

预复合反应的“一、二、无穷大” 模型与核尺度效应

潘 缉 智 姜 焕 清

(中国科学院高能物理研究所)

摘 要

本文讨论了在预复合反应的“一、二、无穷大”模型中有限核大小效应的影响。计算了90 MeV的质子在 ^{58}Ni 、 ^{90}Zr 和 ^{27}Al 上引起的单举质子发射谱以及 $^{27}\text{Al}(p, n)X$ 反应,结果与实验基本符合。

一、引 言

在几十 MeV 的核子(或其它粒子)与原子核的碰撞中,发现了与复合核机制有偏离的核子的发射:在大部分能区它的角分布不再是各向同性,而是出现了朝前峰,其能谱也不再呈指数衰减;但它又不像一步直接反应过程那样简单,在能量损失很大时,其角分布仍有各向同性的趋势。通常人们把这种反应叫“预平衡发射”或“预复合发射”,它是低能核反应中出现的普遍现象,引起了人们的广泛兴趣,并且进行了多年的研究^[1,2]。

现在已有多种不同的理论来解释预平衡反应发射的核子谱,像激子模型理论^[1,2],经典的核内级联过程计算以及多步直接反应理论^[3]等等,但它们都认为这种反应是核子-核子碰撞并导致原子核激发、衰变的多步过程。既然是多步过程,在处理时是否对每一步都应当平等看待,还是有主有次?它们之间的区别和联系又是什么?换句话说,多步过程中哪一步是重要的?又如何鉴别它们?这些,正如 Feshbach 所指出的^[4],是研究这类反应的中心问题。

姜焕清和许夫纳^[5]注意到如下的事实:

1. 在所考虑的能量区域,核子在核物质中的平均自由程是3—5fm,这与原子核的尺度相比是相当大的。因此,这样的核子不可能与原子核中的核子发生很多次碰撞。

2. 入射核子和靶核子的碰撞往往使前者损失很多的能量,平均来说,每一次碰撞都使人射核子动能减半。因此,由于原子核的束缚效应,经历了多次碰撞的核子很难直接发射出来,最后只能以复合核衰变的方式发射核子。所以,在预平衡发射中,多次碰撞不很重要。

基于这两点,他们把反应的双重微分截面按 $N-N$ 碰撞次数作展开,发现在14—90

MeV 能区,实际上对预平衡反应有贡献的只是一次加二次碰撞就足够了,大于二次的碰撞都可以放进复合核反应中加以处理. 这个观点可以简称为“一、二、无穷大”. 按照他们的看法,只要前两次处理得正确,就可以得到与实验符合的结果.

在文献[5]中对入射能为 14—90MeV 的 (p, p') , (p, n) 及 (n, n') 反应的计算和实验符合得很好,其中只有平均自由程是输入参数. 结果还表明:总的来说,在预平衡反应中一次碰撞是主要的;在出射能量较低时,即在能量损失较大的区域,二次碰撞的贡献才突出出来;只有在低能端,复合核的形成和衰变才是明显的.

这与其他人所得出的结论也是一致的. 例如, Blann^[6] 和 Anderson^[7] 也曾强调了第一次碰撞的重要性, Agassi 等^[11]在他们的激子模型的计算中也发现粒子-空穴的逐级激发中前三级对截面的贡献最大……. 事实上,前述几种理论对反应机制的解释各不相同,但结果都能在一定程度上与实验相符,这表明了他们之间存在着某种更本质的共同点——这种多步过程中只有最前面很少几步才是重要的. 然而,和那些理论相比,“一、二、无穷大”模型的物理图象更清楚,方法更简单,而且没有可调参数. 这个方法还可以用于更复杂的过程,如 π 吸收的计算和分析^[8,9].

可是,这个模型的计算是否可靠? 有两点是需要澄清的:

1. 所用的计算截面绝对大小的公式原则上是在高能条件下适用的. 在低能下,它的可靠性又将如何? 最近赵维勤和许夫纳对单次碰撞截面与反应总截面的比作了量子力学的计算^[10]. 结果表明,“一、二、无穷大”所得到的结果在 10%—20% 的误差范围内是可靠的.

2. 在他们的模型中所用的一次碰撞后的动量分布函数是假设入射粒子与无限大的核物质中一个核子相碰并考虑了泡利原理以后在动量空间内求得的结果. 换句话说,若把它展开成各种分波求和的话,是包括了无限多个分波的贡献. 而实际上,由于原子核的有限大小,真正起作用的分波只是有限的. 本文将用分波展开即按勒让德多项式展开的办法来研究这一问题. 在激子模型的处理中,文献[11]曾用同样的方法讨论过核尺度效应.

