

用慢化法测定铅的 $(n, 2n)$ 截面 $\sigma_{n, 2n}$ 、 去弹性散射截面 σ_{ne} 和增殖因子 M

阮景辉 姚锦章 吴景夏 于春英

利用慢化法测定了铅对 14 兆电子伏中子的 $(n, 2n)$ 截面 $\sigma_{n, 2n}$ 、去弹性散射截面 σ_{ne} 和增殖因子 M 。其结果分别为： $\sigma_{n, 2n}=1.7\pm 0.3$ 靶； $\sigma_{ne}=2.6\pm 0.1$ 靶； $M=1.18$ 。

一、引言

对于能量为 14 兆电子伏的中子，许多重核的 $(n, 2n)$ 截面为去弹性散射截面的百分之七十以上，因此 $(n, 2n)$ 反应对 neutron 增殖起着重要的作用(例如，核弹头的重反射层，移动式 neutron 照相的 ^{238}U neutron 增殖层以及电子直线加速器的重靶等等。对反应堆来说，裂变中子的一部分，其能量超过一些物质的 $(n, 2n)$ 反应的阈能，因而此反应对反应堆的快中子增殖也是有一定贡献的)。所以对反应堆以及其他 neutron 增殖系统的设计，都需要 $(n, 2n)$ 截面的数据。

我们知道，理论上对 $(n, 2n)$ 反应的解释以及计算实验上没有测定的 $(n, 2n)$ 截面值，主要是基于统计模型，因此通过实验检验理论模型也是十分必要的。

目前，铅对 14 兆电子伏中子的去弹性散射截面 σ_{ne} 的测定值已有许多结果，符合也很好。然而， $(n, 2n)$ 反应截面 $\sigma_{n, 2n}$ 的测定值较少，差别也较大。例如阿什比(V. J. Ashby)^[1]用液体闪烁法测得铅的 $\sigma_{n, 2n}$ 为 2.74 靶，此值比格雷夫斯(E. R. Graves)^[2]用球壳透射法测定的极大值 2.12 靶还要大。对于其他元素的 $(n, 2n)$ 截面的测定值差别也较大，至于对可裂变物质的测量结果就更少了。

我们在能量为 100 千伏的高压倍加器上，利用慢化法^[3]测定了铅对 14 兆电子伏中子的 $(n, 2n)$ 截面 $\sigma_{n, 2n}$ 。本工作对探测技术和实验装置做了一些改进，同时也克服了文献[3]的实验装置中可能引起系统误差的一些因素，并同时去弹性散射截面 σ_{ne} 和增殖因子 M 进行了测量。

二、慢化法原理

图 1 为慢化法示意图。球壳样品的中心为一个近似各向同性的 14 兆电子伏 neutron 源，球壳的四周由无限大的慢化介质包围，当其没有球壳时，投射到慢化介质的 neutron 仅仅为 14 兆电子伏的单能 neutron。而有球壳时，则有两部分 neutron 进入慢化介质：第一部分 neutron 为经过球壳透射出的 14 兆电子伏 neutron，类似球壳透射法，此部分 neutron 由未经球壳碰撞的 14 兆电子伏中

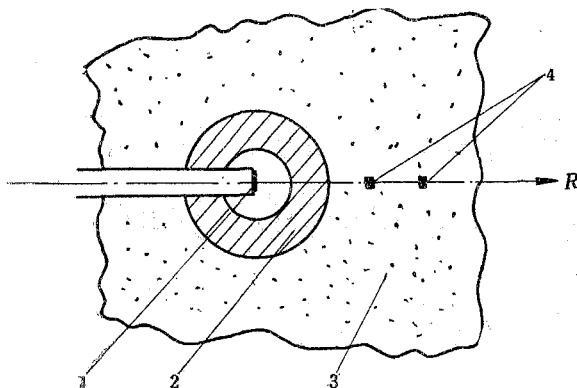


图 1 慢化法示意图

1—中子源；2—球壳；3—慢化介质；4—探测器。

这里 $n_{\text{无}}$ 和 $n_{\text{有}}$ 分别表示无球壳和有球壳时中子的总数， R_0 为球壳的外径。

由于蒸发中子的能量 ($\bar{E} \sim 2$ 兆电子伏) 比源中子能量 (14 兆电子伏) 低得多，因而蒸发中子在慢化介质中衰减很快，大约经过 50 厘米的慢化介质后，就仅仅留下透射出的源中子 (14 兆电子伏) 因而有球壳和无球壳时在距离 $R > 80$ 厘米的热中子空间分布 $\phi_{\text{有}}(R)$ 和 $\phi_{\text{无}}(R)$ 之比值就是球壳的透射率 T ，即：

