

文章编号: 1007-4627(2010)01-0113-07

# $p+^{58}\text{Ni}$ 反应中集体态及转移机制的影响\*

梁春恬<sup>1</sup>, 蔡崇海<sup>2</sup>

(1 天津城市建设学院基础部物理教研室, 天津 300384;

2 南开大学物理科学学院, 天津 300071)

**摘要:** 在  $p+^{58}\text{Ni}$  反应的理论计算中考虑了集体态和转移反应机制, 利用大型程序 MEND 计算了  $E_{\text{in}} \leq 200$  MeV 能区 6 种轻粒子(n, p,  $\alpha$ , d, t 及  $^3\text{He}$ ) 出射的能谱和双微分截面。计算结果与实验数据基本一致; 与以前的工作相比, 解释了能谱和双微分截面中出现的尖峰, 并减小了单粒子态密度修正因子  $ccg1(v)$ 。

**关键词:** 集体态; 转移反应; MEND; 能谱; 双微分截面

**中图分类号:** O571.42<sup>+</sup>2      **文献标识码:** A

## 1 引言

为解决核能的可持续利用问题, 加速器驱动洁净核能系统(ADS)成为国际上的一个研究热点。加速器技术的高速发展为 ADS 提供了硬件保障, 使 ADS 的实现成为可能。软件方面, ADS 的发展需要各种核反应的精确数据, 诸如中子或质子诱发的反应截面、各种出射粒子(n, p,  $\alpha$ , d, t 及  $^3\text{He}$ ) 的角分布、能谱、双微分截面和总  $\gamma$  产生截面等。从核反应的入射粒子来看, 带电粒子引起的核反应数据在宇宙线辐射效应、医用放射性同位素的生产、材料的辐照损伤以及活化分析等领域的需求越来越多, 应用越来越广泛; 从核反应的靶核来看, Ni 属于 ADS 的一种重要结构材料,  $^{58}\text{Ni}$  是 Ni 中含量最高的稳定同位素。因此, 需要对  $p+^{58}\text{Ni}$  反应的核数据进行高质量的计算与评价。

对于  $p+^{58}\text{Ni}$  反应, 美国的 ENDF/B7 库和 Liang and Cai 的工作<sup>[1]</sup> 对其作出了比较完整的计算与评价, 但 ENDF/B7 库的能区限于 150 MeV 以内, 部分评价较为粗糙, 而且完全忽略了  $^3\text{He}$  核的发射; Liang and Cai<sup>[1]</sup> 将能区提高到了 200 MeV, 增加了  $^3\text{He}$  核的计算并得到了与实验基本相符的结果。但对于一些能谱与双微分截面实验数据中出现

的尖峰或隆起的包, 文献[1]的结果并不能与之完全符合, 而且该工作对于转移反应的考虑也比较简单, 预平衡发射的比例主要依靠单粒子态密度修正因子  $ccg1(v)$  来调节, 理论基础比较薄弱。本文参考 Kalbach 的工作<sup>[2, 3]</sup>, 对非弹散射的能谱考虑集体态效应, 并将转移反应进行了改进, 考虑了连续直接非弹和敲出反应机制<sup>[3]</sup>, 对  $p+^{58}\text{Ni}$  反应作了进一步的深入研究。

## 2 理论模型及相关参数

大型核反应模型计算程序 MEND<sup>[4]</sup> 是本工作的主要计算程序, 该程序可用于计算中重核在中低能区( $\leq 250$  MeV) 中子及 5 种轻荷电粒子(p,  $\alpha$ , d, t 及  $^3\text{He}$ ) 入射的全套核数据。MEND 程序的理论框架<sup>[5]</sup> 是球形光学模型、核内核子的级联发射模型、以激子模型为基础的预平衡发射理论、蒸发模型和带宽度涨落修正的 Hauser-Feshbach 统计理论。除 MEND 外, 在本文计算中还涉及到 APMN<sup>[6]</sup> 和 Kalbach 程序。具体步骤为: (1) 首先利用自动调参程序 APMN 通过拟合实验数据确定光学模型势参数; (2) 利用(1)的结果和 MEND 程序输出各种出射粒子(n, p,  $\alpha$ , d, t 及  $^3\text{He}$ ) 的能谱