第二节将概括所用的公式,第三节我们将给出数值计算的结果以及与实验的比较. 最后作一些讨论.

二、公式概括

按照“一、二、无穷大”模型,核子引起的单核子发射双重微分截面可写为:

$$\frac{d\sigma}{dQdE} = \frac{d\sigma_1}{dQdE} + \frac{d\sigma_2}{dQdE} + \frac{d\sigma_c}{dQdE}. \quad (1)$$

式中各项可写成因子化的形式:

$$\frac{d\sigma_\alpha^{(\nu)}}{dQdE} = N_\alpha^{(\nu)} \sigma_\alpha(E_0) F_\alpha(Q, E, E_0), \quad \begin{matrix} (\alpha = 1, 2, c) \\ (\nu = p, n) \end{matrix} \quad (2)$$

其中 E_0 为核子的入射动能, $N_\alpha^{(\nu)}$ 是经过 α 次 $N-N$ 碰撞后发射的 ν 种核子的数目, σ_1 , σ_2 是几何因子,它给出反应截面的绝对值, F_n 是经过 n 次 $N-N$ 碰撞后发射核子的动量

分布函数,其表达式都已在文献[5]中给出.

不难证明, F_1 和 F_2 实际上都与 φ 角无关,故可以把它们都按勒让德多项式作展开,得

$$F_\alpha(Q, E, E_0) = \sum_{l=0}^{\infty} f_{\alpha l}(E, E_0) P_l(\cos\theta), \quad (\alpha = 1, 2) \quad (3)$$

其中

$$f_{\alpha l}(E, E_0) = \frac{2l+1}{4\pi} \int d\Omega F_\alpha(Q, E, E_0) P_l(\cos\theta) \quad (4)$$

再利用球函数的性质,即可得到

$$f_{2l}(E, E_0) = \frac{4\pi}{2l+1} \int dE' f_{1l}(E, E') f_{1l}(E', E_0), \quad (5)$$

F_c 是各向同性的. 只有 s 波,不存在“展开求和”的问题,本文不予讨论. 容易证明,

$$\frac{d\sigma}{dE} = \int \frac{d\sigma}{d\Omega dE} d\Omega = 4\pi \sum_{\alpha=1,2} N_\alpha \sigma_\alpha f_{\alpha 0} + 4\pi N_c \sigma_c F_c \quad (6)$$

其中

$$f_{10} = \frac{C(E_0)}{4\pi E_0} \begin{cases} 1, & \text{当 } E \leq E_0 - E_F \\ 1 - \left(1 - \frac{E_0 - E}{E_F}\right)^{3/2}, & \text{当 } E \geq E_0 - E_F \end{cases} \quad (7)$$

而且

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \sum_{\alpha=1,2} N_\alpha \sigma_\alpha \sum_l P_l(\cos\theta) \int dE f_{\alpha l}(E, E_0) + \frac{N_c \sigma_c}{4\pi}. \quad (8)$$

考虑到核的实际大小,按角动量的经典概念及量子效应,应当根据核的大小及入射动量 k_0 对分波求和取截断近似. l_{\max} 则可以由下式定出:

$$\sqrt{l_{\max}(l_{\max} + 1)} = k_0 R + 2, \quad (9)$$

这里, R 是靶核半径.

利用上式公式,我们就可以计算 (p, p') 、 (p, n') 、 (n, p') 及 (n, n') 反应的双重微分截面和角分布以及能谱.

三、计算结果和讨论

我们计算了入射动能为 90 MeV 的质子与 ^{58}Ni 和 ^{90}Zr 相碰后出射的质子双重微分截面以及在 ^{27}Al 上发生的 (p, p') 和 (p, n') 反应的双重微分截面. 所用的核密度分布为

$$\rho(r) = \left[1 + \exp\left(\frac{r - C_1}{C_2}\right)\right]^{-1}, \quad (10)$$

其中的参数 C_1, C_2 取自符合电子散射实验的结果^[12], E_F 和 E_B 分别取自文献[13]和[14]. λ_{eff} 取为 3fm^[5]. 按照(9)式的估算,对 ^{58}Ni , ^{90}Zr 和 ^{27}Al 三个靶核,在入射动能为 90 MeV 的情况下, l_{\max} 分别取为 10, 11 和 8.