$$T = \frac{\phi_{\text{有}}(R)}{\phi_{\text{无}}(R)} \Big|_{R > 80 \text{ 厘米}}.$$

再按一般的透射法^[4]的公式：

$$\begin{aligned} T &= \exp(-\sigma_{\text{ne}} N S) \\ S &= \chi \left(1 + \frac{1}{2} \sigma_{\text{et}} N \chi \right), \end{aligned} \quad (3)$$

从而得到去弹性散射截面。(3) 式中的 S 为源中子在球壳中的平均路程长度， χ 为球壳的厚度 (厘米)， σ_{et} 为球壳的弹性输运截面 (靶)， N 为球壳中每单位体积内的核数 (1/厘米³)。

显然，经球壳透射出的中子数为 $T n_{\text{无}}$ ，因而球壳产生的蒸发中子数 n_{v} 为：

$$n_{\text{v}} = n_{\text{有}} - T n_{\text{无}} = \int_{R_0}^{\infty} \phi_{\text{有}}(R) 4 \pi R^2 dR - T \int_{R_0}^{\infty} \phi_{\text{无}}(R) 4 \pi R^2 dR,$$

从而得：

$$\frac{n_{\text{v}}}{n_{\text{无}}} = \frac{\int_{R_0}^{\infty} [\phi_{\text{有}}(R) R^2 - T \phi_{\text{无}}(R) R^2] dR}{\int_{R_0}^{\infty} \phi_{\text{无}}(R) R^2 dR} = \frac{\int_{R_0}^{\infty} n_{\text{v}}(R) dR}{\int_{R_0}^{\infty} n_{\text{无}}(R) dR}. \quad (4)$$

实验上测出 $\phi_{\text{有}}(R)$ 和 $\phi_{\text{无}}(R)$ 后， $n_{\text{v}}/n_{\text{无}}$ 之值就可以计算出来。

下面我们将导出 $(n, 2n)$ 截面与 $n_{\text{v}}/n_{\text{无}}$ 的关系。我们知道不存在裂变和 $(n, 3n)$ 反应时，产生蒸发中子的有效截面 σ_{v} 为：

$$\sigma_{\text{v}} = \sigma_{\text{n}, \text{n}'} + 2 \sigma_{\text{n}, 2\text{n}}, \quad (5)$$

而去弹性散射截面为：

子和经过球壳弹性碰撞的中子所组成；第二部分中子为球壳的蒸发中子，它由球壳的非弹性散射 (n, n') 中子和 $(n, 2n)$ 中子所组成 (这里假定不发生裂变和 $(n, 3n)$ 反应)。

我们分别用 $\phi_{\text{无}}(R)$ 和 $\phi_{\text{有}}(R)$ 表示在慢化介质中无球壳和有球壳时热中子的径向分布，对整个空间积分得：

$$n_{\text{无}} = \int_{R_0}^{\infty} \phi_{\text{无}}(R) 4 \pi R^2 dR. \quad (1)$$

$$n_{\text{有}} = \int_{R_0}^{\infty} \phi_{\text{有}}(R) 4 \pi R^2 dR. \quad (2)$$

$$\sigma_{ne} = \sigma_{n,n'} + \sigma_{n,2n}, \quad (6)$$

从(5)和(6)式消去 $\sigma_{n,n'}$ 后得:

$$\sigma_{n,2n} = \sigma_v - \sigma_{ne}. \quad (7)$$

球壳中产生的蒸发中子数 n_v 为:

$$n_v = n_{\infty} \frac{\sigma_v}{\sigma_{ne}} [1 - \exp(-\sigma_{ne} NS)]$$

或

$$\frac{n_v}{T n_{\infty}} = \frac{\sigma_v}{\sigma_{ne}} \frac{1 - \exp(-\sigma_{ne} NS)}{\exp(-\sigma_{ne} NS)}, \quad (8)$$

