

$E_p \leq 200$ MeV 能区 $p + {}^{58}\text{Ni}$ 反应的计算与分析

梁春恬, 蔡崇海

(南开大学 物理科学学院, 天津 300071)

摘要: 以现有质子诱发 ${}^{58}\text{Ni}$ 的各种核反应截面、能谱、双微分截面、弹性散射角分布等实验数据为基础, 利用自行研制的大型核模型计算程序 MEND 计算质子能量在 200 MeV 能区内 ${}^{58}\text{Ni}(p, x)$ 反应的截面、能谱、角分布和 $n, p, \alpha, d, t, {}^3\text{He}$ 6 种出射轻粒子的双微分截面。MEND 程序的理论框架基于球形光学模型、核子的核内级联发射模型、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。光学模型中的势参数由 APMN 程序通过符合 $p + {}^{58}\text{Ni}$ 反应的去弹截面和弹性散射角分布获得。出射粒子的双微分截面则利用 MEND 程序输出的能谱再通过 Kalbach 系统学公式计算。将计算结果与实验数据及 ENDF/B6 评价库进行了比较, 计算结果与实验数据基本一致, 与 ENDF/B6 相比, 增加了 ${}^3\text{He}$ 的计算, 且将能区上推至 200 MeV。

关键词: ${}^{58}\text{Ni}$ 靶核; 质子诱发反应; 截面; 能谱; 双微分截面

中图分类号: O571.4

文献标识码: A

文章编号: 1000-6931(2007)01-0001-10

Calculation and Analysis of ${}^{58}\text{Ni}(p, x)$ Reaction in Energy Region $E_p \leq 200$ MeV

LIANG Chun-tian, CAI Chong-hai

(*Institute of Physics, Nankai University, Tianjin 300071, China*)

Abstract: Based on the nuclear reaction models and the experimental data of proton reaction cross sections, energy spectra and elastic scattering angular distributions of ${}^{58}\text{Ni}$, all kinds of cross sections, energy spectra, and the double differential cross sections of neutrons, protons, alpha, deuterons, tritons and helium emissions are calculated and analyzed for ${}^{58}\text{Ni}(p, x)$ reaction at incident proton energies below 200 MeV with the large calculation code MEND developed previously by the authors. The theoretical frames of MEND are spherical optical model, intra-nuclear cascade model, pre-equilibrium emission theory based on exciton model, evaporation model and Hauser-Feshbach statistical theory with width fluctuation correction. The optical potential parameters are searched automatically with the code APMN to fit the experimental data of reaction cross sections and elastic scattering angular distributions of $p + {}^{58}\text{Ni}$ reaction. Based on the energy spectra results calculated with the code MEND and the Kalbach systematic formulae, the double differential cross sections of particle emission are obtained. Theo-

retical calculation results are compared with existing experimental data and with the results of the evaluated ENDF/B6 file. As a whole, theoretical calculation results agree with the experimental data. Compared with the ENDF/B6 file, calculations of ^3He are considered and the energy region is extended up to 200 MeV.

Key words: ^{58}Ni target; proton induced reaction; cross section; energy spectra; double differential cross section

目前,加速器驱动的次临界系统(ADS)是国际上的一个研究热点。它要求有精确的各种核反应数据,如反应截面、中子或质子诱发的与出射能量和角度相关的双微分截面、总 γ 产生截面以及相应的能谱等。另外,带电粒子核数据的应用领域(如宇宙线辐射效应、医用放射性同位素的生产、材料的辐照损伤、活化分析以及作为标准参考核数据等)越来越广阔,均对带电粒子的核数据有着很高的需求。镍是 ADS 的重要结构材料,因此,它的高质量核数据具有重要的学术意义及应用价值。

对于 $p+^{58}\text{Ni}$ 反应,在现存的惟一评价库 ENDF/B6 中的评价数据限于 150 MeV 以下能区,部分评价较为粗糙,完全忽略了 ^3He 核的发射。这一状况要求人们对 $E_p \leq 200$ MeV 能区 $^{58}\text{Ni}(p,x)$ 反应做进一步更为细致的研究。

1 大型核模型计算程序

MEND 程序是在我们多年研究工作积累的基础上研制出的一大型核模型计算程序^[1],它可用于计算中重核在中低能区(≤ 250 MeV)中子及 $p, \alpha, d, t, ^3\text{He}$ 5 种轻荷电粒子入射的全套核数据。MEND 程序的理论框架是球形光学模型、核子的核内级联发射模型、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。计算中,光学模型中的势参数由自动调光参程序 APMN^[2]通过符合 $p+^{58}\text{Ni}$ 反应的去弹截面和弹性散射角分布得到。出射粒子的双微分截面则利用 MEND 程序输出的能谱再通过 Kalbach 系统学公式^[3]算出。

1.1 理论模型及模型中的参数

球形光学模型^[4]假设原子核为球形,只突出形状弹性散射道,把其余所有道的影响用等效吸收来描述,入射粒子在靶核提供的球对称光学势场中运动。对于荷电粒子入射,光学模

型计算给出吸收截面和弹性散射角分布。直接反应、核内级联、预平衡和平衡发射等的贡献均从光学模型所计算的吸收截面 σ_a 来分配。

Koning 和 Delaroche^[5]给出了 1 套适用于 $0.001 \text{ MeV} \leq E_L \leq 200 \text{ MeV}$ 和 $24 \leq A \leq 209$ 的普适的中子和质子的唯象光学势,它在一定精度内能符合大量截面、角分布和极化实验数据。质子的 KD 型唯象光学势可表示为:

$$V_V(E) = v_1^p [1 - v_2^p(E - E_F^p) + v_3^p(E - E_F^p)^2 - v_4^p(E - E_F^p)^3] + \bar{V}_C v_1^p [v_2^p - 2v_3^p(E - E_F^p) + 3v_4^p(E - E_F^p)^2] \text{ (实部势);}$$

