

(3) 应用选择定则,作  $K$  选择限制.

(4) 作  $x(K)$  的傅里叶变换.

文献[11]报道了倾动样品后,在两个不同的散射角得到的石墨的 EELS 谱. 在散射波矢平行石墨的  $c$  轴时,在下一层的(0002)面上的碳原子的最近邻对 EXELFS 有最大贡献. 而在散射波矢垂直  $c$  轴时,最大的贡献是来自同一个(0002)面上最近邻.

EXELFS 可用作测定电子束照射的局部区域的结构. 当样品置于一特定的晶体学方向时,能测定所要求的特殊的近邻原子间隔.

### 参 考 文 献

[1] D. C. Joy & D. M. Maher, *Journal of Microscopy*, 114 (1978), 117.

[2] Crewe et al., *Rev. Sci. Instrum.*, 42(1971), 411.  
[3] Egerton & Lyman, *Advances in Electron Microscopy & Analysis Proc. EMAG 75*, Ed. by J. A. Vanables, Bristol, (1975), 35.  
[4] D. C. Joy Introduction to Analytical Electron Microscopy, Plenum Press, Ed. by J. J. Hren et al., New York and London, (1979), 225.  
[5] J. J. Hren et al., Introduction to Analytical Electron Microscopy, Plenum Press, New York, (1979), 278.  
[6] 魏光普, *物理*, 12(1983), 663.  
[7] J. J. Hren et al., Introduction to Analytical Electron Microscopy, Plenum Press, New York, (1979), 259.  
[8] D. C. Joy, R. F. Egerton and D. M. Maher, *Proc. 12th Ann. SEM Symposium*, (1979).  
[9] R. F. Egerton, *Ultramicroscopy*, (1979).  
[10] O. L. Krivanek, *Proc. of EMSA 39th Meeting*, (1981), 216.  
[11] M. Disko et al., *Proc. of EMSA 39th Meeting*, (1981), 192.

## 原子核反应和它的模型理论

苏宗涤 萨本豪 周春梅

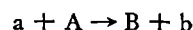
(中国科学院原子能研究所)

### 一、核反应概况

自从1919年卢瑟福用 $\alpha$ 粒子轰击 $^{14}\text{N}$ 核第一次实现人工核反应以来,人们完成了几千种核反应,揭示出丰富多彩的核反应现象. 反应核谱学提供了许多核结构的知识,特别是有关核的高激发态的信息. 核反应释放的核能为人类开辟了新的能源. 它又是生产不稳定同位素的重要方法,这些同位素已经被广泛地应用于工业、农业和医学等方面. 核反应的研究不仅是核物理基础研究的一个重要方面,而且还有着很大的实际意义. 六十年来,进行核反应研究的手段和探测技术有了很大的发展,揭示的新的反应现象促进了人们对核反应机制的了解和认识. 特别是五十年代以来,高能加速器和重离子加速器相继建成,进一步扩展了核反应的研究领域.

原子核反应是指用一定能量的人射粒子(如  $n$ ,  $p$  等)轰击靶核,由于它们之间的相互作用所引起的各种变化过程. 用比  $\alpha$  粒子还重的离子作入射粒子引起的核反应称为重离子核反应. 由高能加速器产生的高能粒子,或宇宙线中的高能粒子引起的核反应称为高能核反应. 到目前为止,大部分核反应工作都集中在能量不太高的中子、质子等轻粒子引起的核反应上,对这类反应也了解得比较清楚. 重离子核反应和高能核反应是当前核反应研究的前沿领域,我们面临着这些领域中揭示出的新现象的挑战.

