

工作簡报及經驗交流

单能快中子全截面的測量

沈 寄 安 刘 慰 仁

1. 引 言

在核物理和核工程技术中,快中子全截面是一个基本参数。目前,許多作者已經进行了系統的測量,发表了大量工作^[1-5]。但是,对某些元素,在某些能量范围内全截面数据或者空缺,或者所发表的一些結果互不符合^[6-8]。因此,掌握可靠的測量快中子全截面的方法,是具有一定意义的。測量全截面随原子量和能量的变化,可以为核反应的光学模型提供实验数据;或者,通过測量到的共振峯,研究复合核的能級。

全截面的測量原理是根据中子通量在物质中按指数衰减的規律,測量透射率(T),从而按下式求得全截面(σ_t):

$$T = \frac{N - N_B}{N_0 - N_B} = e^{-n\sigma_t l}, \quad (1)$$

式中 N 为中子束上有样品时的計数; N_0 为中子束上无样品时的計数; N_B 为本底計数; l 为样品的厚度; n 为样品单位体积內的原子核数。

实验的几何条件及本底,往往是引起測量結果不可靠的重要因素。因此,我們采用了好的几何条件及有机閃爍計数器的粒子分辨技术^[9,10],使本底变得比較簡單,并且能够正确加以測量,从而提高了測量結果的可靠性和精确度。

2. 实 驗 装 置

利用高压加速管,加速氘离子束,轰击氘鈦靶和氘鉛靶,分別得到能量为 2.8 兆电子伏 [$D(d, n)He^3$ 反应] 和 14.7 兆电子伏 [$T(d, n)He^4$ 反应] 的单能中子。加速管高压为 85 千伏,束流可达 100 微安,中子产額在用氘靶时約 5×10^6 中子/秒,氘靶时約 5×10^7 中子/秒。

实验装置如图 1 所示。靶室为一个直径 3 厘米、壁厚 0.5 毫米、底部密封的銅管,里面用一个不銹鋼套筒将靶压在銅管底部,外面冲水冷却。探测器位于氘离子束的 0° 方向,距靶 70 厘米。样品放在源与探测器之間,直径 3 厘米,厚度取得使透射率为 0.3 至 0.7; 样品材料經過半定量分析,純度在 99.9% 以上。中子通量由位于 90° 方向、距靶 1.2 米的 BF_3 长中子計数管監視。靶距地面 1.7 米,除了支撑探测器和样品的两个鋁質支架外,靶和探测器周

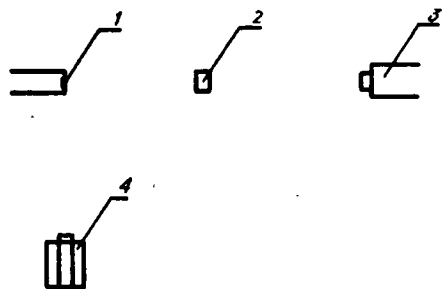


图 1 实验装置

围力求减少物质,以减少散射本底。

中子探测器由直径 2.5 厘米、厚 1.2 厘米的苣晶体和 $\Phi\Theta Y-33$ 型光电倍增管組成。根据苣

晶体內各种粒子引起的閃爍光脉冲快慢成分比例的差别, 利用光电倍加管最后一个(即第 13 个)联极与收集极之間的空间电荷饱和状态, 不同粒子形成的脉冲波形不同, 在探测器上运用了粒子分辨技术。从光电倍加管的第 13 个联极上引出一个饱和脉冲, 从第 8 个联极上引出一个线性脉冲, 分别經放大、甄別后使两路符合, 再送至定标器計数(图 2)。由于饱和脉冲經甄別后, 仅剩下中子引起的能量高于 1 兆电子伏的反冲质子, 因此, 定标器只记录中子, 而不记录 γ 射线和其他在晶体內电离密度小的粒子, 从而消除了 γ 本底; 天然本底也可以忽略不計。計数器的閾值(B)由线性脉冲的甄別閾确定, 选 $B/E_n \approx 0.6$ 。当中子能量为 14.7 兆电子伏时, 由于中子能量較高, 相应計数器的閾也較高($B \approx 9$ 兆电子伏), 此时已能甄別 γ 本底, 因而可以只用线性脉冲一路。