\* 收稿日期: 2009-03-23; 修改日期: 2009-04-03

\* 基金项目: 国家重点基础研究发展计划(973 计划)(2007CB209903); 国家自然科学基金专项基金资助项目(科学部主任基金)(10947180)

作者简介: 梁春恬(1981-), 女(汉族), 山西闻喜人, 讲师, 博士, 从事核数据的计算与评价工作;

E-mail: chuntianliang@hotmail.com

与剩余核产生截面；(3)利用 MEND 给出的能谱，应用 Kalbach 系统学公式<sup>[7]</sup>计算出射粒子(n, p, α, d, t 及 <sup>3</sup>He)的双微分截面。步骤(1)中所采用的光学势形式以及参数见文献[1]。

在 MEND 程序原有理论框架的基础上，引入集体态和转移反应机制对原有理论作了补充，对程序也作了相应修改。

### 2.1 集体态效应

要解释非弹性散射能谱中出现峰值的情况，在激子模型中只考虑单粒子态是不够的，在某些情况下，集体态效应有着突出的贡献。

根据 Kalbach 的工作<sup>[2]</sup>，激发一个 λ 阶集体态的截面可以表示为

$$\frac{d\sigma_\lambda(k_i, k_f)}{d\epsilon_f} = \left(\frac{m\nu}{2\pi\hbar^2}\right)^2 \frac{1}{(k_i R)^2} \frac{k_f}{k_i} \frac{\beta_\lambda^2}{2\lambda + 1} \times V_R^2 P_i P_f \delta(E_\lambda - \epsilon_i + \epsilon_f), \quad (1)$$

其中， $k_i$ 和 $k_f$ 表示入射粒子和出射粒子的波数， $P_i$ 和 $P_f$ 表示入射粒子和出射粒子的穿透因子， $\epsilon_i$ 和 $\epsilon_f$ 为粒子在质心系中的动能， $m$ 为粒子质量， $\nu$ 为核体积， $R=1.23A^{1/3}$ 为核半径， $V_R$ 为光学势的实部，这里取 $V_R=50$  MeV， $E_\lambda$ 和 $\beta_\lambda$ 分别表示集体态的激发能和形变参数，其具体取值见表 1。

表 1 集体态的激发能  $E_\lambda$  和对应形变参数  $\beta_\lambda$

$E_\lambda/\text{MeV}$			$\beta_\lambda$		
$E(2^+)$	$E(3^-)$	$E(4^+)$	$\beta_2$	$\beta_3$	$\beta_4$
1.45	4.48	2.46	0.083	0.18	0.09

### 2.2 转移反应

这里的“转移反应”理论是基于激子模型的一种半经验理论，总共考虑了 3 个方面：“核子转移反应”、“敲出反应”和“连续直接非弹性散射”。“核子

“敲出反应”的截面形式为

$$\left[\frac{d\sigma_{a,b}(\epsilon)}{d\epsilon}\right]_{\text{KO}} = C_{\text{CL}} a_a(\epsilon_a)(2S_b + 1)A_b \epsilon \sigma_b(\epsilon) \frac{p_b g_a g_b [U - A_{\text{KO}}(p_a, h_b)]}{\sum_{c=a,b} (2S_c + 1)A_c(\sigma_c)(\epsilon_m + 2B_{\text{Coul},c})(\epsilon_m - B_{\text{Coul},c})^2 g_a g_b^2 / 6g_c}. \quad (6)$$