$$W_V(E) = \frac{\omega_1^p(E - E_F^p)^2}{(E - E_F^p)^2 + (\tau\omega_2^p)^2} \text{ (体吸收虚部势);}$$

$$W_S(E) = d_1^p \frac{(E - E_F^p)^2}{(E - E_F^p)^2 + (d_3^p)^2} \cdot$$

$$\exp[-d_2^p(E - E_F^p)] \text{ (面吸收虚部势);}$$

$$\bar{V}_{so1}(E) = v_{so1}^p \cdot$$

$$\exp[-v_{so2}^p(E - E_F^p)] \text{ (自旋轨道耦合实部势);}$$

$$\bar{W}_{so}(E) = \omega_{so1}^p \frac{(E - E_F^p)^2}{(E - E_F^p)^2 + (\tau\omega_{so2}^p)^2}$$

$$\text{(自旋轨道耦合虚部势)}。$$

在此基础上,利用程序 APMN,通过调节其中的某些参数来符合 $p+^{58}\text{Ni}$ 的总反应(去弹)截面与弹性散射角分布实验数据,从而得到 1 套新的专用最佳光学势参数:

$$v_1^p = 56.33179855 + 21.0(N - Z)/A - 0.024A, \text{ MeV};$$

$$v_2^p = 0.00625255 + 4.23 \times 10^{-6}A, \text{ MeV}^{-1};$$

$$v_3^p = 1.21799767 \times 10^{-5} + 1.136 \times 10^{-8}A, \text{ MeV}^{-2};$$

$$v_4^p = 0 \text{ MeV}^{-3};$$

$$r_V = 1.27231109 - 0.4054A^{-1/3}, \text{ fm};$$

$$a_V = 0.72254437 - 1.487 \times 10^{-4}A, \text{ fm};$$

$$\omega_1^p = 11.34237194 + 0.009629A, \text{ MeV};$$

$$\omega_2^p = 50 + 0.0795A, \text{ MeV};$$

$$r_W = 1.38306272 - 0.4054A^{-1/3}, \text{ fm};$$

$$a_W = 0.63104868 - 1.487 \times 10^{-4}A, \text{ fm};$$

$$d_1^p = 16.022\ 562\ 03 + 16.0(N-Z)/A, \text{ MeV};$$

$$d_2^p = 0.026\ 125\ 66 + 0.003\ 802/(1 + \exp(A-156)/8), \text{ MeV}^{-1};$$

$$d_3^p = 0.189\ 132\ 97, \text{ MeV};$$

$$r_D = 1.412\ 876\ 25 - 0.015\ 85A^{1/3}, \text{ fm};$$

$$a_D = 0.412\ 796\ 05 - 5.205 \times 10^{-4}A, \text{ fm};$$

$$v_{\text{so}1}^p = 7.003\ 516\ 67 + 0.003A, \text{ MeV};$$

$$v_{\text{so}2}^p = 0.004\ 632\ 81, \text{ MeV}^{-1};$$

$$\omega_{\text{so}1}^p = -0.138\ 969\ 09, \text{ MeV};$$

$$\omega_{\text{so}2}^p = 171.908\ 889\ 77, \text{ MeV};$$

$$r_{\text{so}} = 1.227\ 831\ 48 - 0.647A^{-1/3}, \text{ fm};$$

$$a_{\text{so}0} = 0.594\ 156\ 5, \text{ fm};$$

$$E_p^1 = -8.407\ 5 + 0.013\ 78A, \text{ MeV};$$

$$\bar{V}_C = (1.73/r_c)ZA^{-1/3}, \text{ MeV};$$

$$r_c = 0.804\ 518\ 4 + 0.697A^{-2/3} + 12.994A^{-5/3}, \text{ fm}.$$

利用这套最佳光学势参数, 计算得到 $p+^{58}\text{Ni}$ 的总反应截面(图 1)和弹性散射角分布(图 2)。从图 1 可看到, 所计算的总反应截面与实验数据的符合似乎不如 ENDF/B6 的好。从图 2 可看到, 所计算的结果和 ENDF/B6 的弹性散射角分布与实验数据均符合得很好。ENDF/B6 的光学模型计算与本文的计算有很大不同, 前者在 150 MeV 以下把能量分为 3 个区间, 各自采用 1 套不同的光学势参数, 而本文则在 200 MeV 以下的整个能区采用同一套最佳光学势参数。对

100 MeV 以上能区, 本文的计算结果更好地预言了总反应截面和弹性散射角分布。这是因为, 本文在全能区用同一套光学势参数还能很好地符合 178、192 MeV 两个能点的角分布实验值, 而 ENDF/B6 用了 3 套不同的参数, 且在 100~150 MeV 能区无实验数据可做比较。