核反应一般可记为  $A(a, b)B$ , 或用



表示.  $a$  和  $A$  分别是入射粒子和靶核,  $b$  和  $B$  为出射粒子和剩余核. 由于仅有一个出射粒子,这类反应称为二体反应. 当然,在  $a$  的能量较高时,反应可同时发射两个或多个出射粒子,这

种反应称为三体或多体崩裂反应。

通常,核反应可以按照入射粒子的不同,分成中子核反应,带电粒子(p, d, t, α等)核反应以及由γ光子或电子所引起的核反应等。按照入射粒子的能量E,可分成低能核反应(E < 50MeV)、中能核反应(50MeV < E < 1000MeV)和高能核反应(E > 1000MeV)。按照靶核质量数A的不同,又可分成轻核反应(A < 25)、中重核反应(25 < A < 80)和重核反应(A > 80)。

对于一定的人射粒子和靶核,当E也确定的情况下,可能发生的反应过程往往不止一个。当然这些过程要受电荷数守恒、质量数守恒、能量守恒等等的限制。例如2.5MeV的氘轰击<sup>6</sup>Li,发生的反应过程有:<sup>6</sup>Li(d, d)<sup>6</sup>Li, <sup>6</sup>Li(d, p<sub>0</sub>)<sup>7</sup>Li, <sup>6</sup>Li(d, p<sub>1</sub>)<sup>7</sup>Li, <sup>6</sup>Li(d, p<sub>2</sub>)<sup>7</sup>Li, <sup>6</sup>Li(d, <sup>4</sup>He)<sup>4</sup>He, ...。其中p<sub>0</sub>, p<sub>1</sub>和p<sub>2</sub>分别相应于出射质子有不同的动能。对应于每一种反应过程,称为一个反应道。反应前的道称为入射道,反应后的道称为出射道。又如n + <sup>235</sup>U反应,当E ≤ 4MeV时,出射道有(n, n), (n, n'), (n, f)及(n, γ)。而当E ~ 10MeV时,除上述反应道外,还有(n, 2n), (n, n'f)等反应道。

上述例中,<sup>6</sup>Li(d, d)<sup>6</sup>Li, <sup>235</sup>U(n, n)<sup>235</sup>U, 不仅反应前后的产物没变,而且动能也不变。这种反应就是弹性散射,它不引起靶核内部状态的变化。对于<sup>235</sup>U(n, n')<sup>235</sup>U反应,虽然反应产物没变,但由于有能量交换而使剩余核处于激发态,这种反应称为非弹性散射。其它的反应,都有反应产物的改变,统称为反应。

核反应的研究可归结为下面四个问题:

1. 对于一个确定的反应,发生反应的几率是多少呢?为此引入截面的概念,

$$\sigma = \frac{\text{单位时间发生的反应数}(N)}{[\text{单位时间的入射粒子数}(I) \times \text{单位面积的靶核数}(R)]} \quad (1.1)$$

σ表示一个人射粒子同单位面积上一个靶核发生反应的几率。若N是通过所有反应道的总反应数,则σ是总(全)截面σ<sub>t</sub>。若N仅是某一个反应道的反应数,则σ为相应的分截面。如弹

性散射截面σ<sub>el</sub>,又如中子引起的非弹截面σ<sub>n,n'</sub>,裂变截面σ<sub>n,f</sub>,辐射俘获截面σ<sub>n,r</sub>等分别表示发生这些反应的几率。显然,σ<sub>t</sub>等于所有分截面之和。各种截面均和入射粒子的能量有关,σ随E的变化关系称激发函数(或激发曲线)。

2. 考察出射粒子在空间的分布能更细致地反映出反应的特征,这些数据有助于了解核力和原子核的状态。实验上发现,反应中各方向的出射粒子数不相同,这表明在不同方向反应几率不等。若(1.1)式中的N表示和入射方向夹角为θ方向单位立体角的反应数,则得到微分截面σ(θ),且

$$\sigma = 2\pi \int_0^\pi \sigma(\theta) \sin\theta d\theta, \quad (1.2)$$

为相应的积分截面(或截面)。σ(θ)随θ的变化曲线又称角分布。不同的反应σ(θ)的形状可以不同,它也随E的不同而有所变化。常见的有各向同性,90°前后对称,前倾的,后倾的以及起伏的。