此处“敲出反应”只包括核子之间、核子与结构紧密的 α 粒子之间的相互敲出，不包括其它几种复杂粒

转移反应”包含了 pick-up, stripping 和 exchange 3 种反应机制，参照 Kalbach 的工作<sup>[2]</sup>，“核子转移反应”的计算公式为

$$\left[\frac{d\sigma_{a,b}(\epsilon)}{d\epsilon}\right]_{\text{NT}} = \frac{2S_b + 1}{2S_a + 1} \frac{A_b}{A_a} \frac{\epsilon \sigma_b(\epsilon)}{A_a} K_{\alpha,p} \times \left(\frac{A_a}{E_a + V_a}\right)^{2n} \left(\frac{C_a}{A_B}\right)^n N_a \sum_{p_\pi} \left(\frac{2Z_A}{A_A}\right)^{2(Z_a+2)h_\pi+2p_\nu} \times \omega_{\text{NT}}(p_\pi, h_\pi, p_\nu, h_\nu, U), \quad (2)$$

其中核子转移反应下的态密度表示为

$$\omega_{\text{NT}}(p_\pi, h_\pi, p_\nu, h_\nu, U) = \sum_{i=0}^3 \sum_{j=0}^{3-i} (X_{\text{NT}})^{i+j} \times \omega(p_\pi + i, h_\pi + i, p_\nu + j, h_\nu + j, U), \quad (3)$$

$i$ 和 $j$ 分别表示由质子和中子激发得到的质子对和中子对的数目，角标  $\pi$ 和 $\nu$ 是为了区分质子和中子， $X_{\text{NT}}$ 为经验因子，用它表示每激发出额外一组粒子-空穴对的概率。

$$X_{\text{NT}} = \left(\frac{E_a}{A_a}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{7}{V_{\text{eff}} A_A^2} (p_\pi^2 + 1.5h_\pi^2 + p_\nu^2 + h_\nu^2). \quad (4)$$

以上是在激子模型的框架下考虑“转移反应”，而激子模型中粒子-空穴态密度是在无限深势阱假设的基础上得到的，因此需要引入有限阱深修正，即需要用到平均有效势阱深度  $V_{\text{eff}}$ (单位：MeV)。

$$V_{\text{eff}} = \begin{cases} 17, & \text{proton and deuteron} \\ 20 - 13 \left[1 + \exp\left(\frac{E_L - 45}{2}\right)\right]^{-1}, & \text{neutron} \end{cases} \quad (5)$$

其中  $E_L$ 为实验室系中的入射粒子能量，中子入射情况下  $V_{\text{eff}}$ 从 7 MeV 开始，随着入射能量的增加而逐步增大到 20 MeV；质子和氦核入射情况下， $V_{\text{eff}}=17$  MeV。

子(d, t, <sup>3</sup>He)。

但是，基于这样的敲出反应机制，仍然可以计

算所有 6 种轻粒子的“连续直接非弹”。复杂粒子的非弹截面可以表示为

$$\left[ \frac{d\sigma_{a,a'}(\epsilon)}{d\epsilon} \right]_{IN} = C_{CL} a_a(\epsilon_a)(2s_b + 1) A_a \epsilon \sigma_a(\epsilon) \times \sum_{i=n,p,\alpha} \frac{p_i g_i^2 U}{\sum_{c=a,\alpha} (2S_c + 1) A_c \langle \sigma_c \rangle (\epsilon_m + 2B_{Coul,c}) (\epsilon_m - B_{Coul,c})^2 g_a g_i^2 / 6g_c} \quad (7)$$

核子的非弹截面可以表示为

$$\left[ \frac{d\sigma_{a,a'}(\epsilon)}{d\epsilon} \right]_{IN} = C_{CL} \sigma_a(\epsilon_a)(2s_a + 1) A_a \epsilon \sigma_b(\epsilon) \times \frac{p_a g_a^2 U}{\sum_{c=a,\alpha} (2S_c + 1) A_c \langle \sigma_c \rangle (\epsilon_m + 2B_{Coul,c}) (\epsilon_m - B_{Coul,c})^2 g_a g_a^2 / 6g_c} \quad (8)$$

