

核反应中的核结构效应

张竞上 吴顺光¹⁾ 申庆彪 孙秀泉¹⁾

(中国原子能科学研究院, 北京 102413)

摘 要

在核子诱导的核反应中, 当入射能高到多次粒子发射反应发生时, 核反应预平衡现象已经开始变得明显. 而多次粒子发射后余核激发能可变得很小, 往往落入分立能级区. 本文研究了在既考虑预平衡效应又考虑分立能级核结构效应情况下的理论方法. 结果表明, 只有在严格考虑核结构效应的情况下才能给出与实验相符合的结果. 并以 $^{56}\text{Fe}(n, 2n)$ 反应为例给出了计算实例.

一、引 言

在目前的核数据计算中 Hauser-Feshbach 理论^[1]被广泛应用. 在该理论中对多次粒子发射分立能级效应可以严格考虑, 但它是一个核反应平衡理论, 不能描述核反应的非平衡过程. 目前的激子模型是描述核反应预平衡现象的一个简单有效的理论工具^[2], 但由于它不能考虑分立能级致使对多次粒子发射中的核结构效应无能为力. 为此一个核反应多步过程的半经典理论^[3]被提出以解决此问题. 本文第二节主要介绍这种理论框架, 并给出计算多次粒子发射的公式, 特别是多次粒子发射后剩余激发能落入分立能级区时的公式表示. 分立能级数据由实验得到的核谱学数据给出, 无任何可调参数存在. 但若不计核结构效应时, 剩余核仍然使用能级密度公式, 导致了次级粒子能谱和截面与能级密度参数有关, 这样计算的结果往往不能在全能区内符合实验. 第三节给出中子与 ^{56}Fe 引起的 $(n, 2n)$ 反应截面计算结果, 并比较了考虑与未考虑核结构效应的计算结果之间的差异. 由此看出对多次粒子发射核反应过程中的核结构效应是一定要予以考虑的.

二、多次粒子发射理论公式

在既考虑预平衡又包括角动量宇称守恒的情况下, 一个多步核反应半经典理论被提出^[4], 其 b 粒子发射能谱计算公式为

1) 西北大学物理系.

$$\frac{d\sigma}{d\epsilon} = \sum_{J\pi} \sum_n P^{J\pi}(n) \sigma_a^{J\pi} \frac{W_b^{J\pi}(n, E, \epsilon)}{W_T^{J\pi}(n, E)}. \quad (2.1)$$

其中 $P^{J\pi}(n)$ 为角动量为 J , 宇称为 π 的状态下 n 激子态的占据几率, 由与 $J\pi$ 有关的激子模型给出, $\sigma_a^{J\pi}$ 为 $J\pi$ 道的吸收截面, 与总吸收截面的关系为

$$\sigma_a = \sum_{J\pi} \sigma_a^{J\pi}, \quad (2.2)$$

$W_b^{J\pi}(n, E, \epsilon)$ 为在 E 激发能下, $J\pi$ 道 n 激子态发射能量为 ϵ 的 b 粒子的发射率, $W_T^{J\pi}(n, E)$ 为 n 激子态 $J\pi$ 道的总发射率. 很容易看出在 (2.1) 式中如不考虑预平衡过程则自动退化为 Hauser-Feshbach 理论公式; 而不计 $J\pi$ 效应时 (2.1) 式退化为激子模型公式. 正是这种考虑到角动量宇称守恒的核反应非平衡过程理论框架, 给出了计算激发能的比较高情况下多次粒子发射的核结构效应的可能途径. 对于与 $J\pi$ 有关的激子模型理论及发射率中的有关表示详见文献[4].

(2.1) 式仅表示第一次粒子发射的能谱公式. 在激发能允许的情况下还可能进行多次粒子发射, 这样就会出现一次粒子发射后的二次发射竞争, 如 γ, n, p, α 等二次发射. 如果入射核子能量不很高, 小于 20MeV, 这时二次以上粒子发射过程的预平衡效应可忽略. 换句话说, 第一次粒子发射后余核基本上处于平衡态, 这样二次以上粒子发射可用平衡态理论, 即 Hauser-Feshbach 理论来描述.