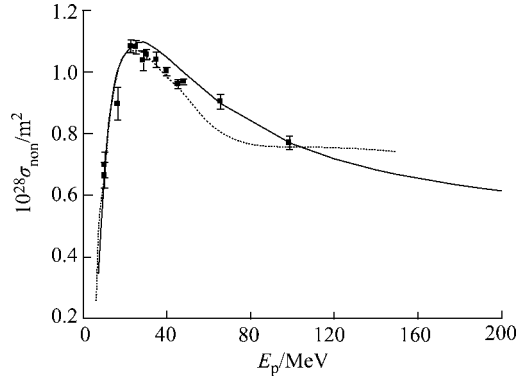


图 1 $p+^{58}\text{Ni}$ 总反应(去弹)截面

Fig. 1 Total reaction (nonelastic) cross section for $p+^{58}\text{Ni}$

实线——理论曲线; 虚线——ENDF/B6 结果; ■——实验数据

1.2 预平衡和平衡过程

在 MEND 程序中, 基于经验公式的核内级联发射、以激子模型为基础的预平衡统计理论、蒸发模型和带宽度涨落修正的 Hauser-Feshbach

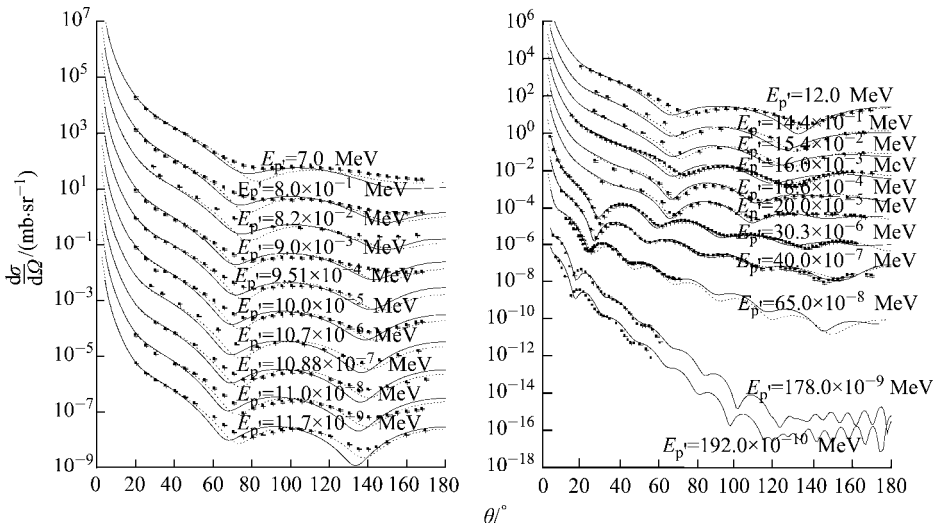


图 2 $p+^{58}\text{Ni}$ 弹性散射角分布

Fig. 2 Elastic angular distribution for $p+^{58}\text{Ni}$

实线——理论曲线; 虚线——ENDF/B6 结果; ■——实验数据

统计理论被用来描述 200 MeV 以内核反应的预平衡和平衡发射过程。MEND 不能计算直接反应的贡献,实际应用时,用程序 DWUCK4 计算直接非弹的贡献,并把其结果作为 MEND 的 1 个输入文件。带宽度涨落修正的 Hauser-Feshbach 统计理论用于计算入射粒子能量较低的 1 次粒子发射;激子模型和蒸发模型用于 1 至 5 次粒子发射;再考虑到开始还有一定份额的核内级联核子发射,所以,1 至 6 次过程均有一定份额的预平衡发射(其余份额为蒸发);7 次及以上过程只用蒸发模型而不必考虑预平衡发射。当入射粒子能量较高时,直接反应、核子的核内级联发射及预平衡发射均变得极为重要。另外,在 MEND 程序中,对复杂粒子发射率的计算引入了改进的拾取机制^[7],在激子态密度的计算中考虑了泡利原理^[6];在 γ 射线发射率的计算中,除了通常的蒸发机制外,还考虑了预平衡和直接发射机制^[7]。出射粒子的双微分截面则以 MEND 计算输出的能谱为基础,通过 Kalbach 系统学的计算而获得。Kalbach 系统学建立在对大量实验数据的分析和经验的基础上,一般来说,预平衡发射部分主要为朝前峰,而蒸发部分是各向同性的,角分布又是无结构的,因此,不同能量的出射粒子具有大致相似的角分布。

将得到的光学势参数、DWUCK4 计算得到的直接非弹截面作为输入数据,手动调节某些可调参数,可由程序 MEND 计算得到 200 MeV 以内 $p+^{58}\text{Ni}$ 的各种反应截面、弹性散射角分布、6 种出射粒子的单举截面、能谱和双微分截面,以及各种反冲(余)核的产生截面和能谱。

在各种可调参数中,在激子模型的两体剩余相互作用中引入的 Kalbach 参数 K 起着重要的作用,它决定了由预平衡向平衡态过渡的快慢,进而决定预平衡发射的份额。根据粒子发射能谱与双微分截面的实验数据,取 $K = 20\ 000\ \text{MeV}^3$ 。假定单粒子态密度 g 可表示为:

$$g = \begin{cases} g_0 = A/13.0 & \text{uecg} \leq 0.01 \\ g_0 \cdot \text{fact} & \text{uecg} > 0.01 \end{cases}$$

其中: $\text{fact} = \frac{1 - e^{-\text{uecg}}}{\text{uecg}}$, $\text{uecg} = \text{ccgl}(v) \cdot (U - \Delta)$ 。

参数 $\text{ccgl}(v)$ ($v = 1 \sim 6$, 分别对应出射粒

子 n, p, α, d, t 和 ^3He) 是假设随余核激发能 U 的增高而使 g 变小引入的修正因子,除上述 Kalbach 参数 K 外, $\text{ccgl}(v)$ 的调节在能谱与双微分截面的计算中起了不可缺少的作用。为使计算的各种双微分截面与实验数据达到最佳符合,本文得到 $\text{ccgl}(n) = \text{ccgl}(p) = \text{ccgl}(\alpha) = 0.03$, $\text{ccgl}(d) = 0.04$, $\text{ccgl}(t) = 0.03$, $\text{ccgl}(^3\text{He}) = 0.032$ 。另外,还对各种粒子的预平衡发射率计算引入了不同的修正因子: $R(n) = 0.65$, $R(p) = 1.0$, $R(\alpha) = 0.25$, $R(d) = 0.85$, $R(t) = 0.65$, $R(^3\text{He}) = 0.08$ 。该修正因子使得不同粒子的预平衡发射率得到不同程度的减弱,它对双微分截面值与实验值达到最佳符合起了重要作用。

费米气体模型^[8]的能级密度参数 a ^[9] (只出现在蒸发模型中)和对能修正参数 Δ (既出现在蒸发模型中,也出现在激子模型中)主要用来调节各种余核的截面值。 a 表示为:

$$a = a_c \frac{1 - e^{-u}}{u} + a_1 \left(1 - \frac{1 - e^{-u}}{u} \right)$$

其中: $u = \text{fued}(U - \Delta)$;

$$a_c^{[10]} = \begin{cases} A/8.0 & (Z < 9 \text{ 或 } N > 9) \\ A(A_{ss} \cdot S + Q_b) & (\text{其余核}) \end{cases};$$

$$a_i^{[1]} = (\text{aif1} + \text{aif2} \cdot A^{2/3});$$

$\text{fued}, \text{aif1}, \text{aif2}$ 均为可调参数,通常取 $\text{fued} = 0.05$ ^[9], $\text{aif1} = 0.073$, $\text{aif2} = 0.115$ ^[11]。