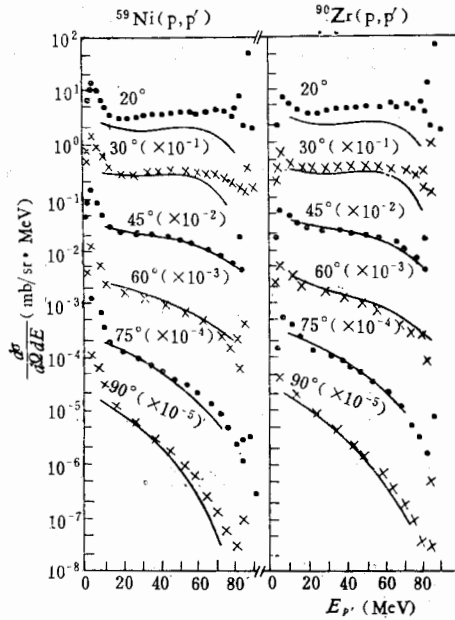


图1 $^{58}\text{Ni}(p, p')$ 和 $^{90}\text{Zr}(p, p')$ 反应的双重微分截面, 曲线是理论结果, 实验取自文献[15]

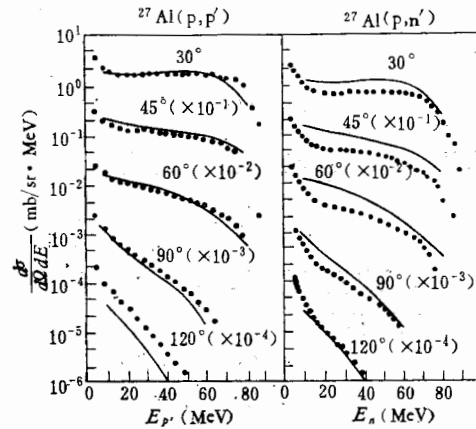


图2 $^{27}\text{Al}(p, p')$ 和 $^{27}\text{Al}(p, n)$ 反应的双重微分截面, 曲线是理论结果, 实验取自文献[7]

图1给出90 MeV的质子在 ^{58}Ni 和 ^{90}Zr 上反应出射质子谱的理论曲线和实验的比较. 实验取自文献[15]. 从这两个不同核上的实验可以看出, 在相同的出射角, 其出射质子能谱的形状及绝对值都很接近. 当出射角增大时, 其能谱的形状随能量增加下降得更快. 这些特点在我们的计算中也反映出来. 理论曲线在形状和绝对值上都与实验大致相符. ^{58}Ni 和 ^{90}Zr 这两个核的 E_F 相差不大, 密度分布也比较接近. 所以, 对这两个核计算所得到的 σ_n 和 F_n 不应有很大差别. 这就是这两个核上的双重微分截面比较相似的理由.

图2中是90 MeV的质子在 ^{27}Al 上引起的单举质子和中子能谱, 从实验上[7]可以看出, 在同一出射角和能量区域, 质子和中子的产额比都大于1; 在能量较低的区域, 这个比稍小些. 我们的计算定性给出了这一特点. 在能谱的高能端, 截面主要由一次碰撞决定, 而当入射粒子为质子时, 按(1)、(2)应有

$$\frac{d\sigma^{(p)}}{dE d\Omega} / \frac{d\sigma^{(n)}}{dE d\Omega} \approx N_1^{(p)} / N_1^{(n)} \approx 1.9.$$

每一次碰撞使入射粒子动能平均减半, 所以, 二次碰撞后的出射粒子主要集中在低能区, 这时有

$$\frac{d\sigma^{(p)}}{dQ dE} / \frac{d\sigma^{(n)}}{dQ dE} \approx N_2^{(p)} / N_2^{(n)} \approx 1.2,$$

可见中子截面相对增高.

几个图中的实验点都表明低能端微分截面各向同性并随能量增加呈指数衰减, 这相应于复合核衰变, 前已指出, 在这里, 核的尺度效应对“一、二、无穷大”模型没有修正, 这部分计算从略 (即不包括公式(1)中右边第三项). 由于没有计入其它象直接反应和巨共振

等在小角度散射中起重要作用的反应机制, 使在 $\theta = 20^\circ$ 时算出的双重微分截面比实验值低了一半. 当然, 随着入射能量的提高, 这模型所采用的自由核子-核子散射微分截面在整个出射能区都各向同性的假定也会和愈益明显的散射的朝前峰特点渐有偏离.

