

# (n, 2n)反应同质异能态截面比

黄小龙 蔡敦九

(中国原子能科学研究院 北京 102413)

1996-03-19 收稿

## 摘 要

在统计理论及考虑角动量守恒的激子模型的基础上, 运用 Monte Carlo 方法计算(n, 2n)反应同质异能态截面比. 以  $^{59}\text{Co}(n, 2n)^{58}\text{Co}$ 、 $^{93}\text{Nb}(n, 2n)^{92}\text{Nb}$  和  $^{181}\text{Ta}(n, 2n)^{180}\text{Ta}$  的3个反应道为例, 计算从其阈能到 20MeV 能区的同质异能态截面比, 并和已有实验数据做了比较, 结果符合较好. 这表明本文提供的方法是计算(n, 2n)反应同质异能态截面比的一种有效方法.

**关键词** (n, 2n)反应, 同质异能态截面比, M-C方法.

## 1 引 言

(n, 2n)反应是中子增殖反应, 其反应截面是核工程设计和核聚变研究需要的重要数据之一, 其反应同质异能态截面常用于核装置测试分析. 由于条件的限制, 实验测量数据不是很多, 还远远不能满足目前核聚变堆研究对数据的需要. 在这种情况下, 理论计算就显得非常重要.

同质异能态截面比(定义为同质异能态截面与其反应截面之比)的理论计算, 主要在复合核理论及考虑角动量守恒的激子模型的框架下进行. 1960年, J. R. Hvizenga 和 R. Vandenbosch<sup>[1]</sup>基于复合核的统计模型, 提出了同质异能态截面比的计算方法(简称为H-V模型). 当用H-V模型时, 同质异能态截面比的计算结果与复合核的自旋、退激方式、退激步数、在退激中每步带走的角动量、以 $\gamma$ 射线退激时不同自旋态的形成几率及同质异能态、基态的自旋值等因素有关. 虽然这种模型比较简便而且在通常情况下非常有效, 但也存在一些不足, 一是没有考虑平衡前发射的贡献, 二是中子发射能量采用的是平均能量.

本文在H-V模型的基础上, 考虑平衡前发射的贡献, 同时用M-C方法计算中子的发射能量, 计算(n, 2n)反应同质异能态截面比.

## 2 理论计算

用复合核的统计模型及考虑角动量守恒的激子模型计算同质异能态截面比, 用M-C

方法计算中子的发射能量. 计算过程主要有以下四部分:

(1) 初态复合核的自旋分布. 靶核吸收中子后形成复合核, 复合核  $J_c$  态的形成截面可表示成:

$$\sigma(J_c, E) = \pi \lambda^2 \sum_{j=|I-s|}^{I+s} \sum_{l=|J_c-j|}^{J_c+j} \frac{2J_c+1}{(2s+1)(2I+1)} T_l(E), \quad (1)$$

其中,  $\lambda$  为入射中子的德布罗意波长,  $I$  为靶核的自旋,  $s$  为中子自旋,  $T_l(E)$  为轨道角动量为  $l$  入射能量为  $E$  的中子穿透系数,  $J_c$  为复合核的角动量. 复合核  $J_c$  态的归一化自旋分布为:

$$P(J_c) = \frac{\sigma(J_c, E)}{\sum_{J_c} \sigma(J_c, E)}. \quad (2)$$

(2) 中子发射后复合核的自旋分布. 自旋为  $J_c$  的复合核系统发射一个中子(能量为  $E_n$ , 自旋为  $s$ )后形成自旋为  $J_f$  态的相对几率为:

$$P(J_c \rightarrow J_f) \propto \rho(J_f) [D \cdot (2J_f+1) + (1-D)] \sum_{j=|J_f-s|}^{J_f+s} \sum_{l=|J_c-j|}^{J_c+j} T_l(E_n), \quad (3)$$

其中,  $T_l(E_n)$  为出射中子的穿透系数,  $D$  为平衡前发射的贡献(具体计算见文献 [2]),  $\rho(J_f)$  为自旋为  $J_f$  态的能级密度, 其表达式取为:

$$\rho(J_f) = \frac{2J_f+1}{\sqrt{2\pi^2} \sigma^2} e^{-\frac{(J_f+0.5)^2}{2\sigma^2}}, \quad (4)$$