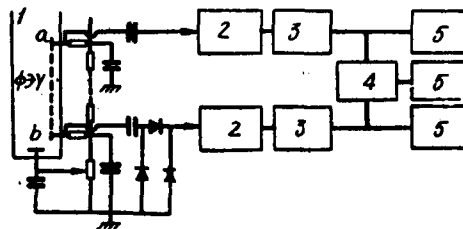


图 2 計数器綫路

- 1—光电倍加管; 2—放大器; 3—甄別器;
4—符合綫路; 5—定标器。
a—光电倍加管第 8 个联极; b—光电倍加管第 13 个联极。

由于探测器位于 0° 方向, 氦离子束在管道壁上产生的 $D(d, n)He^3$ 管道中子也只能从正面(探测器对靶所张的立体角內)进入探测器。在用氦靶时, 管道中子和靶上中子能量一致, 因此, 可以把管道中子作为入射中子束的一部分(根据空靶实验, 管道中子約占 10%); 同时, 由于提高了加速器的聚焦和稳定性能, 管道中子也比较稳定, 不影响 BF_3 长中子計数管对中子通量的监视。在用氦靶时, 管道中子已全部被探测器的甄別閾切除; 同时, 氦靶中子产额比氦靶高得多, 可以略去管道中子問題。

在中子源和探测器之間放一个吸收体, 就可测出本底計数。吸收体由直径 3 厘米、长 30 厘米的銅棒制成。但是, 由于用了吸收体, 有部分本底中子也将被吸收体挡住而不能进入探测器, 使得测量出的本底計数偏小。在靶室和探测器几何结构比較复杂的情况下, 将导致明显的誤差。因此, 需要仔細考虑精簡靶室和探测器的几何结构, 以及选择适当的吸收体尺寸和吸收体与样品在源及探测器之間的位置。

3. 測量結果

我們对銅、鉛、鈾等三种元素进行了测量, 对于銅选用三个不同厚度的样品。为了减少测量过程中由于加速器和探测器不稳定而产生的誤差, 在相同的监视計数下采用如下順序交替测量: $N_0, N, N_0, N_B; \dots$ (每个計数約四分钟)。四个計数作为一輪, 每个样品测 10 輪左右。将各輪的透射率加以平均, 由式(1)得出全截面:

$$\sigma_t = \frac{-1}{nl} \ln T. \quad (2)$$

此时得到的 σ_t 还不是最后結果, 尚須进行次級中子校正。在弹性散射 (n, n)、非弹性散射 (n, n')、($n, 2n$) 反应及裂变反应 (n, f) 等項目中, 弹性散射截面最大, 而且在向前方向的分布又特別丰富, 因此, 仅需考虑这一項校正(亦称散入效应)。弹性散射校正为

$$\frac{\Delta\sigma_t}{\sigma_t} = \frac{L^2 S}{(L_1 L_2)^2} \frac{\sigma(0)}{\sigma_t} = \frac{(kR + 1)^2}{32} \left[\frac{LD}{L_1 L_2} \right]^2, \quad (3)$$

这里 $\sigma(0)$ 为 0° 方向的弹性散射微分截面; k 为中子波数; R 为核半径; S 为样品的面积, D 为直径; $L = L_1 + L_2$, L_1 与 L_2 分别为样品到 neutron 源和样品到探测器的距离。

实验中主要的誤差来源为测量透射率时由于仪器和加速器不稳定以及計数的統計性而

产生的误差。实验表明： $\frac{\Delta T}{T}$ 约为 0.6% 左右。鉴于透射率误差和截面误差之间存在关系式：

$$\frac{\Delta \sigma_t}{\sigma_t} = \frac{1}{\ln T} \frac{\Delta T}{T} \quad (4)$$