其中, 质子和中子的单粒子态密度(单位: MeV<sup>-1</sup>) 为

$$g_{\pi 0} = \frac{Z}{13}, \quad g_{\nu 0} = \frac{Z}{13}。$$

复杂粒子的单粒子态密度为

$$g_d = \frac{g_{\pi 0} + g_{\nu 0}}{4},$$

$$g_t = g_h = \frac{g_{\pi 0} + g_{\nu 0}}{12},$$

$$g_\alpha = \frac{g_{\pi 0} + g_{\nu 0}}{16}。$$

本文对转移反应的考虑与文献[1]有相当大的不同。本文考虑了“敲出反应”机制, 而且可以计算连续直接非弹的贡献; 两者对计算态密度所需的平均有效势阱深度  $V_{eff}$  的处理也不同, 前者对不同的入射粒子取不同的值, 后者在  $h > 1$  的情况下统一

取 38 MeV, 在质子入射且  $h = 1$  情况下取  $22 + 16 \times \frac{E_{in}^4}{E_{in}^4 + (450/A^{1/3})^4}$  MeV。此外, 两者对单粒子态密度的计算也不一样, 前者在双费米子框架下, 质子和中子的单粒子态密度  $g_{\pi 0}$  和  $g_{\nu 0}$  取不同的值, 后者是在单费米子模型下计算, 认为单粒子态密度  $g$  对质子和中子都是一样的。为了更好地符合实验数据, 在预平衡发射理论中假定单粒子的能级间距可以随激发能变化, 在激子模型的单粒子态密度中简单引入了修正因子  $ccg1(v)$ 。计算结果表明, 采用改进后的转移反应机制之后, 可以减小  $ccg1(v)$  的值, 对于有的出射粒子甚至不需要  $ccg1(v)$  的修正(即取  $ccg1(v) = 0$ )。考虑了转移反应机制前后的  $ccg1(v)$  取值见表 2。从表 2 可以看出, 考虑改进的转移反应之后  $ccg1(v)$  的值小了很多。

表 2 考虑转移反应机制前后的单粒子态密度修正因子  $ccg1(v)$

$ccg1(v)$	$\gamma$	n	p	$\alpha$	d	t	<sup>3</sup> He
考虑前	0.01	0.02	0.04	0	0	0	0.03
考虑后	0.005	0.01	0	0	0	0	0

### 3 计算结果及其分析

利用上述理论及参数, 在考虑集体态效应并改进转移反应之后, 我们计算得到了 200 MeV 能区内的质子出射能谱(图 1)和不同轻粒子(n, p,  $\alpha$ , d, t 及 <sup>3</sup>He)出射的双微分截面(图 2—图 5), 本文仅给出了有实验数据可比较的具有代表意义的结果。图中实线表示本文的理论计算结果, 虚线表示文献[1]的结果, 不同形状的点表示不同实验室的

实验数据(来源于 <http://www-nds.iaea.org/exfor/exfor.htm>)。在图 2—图 5 中, 为了将不同出射角的双微分截面结果放在同一图中做比较, 将某些出射角的计算值和实验数据均乘以  $10^n$ , 在图中以“角度  $\times 10^n$ ”的形式标识。

图 1 给出了不同入射能量下的出射质子能谱。在  $E_{in} = 14$  MeV 的 <sup>58</sup>Ni(p, xp)能谱图中, 我们的曲线在  $E_{out} > 6$  MeV 区域出现了一些尖锐的峰, 这正是集体态效应的贡献, 文献[1]的曲线在  $E_{out} >$