为考虑角动量宇称守恒, 这时发射率要将一次发射后余核的角动量、宇称特征保留, 此时的发射率记为 $W_b^{J\pi, J'\pi'}(n, E, \epsilon)$, 它指处于 n 激子态, 激发能为 E , 角动量为 J 、宇称为 π 的复合核发射能量是 ϵ 的 b 粒子后, 使余核的角动量、宇称分别为 $J'\pi'$ 的发射率. 它满足

$$W_b^{J\pi}(n, E, \epsilon) = \sum_{J'\pi'} W_b^{J\pi, J'\pi'}(n, E, \epsilon) \quad (2.3)$$

为便于计算, 我们定义 P_b 函数, 它表示处于 n 激子态的复合核在发射 b 粒子后剩余核激发能为 E' , 角动量、宇称分别为 $J'\pi'$ 的几率.

$$P_b(E, E', n, J', \pi') = \sum_{J\pi} \sigma_a^{J\pi} P^{J\pi}(n) \frac{W_b^{J\pi, J'\pi'}(n, E, \epsilon)}{W_T^{J\pi}(n, E)}, \quad (2.4)$$

且有

$$E' = E - B_b - \frac{M_c}{M_r} \epsilon. \quad (2.5)$$

其中, B_b 为 b 粒子在复合核中的结合能, M_r, M_c 分别为余核及复合核的质量. 该因子的引入是考虑反冲核的动能所致. 很明显, 若第二次发射全为 γ 退激时, 其 b 粒子能谱为

$$\frac{d\sigma}{d\epsilon} = \sum_n \sum_{J'\pi'} P_b(E, E', n, J', \pi'), \quad (2.6)$$

若记二次发射粒子为 c , 由 Hauser-Feshbach 理论可以得到在激发能为 E' 时表示发射几率的 T 因子(其中包括 γ 发射)并记为 $T_c^{J'\pi'}(E')$. 因为这时粒子发射不但有分立谱发射而且还有连续谱发射.

对连续谱发射时 T 因子表示为

$$T_c^{J'\pi'}(E)_c = \frac{1}{2\pi} \int \sum_{J''\pi''} \sum_{ij} T_{ij}^c(\epsilon) \rho^{J''\pi''}(E' - B_c - \frac{M''_r}{M''_r} \epsilon) d\epsilon. \quad (2.7)$$

其中 $\rho^{J''\pi''}(E'')$ 是末态为 $J''\pi''$ 、剩余激发能为 E'' 的余核能级密度, M''_r 为发射第二粒子后余核质量, $T_{ij}^c(\epsilon)$ 是能量为 ϵ 的 c 粒子发射 T 因子, 由光学模型计算. 为保证角动量守恒, l, j 的取值要满足

$$\begin{aligned} |J' - J''| \leq j \leq |J' + J''|, \\ |j - S_c| \leq l \leq j + S_c, \end{aligned} \quad (2.8)$$

这里 S_c 为 c 粒子自旋. 为保证宇称守恒, 各 l 取值要满足

$$(-1)^l = \pi' \pi''. \quad (2.9)$$

对于分立谱发射, 记余核第 k 条能级能量为 E_k , 自旋为 I_k , 宇称为 π_k , 则 T 因子表示为

$$T_c^{J'\pi'}(E)_k = \sum_{ij} T_{ij}^c(\epsilon_k), \quad (2.10)$$

由角动量守恒条件得

$$\begin{aligned} |J' - I_k| \leq j \leq J' + I_k, \\ |j - S_c| \leq l \leq j + S_c. \end{aligned} \quad (2.11)$$