因此，由于测量时的不稳定和统计性引起的截面的误差为 0.6—2.5%。其次，由于样品不纯和厚度不均匀而产生的误差约 0.2%。

测量结果列于表中。

测量结果

样品		测量结果					
		$E_n = 2.8$ 兆电子伏			$E_n = 14.7$ 兆电子伏		
元素	厚度, 毫米	T	$\sigma_t^{\text{未修正}}, 10^{-24}$ 厘米 ²	$\sigma_t^{\text{修正后}}, 10^{-24}$ 厘米 ²	T	$\sigma_t^{\text{未修正}}, 10^{-24}$ 厘米 ²	$\sigma_t^{\text{修正后}}, 10^{-24}$ 厘米 ²
铜	28.15	0.478	3.10	3.16 ± 0.03	0.514	2.80	2.89 ± 0.03
	14.16	0.688	3.12	3.18 ± 0.08	0.716	2.78	2.87 ± 0.07
	48.01	0.285	3.09	3.15 ± 0.03	0.322	2.30	2.89 ± 0.03
铈	30.04	0.485	7.30	7.48 ± 0.07	0.604	5.08	5.40 ± 0.07
铀	10.01	0.704	7.51	7.71 ± 0.11	0.774	5.49	5.86 ± 0.13

从上表可以看到，三个铜样品的测量结果在误差范围内符合得很好。由于实验中采用了好的几何条件及有机闪烁计数器的粒子分辨技术，实验中只剩下由墙壁和其他物体散射造成的散射中子本底（约 3%），并能正确扣除。对于透射率为 0.3—0.5 的样品，实验精确度可以达到 ±1%。和文献上发表的其他结果作过比较，在能量为 2.7 兆电子伏时，我们的结果和尼尔孙 (N. Nereson)^[11] 的一致；能量为 14.7 兆电子伏时，文献上发表的结果比较接近^[7,12-14]，和我们的结果也基本一致。

最后，作者对陆祖蔭同志的指导，傅增祜等同志在加速器运行和改进方面给予的大力协助，以及刘继才同志在调整有机闪烁计数器的粒子分辨技术方面做的工作表示感谢。

参 考 文 献

- [1] D. Hughes and R. Schwartz, Neutron cross sections, BNL-325, 2nd ed, 1958.
- [2] D. Hughes, B. Magurno and M. Brussel, Neutron cross sections, supplement No. 1 to BNL-325, 2nd ed, 1960.
- [3] J. M. Peterson, A. Bratenahl and J. P. Stoering, *Phys. Rev.*, **120**, 521 (1960).
- [4] D. W. Fossan, R. L. Walter, W. E. Wilson and H. H. Barschall, *Phys. Rev.*, **123**, 209 (1961).
- [5] Ю. В. Дукаревич, А. Н. Дюлин, Д. М. Каминкер, *ЖЭТФ.*, **43**, 1991 (1962).
- [6] J. L. Weil and K. W. Jones, *Phys. Rev.*, **110**, 466 (1958).
- [7] A. Bratenahl, J. M. Peterson and J. P. Stoering, *Phys. Rev.*, **110**, 927 (1958).
- [8] М. М. Халецкий, *ДАН*, **113**, 305 (1957).
- [9] R. B. Owen, *Nucleonics*, **17**, No. 9, 92 (1959).
- [10] R. Batchelor, W. B. Gilboy, A. D. Purnell and J. H. Towle, *Nucl. Instr. and Methods*, **8**, 146 (1960).
- [11] N. Nereson and S. Darden, *Phys. Rev.*, **89**, 775 (1953).
- [12] J. H. Coon, E. R. Graves, and H. H. Barschall, *Phys. Rev.*, **88**, 562 (1952).
- [13] J. Vervier, A. Martegani, *Nucl. Phys.*, **6**, 260 (1958).
- [14] J. P. Conner, *Phys. Rev.*, **109**, 1268 (1958).

(编辑部收稿日期 1963 年 10 月 8 日)