 是处于 i 状态时 α 能量为 E_α 的微分截面; θ 是

质心系角; n_{Be} 是每厘米³里⁹Be的原子核数; $\varepsilon(E_\alpha)$ 是带有能量为 E_α 的 α 粒子在源介质里的阻止率; E_n^{\max} , E_n^{\min} 是能产生能量为 E_n 的中子的 α 粒子最低和最高的能量; $\Delta E_n^i(E_\alpha)$ 是由下式^[1]给定:

$$\Delta E_n^i(E_\alpha) = \frac{(E_\alpha M_n M_\alpha)^{\frac{1}{2}}}{2\pi(M_n + M_c)} \times \left[\frac{1}{M_n + M_c} \left\{ \frac{E_\alpha M_n M_\alpha}{M_n + M_c} + E_\alpha(M_c - M_\alpha) + M_c Q_i \right\} \right]^{1/2} \quad (3)$$

这里的 Q_i 是对应¹²C的基态, 第一激发态, 第二激发态的激发能, 分别是 $Q_1=5.704\text{MeV}$, $Q_2=1.29\text{MeV}$ 和 $Q_3=-1.95\text{MeV}$.

在我们的计算里, 微分截面是用实验室系的数值曲线形式给出, 这就需要将它转换成质心系, 转换公式是:

$$\frac{d\sigma_c}{d\Omega}(\theta, E_\alpha) = \frac{1 + \gamma \cos\theta}{(1 + \gamma^2 + 2\gamma \cos\theta)^{3/2}} \sigma_L(\theta_0), \quad (4)$$

其中 θ_0 是实验室系角, θ 是质心系角, $\sigma_L(\theta_0)$ 是实验室系的微分截面; 又

$$\tan\theta_0 = \frac{\sin\theta}{\gamma + \cos\theta},$$

$$\gamma = \left(\frac{M_\alpha M_n}{M_{Be} M_c} \cdot \frac{E}{E + Q - \varepsilon_i} \right)^{1/2},$$

这里, $E = \frac{M_{Be}}{M_\alpha + M_{Be}} \cdot E_\alpha$; $Q = 5.704\text{MeV}$; $\varepsilon_1 = 0\text{MeV}$, $\varepsilon_2 = 4.43\text{MeV}$; $\varepsilon_3 = 7.65\text{MeV}$

(当 $E + Q - \varepsilon_i < 0$ 时, 此反应不发生).

对于给定的 E_n , $\cos\theta$ 是 E_α 的函数:

$$\cos\theta = \frac{E_n(M_n + M_c)^2 - E_\alpha(M_\alpha M_n + M_{Be} M_c) - Q_i M_c(M_n + M_c)}{2[M_\alpha M_n E_\alpha (E_\alpha M_c M_{Be} + Q_i M_c(M_n + M_c))]} \quad (5)$$

积分限 E_n^{\max} 和 E_n^{\min} 是由上式当 $\cos\theta = -1$ 和 $\cos\theta = +1$ 时解出的 E_α 值.

$\varepsilon(E_\alpha)$, 在这个计算里也是用数值曲线给出.

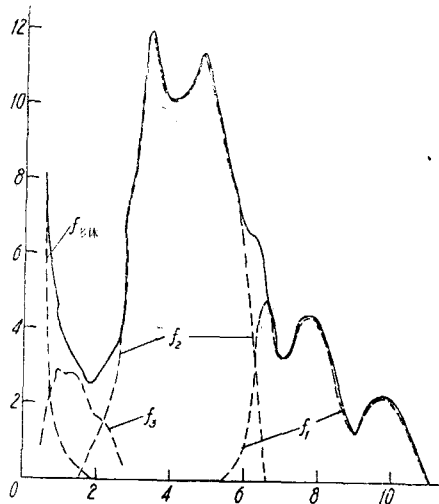


图 1 ²⁴¹Am(α, n)Be源的初始谱
实线为各 f 值的迭加。

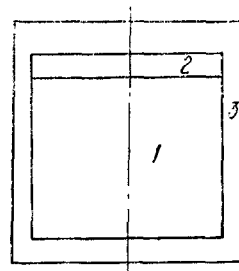


图 2 源装置
1—镀镍混合物, 2—铝垫片, 3—不锈钢壳。

类似的公式^[1]计算多体反应产生的中子能量分布:

$$f_{\text{多体}}(E_n) = n_{\text{Be}} \int_{4.8\text{MeV}}^{5.48\text{MeV}} \frac{1}{\varepsilon(E_a)} \left| \frac{d\sigma}{dE_n}(E_a) \right|_{E_n} dE_a, \quad (6)$$