式中,  $\sigma^2$  称为自旋切割因子, 其表达式为:

$$\sigma^2 = 0.146atA^{\frac{2}{3}} = 0.073t(1 + \sqrt{1+4aU})A^{\frac{2}{3}}, \quad (5)$$

其中,  $A$  为核质量数,  $a$  为能级密度参数,  $U = E - \Delta$ ,  $\Delta$  为对能修正值. 关于  $a$ ,  $\Delta$  等参量的选取见文献 [3]. 将上式按复合核系统的自旋分布对全部  $J_c$  态求和, 就可得到复合核系统发射一个中子而占据自旋为  $J_f$  的一个末态的绝对几率:

$$P(J_f) = \sum_{J_c} P(J_c) \cdot \frac{\rho(J_f) \sum_{j=|J_f-s|}^{J_f+s} \sum_{l=|J_c-j|}^{J_c+j} T_l(E_n)}{\sum_{J_f} \rho(J_f) \sum_{j=|J_f-s|}^{J_f+s} \sum_{l=|J_c-j|}^{J_c+j} T_l(E_n)}. \quad (6)$$

第二个中子发射后剩余核自旋分布的计算与发射第一个中子时相似, 只是应将第一个中子发射后的剩余核当作发射第二个中子的复合核系统, 重复以上计算即可.

(3) 继  $\gamma$  射线发射后的自旋分布. 当剩余核没有足够激发能发射中子时, 复合核系统以放出  $\gamma$  射线的方式退激. 而在  $\gamma$  退激过程中, 假设主要是偶极  $\gamma$  射线发射. 在级联过程中, 不同自旋态的形成几率可表示为:

$$F(J_f) = \sum_{J_i=|J_f-1|}^{J_f+1} \frac{F(J_i) \rho(J_f) \delta_{J_i, J_f}}{\sum_{J_f=|J_i-1|}^{J_i+1} \rho(J_f)}, \quad (7)$$

其中,  $J_i$  表示  $\gamma$  射线级联前能级的自旋值,  $J_f$  表示  $\gamma$  射线级联后的能级自旋值,  $F(J_i)$  为

$\gamma$ 射线级联前能级的形成几率, 第一次退激时  $F(J_i) = P(J_i)$ ,  $l$  是  $\gamma$  跃迁的多极性. 由于只考虑发射偶极  $\gamma$  射线, 因此其角动量的变化为 0 或  $\pm 1$ , 而级联次数  $N$  则由下式估算:

$$N = \frac{\sqrt{aE}}{l+1}, \quad (8)$$

其中,  $a$  为能级密度参数,  $E$  为  $\gamma$  射线级联前能级的能量. 级联过程中每次  $\gamma$  射线发射的平均能量可由下式计算:

$$E_\gamma = 4 \sqrt{\frac{E}{a} - \frac{5}{a^2}}. \quad (9)$$

当第  $N$  个  $\gamma$  射线发射完毕后, 这时的  $F(J_f)$  就代表最终的余核自旋分布. 设  $I_s$  作为分界限的自旋值:

$$I_s = \frac{I_h + I_l}{2}, \quad (10)$$

其中,  $I_h$  为自旋值高的核态自旋值,  $I_l$  为自旋值低的核态自旋值. 如果  $I_s$  不是末态核一个可能的自旋值, 则截面比可表示为:

$$r = \frac{\sigma_h}{\sigma_l} = \frac{1 - \sum_{J_f < I_s} F(J_f)}{\sum_{J_f < I_s} F(J_f)}, \quad (11)$$

其中  $\sigma_h$  代表自旋值高的截面,  $\sigma_l$  代表自旋值低的截面. 如果  $I_s$  是末态核一个可能的自旋值, 则截面比可表示为:

$$r = \frac{\sigma_h}{\sigma_l} = \frac{1 - \left[ \sum_{J_f < I_s} F(J_f) + \frac{2J_f + 1}{4I_s + 2} F(J_f = I_s) \right]}{\sum_{J_f < I_s} F(J_f) + \frac{2J_f + 1}{4I_s + 2} F(J_f = I_s)}, \quad (12)$$

于是同质异能态截面比  $R$  可表示为:

$$R = \begin{cases} \frac{r}{r+1} & \text{当同质异能态自旋值大于基态自旋值,} \\ \frac{1}{r+1} & \text{当同质异能态自旋值小于基态自旋值.} \end{cases} \quad (13)$$