3. 描写反应中出射粒子的能量分布是能谱dσ/dE',它反映随出射粒子能量E'的不同,其反应几率也不同。一个典型的出射质子的能谱给在图1。由图可见,在谱的高能端出射质子有离散的能量,相应于剩余核的分立的低激发态。随E<sub>0</sub>'的减小,也即剩余核激发能的增加,当能级加密到足够大时,出射质子的能谱呈连续状。在谱的低能端,有麦克斯韦分布的特征。而谱的峰位在库仑位垒V<sub>c</sub>附近。

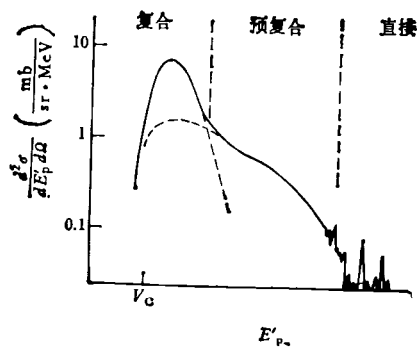


图1 出射质子能谱示意图

4. 无论是入射粒子和靶核，还是出射粒子和剩余核都有一定自旋。例如中子自旋  $i = \frac{1}{2}$ ，在空间可以有两种取向——自旋向上和向下。反应几率随自旋取向不同而不同，这就是极化问题。极化实验要求较高，当不考虑极化时，是对自旋在空间各种取向求平均的结果。

几十年来，通过大量实验现象的观测和分析，提供了许多有关核反应的知识与信息。今天，我们对核反应的进程及机制已有相当的了解。外斯科夫 (Weisskopf)<sup>[1]</sup> 在 1957 年给出核反应的一个粗略图象，他按照反应的时间顺序，把反应分成三个阶段：独立粒子阶段，复合系统阶段及最后阶段 (见图 2)。包括了在其特征上很不相同的两种反应机制：复合核反应和直接反应。不同的反应阶段和不同的反应机制，理论上的处理方法也不同。建立的各种模型理论能成功地解释许多实验现象。

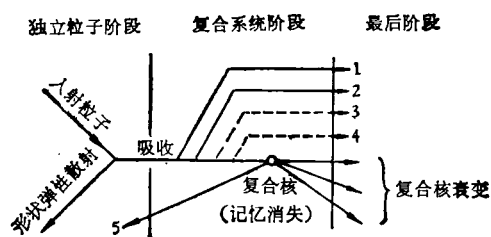


图 2 核反应的外斯科夫图象

1. 表面直接作用； 2. 体内直接作用； 3. 多次碰撞； 4. 集体激发； 5. 复合核弹性散射

此外，六十年代新的实验现象揭示出在介于直接反应和复合核反应之间有新的反应机制，即预平衡发射。有关的内容将在下面几节中作详细讨论。

## 二、核反应问题的一般理论描述

当能量为  $E$  的入射粒子  $a$  打在靶核  $A$  上，按照外斯科夫的图象可以把  $a$  看成是在靶核核场中运动。犹如光波射到半透明的介质上，一部分受到反射和透射，一部分被吸收。当  $a$  进入到靶核核场作用范围，也有两种情况：一部

分直接被靶核散射出来，这就是形状弹性散射 (或势散射)，另一部分被靶核吸收。故  $\sigma_t(E)$  是相应上述两部分截面——形状弹性散射截面  $\sigma_{sc}(E)$  和  $\sigma_a(E)$  之和：

$$\sigma_t(E) = \sigma_{sc}(E) + \sigma_a(E). \quad (2.1)$$

由于  $a$  可以看作是在靶核的平均场中运动，这被称为独立粒子阶段。描述它的是光学模型，能给出  $\sigma_t(E)$ 、 $\sigma_{sc}(E)$  及  $\sigma_a(E)$ 。按照上节指出的两种反应机制，又可将  $\sigma_a(E)$  分成直接相互作用截面  $\sigma^{DR}(E)$  和复合核反应截面  $\sigma^{CN}(E)$ ，即