这里 $\left| \frac{d\sigma}{dE_n}(E_a) \right|_{E_n}$ 是轰击能量为 E_a 时, 产生的中子能量为 E_n 的微分截面, 在这个计算里, 它也是由数值曲线给出的。

数值积分计算 $f_1(E_n), f_2(E_n), f_3(E_n)$ 和 $f_{\text{多体}}(E_n)$ 初始谱是将四项结果累加起来得到, 计算结果见图 1 (未归一)。

三、修正谱计算

中子源装置如图 2 所示。不锈钢外壳的内半径是 1.2 cm, 外半径是 1.35 cm, 上、下盖为 0.2 cm。铝垫片厚 0.064 cm。混合粉半径为 1.2 cm, 高为 2.136 cm。

中子离开源装置之前, 可能与源物质发生反应, 如与 $^9\text{Be}, ^{16}\text{O}, ^{241}\text{Am}$ 发生弹性散射, 与 ^{241}Am 发生裂变反应, 与 ^9Be 发生 $(n, 2n)$ 反应等, 还可能要和不锈钢外壳和铝垫片的原子核发生反应等。这些反应将要改变中子的初始谱。我们利用蒙特卡罗方法计算这个修正谱。

设 P 是源装置外, 垂直柱轴平分线上的一点。在这点的能量分布是由下面三种贡献之和构成。

1. 在源装置上未经任何反应的中子通量 $\phi_0(E)$, 这个量是由下式给出:

$$\phi_0(E) = \int_{V_s} \frac{S(E) dV_1 \exp\left\{-\int_0^{|p-r_1|} \sum_i(r_1+l\Omega, E) dl\right\}}{4\pi|p-r_1|^2}. \quad (7)$$

这里, V_s 是源物质的体积; r_1 是源物质内的一点; $S(E)$ 是单位能量区间的中子源密度; $\sum_i(r, E)$ 是空间位置为 r , 能量为 E 的宏观总截面; Ω 是由 r_1 到 p 的方向; dl 是这个方向的线元; dV_1 是 r_1 处的体积元。

2. 在源装置上经过一次或多次散射的中子通量。一次散射的通量是由下式给出:

$$\begin{aligned} \phi_1(E) = & \int_{V_s} \int_V \int_E^{E+\alpha_A} \frac{S(E') dV_1 \exp\left\{-\int_0^{|r_2-r_1|} \sum_i(r_1+\Omega l_1, E') dl_1\right\}}{4\pi|r_1-r_2|^2} \\ & \cdot \frac{\sum_s^A(E') dV_2 \exp\left\{-\int_0^{|p-r_2|} \sum_i(r_2+\Omega_2 l_2, E) dl_2\right\} p_A(E' \rightarrow E, \theta)}{2\pi|p-r_2|^2} dE. \end{aligned} \quad (8)$$

这里, V 是源装置的体积; α_A 是源装置元素 A 散射中子时, 使中子损失的能量; r_2 是散射点; $\sum_s^A(E')$ 是元素 A 在能量为 E' 时的宏观散射截面; $p_A(E' \rightarrow E, \theta)$ 是入射能为 E' 、元素 A 的散射角分布; θ 是散射角。

至于经二次或多于二次散射对点 P 的通量表达式, 与一次散射是类似的, 只不过是较复杂一些罢了。

3. 由 $^9\text{Be}(n, 2n)$ 和 $^{241}\text{Am}(n, f)$ 产生的中子的通量。由 $^9\text{Be}(n, 2n)$ 产生的中子通量是:

$$\phi_{(n,2n)}(E) = \int_{V_s} \frac{f_{(n,2n)}(r, E) \exp\left\{-\int_0^{|\vec{p}-r|} (r + \vec{\Omega}l, E) dl\right\} dV}{4\pi |\vec{p}-r|^2} \quad (9)$$

