

$^{88}\text{Y}(n, 2n)$ 反应截面研究

黄斐增 施兆民

(北京大学重离子物理研究所)

卢涵林 赵文荣 于伟翔 袁遐林

(中国原子能科学研究院,北京)

摘 要

本工作用相同复合系统的核反应替代法获得了入射中子能量在 10.3 MeV 到 17.4 MeV 区间不稳定靶核 ^{88}Y 的 $(n, 2n)$ 核反应截面,并把该结果同我们的理论计算结果及 Prestwood 等人的实验和理论计算结果进行了比较,比较结果表明这种替代测量法值得研究。

一、引 言

^{88}Y 是自然界不存在的非稳定核素,由于靶样品制备的困难及很强的靶放射性对测量的干扰,因此很难测得其 $(n, 2n)$ 反应截面,迄今为止只有美国 LAL 和 LLL 实验室的 R. J. Prestwood 等人^[1]于 1984 年对 $^{88}\text{Y}(n, 2n)$ 反应进行过测量。为获得 ^{88}Y 靶,他们用 750 MeV 的质子束长时间轰击钼靶得到 ^{88}Zr 核,由 ^{88}Zr 衰变得到 ^{88}Y ,得到的 ^{88}Y 也不过几个微克。他们用 LLL 的强中子源发生器辐照核靶,测量了入射中子能量为 14.2 和 14.8 MeV 两个能点的 $^{88}\text{Y}(n, 2n)$ 反应截面。从他们的实验可以看出,对 $^{88}\text{Y}(n, 2n)$ 反应截面的直接测量是比较困难的,而且要花很大的代价,因此我们用相同复合系统的核反应替代法进行测量,得到了入射中子能量从 10.3 到 17.4 MeV 的 $^{88}\text{Y}(n, 2n)$ 反应截面。类似的测量方法在国外曾发表过^[2]。我们测量 $^{88}\text{Y}(n, 2n)$ 反应截面主要有两个目的:

(1) 检验替代法的可行性。Prestwood 等人已对 $^{88}\text{Y}(n, 2n)$ 反应截面进行了直接测量,因此我们可用替代法的测量结果与之比较。

(2) 观察我们用包括平衡前发射的统计理论计算的 $^{88}\text{Y}(n, 2n)$ 反应截面与实验结果的符合情况。

二、原 理

替代法主要是利用复合系统的形成与衰变互相独立这一假设。对入射粒子 a 诱发的不稳定靶核 A 的核反应,设其复合系统为 C^* , 我们寻找一种稳定靶核 A' 及弹核 a' 使其

复合系统也为 C^* , 并且选择入射粒子 a 、 a' 的能量 E_a 、 $E_{a'}$ 使这两个复合系统的激发能同为 E^* 。根据假设该复合系统向同一出射道 β 衰变的几率相同。核反应截面为入射粒子和靶核形成复合系统的截面与系统衰变到该反应出射道几率的乘积, 因此,

$$\begin{aligned}\sigma_{a\beta}(E_a) &= \sigma_{a,c}(E_a)G_{c\beta}(E^*), \\ \sigma_{a'\beta}(E_{a'}) &= \sigma_{a',c}(E_{a'})G_{c\beta}(E^*).\end{aligned}$$

由此可得

$$\sigma_{a\beta}(E_a) = \frac{\sigma_{a,c}(E_a)}{\sigma_{a',c}(E_{a'})} \sigma_{a'\beta}(E_{a'}), \quad (1)$$

其中 $\sigma_{a\beta}$ 和 $\sigma_{a'\beta}$ 分别表示出射道为 β 、入射道分别为 $a + A$ 和 $a' + A'$ 的反应截面, $\sigma_{a,c}$ 和 $\sigma_{a',c}$ 分别表示 $a + A$ 和 $a' + A'$ 形成复合系统 C^* 的截面, $G_{c\beta}$ 为复合系统 C^* 衰变至 β 道的几率。用实验测量 a' 粒子诱发的稳定核素 A' 的核反应激发曲线 $\sigma_{a'\beta}(E_{a'})$, a 与 A 及 a' 与 A' 的形成截面用光学模型计算, 这样就可以得到相应能区 a 粒子诱发的不稳定靶核 A 的核反应激发曲线。