利用以上公式可得到各余核 a_c, a_1 和 Δ 的初始值,并在此基础上,结合各余核截面的实验值进行调节。需要注意的是: a 与 Δ 除了影响自己对应的余核截面外,由于发射粒子的过程是多次过程,各截面之间的相互竞争在这里表现得较为明显,所以,它们还会对同级或下级的反应截面产生较大影响。

2 计算结果及其分析

运用上述方法,计算了 $p+^{58}\text{Ni}$ 反应的各种反应截面、能谱及双微分截面。这里,仅给出有实验数据可做比较的结果。实验数据以及所有与实验数据相关的参考文献转引自 EXFOR。

图 3 示出 $p+^{58}\text{Ni}$ 反应在 14 MeV 处的质子发射总能谱和 140 MeV 处的中子发射总能谱。从图 3 可看到,本文的结果与实验数据基

本符合; 对于 140 MeV 的中子发射总能谱, ENDF/B6 与实验数据的符合好于本文计算值与实验数据的符合。

本文计算了 $p+^{58}\text{Ni}$ 反应 22.0、90.0 MeV 出射中子, 65.0、72.0 MeV 出射 ^3He , 72.0 MeV 出射 α 粒子以及 65.0、100.0、120.0、150.0、175.0、200 MeV 出射质子的双微分截面。其中, 22.0 MeV 出射中子、65.0 MeV 出射质子和氦核、72.0 MeV 出射

^3He 和 α 粒子的双微分截面示于图 4。为将同一入射能量对应的不同角度的分能谱放在同一图中以便比较, 将某角度的双微分截面乘以 10^{-n} , 以“角度 $\times 10^{-n}$ ”形式表示。

图 4a 对应 22.0 MeV 处的出射中子双微分截面。对小角度, 本文的结果比 ENDF/B6 的好些; 在大角度下, 则相反。图 4b 对应 65.0 MeV 处的出射质子双微分截面。总体看, 本文的结果与实验数据的符合更好些, 且在出

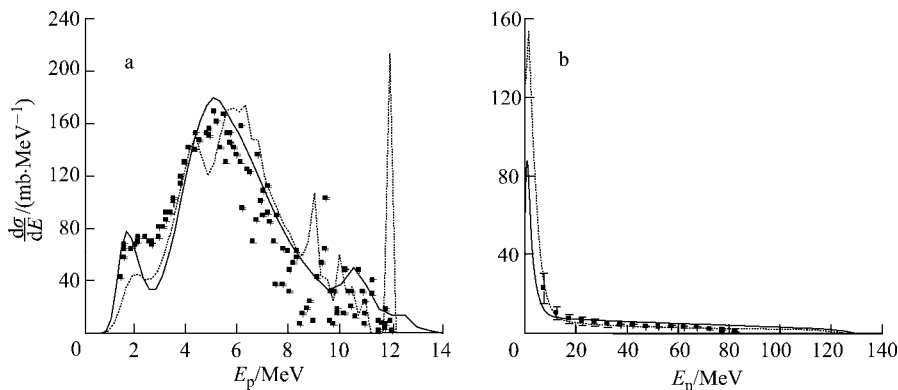


图 3 $p+^{58}\text{Ni}$ 14 MeV 质子发射总能谱(a)及 140 MeV 中子发射总能谱(b)

Fig. 3 Energy spectra of proton emission at 14 MeV(a) and neutron emission at 140 MeV(b) for $p+^{58}\text{Ni}$
实线——理论曲线; 虚线——ENDF/B6 结果; ■——实验数据

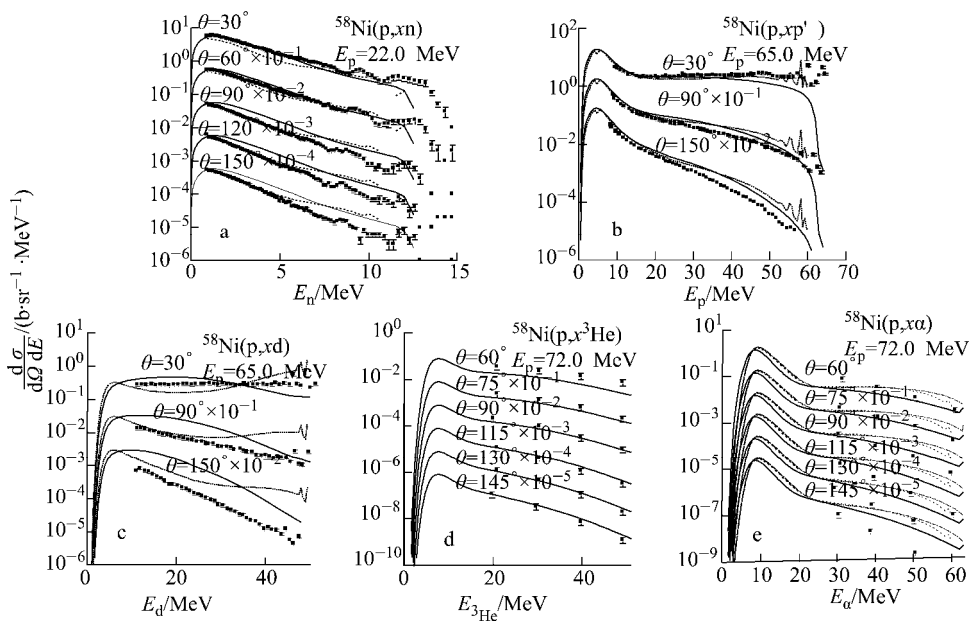


图 4 $p+^{58}\text{Ni}$ 出射不同能量的粒子双微分截面

Fig. 4 Double differential cross section of different particles emission at different energy for $p+^{58}\text{Ni}$
实线——理论曲线; 虚线——ENDF/B6 结果; ■——实验数据