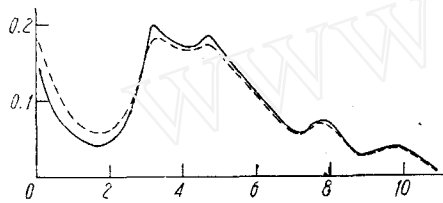
这里 $f_{(n,2n)}(r, E)$ 是在 r 点产生能量为 E 的中子个数。

可给出完全类似的由 $^{241}\text{Am}(n, f)$ 产生的中子通量表达式 ϕ_s 。

我们用指向概率的方法给出以上各表达式的估计量，累加各估计量，且归一，就得到了由于中子在源装置内物质发生次级反应而使初始谱改变的修正谱。在图 3 里画出初始谱与修正谱的比较图。

四、源的自吸收与高能的中子被 ^{16}O , ^{32}S 吸收份额的蒙特卡罗计算

锰浴法测量中子源强度的实验装置如图 4。



中子能量, MeV

图 3 修正谱与初始谱的比较
——初始谱; ---修正谱

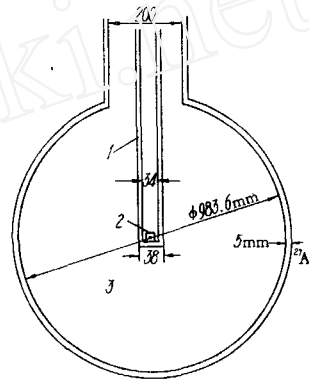


图 4 锰浴法的实验装置

1——27 Al 托架, 2——源装置,
3—— MnSO_4 溶液。

中子从源装置出来，进入 MnSO_4 溶液中，经过若干次散射之后，可能返回到源装置而被源装置吸收。一个中子每次碰撞对源自吸收份额的贡献为：

$$S_{n_i}^a = \sum \frac{-\sum_a(p, E) f^A(E' \rightarrow E, \theta_0) \exp\left\{-\int_0^{|\vec{p}-r|} \sum_+(r + \vec{\Omega}l, E) dl\right\}}{2\pi |\vec{p}-r|^2} \frac{\sum_s^A(r, E)}{\sum_i(r, E)} V. \quad (10)$$

这里， n_i 表示在蒙特卡罗中子跟踪时第 n 个中子第 i 次碰撞；求和是对 ^{55}Mn , ^{16}O , ^{32}S 等元素的弹性、非弹性散射反应求的； p 是源装置上的一点，当碰撞点 r 确定之后，在体积为 V 的源装置上均匀选取的， $\vec{\Omega}$ 就是从点 r 到点 p 的方向； θ_0 是 r 点的入射方向与方向 $\vec{\Omega}$ 的夹角； $\sum_s^A(r, E')$ 是能量为 E' 时，元素 A 的弹性或非弹性散射的宏观截面； $f^A(E' \rightarrow E, Q)$ 是相应地散射角分布，散射了 θ_0 角之后，能量为 E ； $\sum_a(p, E)$ 是在 p 点的源

物质在能量为 E 时的宏观吸收截面。

对 i 求和就得到了对源自吸收份额的一个估计。跟踪多个中子，取算术平均就得到了我们采用的源自吸收份额的估计。

计算结果表明：源自吸收份额与溶液的浓度即 ^1H 与 ^{55}Mn 的原子核数之比关系不大表 1 列出了五种 ^1H 与 ^{55}Mn 核比的计算值。

表 1 源自吸收份额

$N_{\text{H}}/N_{\text{Mn}}$	$\rho, \text{g/cm}^3$	份 额, %
275.57	1.053	0.37
199.90	1.074	0.38
96.51	1.153	0.37
57.28	1.249	0.35
34.00	1.396	0.34

利用直接模拟法计算 ^{16}O , ^{32}S 的吸收份额。在跟踪中子的过程中，对每次碰撞，利用随机数来判断是否发生 $^{16}\text{O}(n, \alpha)$, $^{16}\text{O}(n, p)$, $^{32}\text{S}(n, \alpha)$, $^{32}\text{S}(n, p)$ 反应，若发生了，则在一个固定计数器内加 1，终止中子的跟踪；否则继续跟踪。当跟踪了充分多的中子之后，以被吸收的中子个数和跟踪总数之比来估计这个份额值。