$$\sigma_a(E) = \sigma^{DR}(E) + \sigma^{CN}(E). \quad (2.2)$$

在弹性散射中，除了形弹之外，还有经过复合核后又以原道衰变的部分，即复合核弹性散射。实验上观测的应是它们之和：

$$\sigma_{el}(E) = \sigma_{sc}(E) + \sigma_{cc}(E). \quad (2.3)$$

$\sigma_{el}(E)$  是弹性散射截面， $\sigma_{cc}(E)$  是复合核弹性散射截面。图 3 画出这些截面之间的关系：

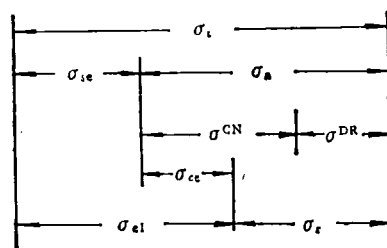


图 3 各种截面关系的示意图

总截面中除掉  $\sigma_{el}(E)$  外剩下的部分叫做反应截面  $\sigma_r(E)$  或去弹截面  $\sigma_{non}(E)$ ，即

$$\sigma_t(E) = \sigma_{el}(E) + \sigma_r(E), \quad (2.4)$$

或

$$\sigma_a(E) = \sigma_{cc}(E) + \sigma_r(E). \quad (2.5)$$

理论上描述各种截面是通过  $S$  矩阵， $S$  的元  $S_{c'c}$  又是用道指标  $c$  和  $c'$  标志的。道  $c$  是一组完全描写核反应的量子数  $c = [\alpha(i\pi_i, l\pi_l), l, s \text{ (或 } j), J, \pi]$ 。其中  $\alpha$  表示  $a$  和  $A$  是什么，以及它们所处的态 (能量，自旋  $i, l$ ，宇称  $\pi_i, \pi_l$ ) 是什么。  $l$  是  $a$  和  $A$  之间的相对运动轨道角动量。

而道自旋

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{S} &= \mathbf{i} + \mathbf{I} \text{ 或 } \mathbf{j} = \mathbf{i} + \mathbf{I}, \\ \text{复合系统总自旋} \\ \mathbf{J} &= \mathbf{S} + \mathbf{I} \text{ 或 } \mathbf{J} = \mathbf{j} + \mathbf{I}, \\ \text{复合系统总宇称} \\ \pi &= (-1)^{l_i} \pi_i \pi_l. \end{aligned} \right\} \quad (2.6)$$

对于出射部分, 用和上面同样意义的一组量子数标志出射道  $c' = [\alpha'(i'\pi'_l, l'\pi'_l), l', s' \text{ (或 } j')J', \pi']$ , 只不过这些量均指出射粒子和剩余核而已.  $S_{cc'}$  表示  $c$  道入射, 反应后以  $c'$  道出射的出射波振幅.

能量为  $E_c$  ( $E_c$  表示在质心系中的能量, 它和实验室系能量  $E$  之间的关系是  $E_c = \frac{M_A}{m_a + M_A} \times E$ ) 的入射粒子  $a$ , 可看作沿  $z$  轴传播的平面波  $\exp(iK_a Z_a)$ , 其中  $K_a = 1/\lambda_a = \sqrt{2\mu E_c}/\hbar$ , 总可展成各种轨道角动量分波的叠加:

$$\begin{aligned} \exp(iK_a Z_a) &\xrightarrow{r_a \rightarrow \infty} \frac{i\sqrt{\pi}}{K_a r_a} \sum_l \sqrt{2l+1} \\ &\times \left\{ \exp\left[-i\left(K_a r_a - \frac{l}{2}\pi\right)\right] \right. \\ &\left. - \exp\left[i\left(K_a r_a - \frac{l}{2}\pi\right)\right] \right\} Y_{l0}(\theta_a, \varphi_a), \end{aligned} \quad (2.7)$$

右端第一项是入射波, 第二项是出射波. 在没有反应的情况下, 粒子有进也有出, 而且入射波和出射波的振幅相等. 但有了反应后, 由于  $a$  和  $A$  的相互作用, 对于确定的入射道  $c(\alpha, l)$  会产生各种可能反应道的出射波, 而且每个出射波的振幅是一定的. 至于有那些开道, 振幅的大小, 完全由  $a + A$  这对反应物及  $E_c$  决定. 每个出射波的振幅用  $S_{\alpha l, \alpha' l'}$  表示.