10 MeV 区域也出现了两个尖峰, 这是 ECIS<sup>[11]</sup> 计算的直接非弹贡献。从  $E_{in} > 90$  MeV 的能谱图中可以看到, 我们的曲线在集体态效应贡献的地方出现隆起的包, 而不再是尖锐的峰, 这说明当入射能量较高时, 由于能量分辨率的原因, 尖峰被展宽了。此外, 与文献[1]中直接非弹的贡献相比, 本文计算结果较小, 这是由于本文的直接非弹是根据集体态效应得到, 文献[1]是通过 ECIS<sup>[11]</sup> 计算而得。

图 2—图 5 给出了各种出射粒子的双微分截面。总体来说, 我们的计算结果与实验数据基本一致。对于图 2 中  $E_{in} = 22$  MeV 处  $^{58}\text{Ni}(p, xp)$  反应的中子双微分截面, 与文献[1]相比较, 我们的理论计算曲线在  $E_{out} = 9$  MeV 左右出现隆起的包, 在结构上与实验数据符合得好一些; 但两条理论曲线在  $E_{out} > 4$  MeV 区域均偏离实验数据。这是我们在今后的工作中还应该进一步改进的地方。对于图 4

中  $E_{in} = 72.0$  MeV 处  $^3\text{He}$  和  $^4\text{He}$  核出射的双微分截面, 我们的曲线在低出射能处偏低, 高出射能处偏高, 这是由于转移反应的贡献使得预平衡发射的贡献增大, 而总反应截面一定, 所以平衡态发射相应减少。我们的曲线在高出射能处偏高, 说明对于复杂粒子( $^3\text{He}$ ,  $^4\text{He}$ )转移反应贡献过大, 该理论对复杂粒子出射并不完全适合, 因此仍需改进。 $E_{in} = 150$  MeV 双微分截面的理论曲线与实验数据基本符合。

从图 1—图 5 可以看出, 考虑集体态效应后, 在质子和中子的出射能谱和双微分截面中, 尤其是当入射能量较低(22 MeV 以下)时, 总能谱和双微分截面中都出现明显的尖峰; 当入射能量较高时, 曲线则比较光滑。因为当入射能量增大时, 级联核子发射和预平衡发射的份额都会增加, 集体态所占份额则相应减少, 对能谱形状的影响也就逐渐变得不明显。