计算结果表明随着 MnSO_4 浓度的增加，这个吸收份额也跟着增加，五种不同浓度的吸收份额的值列于表 2。

表 2 ^{16}O , ^{32}S 吸 收 份 额

$N_{\text{H}}/N_{\text{Mn}}$	$\rho, \text{g/cm}^3$	份 额, %
275.57	1.053	2.26
199.90	1.074	2.60
96.51	1.153	2.84
57.28	1.249	3.02
34.00	1.396	3.46

五、中子逃脱份额的蒙特卡罗计算

锰浴池的半径较大，利用直接模拟法计算这个份额数值会偏低，而且涨落较大。为此我们采用球壳的指数变换法^[2]。在此我们简化了实验装置。源装置缩为一点，取消源装置托架。 MnSO_4 溶液放在内半径为 2 cm，外半径为 49.18 cm 的球壳内，球心就是源的位置。因从源出发，直接从源托架的开口穿出的中子可直接计算出来，这里仅以半径 2 cm 的空腔代替源托架空腔。对这个简化装置设计伪过程如下。总截面 $\Sigma(E)$ 为：

$$\Sigma^*(E) = \Sigma_i(E) - C \frac{\vec{\Omega} \cdot \vec{r}}{r} = \Sigma_i(E) - C \cos\theta,$$

其中 θ 为中子运动方向 $\vec{\Omega}$ 与径向 $r/|r|$ 间的夹角； C 为满足条件：

$$C = \min \Sigma_i(E) \\ (E_{\min} \leq E \leq E_{\max})$$

的常数值; E_{\min} 和 E_{\max} 为 neutron 源能发出中子的能量下限和上限。

散射份额为 $\sum_s(E)/\Sigma^*(E)$, 其他都与中子输运的原过程相同。

可证伪过程的逃脱的份额 p^* 与原过程的逃脱份额 p 有下关系:

$$p^* = pe^{G(R_1 - R_0)}$$

这里的 p^* 是伪过程的逃脱的份额, R_1 是外球半径, R_0 是内球半径。

计算表明, 逃脱份额随着 $MnSO_4$ 溶液的浓度增加而减少。表 3 是五种浓度的数值。

锰浴装置的设计及实验工作均为容超凡、李景文等同志所完成, 物理问题的提出及计算中的各种数据均由他们提供。

表 3 中子逃脱份额

N_H/N_{Mn}	$\rho, g/cm^3$	份 额, %
275.57	1.053	1.71
199.90	1.074	1.61
96.51	1.153	1.50
57.28	1.249	1.36
34.00	1.396	1.17

参 考 文 献

- [1] A.D.Vijaya et al, *Nucl.Instru. Methods*, 111, 435(1973).
- [2] 裴鹿成, 张孝译, 蒙特卡罗方法及其在粒子输运问题中的应用, 科学出版社, 1980年。
(编辑部收到日期: 1983年5月17日)

(上接第 650 页)

对实验结果的分析, 可以得出如下看法:

1. 本实验给出的临界水位是较精确的, 多次实验证明, 对 k_{eff} 值的误差小于 0.1%。
2. 反射层节省是在重水慢化剂内测量得到的, 结果可能偏小。对净堆, 轴向辐比平坦区较小, 为了增加符合点, 边界点偏离平坦区 3%, 结果可能偏大。
3. 脉冲源法和断源法测量反应性效应给出的值是探测器在某一固定位置的结果。由于动力学歪曲和高次谐波效应, 测量结果与探测器的位置有关。但本实验没有进行这方面的研究。不过, 表中给出的结果除一个方案以外, 均是在 10β 以内, 估计空间效应不大, 而且两种方法测量的结果均在 10% 内符合, 所以结果是可信的。

空间效应的研究在均匀栅实验中进行。

参加本实验工作的同志还有, 张文娟、闵伯武、赵文军、刘毅、陈国惠、阎俊英、杨秀敏、宋钊、段凤玲和常增印等。

参 考 文 献

- [1] 堆物理实验二组, 827-1 零功率反应堆物理实验汇编, 内部资料, 1981年。
- [2] 李文虎等, 金属铀重水零功率堆材料曲率 B^2 的测量, 1977年反应堆物理工作交流会资料汇编, 1980年。
- [3] 赵郁森等, 脉冲法测量反应堆的次临界度, 1977年反应堆物理工作交流会资料汇编, 原子能出版社, 1980年第 54 页。

(编辑部收到日期: 1982年5月26日)