由(7)和(8)式解出 $\sigma_{n,2n}$ 为:

$$\sigma_{n,2n} = \sigma_{ne} \left[\frac{n_v}{T n_{\infty}} \frac{1}{\exp(\sigma_{ne} NS) - 1} - 1 \right]. \quad (9)$$

(9)式中 σ_{ne} 和 $n_v/T n_{\infty}$ 均可直接测出来,从而按(9)式算出(n,2n)反应截面。

另外还可以从 n_v 和 n_{∞} 之比值,直接计算出快中子增殖因子 M ,即:

$$M = \frac{n_v}{n_{\infty}} = \frac{n_v + T n_{\infty}}{n_{\infty}}. \quad (10)$$

三、实验装置

实验装置见图2。

中子源 实验是在100千伏高压倍加器上进行的,用 $T(D, n)^4He$ 反应产生14兆电子伏的单能中子。氘-钛靶厚 ~ 0.6 毫克/厘米²,原子比约为1。靶直接用水冷却,水层厚度小于1毫米。用半导体探测器测定与氘束成 180° 角的 α 粒子,作为对中子源相对强度的监视。半导体探测器前放置一个直径约1毫米的光栏。为阻止从靶上产生的反射氘束进入半导体探测器,在光栏上贴一层厚约1微米的铝箔。半导体探测器为金-硅面垒型,直径 ~ 5 毫米,电阻率小于100欧姆·厘米。

球壳样品 铅球壳厚4厘米,内径为3厘米,外径为7厘米。安装靶管的孔腔的直径为2.4厘米。铅球由铝管衬托,高度可以调节。

石蜡箱 石蜡作为慢化介质。从慢化原理而言,慢化介质必须无限大,但实际上只能用有限大的介质。从格里姆兰德(B. Grimeland)^[4]对2.5兆电子伏中子在几个不同大小的石蜡介质中进行年龄 τ 的测量结果表明,当石蜡各边长度为衰减长度的4倍时,就等于一个无限大的石蜡介质的情况。根据此结果,我们用了有限大的圆柱形石蜡介质,长100厘米,直径60厘米,其最小尺寸大约为14兆电子伏中子在石蜡中的衰减长度的4倍。为了检验其有效性,我们在圆柱形石蜡箱周围增放约20厘米厚的石蜡层,结果表明增放的石蜡层对石蜡圆柱的轴向热中子分布没有影响。

在靠近球壳一方为球形凹面,半径为32厘米。氘靶置于石蜡球形凹面的中心(也是铅球壳的中心)。为了使探测器能在以靶为中心的径向方向移动,在石蜡箱上开有一长90厘米,宽16厘米,高40厘米的槽,槽由宽16厘米,高43厘米而厚度各不相同的石蜡板填塞。探测器放置在特定的石蜡板内,它可以插在距中子源不同距离的位置。整个石蜡箱放置在三角铁脚架的木桌面上。