本工作选用 $^{87}\text{Sr}(d, 2n)$ 反应为替代反应, 用活化法测出该反应截面, 用光学模型计算复合系统的形成截面, 根据公式 (1) 得到 $^{87}\text{Y}(n, 2n)$ 反应的截面。

三、实验测量及数据分析

$^{87}\text{Sr}(d, 2n)$ 反应截面的活化法测量是在原子能科学研究院进行的。核靶是用聚焦重离子溅射法制备的, 靶物质为碳酸锶粉末, 用 0.05mm 厚的金属铝片为靶衬。由于锶核有多种稳定同位素, 其中 ^{86}Sr 的 (d, n) 反应与 ^{87}Sr 的 $(d, 2n)$ 反应有相同的剩余核 ^{87}Y , 用活化法无法从剩余核中区分这两种反应, 因此, 我们须制备两种丰度比例不同的 ^{86}Sr 、 ^{87}Sr 同位素样品。本实验选择的一种靶材料是纯度 99.9% 以上的光谱纯天然碳酸锶粉末, 所含的锶同位素及其丰度分别为: $^{88}\text{Sr}(82.6\%)$ 、 $^{87}\text{Sr}(7.0\%)$ 、 $^{86}\text{Sr}(9.8\%)$ 和 $^{84}\text{Sr}(0.56\%)$, 这种材料制成的靶样品中锶的质量厚度分布在 $64-100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ 之间; 另一种为 ^{87}Sr 浓缩的碳酸锶粉末, 所含锶同位素及其丰度分别为: $^{88}\text{Sr}(61\%)$ 、 $^{87}\text{Sr}(37.6\%)$ 和 $^{86}\text{Sr}(1.4\%)$; 这个数据由原子能院提供, 这种靶样品中锶的质量厚度分布在 $15-58 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ 之间。由于化合物靶材料经重离子溅射后不一定都以原化合物分子形式沉积到靶衬上, 因此我们用 α 粒子的卢瑟福背散射分析核靶中锶的含量。样品辐照在 1.2 米的回旋加速器上进行。氘束能量为 13MeV, 我们用选靶法改变入射粒子能量, 使测量能区从 5 到 13 MeV。辐照时氘束平均流强为 $0.13 \mu\text{A}$ 。对两种样品的辐照时间分别为 110 分钟和 85 分钟。样品辐照及束流监测装置示意图如图 1 所示。考虑到辐照过程中束流强度的波动, 我们采用分段计流强的方法进行束流监测。活化样品的 γ 活性是在一个有效体积为 135cm^3 的同轴 $\text{Ge}(\text{Li})$ 探测器上测量的。该探测器对 ^{60}Co 源 1.33MeV γ 射线的能量分辨为 2.1keV, 其低位 γ 全能峰探测效率已绝对刻度过, 在 296—1120keV 能区内的效率刻度误差小于 3%, 高位效率是相对于低位刻度的。

我们主要测量 ^{87}Y 核的生成截面。该核的激发态和基态半衰期分别为 13.0 小时和 80.3 小时, 因此可用冷却法排除由氘束轰击样品生成的短寿命核的干扰, 其它的 γ 活性用