射能量较高时符合得更好。图 4c 对应 65.0 MeV 处的出射氦核双微分截面。从图上看,两者均不能很好地符合实验数据,这是理论上需要改进之处。图 4d 示出 72.0 MeV 处的出射 ^3He 核双微分截面。可以看出,本文的计算结果与实验符合得很好。图中无 ENDF/B6 的结果,这是因为 ENDF/B6 未考虑 ^3He 核作为出射粒子的相关物理量。图 4e 为 72.0 MeV 处出射 α 粒子的双微分截面。ENDF/B6 中没有 72.0 MeV 处的数据,因此,取其 70 MeV 和 75 MeV 两处的结果作为参照。本文的结果在小角度下基本上与实验数据一致,大角度时,则

比实验略偏硬。此处,就 90.0 MeV 下的出射中子双微分截面而言,中小角度下的理论曲线与实验基本保持一致,但大角度时,本文和 ENDF/B6 结果均与实验数据符合不佳,但两条理论曲线间却彼此接近;就 100、120、150 MeV 下的出射质子双微分截面而言,本文的结果略好于 ENDF/B6,且与实验值完全符合。图 5 示出了 200 MeV 下的出射质子双微分截面。ENDF/B6 库的计算、评价截止于 150 MeV,本文在现有实验数据的基础上把理论计算上推到 200 MeV。从图 5 可以看出,本文的计算结果与实验数据基本上符合。

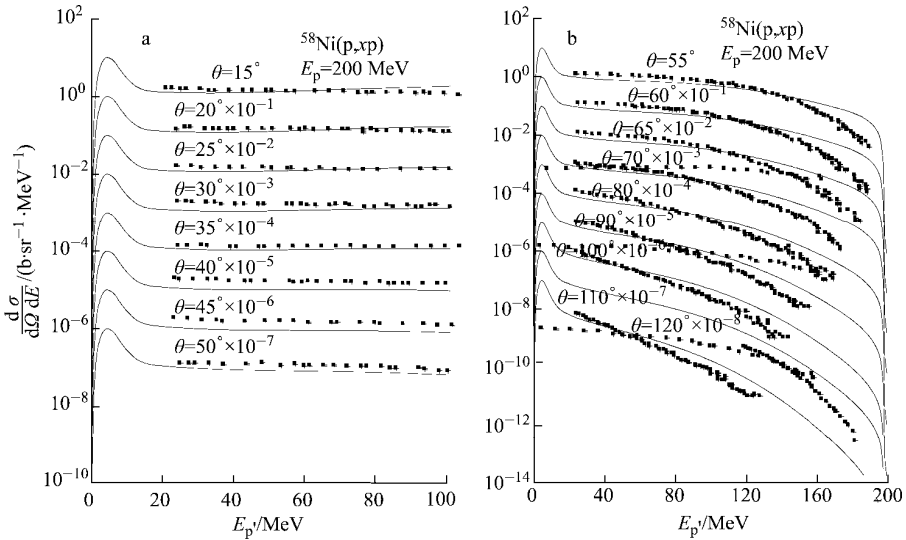


图 5 $p+^{58}\text{Ni}$ 在 200 MeV 处的出射质子双微分截面

Fig. 5 Double differential cross section of proton emission at 200 MeV for $p+^{58}\text{Ni}$

实线——理论曲线;虚线——ENDF/B6 结果;■——实验数据

图 6 示出 6 种粒子($n, p, \alpha, d, t, ^3\text{He}$)发射的单举截面。这种截面的实验数据非常稀少,仅在 164 MeV 处有实验数据(中子除外)。对于 p, d 和 ^3He ,本文的理论曲线通过实验点;对于 t 和 α ,计算值则明显高于实验值。

本文计算了各种余核的产生截面,其贡献均需从总反应(去弹)截面 σ_{non} 中来分配。

图 7 示出 (p, γ) 俘获截面,本文的理论曲线基本通过实验点。出射 $k(k=2, 3, 4, 5)$ 个质子的余核截面计算结果显示,本文的理论曲线与实验数据均接近。图 8 示出出射 1 个中子、 $k(k=1, 2, 3, 4, 5)$ 个质子的余核截面。在图 8a 中,文献[12]的实验数据较高,因该组实验数据

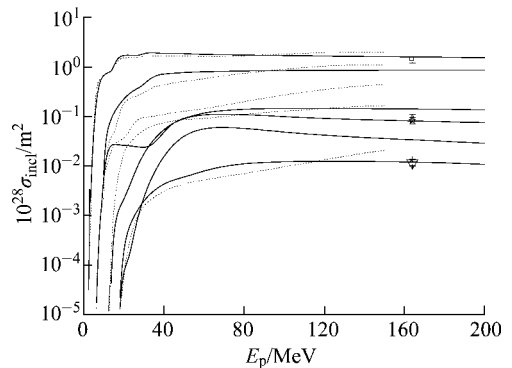


图 6 $p+^{58}\text{Ni}$ 的 6 种粒子发射单举截面

Fig. 6 Inclusive cross section of 6 particles emission for $p+^{58}\text{Ni}$

实线——理论曲线,从上至下分别为 $p, n, \alpha, d, t, ^3\text{He}$ 粒子;

虚线——ENDF/B6 结果,从上至下分别为 p, n, α, d, t 粒子;