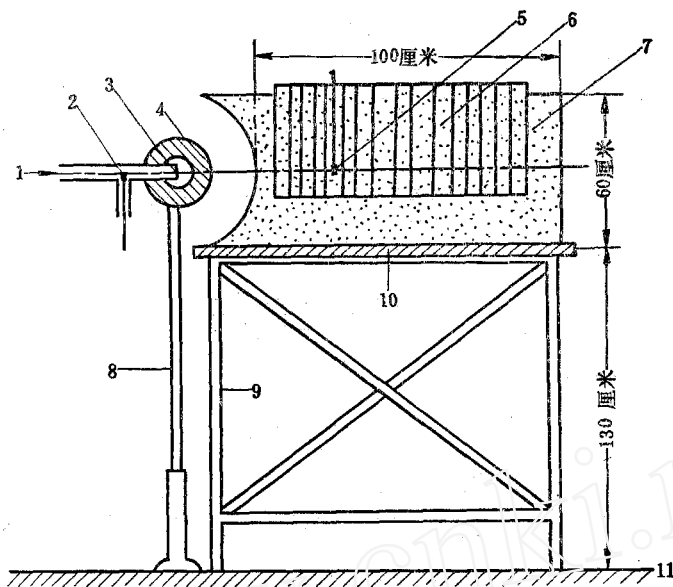


图 2 实验装置示意图
1—氡束；2—半导体探测器；3—氡靶；4—球壳；5—探测器；6—石蜡条；7—石蜡箱；
8—铝管托架；9—支架；10—木板；11—地板。

探测器 在石蜡层厚 50 厘米以内是用半导体探测器测定热中子分布，在 50 厘米以外用三氟化硼计数管。

半导体探测器为金-硅面垒型，有效面积的直径为 2 厘米，电阻率大于 1000 欧姆·厘米，分辨率 $\sim 1-2\%$ 。转换片是铝片作衬底的浓缩 ${}^6\text{LiF}$ ， ${}^6\text{LiF}$ 层厚度 ~ 800 微克/厘米 2 。 ${}^6\text{Li}$ 吸收一个中子放出一对带电粒子： α 粒子和氦。电子学仪器只收集氦引起的脉冲。

三氟化硼中子计数管每根长约 5 厘米，外径约 1 厘米，浓缩 ${}^{10}\text{B} > 80\%$ ，实验中由 5 根管子并联，有效面积约为 5×5 厘米 2 。

四、测量结果和讨论

图 3 表示出用半导体探测器和三氟化硼计数管在石蜡层内测出的径向中子分布。图中 $R^2\phi_{\text{无}}$ 和 $R^2\phi_{\text{有}}$ 分别表示无球壳和有球壳的径向中子分布。 $R^2\phi_{\text{有}}$ 为球壳的蒸发中子分布，它的数值为 $R^2\phi_{\text{有}} = TR^2\phi_{\text{无}}$ 。在图中下面的两条虚线，即 $R^2\phi_{\text{壳}}^*$ 和 $R^2\phi_{\text{源}}^*$ 分别为无球壳和有球壳时半导体探测器直接对源中子(14 兆电子伏)的效应，它为热中子效应的 2—5%，有球壳时仅仅测量了一个点，可以按图中虚线内插和外推。图中 $R^2\phi_{\text{无}}$ 和 $R^2\phi_{\text{有}}$ 曲线已经扣除了此效应。

从图 3 蒸发中子和 14 兆电子伏中子的径向分布的直线部分，分别求出衰减长度为： $\lambda_{\text{蒸}} = 6.2$ 厘米， $\lambda_{14} = 16$ 厘米。由于石蜡和水的慢化性能比较接近，因而从水对单能中子衰减数据估计出铅壳蒸发中子的平均能量约为 2 兆电子伏。蒸发中子在石蜡层内的衰减比 14 兆电子伏中子快得多，以至于当 R 超过 70 厘米时，有球壳的径向分布曲线已经与无球壳时 14 兆电子伏中子的径向分布曲线接近平行，即球壳蒸发中子的大部分被石蜡层衰减了(从图中看出，蒸发中子仅仅约为透射出的 14 兆电子伏中子的 2%)。