对原道  $\alpha, l$

$$\begin{aligned} \psi_l(r_a) &\xrightarrow{r_a \rightarrow \infty} \frac{i\sqrt{\pi}}{K_a r_a} \left\{ \exp\left[-i\left(K_a r_a - \frac{l}{2}\pi\right)\right] \right. \\ &\left. - S_{\alpha l, \alpha l} \exp\left[i\left(K_a r_a - \frac{l}{2}\pi\right)\right] \right\} Y_{l0}(\theta_a, \varphi_a), \end{aligned} \quad (2.8)$$

和(2.7)式比较, 反应引起振幅改变了

$$(1 - S_{\alpha l, \alpha l}).$$

对于其它道  $\alpha', l$ , 无反应时没有出射波; 有反应时, 会产生具有一定振幅的出射波:

$$\begin{aligned} \psi_l(r_{a'}) &\xrightarrow{r_{a'} \rightarrow \infty} -\frac{i\sqrt{\pi}}{K_{a'} r_{a'}} \sqrt{\frac{v_a}{v_{a'}}} \\ &\times S_{\alpha l, \alpha' l} \exp\left[i\left(K_{a'} r_{a'} - \frac{l}{2}\pi\right)\right] Y_{l0}(\theta_{a'}, \varphi_{a'}), \end{aligned} \quad (2.9)$$

其中  $\sqrt{\frac{v_a}{v_{a'}}$  是考虑到两个道的粒子流速度的不同.

一般而言, 对于入射道  $c$ , 反应后会有各种可能的出射道  $c'$ , 而入射道  $c$  也可以有多种. 这样一组描写  $c$  道入射,  $c'$  道出射的出射波振幅的系数, 称为  $S$  矩阵. 它的维数由可能的开道数目来确定. 反应前后出射波振幅变化的绝对值平方  $|\delta_{cc'} - S_{cc'}|^2$  给出反应几率, 平均截面为

$$\overline{\sigma_{cc'}} = \pi k_c^2 \langle |\delta_{cc'} - S_{cc'}|^2 \rangle, \quad (2.10)$$

其中  $\overline{\sigma_{cc'}} = \langle \sigma_{cc'} \rangle$  表示对能量的平均, 只有平均截面才和实验观测值相对应. 关于(2.10)式的推导, 只要分别将(2.7), (2.8)及(2.9)式代入流量公式, 并求出射波和入射波的流量之比即得<sup>[2]</sup>. (2.10)式用更一般的形式给出  $c$  道入射,  $c'$  道出射平均截面表达式.

从物理上的普遍对称性要求可以得到  $S$  矩阵的很多重要性质: 角动量守恒要求  $J = J'$ ; 宇称守恒要求  $\pi = \pi'$ ; 时间反演不变性可得到  $S$  矩阵的对称性, 即  $S_{cc'} = S_{c'c}$ . 由它的对称性容易得到细致平衡公式:

$$\overline{\sigma_{cc'}}/k_c^2 = \overline{\sigma_{c'c}}/k_{c'}^2. \quad (2.11)$$

由流量守恒能得到  $S$  矩阵的么正性:

$$S^+ S = S S^+ = 1,$$

$$\left. \begin{aligned} \text{或} \\ \sum_c |S_{cc'}|^2 = 1, \quad \sum_{c'} \langle |S_{cc'}|^2 \rangle = 1. \end{aligned} \right\} \quad (2.12)$$

由(2.10)式并利用(2.12)式可得到总截面:

$$\sigma_t(c) = \sum_{c'} \overline{\sigma_{cc'}} = 2\pi k_c^2 (1 - \text{Re} \langle S_{cc} \rangle). \quad (2.13)$$