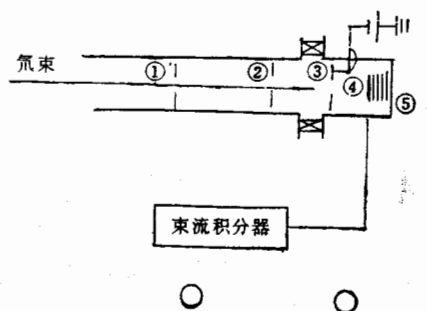
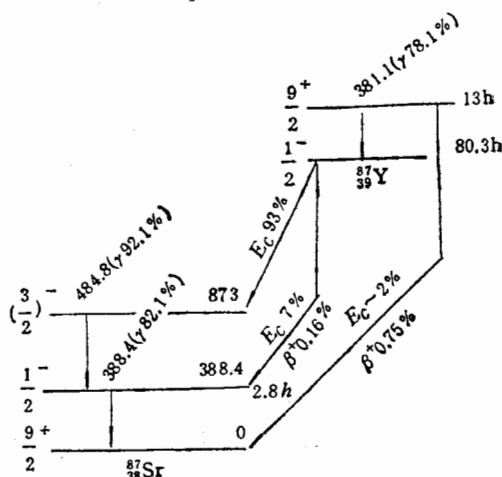


图1 样品辐照和束流监测装置示意图

①、② 准直光阑 ③ 负压环 ④ 样品
⑤ 法拉第筒

图2 ^{87}Y 核的衰变纲图

不同的 γ 标识线区分。本工作分别选 0.485 MeV 和 0.381 MeV 这两条线为基态核 ^{87}Y 和激发态核 ^{87m}Y 的标识线，这两条 γ 射线的绝对强度分别为 92.1% 和 78.1%。 ^{87}Y 核的衰变纲图如图 2 所示，图中 γ 射线的能量单位为 keV。本文中与自然核素丰度及核衰变纲图有关的数据均引自文献[3]。

样品在辐照完成时刻， ^{87m}Y 核的活度为：

$$A_m(T) = \mu_T \sigma_{mT} \sum_i I_i (1 - e^{-\lambda_m T_i}) e^{-\lambda_m t_i}, \quad (2)$$

考虑到样品在辐照过程中 ^{87m}Y 态向 ^{87g}Y 态的跃迁可得到辐照完成时基态核 ^{87g}Y 的活度为：

$$A_g(T) = \sum_i a_i (1 - e^{-\lambda_g T_i}) e^{-\lambda_g t_i} + \sum_i b_i (e^{-\lambda_m T_i} - e^{-\lambda_g T_i}) e^{-\lambda_g t_i}, \quad (3)$$

以上两式中， T 为辐照总时间， T_i 和 t_i 分别为第 i 段辐照时间和第 i 段结束到样品辐照完成时刻的时间间隔， μ_T 为样品中经 d 束辐照后能生成 ^{87}Y 核的两个同位素 ^{86}Sr 和 ^{87}Sr 核的质量厚度之和， σ_{mT} 为样品的 ^{87m}Y 核生成截面， I_i 为第 i 段辐照时间内 d 束的平均流强， λ_m 和 λ_g 分别为 ^{87m}Y 态和 ^{87g}Y 态的衰变常数，(3) 式中的 a_i 和 b_i 定义为：

$$a_i = \mu_T I_i (\sigma_{gT} + f_{dm} \sigma_{mT}),$$

$$b_i = \frac{f_{dm} \mu_T \sigma_{mT} \lambda_g}{\lambda_m - \lambda_g} (I_i - c_i),$$

$$c_i = \sum_{k=1}^{i-1} I_k (1 - e^{-\lambda_m T_k}) e^{-\lambda_m t_{k,i-1}},$$

其中 σ_{gT} 为基态核 ^{87g}Y 的生成截面， f_{dm} 为 ^{87m}Y 态同质异能跃迁的分支比， $t_{k,i-1}$ 为第 k 段结束到第 $i-1$ 段结束的时间间隔。

活化样品经过冷却时间 t 后，探测器测到的 ^{87m}Y 态 γ 标识线的计数率为：

$$A_m^c(t) = \varepsilon_{pm} f_{dm} A_m(T) e^{-\lambda_m t} / (1 + \alpha_m). \quad (4)$$

