

$E \leq 50 \text{ MeV}$ 能区核反应机制的研究

申庆彪

(中国原子能科学研究院, 北京 102413)

摘 要

本文以 5—50MeV 中子对 ^{56}Fe 的反应为例, 分析了 $E \leq 50 \text{ MeV}$ 能区的核反应机制. 计算结果表明: 非弹性散射能谱的高能段分立能级部份主要是由直接反应贡献的, 当能量大于 30MeV 时, 整个非弹性散射截面也变成主要是由直接反应贡献的; 对于由统计理论计算的单粒子发射截面, 当入射粒子能量小于 10MeV 时主要由平衡发射贡献, 但是当入射粒子能量等于 20MeV 时, 则变成 90% 以上来自预平衡发射, 当入射粒子能量小于 20MeV 时, 第二个粒子的预平衡发射可以忽略, 当入射粒子能量小于 50MeV 时, 第三个粒子的预平衡发射可以忽略.

一、引 言

$E \leq 50 \text{ MeV}$ 能区核反应的研究无论从核数据应用还是从基础研究方面讲都具有重要意义. 近几年国际上极受重视的研究课题——放射性核束的物理研究及放射性核束加速器, 一般就是利用该能区的核反应来生产放射性核素.

当入射粒子能量接近 50MeV 时, 将有几十个反应道开放, 与 20MeV 以下的低能核反应相比核反应过程变得相当复杂. 这时直接反应和预平衡发射机制变得更加重要. 随着入射粒子能量增加, 对第一个粒子的发射直接反应和预平衡发射的贡献将有什么变化? 发射第二个粒子和第三个粒子时是否需要考虑预平衡机制? 本文将 5—50MeV 中子与 ^{56}Fe 的核反应为例, 通过具体数值计算就以上问题进行分析和讨论, 从而达到对 $E \leq 50 \text{ MeV}$ 能区的核反应机制进行研究的目的.

第二节介绍本文所用的基本理论和参数, 第三节对计算结果进行分析、讨论, 最后给出所得到的一些结论.

二、理论和参数

在 $E \leq 50 \text{ MeV}$ 能区, 仍然采用通常的核反应模型理论: 光学模型, 蒸发模型和预平衡

发射理论——激子模型. 复合核弹性散射的贡献用 Hauser-Feshbach 理论计算. (n, n') 直接非弹性散射是用集体激发的扭曲波玻恩近似理论计算的.

在激子模型中, 选用了 Pauli 原理效应的多粒子空穴态密度^[1]:

$$\omega(Z, A, U, p, h) = \frac{g(gU_e)^{h'}(gU_e - A(p, h))^{p'-1}}{p!h!(p+h-1)!} f(U_e), \quad (1)$$

其中

$$A(p, h) = \frac{1}{2}p(p-1) + \frac{1}{2}h(h-1), \quad (2)$$

$$h' = \min(p, h), p' = \max(p, h), \quad (3)$$

$$f(U_e) = 0.06\pi^2/(aU_e)^{1/8}, \quad (4)$$

$$U_e = U - \Delta, \quad (5)$$

p 和 h 分别为粒子数和空穴数, U 是激发能, Δ 是对能修正, a 是能级密度参数.

对于复杂粒子(d, t, ^3He 和 α)的发射, 在激子模型中考虑了集团形成的 Pick-up 机制^[2]. 因为要计算的能量比较高, 所以在计算第一、第二和第三个粒子发射时都考虑了预平衡发射机制及复杂粒子发射的 Pick-up 机制.

首先, 编制了自动调 $E_n \leq 50\text{MeV}$ 中子光学势参数程序 APNOM, 用该程序调节后所得到的中子光学势计算的全截面 σ_t , 去弹截面 σ_{non} 和弹性散射角分布 $\sigma_{el}(\theta)$ 可以达到和实验数据的最佳符合. 然后完成了可以计算 $E_n \leq 50\text{MeV}$ 的中子或轻带电粒子(d, t, ^3He 和 α)的中重核多种核数据的计算程序 CMUP2^[3], 其中包含了光学模型、蒸发模型和预平衡发射理论. 由其它程序计算的直接反应和复合核弹性散射的贡献可以通过 CMUP2 的输入数据自洽地加进去.