实验数据: □—— p ; △—— d ; ▽—— t ; ●—— ^3He ; ★—— α

为累积截面,而本文的曲线与另外几家的实验数据相符合,因此是合理的;图 8b 中的实验数据由不同实验室的实验结果组成,它们自身之间不太一致,而我们的结果与其中 5 家的数据相吻合;图 8d 中,文献[12]的实验数据高于理论曲线,其原因也在于该实验数据为累积截面;除此之外,理论曲线基本上均通过实验点。出射 2 个中子和 $k(k=1,2,3,4,5)$ 个质子的余核截面计算结果表明,出射 1~3 个质子的理论曲线与实验数据符合不佳,这与各余核截面间的相互竞争较明显有关。图 9 所示为出射 3 个中子和 $k(k=1,2,3,4,5)$ 个质子的余核截面。在图 9a 中,本文与 ENDF/B6 的结果均与实验数据明显偏离;图 9b 中的两个实验数据相互矛盾,本文的结果与文献[13]的数据较接近;图 9c 中的数据均为累积截面,图 9d 中的数据也为累积截面,本文的结果低于累积截面是合理的;图 9e 中的理论曲线大多数处于实验误差以内,因此也是合理的。图 10 所示为出射 4 个中子和 $k(k=3,4,5,7)$ 个质子的余核截面。 $4n3p$ 的理论曲线高于实验值是因受 $3n4p$ 的影响,这属于同级之间的影响,一者增大,另一者则减

小, $3n4p$ 截面不应高于累积截面,所以, $4n3p$ 的截面无法再降低; $4n4p,4n5p,4n7p$ 的线基本上均通过实验点。图 11 所示为出射 5 个中子和 $k(k=5,6)$ 个质子的余核截面。理论曲线均与实验保持一致,其中,图 11b 中的实验数据是累积截面,本文的结果与实验数据^[14]相符合。图 12 所示为出射 6 个中子和 $k(k=5,6,7)$ 个质子的余核截面。本文 $6n5p$ 的结果与实验数据^[14]一致,本文和 ENDF/B6 的 $6n6p$ 结果与实验数据在误差范围以内相符合,本文 $6n2p$ 的结果略偏低些。

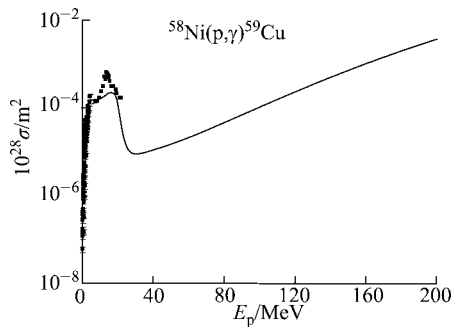


图 7 $p+^{58}\text{Ni}$ 的 (p, γ) 余核截面

Fig. 7 Residual cross section of (p, γ) for $p+^{58}\text{Ni}$
实线——理论曲线;■——实验数据

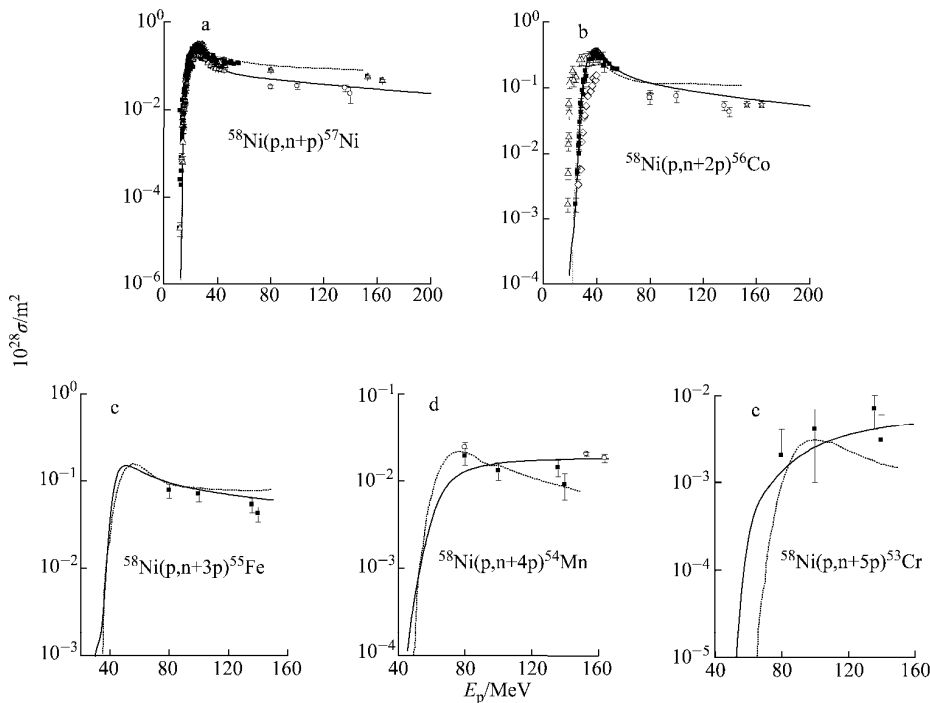
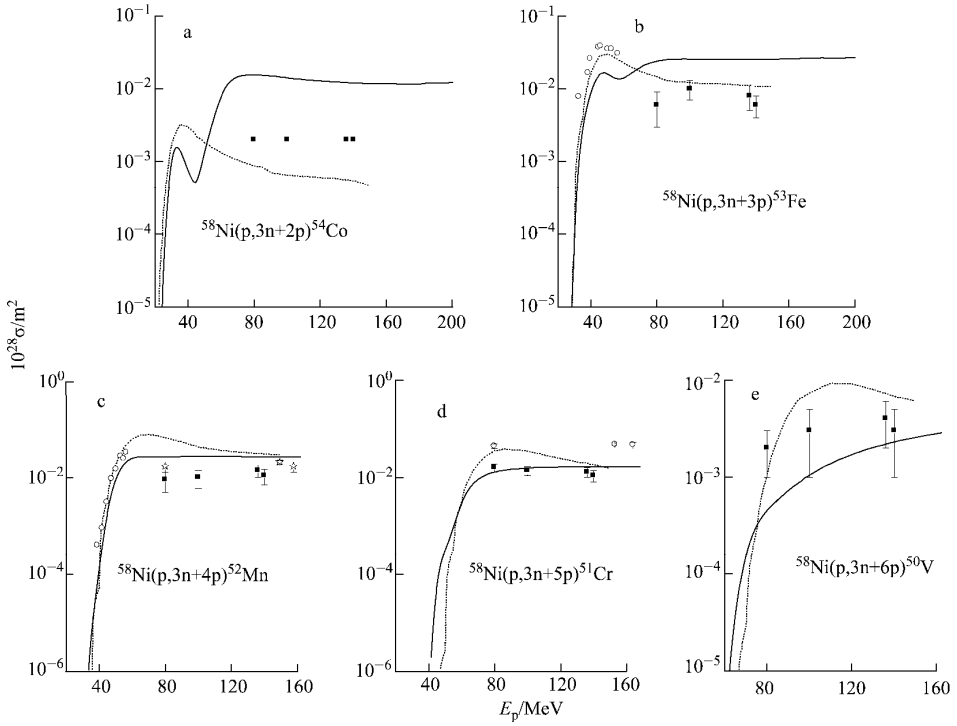