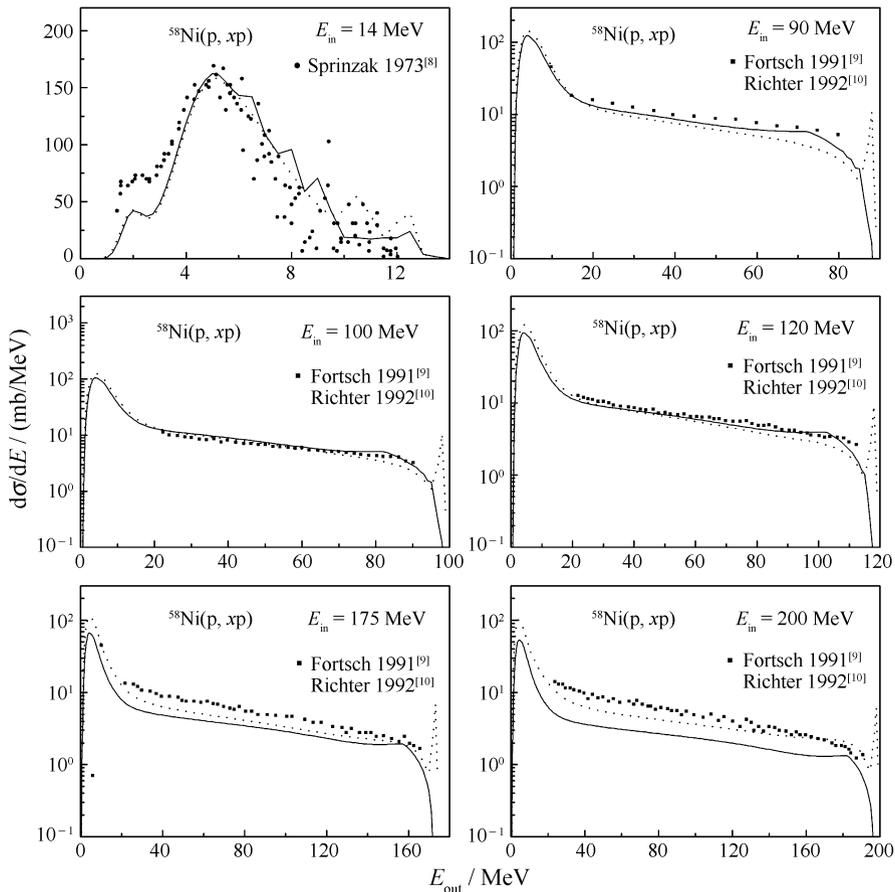


图 1  $p + ^{58}\text{Ni}$  反应在不同入射能量下的质子出射总能谱

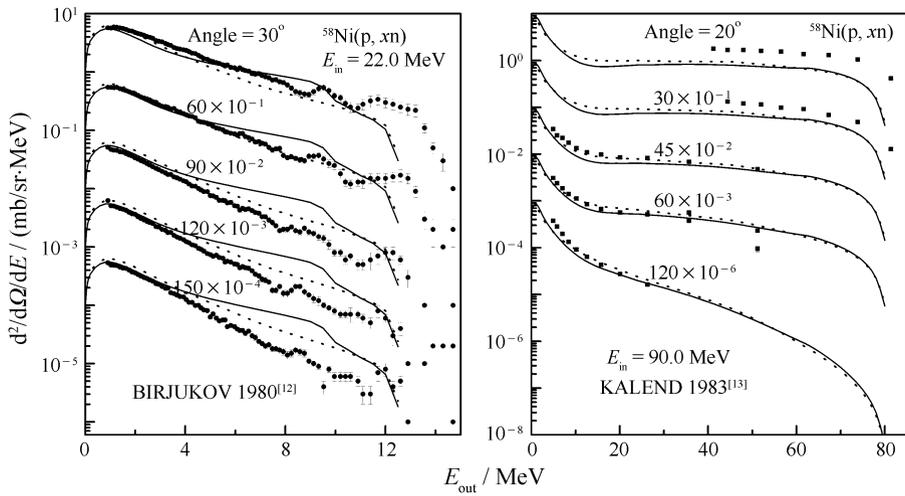


图 2  $p+^{58}\text{Ni}$  反应在  $E_{in}=22.0$  和  $90.0$  MeV 时中子出射的双微分截面

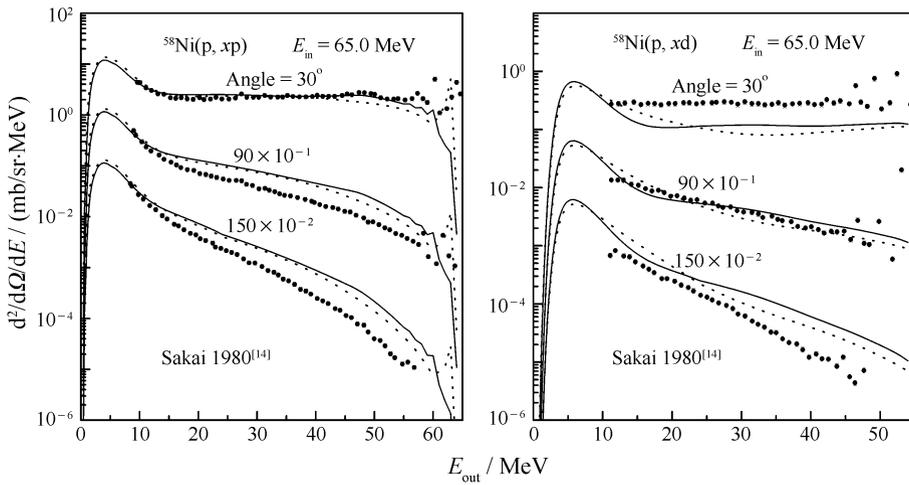


图 3  $p+^{58}\text{Ni}$  反应在  $E_{in}=65.0$  MeV 时质子和氦核出射的双微分截面

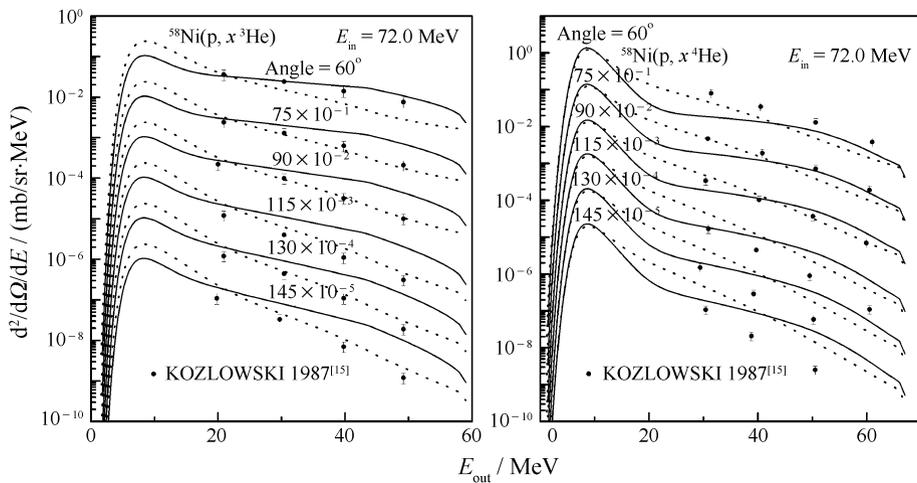