由宇称守恒条件得到轨道角动量 l 取值条件

$$(-1)^l = \pi' \pi_k, \quad (2.12)$$

这时发射到 k 能级粒子能量为

$$\epsilon_k = \frac{M''_r}{M''_r} (E' - B_c - E_k), \quad (2.13)$$

其中 B_c 为 c 粒子在母核中的结合能. 若最高分立能级能量为 E_D , 则再高的激发能状态为连续能级区. 因而出现连续谱发射的条件为

$$E' > E_D + B_c, \quad (2.14)$$

因此可得二次粒子发射分支比

$$R_c^{J'\pi'} = \frac{T_c^{J'\pi'}(E')}{T_i^{J'\pi'}(E')}, \quad (2.15)$$

其中总的二次发射几率为

$$T_i^{J'\pi'}(E') = \sum_c T_c^{J'\pi'}(E'), \quad (2.16)$$

而

$$T_c^{J'\pi'}(E') = T_c^{J'\pi'}(E')_c + \sum_k T_c^{J'\pi'}(E')_k, \quad (2.17)$$

由此得到发射 b, c 粒子反应道的反应截面表示

$$\sigma_{bc} = \int dE \sum_n \sum_{J''\pi''} P_n(E, E', n, J''\pi'') R_c^{J'\pi'}(E') dE'. \quad (2.18)$$

若再有三次粒子发射时, 可以完全按照上述过程继续写出竞争分支比的表示, 这里不再赘述.

三、核反应中的核结构效应

为验证多次粒子发射中的核结构效应,即分立谱发射的贡献在核数据计算中的重要性,以最常用的结构材料 ^{56}Fe 为例计算其 $(n, 2n)$ 反应截面.一方面用上节描述的理论方法由 UNF 程序计算^[5],另一方面为比较起见,还用激子模型计算,即第一次过程相当于在(2.1)式中去掉 J, π 依赖关系,而二次以上粒子过程用蒸发模型计算.在这种理论中由于不能考虑角动量守恒及宇称守恒,因而不能计算二次粒子的分立谱贡献,所以其结果不含核结构效应.所用的程序为 CMUP2^[6],在该程序中全部能区用连续谱发射而能级密度用 Gilbert-Cameron 公式^[7].计算结果由图 1 表示,实验数据取自文献[8]和[9].对 $^{56}\text{Fe}(n, 2n)$ 反应道余核为 ^{55}Fe 共取其 20 条能级,有关能级结构数据由表 1 给出.

表 1 ^{56}Fe 的分立能级结构

E_k 单位: MeV

k	E_k	I_k	π_k	k	E_k	I_k	π_k	k	E_k	I_k	π_k	k	E_k	I_k	π_k
1	0.0	$\frac{3}{2}$	-1	6	1.918	$\frac{1}{2}$	-1	11	2.301	$\frac{9}{2}$	-1	16	2.872	$\frac{5}{2}$	-1
2	0.411	$\frac{1}{2}$	-1	7	2.052	$\frac{3}{2}$	-1	12	2.470	$\frac{3}{2}$	-1	17	2.939	$\frac{7}{2}$	-1
3	0.931	$\frac{5}{2}$	-1	8	2.144	$\frac{5}{2}$	-1	13	2.539	$\frac{11}{2}$	-1	18	2.984	$\frac{9}{2}$	-1
4	1.317	$\frac{7}{2}$	-1	9	2.212	$\frac{9}{2}$	-1	14	2.587	$\frac{5}{2}$	-1	19	3.029	$\frac{3}{2}$	-1
5	1.408	$\frac{7}{2}$	-1	10	2.256	$\frac{11}{2}$	-1	15	2.814	$\frac{13}{2}$	-1	20	3.072	$\frac{11}{2}$	-1