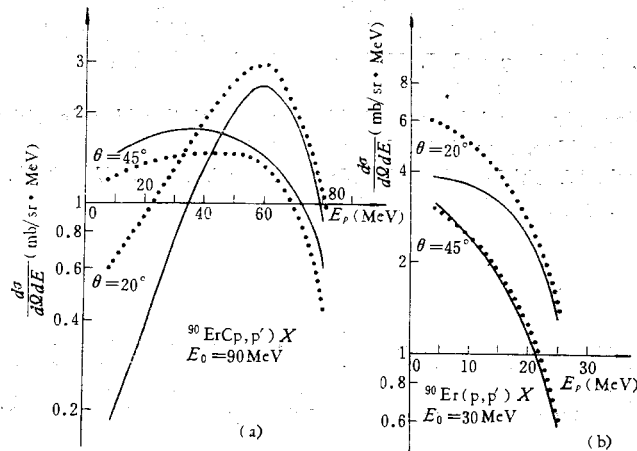


图 3 不同能量和角度下一次碰撞后的双重微分截面. 实线和虚线分别为计入和不计入核尺度效应的计算结果

$$(a) \text{---} N_1 \sigma_1 \sum_{l=0}^{11} f_{1l} P_l \quad (b) \text{---} N_1 \sigma_1 \sum_{l=0}^8 f_{1l} P_l$$

$$\text{.....} N_1 \sigma_1 F_1 \quad \text{.....} N_1 \sigma_1 F_1$$

l 的有限截断对无限大核物质中所得的结果有一些修正. 图 3 给出了在不同入射能量和角度下一次碰撞后的双重微分截面. 虚线是按公式 (2) 计算的结果, 实线是根据式 (3) 展开取的截断近似. 从比较中可以看出, 在主要由一次碰撞所决定的区域内 ($30^\circ \leq \theta \leq 60^\circ$, $E \geq E_0/2$), 两者相差一般在 10% 或 20% 以内. 当能量损失较大时 (即双重微分截面的低能端), l 的有限截断对一次碰撞截面影响较大, 但对这一能区的主要贡献来自二次或多次碰撞, 而分波截断对后者影响很小, 所以, “一、二、无穷大”模型的计算中高分波影响不大, 故其公式和结论是可靠的.

由此可见, 用本文中的方法计算散射截面, 通过和实验比较, 进一步验证了“一、二、无穷大”模型对处理预平衡反应的有效性, 这对研究这类反应及其它更复杂的过程是有意义的.

作者感谢 J. Hüfner 教授对本工作所作的有益建议. 感谢高能所核理论组同事们的讨论.

参 考 文 献

- [1] D. Agassi, H. A. Weidenmüller and G. Mantzouranis, *Phys. Lett.*, **22C**(1975), 145; **57B** (1975), 220; *Z. Phys.*, **A276** (1976), 145.
- [2] S. F. Tsai, et al., *Phys. Rev.*, **C11**(1975), 1634; *Phys. Lett.*, **73B** (1978), 247; T. Tamura et al., *Phys. Lett.*, **66B** (1977), 109.
- [3] H. Feshbach, *Rev. Mod. Phys.*, **46** (1974), 1; H. Feshbach et al., *Ann. of Phys.*, **125** (1980),

429.

- [4] H. Feshbach, *Nucl. Phys.*, **A354** (1981), 577.
- [5] H. C. Chiang and J. Hüfner, *Nucl. Phys.*, **A349**(1980), 466.
- [6] M. Blann, *Nucl. Phys.*, **A213**(1973), 570.
- [7] B. D. Anderson et al., *Phys. Rev. Lett.*, **46** (1981), 226.
- [8] H. C. Chiang and J. Hüfner, *Nucl. Phys.*, **A352**(1981), 442.
- [9] F. Hachenberg, H. C. Chiang and J. Hüfner, *Phys. Lett.*, **97B** (1980), 183.
- [10] W. Q. Chao, F. Hachenberg and J. Hüfner, *Nucl. Phys.*, (待发表)
- [11] 王书暖等, *原子核物理* **4**(1982); 104.
- [12] Landolt-Börnstein; Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology.
- [13] E. J. Moniz et al., *Phys. Rev. Lett.*, **26** (1971), 445.
- [14] J. H. E. Mattauch, W. Thiele and A. H. Wapstra, *Nucl. Phys.*, **67** (1965), 1.
- [15] J. R. Wu et al., *Phys. Rev.* **C19** (1979), 698.

“ONE, TWO, INFINITY” MODEL FOR PRECOMPOUND REACTION AND NUCLEAR SIZE EFFECT

PAN JI-ZHI CHIANG HUAN-CHING

(Institute of High Energy Physics, Academia Sinica)

ABSTRACT

The influence of limited nuclear size effect to “One, two, infinity” model for precompound reactions is discussed. The inclusive proton spectra in ^{58}Ni , ^{90}Zr , $^{27}\text{Al}(p, p')$ reactions and the inclusive neutron spectra from $^{27}\text{Al}(p, n)$ reaction at 90 MeV are calculated. The results are in a good agreement with the data.