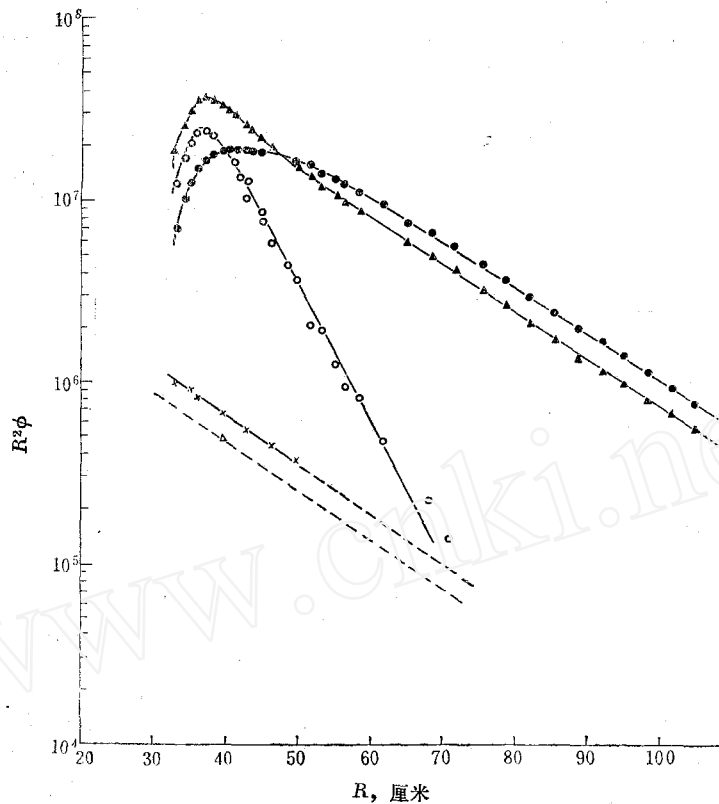


图 3 热中子的径向分布

—●— $R^2\phi_{\text{无}}$; —▲— $R^2\phi_{\text{有}}$; ○— $R^2\phi_{\text{v}}$; ×— $R^2\phi_{\text{无}}^{14}$; △— $R^2\phi_{\text{有}}^{14}$.
 铅球参数: $N=3.27 \times 10^{22}$ 核数/厘米³; $r_{\text{内径}}=3$ 厘米; $r_{\text{外径}}=7$ 厘米。

从 $R > 80$ 厘米的有球壳和无球壳的径向分布曲线各点, 分别求出不同 R 处的透射率, 其平均值为 (0.713 ± 0.009) 。按(3)式求出铅球壳的去弹性散射截面为 $\sigma_{\text{ne}} = 2.6 \pm 0.1$ (靶), 截面误差主要是透射率的统计误差所贡献。

(4) 式 $n_{\text{v}}/n_{\text{无}}$ 的计算是分别对 $n_{\text{v}}(R)$ 和 $n_{\text{无}}(R)$ 求积。 $n_{\text{v}}(R)$ 的求积中, R 在 32—44 厘米区间用数值积分法, R 从 44 厘米 $\rightarrow \infty$, 用指数代替 $n_{\text{v}}(R)$, 从而得到积分后的解析式, 对 $n_{\text{无}}(R)$ 的求积中, R 在 32—77 厘米内用数值积分, R 从 77 厘米 $\rightarrow \infty$, 用解析式。计算的结果分别为:

$$n_{\text{v}} = 2.711 \times 10^8,$$

$$n_{\text{无}} = 4.119 \times 10^8 / T.$$

将 n_{v} 、 $n_{\text{无}}$ 、 σ_{ne} 和 T 的数值代入(9)式, 最后算出 $(n, 2n)$ 截面为:

$$\sigma_{\text{n}, 2\text{n}} = 1.7 \pm 0.3 \text{ (靶)}.$$

其误差主要由 σ_{ne} 的误差和 $n_{\text{v}}/n_{\text{无}}$ 的统计涨落所贡献。利用以上数据, 再按(10)式算出铅壳的快中子增殖因子 M 为 1.18。

为了便于比较, 将我们的测量结果和其他作者的结果列于表 1。可以看出, 铅的去弹性散射截面的测量结果比较多, 彼此符合也较好。铅的快中子增殖因子 M 的测量, 我们仅仅看到格雷夫斯^[2]的结果。本文所用球壳厚度介于格雷夫斯所用的两种球壳厚度之间, M 值也介于格雷夫斯的两个值之间。对于 $(n, 2n)$ 截面, 本文的测量结果与 A. Ádám^[6] 用符