冷却时间 t 后, 探测器测到的 ^{87g}Y 态标识线的计数率为:

$$A_g^c(t) = \frac{\varepsilon_{pg} f_{dg}}{(1 + \alpha_g)} \left[\frac{f_{dm} A_m(T) \lambda_g}{\lambda_g - \lambda_m} \cdot (e^{-\lambda_m t} - e^{-\lambda_g t}) + A_g(T) e^{-\lambda_g t} \right]. \quad (5)$$

以上两式中, ε_{pm} 和 ε_{pg} 分别为 ^{87m}Y 和 ^{87g}Y 标识线的全能峰探测效率, f_{dg} 为 ^{87g}Y 态 γ 标识线的跃迁分支比, α_m 和 α_g 为两条标识线对应的内转换系数. 由(2)–(5)式即可解出 ^{87m}Y 和 ^{87g}Y 核的生成截面.

设天然样品中 ^{86}Sr 、 ^{87}Sr 核的丰度分别为 η_6 和 η_7 , $^{87m+g}\text{Y}$ 的生成截面为 σ_T , ^{87}Sr 浓缩样品中 ^{86}Sr 和 ^{87}Sr 核的丰度分别为 η'_6 和 η'_7 , 对应的 $^{87m+g}\text{Y}$ 的生成截面为 σ'_T , $^{86}\text{Sr}(d, n)$ 和 $^{87}\text{Sr}(d, 2n)$ 反应截面分别为 σ_{86} 和 σ_{87} , 则这些量满足下列关系:

$$\frac{1}{\eta_6 + \eta_7} (\eta_6 \sigma_{86} + \eta_7 \sigma_{87}) = \sigma_T$$

$$\frac{1}{\eta'_6 + \eta'_7} (\eta'_6 \sigma_{86} + \eta'_7 \sigma_{87}) = \sigma'_T.$$

本实验中 η_6 、 η_7 、 η'_6 和 η'_7 分别为 9.8%、7%、1.4% 和 37.6%, 把这些数值代入上两式可得出:

$$\sigma_{86} = 1.761\sigma_T - 0.761\sigma'_T, \quad (6)$$

$$\sigma_{87} = 1.066\sigma'_T - 0.066\sigma_T. \quad (7)$$

根据(2)–(5)式解出的两种样品的 ^{87}Y 核生成截面, 再根据公式(7)即可得到 $^{87}\text{Sr}(d, 2n)$ 反应截面的值. 把得出的该反应截面结果代入(1)式得到入射中子能量从 10.3 到 17.4 MeV 的 $^{88}\text{Y}(n, 2n)$ 反应截面, 其结果如图 3 和表 2 所示.

四、误差分析及结果讨论

本实验测量 $^{87}\text{Sr}(d, 2n)$ 反应截面的误差包括: (1) 锶同位素含量分析的误差; (2) Ge(Li) 探测器 γ 探测效率刻度的误差; (3) γ 计数统计误差; (4) 辐照时氚束流强的波动引起的用分段平均流强代替瞬时流强产生的误差; (5) 干扰反应 $^{86}\text{Sr}(d, 2n)$ 引起的误差, 这些误差的上限如表 1. 其中干扰反应 $^{86}\text{Sr}(d, 2n)$ 的阈值为 8.472 MeV, 剩余核 ^{86}Y 的 380.4 keV 和 382.9 keV 这两条 γ 射线对本实验测量 ^{87m}Y 核的 381.1 keV 标识线有干扰, ^{86}Y 核的那两条 γ 射线总强度只有 4.1%, 在本实验测量的能区范围内, 入射粒子能量为 13 MeV 时, $^{86}\text{Sr}(d, 2n)$ 反应对本实验测量干扰最大, 根据理论计算的 $^{86}\text{Sr}(d, 2n)$ 反应的激发曲线(经实验点归一)、两条干扰 γ 射线的分支比及 ^{86}Sr 在两种靶中的同位素丰度可算出: 该干扰