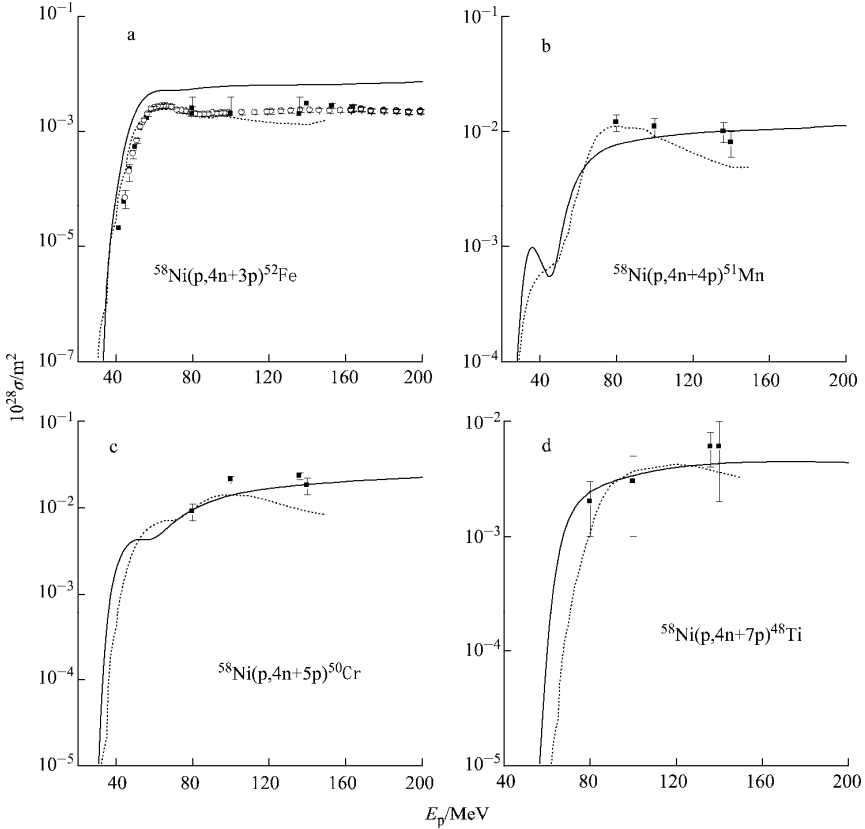
图 8 $p+^{58}\text{Ni}$ 的 $(p, n+kp)$ 余核截面

Fig. 8 Residual cross section of $(p, n+kp)$ for $p+^{58}\text{Ni}$

实线——理论曲线;虚线——ENDF/B6 结果;其余为不同文献下的实验数据点

图9 $p+^{58}\text{Ni}$ 的 $(p,3n+kp)$ 余核截面Fig. 9 Residual cross section of $(p,3n+kp)$ for $p+^{58}\text{Ni}$

实线——理论曲线；虚线——ENDF/B6 结果；其余为不同文献下的实验数据点

图10 $p+^{58}\text{Ni}$ 的 $(p,4n+kp)$ 余核截面Fig. 10 Residual cross section of $(p,4n+kp)$ for $p+^{58}\text{Ni}$