通过 EXFOR 和 BNL-325^[4]等文献搜集了 5—50MeV 中子与 ^{56}Fe 反应的各种实验数据, 然后用 APNOM 程序调出了如下一组 ^{56}Fe 的 5—50MeV 中子最佳光学势:

$$V = 54.3759 - 0.48634E + 0.003575E^2 - 24.0(N - Z)/A, \quad (6)$$

$$W_s = 11.5977 - 0.26697E - 12.0(N - Z)/A, \quad (7)$$

若 W_s 为负数便取为 0,

$$W_v = -0.89256 + 0.15548E - 0.00007E^2, \quad (8)$$

若 W_v 为负数便取为 0,

$$U_{so} = 6.2, \quad (9)$$

$$r_t = 1.1939, r_s = 1.3659, r_v = 1.4828, r_{so} = 1.1939, \quad (10)$$

$$a_t = 0.62462, a_s = 0.48624, a_v = 0.36001, a_{so} = 0.62462. \quad (11)$$

利用这套中子光学势参数, 并适当调节某些带电粒子光学势参数和能级密度参数, 取激子模型中的常数 $K = 300\text{MeV}^3$, 对于具有实验数据的反应道: $(n, \text{tot}), (n, \text{non}), (n, \text{el}), (n, n'), (n, 2n), (n, p), (n, d), (n, t), (n, \alpha), (n, p\text{-em}), (n, \alpha\text{-em})$ 的截面, $(n, n\text{-em}), (n, p\text{-em}), (n, \alpha\text{-em})$ 能谱和弹性散射角分布均能较好地或尚好地符合实验数据. 其中符号 em 表示发射.

三、计算结果和分析

为了计算 ^{56}Fe 的直接非弹性散射截面,必须知道 ^{56}Fe 各分立能级所对应的变形参数 β ,表1给出了由文献[5]所得到的通过用DWBA理论拟合各分立能级角分布实验数据而定出来的变形参数 β ,表1还给出了我们用DWUCK4程序[6]计算的14.1MeV入射中子 ^{56}Fe 变形参数 $\beta \neq 0$ 的各分立能级的直接非弹性散射截面 $\sigma_{n,n'}^{(d)}$.由表1可以看出,激发能为0.85MeV的 2^+ 态和激发能为4.51MeV的 3^- 态变形参数最大,因而所贡献的 $\sigma_{n,n'}^{(d)}$ 也最大,对于 β 值比较接近的 2^+ 态和 4^+ 态来说,可以看出 4^+ 态贡献的 $\sigma_{n,n'}^{(d)}$ 要小很多.从计算结果看,当 $E_n = 14.1 \text{ MeV}$ 时直接非弹性散射截面总共为126.6mb,而由统计理论计算的14.1MeV的非弹性散射截面为589.2mb,直接反应大约占了18%.

表1 ^{56}Fe 分立能级的变形参数 β 及计算的14.1MeV
入射中子相应能级的直接非弹性散射截面 $\sigma_{n,n'}^{(d)}$

I^π	$E(\text{MeV})$	β	$\sigma_{n,n'}^{(d)}$ (mb)
2^+	0.85	0.252	79.89
4^+	2.09	0.079	0.010
2^+	2.66	0.062	4.19
2^+	2.96	0.040	1.69
4^+	3.12	0.110	0.035
2^+	3.37	0.095	9.42
2^+	3.60	0.063	4.02
2^+	3.83	0.047	2.18
4^+	4.12	0.100	0.022
2^+	4.40	0.059	3.25
3^-	4.51	0.200	21.89

在CMUP2程序中用激子模型和蒸发模型计算非弹性散射是用连续能级,因而用统计理论计算的 (n, n') 能谱也都是连续谱.而用DWBA理论计算的直接非弹都是处在能谱高能端的分立能级截面,考虑到实验测量分辨率的限制,一般对分立能级截面采用展宽方法处理,取高斯分布:

$$P(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\Gamma} \exp\left[-\frac{(x-\mu)^2}{2\Gamma^2}\right], \quad (12)$$