(4) 中子的发射能量. 设发射中子前复合核的激发能为  $E$ , 中子的分离能为  $S_n$ , 对修正能为  $\Delta$ , 则发射中子的最大能量可表示为:

$$\varepsilon_n = E - S_n - \Delta, \quad (14)$$

令

$$X_{\max} = a^{-1} [(a\varepsilon_n + 0.25)^{\frac{1}{2}} - 0.5], \quad (15)$$

则发射中子的能量分布可写成:

$$f(X) = \frac{X}{X_{\max}} e^{\{aX_{\max} - [a(\varepsilon_n - X)]^{\frac{1}{2}}\}}, \quad (16)$$

式中  $a$  为能级密度参数. 为了得到中子的发射能量, 抽取两个介于 0 和 1 之间的随机数  $\xi_1$  和  $\xi_2$ , 令

$$X = \xi_1 \varepsilon_n. \quad (17)$$

如果  $f(X) > \xi_2$ , 则  $X$  就是发射中子的能量, 否则重新抽取  $\xi_1$  和  $\xi_2$ .

### 3 结果与讨论

利用上面的公式, 以  $^{59}\text{Co}(n, 2n)^{58}\text{Co}$ 、 $^{93}\text{Nb}(n, 2n)^{92}\text{Nb}$  和  $^{181}\text{Ta}(n, 2n)^{180}\text{Ta}$  3 个反应

道为例, 计算了从其阈能到 20MeV 能区的同质异能态截面比. 计算过程中所用到的参数全部采用一般理论计算中所采用的普适参数,  $Q$  值取自文献 [4],  $T$  因子采用球形核光学模型计算.

对  $^{59}\text{Co}(n, 2n)^{58}\text{Co}$  反应道, 计算结果和 M. Bormann<sup>[5]</sup> S. K. Ghorai<sup>[6]</sup> 的实验数据进行了比较(详见图 1). 对  $^{93}\text{Nb}(n, 2n)^{92}\text{Nb}$  反应道, 只有 A. Paulsen<sup>[7]</sup> 在 16.8MeV 能点有一实验测量值, 为便于比较, 选用了 D. C. Santry<sup>[8]</sup> 测量的同质异能态截面和 J. Frehaut<sup>[9]</sup>、L. R. Veesser<sup>[10]</sup> 测量的  $(n, 2n)$  反应截面, 用两者之比和计算结果进行比较(详见图 2). 对  $^{181}\text{Ta}(n, 2n)^{180}\text{Ta}$  反应道, 没有直接实验测量值, 选用 Lu Hanlin<sup>[11]</sup> 测量的同质异能态截面和 J. Frehaut<sup>[9]</sup> 测量的  $(n, 2n)$  反应截面, 用两者之比和计算结果进行比较(图 3). 从这些图可以看出, 符合是比较好的.

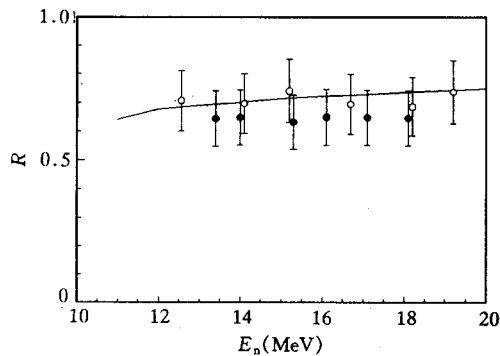


图 1  $^{59}\text{Co}(n, 2n)^{58}\text{Co}$  反应同质异能态截面比  
空心圆点为 Bormann 的测量值, 实心圆点为 Ghorai 的测量值.

面, 用两者之比和计算结果进行比较(详见图 2). 对  $^{181}\text{Ta}(n, 2n)^{180}\text{Ta}$  反应道, 没有直接实验测量值, 选用 Lu Hanlin<sup>[11]</sup> 测量的同质异能态截面和 J. Frehaut<sup>[9]</sup> 测量的  $(n, 2n)$  反应截面, 用两者之比和计算结果进行比较(图 3). 从这些图可以看出, 符合是比较好的.