表 1 测量结果的比较

| 作者 | 测量方法 | σ_{n_0} , 靶 | $\sigma_{n,2n}$, 靶 | M |
|--------------------------------|-------|--------------------|---|--|
| 陆祖荫等 ^[5] (1964) | 球壳透射法 | 2.52 ± 0.03 | | |
| 格雷夫斯等 ^[2] (1955) | 球壳透射法 | 2.49 ± 0.02 | 1.76 ± 0.04 $\leq \sigma_{n,2n} \leq$ 2.12 ± 0.05 | $1.166(0.105 \times 10^{24} \text{核子/厘米}^2)$ $1.280(0.210 \times 10^{24} \text{核子/厘米}^2)$ |
| A. Ádám等 ^[6] (1964) | 符合法 | | 1.8 ± 0.2 | |
| 阿什比等 ^[1] (1958) | 闪烁液体法 | | 2.7 ± 0.2 | |
| 泰勒(H. L. Taylor)等*(1955) | | 2.52 ± 0.02 | | |
| 弗列罗夫(H. H. Флеров)等*(1956) | | 2.54 ± 0.05 | | |
| 麦克格里哥(M. H. MacGregor)等*(1957) | | 2.56 ± 0.03 | | |
| 斯特里扎克(B. I. Стрижак)等*(1958) | | 2.51 ± 0.05 | | |
| 本文(1969) | 慢化法 | 2.6 ± 0.1 | 1.7 ± 0.3 | $1.18(0.1276 \times 10^{24} \text{核子/厘米}^2)$ |

* 转引自文献[5].

合法所测量的结果相符合。格雷夫斯用球壳透射法只能估计出 $(n, 2n)$ 截面的上下限，本文和 A. Ádám 的结果倾向于格雷夫斯的下限值。阿什比^[1]用闪烁液体法的测量结果超过格雷夫斯的上限值，甚至于比去弹性散射截面还要大，显然是不合理的。

理论上，珀尔坦(S. Pearltein)^[7]基于统计模型计算出铅的 $(n, 2n)$ 截面为 2.5 靶，此值比表 1 中除阿什比而外的其他结果高得多，并与测量出的去弹性散射截面相等，显然计算值偏高，这可能是由于计算参数选得不恰当。

测量 $(n, 2n)$ 反应截面的方法有好几种，各有其特点。对于测定比较重的核的 $(n, 2n)$ 截面，慢化法是比较好的，其优点为：1. 直接分析出 σ_{n_0} 、 $\sigma_{n,2n}$ 和 M 三个数据；2. 如果对慢化介质进行了中子能量刻度，可以定出蒸发中子的平均能量。

菲希(E. Feich)^[3]等的实验装置是用水作为慢化介质，球壳是浸在一个大水箱中，探测箔(Au 和 In)作为热中子探测器。菲希装置存在一些缺点：第一，快中子与水中氧核发生 $^{16}\text{O}(n, \alpha)^{13}\text{C}$ 和 $^{16}\text{O}(n, p)^{16}\text{N}$ 两个反应，它对 $n_{\nu}/n_{\text{无}}$ 值的校正会带来一定的系统误差。虽然石蜡中的 ^{12}C 也可能产生 (n, α) 和 (n, p) 反应，然而其截面值大约比 ^{16}O 的小一个数量级。第二，由于球壳紧靠慢化介质，一方面使有球壳的弹性碰撞中子(球壳几何)与源中子(靶中心)的几何条件十分不同；另一方面使有球壳和无球壳时慢化介质的边界条件不一样，这些都会引起系统误差。另外菲希装置没有中子源强度监测器，因而未能分析出去弹性散射截面 σ_{n_0} 和增殖因子 M 。我们的装置部分地克服了以上的一些缺点，然而为了更接近于无限大慢化介质的条件，最好将球壳后半空间用厚 10—20 厘米的石蜡包住。

参 考 文 献

- [1] V. J. Ashby et al., *Phys. Rev.*, 111, 616(1958).
- [2] E. R. Graves et al., *Phys. Rev.*, 97, 1205(1955).
- [3] E. Feich et al., *Nukleonik*, 10, Heft 2, 58(1967).
- [4] B. Grimeland et al., *Nucl. Sci. Eng.*, 13, 261(1962).
- [5] 陆祖荫等, 原子能, 6, 479(1964).
- [6] A. Ádám et al., *Nucl. Phys.*, 49, 489(1963).
- [7] S. Pearltein, BNL-897(T-365)(1964).