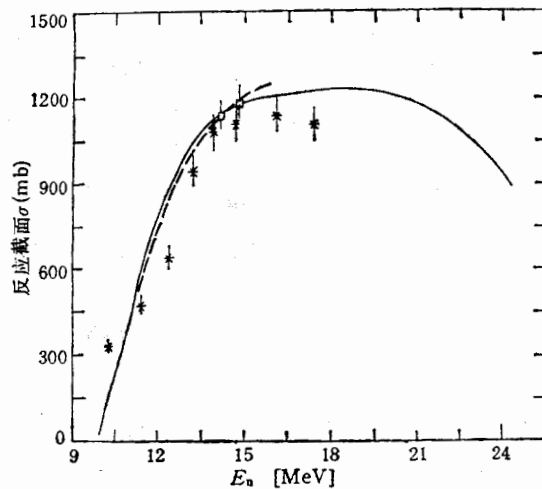


图 3 $^{88}\text{Y}(n, 2n)$ 反应截面的实验结果及其与理论计算结果的比较

*: 本工作结果; □: 文献[1]的实验结果;
—: 本工作理论计算结果; - - - - -: 文献[1]理论计算结果

表1 $^{87}\text{Sr}(d, 2n)$ 反应截面测量中有关量的相对误差上限表

Sr 含量分析	γ 效率刻度	γ 计数统计	束流波动	$^{86}\text{Sr}(d, 2n)$ 干扰反应
7%	3%	1%	1%	0.6%

反应对本实验测量天然靶的 ^{87}Y 产生截面引起的最大误差不超过 8%，对测量 ^{87}Sr 浓缩靶的 ^{87}Y 产生截面引起的最大误差不超过 0.2%。氘束穿过铝衬底之后的能散可根据计算得出，计算结果表明氘束穿过所有衬底后其能散小于 0.1MeV。由本工作得出的 $^{88}\text{Y}(n, 2n)$ 反应截面的结果与 Prestwood 等人的实验结果及理论计算结果进行了比较(如图 3 和表 2)。

表2 本文用替代法得到的 $^{88}\text{Y}(n, 2n)$ 反应截面结果及 Prestwood 等人用活化法测得的结果(带*号)

$E_n(\text{MeV})$	10.3	11.4	12.4	13.2	13.9
$\sigma(\text{mb})$	335 ± 17	475 ± 26	644 ± 38	947 ± 52	1084 ± 61
$E_n(\text{MeV})$	14.19*	14.7	14.8*	16.1	17.4
$\sigma(\text{mb})$	1140 ± 50	1111 ± 62	1180 ± 50	1139 ± 65	1107 ± 64

此外，本工作还用了一个计算中子及轻带电粒子在中重核上诱发核反应的激发函数的程序 HFTT^[4] 对 $^{88}\text{Y}(n, 2n)$ 反应截面进行了计算。该程序是基于包括平衡前发射的统计模型编制的，程序中考虑了 n 、 p 、 t 、 ^3He 、 d 、 α 及 γ 粒子的一次和二次发射以及 n 、 p 、 γ 粒子的三次发射。核能级密度用 Gilbert-Cameron^[5] 公式计算，采用普适的光学势计算入射粒子和靶核的形成截面及其核反应逆截面，其中中子和氘粒子的光学势如下：

$$V(r) = -V_u f_u(r) + V_c(r) - iV_w f_w(r) + iV_s 4a_w \frac{d}{dr} f_w(r) \\ + V_{LS} \frac{\hbar\pi}{r} \frac{d}{dr} f_{LS}(r) (\vec{L} \cdot \vec{S})$$

其中， $f_j(r) = \left[1 + \exp\left(\frac{r - r_j A^{1/3}}{a_j}\right) \right]^{-1}$ ($j = u, w, LS$) 为 Woods-Saxon 形状因子， $\hbar\pi$