实线——理论曲线；虚线——ENDF/B6 结果；其余为不同文献下的实验数据点

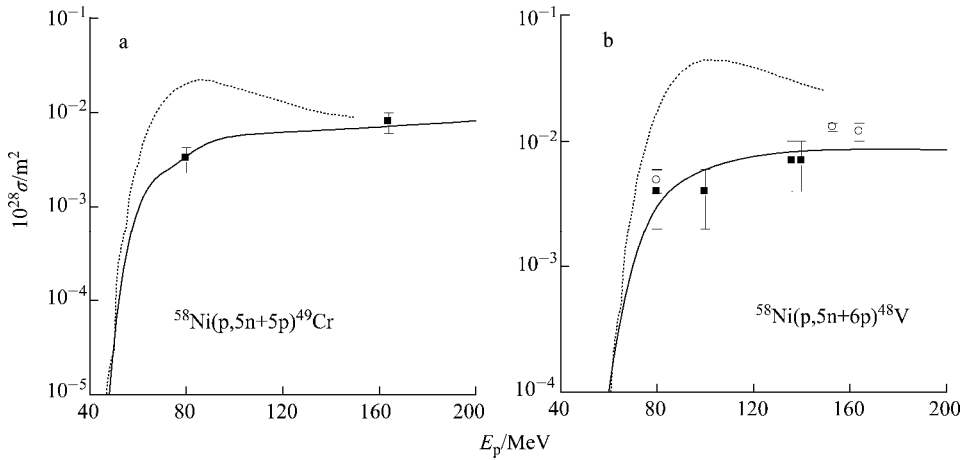


图 11 $p+^{58}\text{Ni}$ 的 $(p, 5n+kp)$ 余核截面

Fig. 11 Residual cross section of $(p, 5n+kp)$ for $p+^{58}\text{Ni}$

实线——理论曲线; 虚线——ENDF/B6 结果; 其余为不同文献下的实验数据点

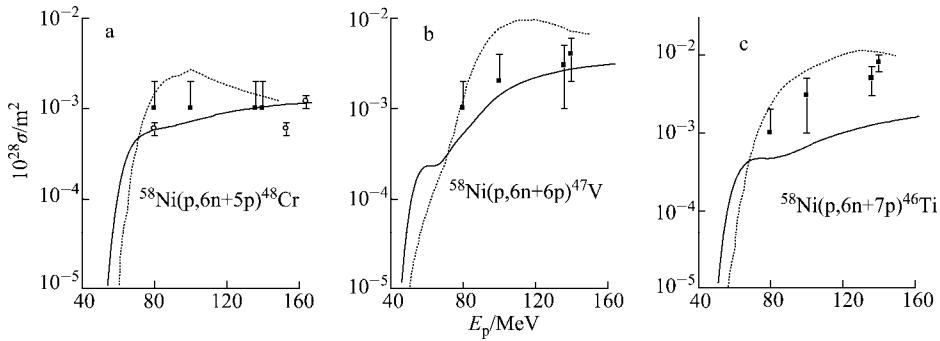


图 12 $p+^{58}\text{Ni}$ 的 $(p, 6n+kp)$ 余核截面

Fig. 12 Residual cross section of $(p, 6n+kp)$ for $p+^{58}\text{Ni}$

实线——理论曲线; 虚线——ENDF/B6 结果; 其余为不同文献下的实验数据点

各种余核截面的相互竞争较为明显。在调节各种余核截面的过程中发现, 在 (p, kp) 、 $(p, n+kp)$ 和 $(p, 2n+kp)$ 系列中, 上级对下级的影响较大。另外, $(p, 5p)$ 与 $(p, n+4p)$ 、 $(p, 2n+3p)$ 与 $(p, 3n+2p)$ 、 $(p, 3n+4p)$ 与 $(p, 4n+3p)$ 、 $(p, 3n+5p)$ 与 $(p, 4n+4p)$ 之间的同级相互竞争更明显些。

3 结论

本文计算了 $p+^{58}\text{Ni}$ 的总反应(去弹)截面、弹性散射角分布、能谱、双微分截面及各种余核截面, 计算结果在总体上与实验数据保持一致。与 ENDF/B6 库相比, 本文增加了 ^3He 核的计算, 并将能区上推到了 200 MeV。总体上看, 本文的计算结果与实验值的符合比

ENDF/B6 的结果更好些。少数理论计算结果与实验数据符合得不够好, 需作进一步的研究和改进。

参考文献:

[1] CAI Chonghai. MEND: A program for calculating the complete set of nuclear data of medium-heavy nuclei in medium-low energy region[J]. Nuclear Science and Engineering, 2006, 153: 93-97.

[2] SHEN Qingbiao. APMN: A program for automatically searching optimal optical potential parameters in the $E \leq 300$ MeV energy region[J]. Nuclear Science and Engineering, 2002, 141: 78-84.

[3] KALBACH C. Systematics of continuum angular distributions[J]. Physical Review, 1988, C37:

- 2 350-2 370.
- [4] 申庆彪. 低能和中能核反应理论(上册)[M]. 北京: 科学出版社, 2005: 275-276.
- [5] KONING A J, DELAROCHE J P. Local and global nucleon optical models from 1 keV to 200 MeV[J]. Nuclear Physics, 2003, A713: 231-310.
- [6] ZHANG Jingshang, WEN Yuanqi, WANG Shunuan, et al. Formation and emission of light particles in fast neutron induced reaction[J]. Communications in Theoretical Physics, 1988, 10: 33-44.
- [7] AKLEMANS J M, GRUPPELAAR H. Analysis of continuum gamma-ray emission in precompound-decay reactions[J]. Physics Letters, 1985, B157: 95-100.
- [8] DILG W, SCHANTI W, VONACH H, et al. Level density parameters for the back-shifted Fermi gas model in the mass range $40 < A < 250$ [J]. Nuclear Physics, 1973, A217: 269-298.
- [9] FURIHATA S, NIITA K, MEIGO S, et al. The GEM code: A simulation program for the evaporation and the fission process of an excited nucleus, JAERI-Data/Code 2001-015 [R]. Japan: JAERI, 2001.
- [10] GILBERT A, CAMERON A G. A composite nuclear-level density formula with shell corrections[J]. Canadian Journal of Physics, 1965, 43: 1 446.
- [11] COOK J L, FERGUSON H, MUSGROVE A R D. Nuclear level densities in intermediate and heavy nuclei[J]. Australian Journal of Physics, 1967, 20: 477-487.
- [12] IGNATYUK A V, SMIRENKIN G N, TISHIN A S. Phenomenological description of the energy dependence of the level density parameter[J]. Soviet Journal of Nuclear Physics, 1975, 21: 255-257.
- [13] JASTRZEBSKI J, KARWOWSKI H J, SADLER M, et al. Recoil ranges of nuclei produced in the interaction of 80-164 MeV protons with Ni[J]. Physical Review, 1980, C22: 1 443-1 453.

核反应堆主系统的排气方法和装置

【公开日】2006. 11. 29

【分类号】G21C1/0

【公开号】CN1871667

【申请号】200480031-035. 6

【申请日】2004. 10. 21

【申请人】阿海珐核能公司

【文摘】本发明涉及:给所述主系统充水,且使主系统中的水压建立在可使主泵运行的压力级上;使一回路的第主泵投入运行,其中回路设有一稳压管与稳压器连接;至少在第一主泵运行期间连续排出气体,气体包含在主系统中,且通过被泵驱动环流的水夹带到压力壳上部;停止第一主泵,且使其它主泵相继投入运行,然后使所有主泵同时运行,同时排放压力壳上部气体,并通过第一、二排气管在主系统的高点进行最终排气,其中第一、二排气管分别与压力壳的盖和稳压器连接。本发明还涉及在泵运行期间连续排出到达压力壳上部的气体的装置。

摘自中国原子能科学研究院《核科技信息》