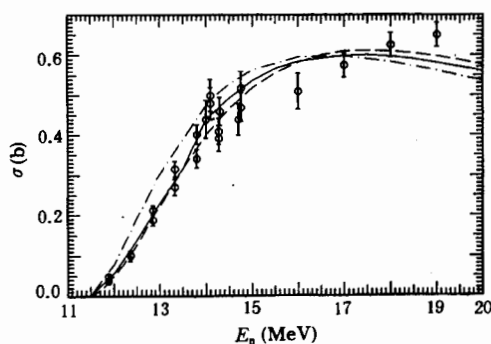


图 1 $^{56}\text{Fe}(n, 2n)$ 道反应截面

— 本工作
 ---- ENDF/B6
 - · - 无核结构效应的结果

在 $E_n = 14.1\text{MeV}$ 处实验结果比较多且分歧较大,目前较为公认的评价值为 $\sigma_{n, 2n} = 417\text{mb}$. 计算表明,如果应用不计核结构效应的理论框架计算,由于此时第二中子发射全部处理为连续谱发射,当能级密度参数调整到该截面值为评价值后,入射中子高能部分的 $(n, 2n)$ 截面值会很快下掉而偏离实验数据.为了在全局上与实验数据接近,只得放弃 $E_n = 14.1\text{MeV}$ 能点的符合,给出 $\sigma_{n, 2n} = 480\text{mb}$ 的结果,由此抬高高能端截面值,改善全局上与实验数据的符合,但仍不理想.应用考虑核结构效应的理论计算时可以发现,当 $E_n < 15\text{MeV}$ 时,第二中子全部为分立谱发射,只有在更高入射中子能的情况下才出现连续谱发射,这时才与余核能级密度有关.而计算结果表明,用考虑核结构效

况下才出现连续谱发射,这时才与余核能级密度有关.而计算结果表明,用考虑核结构效

应的理论方法可以比较容易地符合实验,并与美国 ENDF/B6 库的评价值接近.关于(n, 2n)高能端实验截面值,目前认为偏大,而要修正这个截面值,则需要更合理的理论计算才能给出更有把握的结果,在不计核结构效应的 CMUP2 程序中,在任何能区都要用能级密度计算,但目前现有的能级密度理论公式对低激发能态的表示是不理想的.如正负宇称,在目前能级密度表示中都按正负宇称分布各占 1/2,而核谱学得到的⁵⁵Fe 分立能级全部为负宇称.这就是一个明显偏离.由此可以理解,用能级密度公式表示代替分离能级数据进行的理论计算是造成与实验数据偏离的原因之一.

1.

四、结 论

通过核反应多次粒子发射的核结构效应的研究表明,考虑分立能级效应是必要的,这就需要以往的核反应理论加以改进,即在预平衡核反应过程中应加入角动量宇称效应.从另一方面讲,只有在考虑角动量宇称效应后才可以给出每个反应道末态余核处于各种 $J\pi$ 的几率,它不仅计算出与实验数据相符的结果,还可以提供 γ 产生数据计算所需的余核末态中各角动量宇称态的几率,这就是目前发展核反应多步过程半经典理论的目的.

参 考 文 献

- [1] W. Hauser, H. Feshbach, *Phys. Rev.*, **87**(1951),366.
- [2] M. Blann, *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, **25**(1975),123.
- [3] Zhang jingshang, "A Semi-Classical Theory of Multi-Step Nuclear Reaction Processes", *Comm. of Theor. Phys.*, **18**(1992),299-306.
- [4] 张竞上,核反应多步过程半经典理论,西北大学物理系印,1991.
- [5] Zhang jingshang, Proc. Conf. of Beijing International Symposium on Fast Neutron Physics. Sep. 9-13, 1991. Beijing, P. R. China.
- [6] Cai Chonghai, Shen Qingbiao, "CMUP Code for Fast Neutron Data Calculation", *Nucl. Sci. and Eng.*, to be published.
- [7] A. Gilbert, G. W. Cameron, *Can. J. Phys.*, **43**(1965),1446.
- [8] S. M. Qaim, N. I. Molla, *Nucl. Phys.*, **A283**(1977),269.
- [9] J. Frehaut, A. Bertin, R. Bois, J. Jary, Symp. on Neutron Cross Section from 10-50MeV, BNL, May 12-14, 1980.

The Nuclear Structure Effect in Nuclear Reactions

ZHANG JINGSHANG SHEN QINGBIAO

(China Institute of Atomic Energy, Beijing 102413)

WU SHUNGUANG SUN XIUQUAN

(Department of Physics, Northwest University, Xi'an 710069)

ABSTRACT

In the nucleon induced nuclear reactions, when incident energies are high enough to open the multi-particle emission channels the pre-equilibrium effect becomes important, meanwhile the residual energies often fall into the discrete region. A new theory has been proposed to account both for the pre-equilibrium effect and for the nuclear structure effect. The calculation of the cross sections of $^{56}\text{Fe}(n, 2n)$ is performed. The results indicate that the correct results can be obtained in this approach.