为 π 介子的康普顿波长除以 2π 。对中子：

$$V_u = 56.3 - 0.32E - 24\Delta \quad r_u = 1.17 \quad a_u = 0.75$$

$$V_w = \begin{cases} 0.22E - 1.56 & 0.22E > 1.56 \\ 0 & 0.22E \leq 1.56 \end{cases}$$

$$V_s = \begin{cases} 13 - 0.25E - 12\Delta & 0.25E < 13 - 12\Delta \\ 0 & 0.25E > 13 - 12\Delta \end{cases}$$

$$r_w = 1.26 \quad a_w = 0.58$$

$$V_{LS} = 6.2 \quad a_{LS} = 0.75 \quad r_{LS} = 1.1 \quad V_c(r) = 0$$

对氘粒子：

$$V_u = 91.13 + 2.2Z/A^{1/3} \quad r_u = 1.05 \quad a_u = 0.86$$

$$V_w = 0, \quad r_w = 1.43 \quad a_w = 0.5 + 0.013A^{2/3}$$

$$V_s = 218/A^{2/3}$$

$$V_{LS} = 7.0 \quad r_{LS} = 0.75 \quad a_{LS} = 0.5 \quad r_c = 1.3$$

$$V_c(r) = \begin{cases} Ze^2/r & r > R_c \\ Ze^2 \left(3 - \frac{r^2}{R_c^2}\right) / 2R_c & r < R_c \end{cases}$$

以上 $\Delta = (N - Z)/A$, $R_c = r_c A^{1/3}$, 长度和能量的单位分别为 fm 和 MeV. 六种粒子的光学势参数取自文献[6—9]. 计算 $^{88}\text{Y}(n, 2n)$ 反应截面时, 取初始激子数为 3, 激子跃迁矩阵元因子 K 为 300MeV^3 , 计算结果也与以上结果进行了比较, 如图 3. 从图 3 可以看出, 本工作用替代法得出的结果与 Prestwood 等人的实验结果基本符合, 理论计算结果也与 Prestwood 等人的计算结果基本一致, 替代法结果较理论计算值稍低. 从本工作结果看出, 用于得到不稳定核反应截面的替代法是值得研究的. 本工作的结果仅是初步的, 在测量精度上有待提高, 同时需要更多的数据来验证替代法的可行性及其应用范围.

参 考 文 献

- [1] R. J. Prestwood et al., *Phys. Rev.*, **C29**, (1984), 805.
- [2] D. G. Gardner et al., International Conference on Neutron Physics and other Applied Purposes, Hartwell, England, 25—29 September, 1978.
- [3] C. M. Lederer and V. S. Shirley (ed), Table of Isotopes (7th EDITION), JOHN WILEY & SONS INC., NEW YORK, 1978.
- [4] 黄斐增等, 北京大学学报, **V.25**, No. 3, (1989), 289.
- [5] A. Gilbert and A. Cameron, *Can. J. Phys.*, **43** (1965), 1446.
- [6] F. D. Becchetti, G. W. Greenlees *Phys. Rev.*, **182** (1969), 1190.
- [7] J. M. Lohr et al., *Nucl. Phys.*, **A232** (1974), 381.
- [8] F. D. Becchetti et al., Polarization Phenomena in Nuclear Reactions, P. 682, The University of Wisconsin Press (1971).
- [9] L. Mcfadden et al., *Nucl. Phys.*, **84**(1966), 177.

RESEARCH ON THE $^{88}\text{Y}(n, 2n)$ REACTION CROSS SECTION

HUANG FEIZENG SHI ZHAOMIN

(Institute of Heavy Ion Physics, Peking University)

LU HANLIN ZHAO WENRONG YU WEIXIANG YUAN XIALIN

(Institute of Atomic Energy, Beijing)

ABSTRACT

The cross sections of the neutron induced ($n, 2n$) reaction on the unstable target nucleus ^{88}Y in the energy range from 10.3 to 17.4 MeV are obtained from the measurement of the $^{87}\text{Sr}(d, 2n)$ reaction. This work is based on the hypothesis that the formation of the Compound nucleus is independent of its decay. The results are compared with our calculated results and the experimental data and calculated result of Prestwood and his co-worker. The comparison indicates that this work is worthy for further study.