图 4  $p+^{58}\text{Ni}$  反应在  $E_{in}=72.0$  MeV 时  $^3\text{He}$  和  $^4\text{He}$  核出射的双微分截面

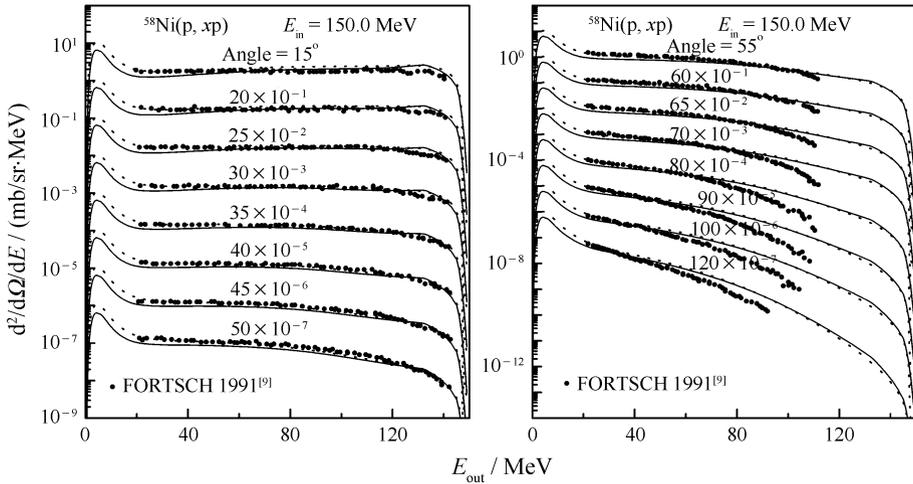


图 5 p+<sup>58</sup>Ni 反应在 E<sub>m</sub>=150.0 MeV 时质子出射的双微分截面

考虑改进后的转移反应，可使得预平衡发射的份额增加，由于总发射截面相同，那么平衡态发射的份额相应减少，从而调节了平衡态与预平衡态发射的比例。这与单粒子态密度修正因子  $ccg1(v)$  的作用是一致的。从表 2 中也可以看出，由于转移反应机制的引入，可以减小  $ccg1(v)$  的值。 $ccg1(v)$  是为了调节平衡态和预平衡态发射比例而简单引入的修正因子，缺乏严格的理论依据，转移反应计算公式有一定的理论基础。