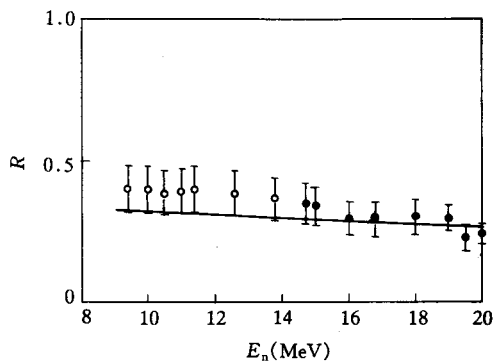


图 2  $^{93}\text{Nb}(n, 2n)^{92}\text{Nb}$  反应同质异能态截面比  
空心圆点为 Santry 与 Frehaut 的测量值之比, 实心圆点为 Santry 与 Veesser 的测量值之比, 圆点又为 Paulsen 的测量值.

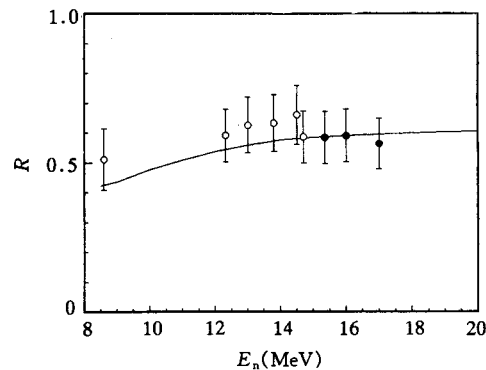


图 3  $^{181}\text{Ta}(n, 2n)^{180}\text{Ta}$  反应同质异能态截面比  
空心圆点为 Lu Hanlin 与 Frehaut 的测量值之比, 实心圆点为 Lu Hanlin 与 Veesser 的测量值之比.

影响同质异能态截面比的因素很多. 计算结果表明, 最重要的因素是自旋、自旋切割因子和能级密度参数, 因此计算结果的好坏将取决于计算过程中对这些量的选取.

最后, 对自旋切割因子的处理作一简要讨论. 在发射中子过程中, 其变化服从公式

(5), 但在 $\gamma$ 退激过程中, 随着能量的减少, 它将趋于零, 显然这和实际情况不符. 因此本文计算时, 将第二次中子发射后剩余核的激发能代入公式(5), 由此计算结果作为 $\gamma$ 退激过程中的自旋切割因子, 并令其保持不变.

### 参 考 文 献

- [1] J. R. Hvizenga, R. Vandenbosch, *Phys. Rev.*, **120**(1960)1305.
- [2] Zhang Jingshang *et al.*, *Z. Phys.*, **A329**(1988)89.
- [3] 庄友祥、苏宗涤、王翠兰, *原子核物理*, **8**(1986)199.
- [4] G. Audi, A. H. Wapstra, *Nucl. Phys.*, **A565**(1993)66.
- [5] M. Bormann *et al.*, *Nucl. Phys.*, **68**(1965)387.
- [6] S. K. Ghorai *et al.*, *Ann. Nucl. Energy*, **7**(1980)41.
- [7] A. Paulsen *et al.*, *Z. Phys.*, **A238**(1970)23.
- [8] D. C. Santry *et al.*, *Can. J. Phys.*, **68**(1990)582.
- [9] J. Frehaut *et al.*, CEA-A-4627, 1974.
- [10] L. R. Veaser *et al.*, *Phys. Rev.*, **C16**(1977)1792.
- [11] Lu Hanlin *et al.*, INDC(CPR)-16, 1989.

## Isomeric Cross Section Ratio for (n, 2n) Reaction

Huang Xiaolong Cai Dunjiu

(China Institute of Atomic Energy, Beijing 102413)

Received 19 March 1996

### Abstract

Monte Carlo calculations of the isomeric cross section ratio for (n, 2n) reaction based on the compound nuclear reaction theories and exciton-model are presented. The calculations are compared with experimental measurements for  $^{59}\text{Co}(n,2n)^{58}\text{Co}$ ,  $^{93}\text{Nb}(n,2n)^{92}\text{Nb}$  and  $^{181}\text{Ta}(n,2n)^{180}\text{Ta}$  reactions in the energy region from threshold to 20MeV. The agreement between calculation and experiment indicates that the present method is suitable to calculate the isomeric cross section ratio for (n, 2n) reactions.

**Key words** (n, 2n) reaction, isomeric cross section ratio, M-C method.