μ 代表分立能级位置. Takahashi et al. [7]和 Baba et al. [8]测量了14.1MeV $^{56}\text{Fe}(n, n')$ 能谱,由于实验数据中包含了弹性散射峰的贡献,我们把理论计算的14.1MeV ^{56}Fe 弹性散射截面1174mb也同样进行展宽.通过试探,选取了 $\Gamma = 0.35 \text{ MeV}$.图1给出了14.1MeV中子入射的 ^{56}Fe 质心系非弹性散射和弹性散射相重叠后出射中子能谱理论计算结果与实验数据的比较,可以看出理论和实验是大致符合的,弹性散射峰理论计算结果与Taka-

hashi 的测量结果相符合,理论值和实验值在出射能量 $\sim 9\text{MeV}$ 附近都出现了一个小峰,该峰对应于激发能为 4.51MeV 的 3^- 态,其它能级由于展宽和被弹性峰掩盖而变得不明了.

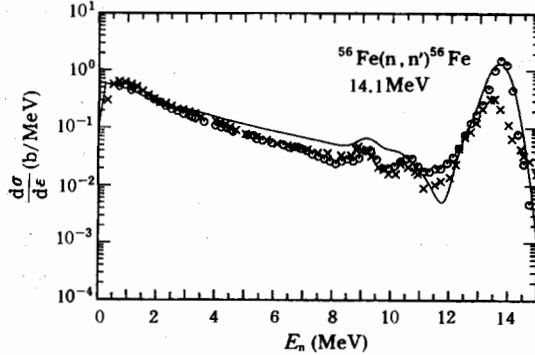


图1 14.1MeV中子对 ^{56}Fe 的质心系非弹性散射和弹性散射重叠后出射中子能谱理论计算结果与实验数据的比较
○Takahashi(88), ×Baba(88), —理论计算

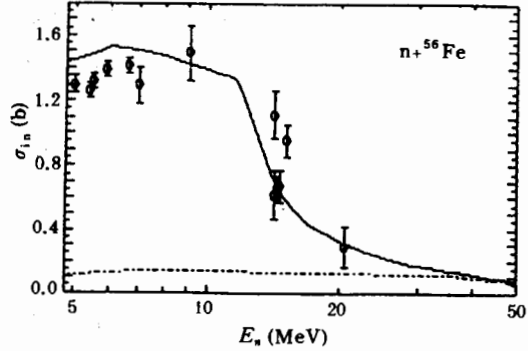


图2 5—50MeV中子对 ^{56}Fe 非弹性散射截面理论值和实验值的比较
Φ实验值, —理论值, - - -直接反应

从图2可以看出直接反应对非弹性散射的贡献随能量的变化比较平坦,当 $E_n = 20\text{MeV}$ 时直接反应的贡献已接近统计理论的贡献,当 $E_n > 30\text{MeV}$ 时非弹性散射主要是直接反应的贡献,而当 $E_n > 40\text{MeV}$ 时非弹性散射几乎全是由直接反应贡献的.

表2给出了平衡发射和预平衡发射在由统计理论计算的 (n, n') , (n, p) , (n, α) 和 (n, d) 单粒子发射截面中各占的百分比.可以看出当 $E_n < 10\text{MeV}$ 时主要是由平衡发射贡献的,而当 $E_n = 20\text{MeV}$ 时,90%以上的贡献来自预平衡发射,而当 $E_n > 25\text{MeV}$ 时,几乎全部贡献来自预平衡发射.在文献[9]中所计算的 $n + ^{241}\text{Pu}$ 的 (n, n') 能谱,当入射能量为 14MeV 时,预平衡发射已占97.6%,与我们的结论是一致的.当模型参数都处在合理范围时,以上结论对参数的依赖性不明显.