### 4 小结

本文在原有核反应的理论机制中考虑集体态效应，并将转移反应进行改进，考虑连续直接非弹和敲出反应机制，计算和分析了 p+<sup>58</sup>Ni 反应的能谱和双微分截面，结果与实验数据基本一致。与 Liang and Cai<sup>[1]</sup> 工作相比，本文解释了能谱和双微分截面中出现的尖峰结构；减小了单粒子态密度简单修正因子  $ccg1(v)$  的贡献。但仍有部分理论计算结果与实验数据还不完全符合，今后仍需对其作进一步的研究和改进。

### 参考文献 (References):

[1] Liang C T, Cai C H. Nucl Sci Eng, 2007, **157**: 159.

[2] Kalbach C. Phys Rev, 2000, **C62**: 044608.  
 [3] Kalbach C. Phys Rev, 2005, **C71**: 034606.  
 [4] Cai C H. Nucl Sci Eng, 2006, **153**: 93.  
 [5] Shen Q B. Nuclear Reaction Theory in Low and Medium Energy Region(Part. I). Beijing: Science Press, 2005, 275—276 (in Chinese).  
 (申庆彪. 低能和中能核反应理论(上册). 北京: 科学出版社, 2005. 275—276.)  
 [6] Shen Q B. Nucl Sci Eng, 2002, **141**: 78.  
 [7] Kalbach C. Phys Rev, 1988, **C37**: 2350.  
 [8] Sprinzak A, Kennedy A J, Pacer J C, et al. Nucl Phys, 1973, **A203**: 280.  
 [9] Förtisch S V, Cowley A A, Lawrie J J, et al. Phys Rev, 1991, **C43**: 691.  
 [10] Richter W A, Cowley A A, Lindsay R, et al. Phys Rev, 1992, **C46**: 1030.  
 [11] Raynal J. Notes on ECIS94, CEA Saclay Report No. CEA-N-2772, Commissariat à l’Energie Atomique, 1994.  
 [12] Birjukov N S, Zhuravlev B V, Rudenko A P, et al. Yad Fiz, 1980, **31**: 561.  
 [13] Kalend A M, Anderson B D, Baldwin A R, et al. Phys Rev, 1983, **C28**: 105.  
 [14] Sakai H, Hosono K, Matsuoka N, et al. Nucl Phys, 1980, **A344**: 41.  
 [15] Kozłowski M, Muller H H, Wagner R, et al. Nucl Phys, 1987, **A462**: 554.

# Influence of Collective State and Transfer Mechanism for $p+^{58}\text{Ni}$ Reaction \*

LIANG Chun-tian<sup>1, 1)</sup>, CAI Chong-hai<sup>2</sup>

(1 *Department of Physics, Tianjin Institute of Urban Construction, Tianjin 300384, China;*

*2 Department of Physics, Nankai University, Tianjin 300071, China)*

**Abstract:** Collective state and transfer reaction are considered in this paper. The energy spectra and double differential cross sections of neutron, proton, alpha, deuteron, triton and helium-3 emissions are calculated for  $p+^{58}\text{Ni}$  reaction below 200 MeV with the theoretical model code MEND. The theoretical results agree with the corresponding experimental data. This work accounts for the peaks of the energy spectra and the double differential cross sections, and reduced the values of the single particle state density parameter  $ccgl(v)$ .

**Key words:** collective state; transfer reaction; MEND; energy spectrum; double differential cross section

---

\* **Received date:** 23 Mar. 2009; **Revised date:** 3 Apr. 2009

\* **Foundation item:** Major State Basic Research Development Program(973 Program) of China(2007CB2099030); Special Fund Project of National Natural Science Foundation of China(Director Fund of Science Department)(10947180)

1) E-mail: chuntianliang@hotmail.com