表2 平衡发射和预平衡发射在由统计理论计算的 (n, n') , (n, p) , (n, α) 和 (n, d) 单粒子发射截面中各占的百分比

E_n (MeV)	(n, n')		(n, p)		(n, α)		(n, d)	
	Eq(%)	Pre(%)	Eq(%)	Pre(%)	Eq(%)	Pre(%)	Eq(%)	Pre(%)
5	97.0	3.0	99.2	0.8	99.97	0.03		
10	76.3	23.7	85.8	14.2	74.4	25.6	100.0	0.0
15	27.3	72.7	52.2	47.8	21.6	78.4	10.6	89.4
20	2.1	97.9	6.7	93.3	2.2	97.8	1.7	98.3
25	0.16	99.84	0.57	99.43	0.16	99.84	0.21	99.79
30	0.03	99.97	0.16	99.84	0.02	99.98	0.01	99.99
35	0.01	99.99	0.10	99.89	0.01	99.99	0.0	100.0
40	0.0	100.0	0.08	99.92	0.0	100.0	0.0	100.0
45	0.0	100.0	0.07	99.93	0.0	100.0	0.0	100.0
50	0.0	100.0	0.05	99.95	0.0	100.0	0.0	100.0

表 3 给出了三种发射机制在由统计理论计算的 $(n, 2n)$, (n, np) , (n, pn) , $(n, n\alpha)$ 和 $(n, \alpha n)$ 2 粒子发射截面中所占的百分比. 这三种发射机制是: 两个粒子都来自平衡发射 (Eq); 第一个粒子来自预平衡发射而第二个粒子来自平衡发射 (Pre(1)+Eq(2)); 两个粒子都来自预平衡发射 (Pre). 可以清楚地看出, 当 $E_n = 20\text{MeV}$ 时, 第二个粒子是预平衡发射的最大贡献只有 3.5%. 我们知道只有第一个粒子是预平衡发射, 第二个粒子才可能是预平衡发射, 一般来说预平衡发射的第一个粒子能量是比较高的, 因而原子核的剩余激发能比较低, 要再通过预平衡发射粒子就比较困难了, 因而以上结果是合理的. 以上计算结果说明当入射粒子能量小于 20MeV 时, 发射第 2 个粒子的预平衡机制可以忽略. 由表 3 还可以看出, 当 $E_n = 50\text{MeV}$ 时第二个粒子是预平衡发射的几率为 42.5%—88.2%, 这就意味着当入射粒子能量处在 $20\text{—}50\text{MeV}$ 时, 第二个粒子的预平衡发射机制必须给予考虑. 通过类似的分析, 由以上结果还可以得出结论, 当入射粒子能量小于 50MeV 时, 第三个粒子的预平衡发射机制可以忽略.

表 3 三种发射机制在由统计理论计算的 2 粒子发射截面中所占的百分比

E_n (MeV)	$(n, 2n)$			(n, np)			(n, pn)			$(n, n\alpha)$			$(n, \alpha n)$		
	Eq (%)	Pre(1) +Eq(2) (%)	Pre (%)	Eq (%)	Pre(1) +Eq(2) (%)	Pre (%)	Eq (%)	Pre(1) +Eq(2) (%)	Pre (%)	Eq (%)	Pre(1) +Eq(2) (%)	Pre (%)	Eq (%)	Pre(1) +Eq(2) (%)	Pre (%)
12	87.8	12.2	0.0	87.3	12.7	0.0	96.4	3.6	0.0	86.2	13.8	0.0	87.7	12.3	0.0
15	70.08	22.88	0.15	77.08	22.88	0.04	87.71	12.28	0.01	77.8	22.2	0.0	60.8	39.2	0.0
20	38.1	58.4	3.5	48.7	48.9	2.4	63.4	35.3	1.3	51.5	45.2	3.3	20.9	78.2	0.9
25	14.0	75.9	10.1	23.7	66.8	9.5	41.7	51.9	6.4	20.7	56.0	23.3	7.9	85.4	6.7
30	8.1	74.2	17.7	11.4	68.6	20.0	25.6	61.5	12.9	6.8	42.8	50.4	3.2	80.5	16.3
35	0.17	69.40	30.43	0.88	61.05	38.07	14.8	64.2	21.0	0.85	30.53	68.62	1.3	71.8	26.9
40	0.02	62.22	37.76	0.08	51.48	48.44	8.3	63.6	28.1	0.08	19.14	80.78	0.5	64.0	35.5
45	0.0	57.3	42.7	0.0	41.7	58.3	4.6	59.0	36.4	0.01	13.89	86.10	0.2	53.6	46.2
50	0.0	51.5	48.5	0.0	38.9	61.1	2.6	54.9	42.5	0.0	11.8	88.2	0.1	47.8	52.1

四、结 论

通过对计算结果的分析得到以下几个结论: 1. 对于 (n, n') 非弹性散射过程, 其能谱高能段分立能级部分主要是由直接反应贡献的, 绝不能忽略. 对于 (n, n') 截面, 当 $E_n = 20\text{MeV}$ 时直接反应的贡献已接近统计理论的贡献, 当 $E_n > 30\text{MeV}$ 时便主要是直接反应的贡献了, 当 $E_n > 40\text{MeV}$ 时则变成几乎全部是由直接反应贡献的; 2. 对于由统计理论计算的单粒子发射截面, 当入射粒子能量小于 10MeV 时, 主要是平衡发射贡献的, 但是当 $E_n = 20\text{MeV}$ 时, 则变成 90% 以上来自预平衡发射, 当 $E_n > 25\text{MeV}$ 时, 便几乎全部是由预平衡发射贡献的; 3. 当入射粒子能量 $E_n \leq 20\text{MeV}$ 时第二个粒子的预平衡发射机制可以忽略, 当入射粒子能量 $E_n \leq 50\text{MeV}$ 时, 第三个粒子的预平衡发射机制可以忽略.

参 考 文 献

[1] 张竞上, 杨显俊, 高能物理与核物理, 13(1989), 822.

- [2] Zhang Jingshang et al., *Commun. in Theor. Phys.* (Beijing, China), **10**(1988), 33.
- [3] Chonghai Cai, Qingbiao Shen, "CMUP2—A Program for Calculating complex Reactions of a Medium-Heavy Nucleus with charged Particles", *Nucl. Sci. Eng.*, to be published.
- [4] V. McLane, C. L. Dunford, P. F. Rose, Neutron Cross Sections, BNL-325, Vol. 2, Academic Press, 1988.
- [5] S. Mellema, R. W. Finlay, F. S. Dietrich, *Phys. Rev.*, **C33**(1986), 481.
- [6] P. D. Kunz, "Distorted Wave Code DWUCK4", University of Colorado.
- [7] A. Takahashi, Y. Sasaki, H. Sugimoto, JAERI—M 88—065, 1988, p. 279;
A. Takahashi, private communication via Zhou Delin(1990).
- [8] M. Baba, M. Ishikawa, N. Yabuta, T. Kikuchi, H. Wakabayashi, N. Hirakawa, Proc. Conf. on Nuclear Data for Science and Technology, May 30—June 3, 1988, Mito, Editor S. Lgarasi, Japan Atomic Energy Research Institute, p. 291.
- [9] 王书暖等,第四次核数据会议论文选编, CNDC—85011, p. 144, 1986.

Study of Nuclear Reaction Mechanism in $E \leq 50$ MeV Energy Region

SHEN QINGBIAO

(*Institute of Atomic Energy, Beijing 102413*)

ABSTRACT

The contribution to the inelastic scattering spectra of discrete level part mainly comes from direct reactions. For the single-particle emission cross section calculated with the statistical theories, when the incident energy is less than 10 MeV the main contribution comes from the equilibrium emission, but when the incident energy reaches 20 MeV, more than 90% contribution comes from the pre-equilibrium emission. The contribution of the pre-equilibrium process to the second particle emission can be neglected when the incident energy is less than 20 MeV and the contribution of the pre-equilibrium process to the third particle emission can be neglected when the incident energy is less than 50 MeV.