利用下面的定义:

$$\sigma_{cc'}^{\text{DR}} = \pi k_c^2 |\delta_{cc'} - \langle S_{cc} \rangle|^2, \quad (2.14)$$

$$\sigma_{cc'}^{\text{CN}} = \pi k_c^2 \langle |S_{cc'} - \langle S_{cc'} \rangle|^2 \rangle$$

$$\text{或} \quad = \pi \lambda_c^2 \{ \langle |S_{cc'}|^2 \rangle - |\langle S_{cc'} \rangle|^2 \}. \quad (2.15)$$

来自直接反应的贡献是缓变的, 用  $\langle S_{cc'} \rangle$  定义直接反应截面  $\sigma_{cc'}^{\text{DR}}$ . 描写快变部分是涨落

$$S_{cc'} - \langle S_{cc'} \rangle, \quad \langle |S_{cc'} - \langle S_{cc'} \rangle|^2 \rangle$$

给出涨落截面, 即复合核反应截面. 显然

$$\overline{\sigma_{cc'}} = \sigma_{cc'}^{\text{DR}} + \sigma_{cc'}^{\text{CN}}. \quad (2.16)$$

对于弹性道 (即  $c = c'$ ) 的情况:

$$\sigma_{sc}(c) = \sigma_{cc}^{\text{DR}} = \pi \lambda_c^2 |1 - \langle S_{cc} \rangle|^2, \quad (2.17)$$

$$\sigma_{cc}(c) = \sigma_{cc}^{\text{CN}} = \pi \lambda_c^2 \{ \langle |S_{cc}|^2 \rangle - |\langle S_{cc} \rangle|^2 \}. \quad (2.18)$$

那么

$$\begin{aligned} \sigma_{el}(c) &= \sigma_{sc}(c) + \sigma_{cc}(c) = \overline{\sigma_{cc}} \\ &= \pi \lambda_c^2 \langle |1 - S_{cc}|^2 \rangle. \end{aligned} \quad (2.19)$$

对于吸收截面:

$$\begin{aligned} \sigma_a(c) &= \sigma_a^{\text{DR}}(c) + \sigma_a^{\text{CN}}(c) \\ &= \sum_{c' (\neq c)}' \sigma_{cc'}^{\text{DR}} + \sum_{c'} \sigma_{cc'}^{\text{CN}}. \end{aligned} \quad (2.20)$$

把(2.14)和(2.15)式代入, 并利用  $S$  矩阵的么正性, 则

$$\sigma_a(c) = \pi \lambda_c^2 (1 - |\langle S_{cc} \rangle|^2) = \pi \lambda_c^2 T_c, \quad (2.21)$$

其中  $T_c$  为穿透系数, 且

$$T_c = 1 - |\langle S_{cc} \rangle|^2. \quad (2.22)$$

反应截面  $\sigma_r(c)$  和总截面又可写为:

$$\begin{aligned} \sigma_r(c) &= \sigma_t(c) - \sigma_{el}(c) \\ \text{或} \quad &= \sigma_a(c) - \sigma_{cc}(c) \\ &= \pi \lambda_c^2 \{ 1 - \langle |S_{cc}|^2 \rangle \}. \end{aligned} \quad (2.23)$$

$$\begin{aligned} \sigma_t(c) &= \sigma_{sc}(c) + \sigma_a(c) \\ \text{或} \quad &= \sigma_{el}(c) + \sigma_r(c) \\ &= 2\pi \lambda_c^2 \{ 1 - \text{Re} \langle S_{cc} \rangle \}. \end{aligned} \quad (2.24)$$

这里得到的各种截面之间的关系是和(2.1)~(2.5)式完全一致的. 不过那里的截面是对一定的人射能量  $E$  的, 而这里是对确定的人射道  $c$  的.

从上面的截面表达式还可以看出, 各种截面都和  $S$  矩阵元有关, 而  $\sigma_t$ ,  $\sigma_{sc}$  和  $\sigma_a$  仅和  $\langle S_{cc} \rangle$  有关.

为了确定  $S$  矩阵元, 波函数的对数导数是一个重要的量. 为简单起见, 仅  $S$  波 ( $l=0$ ) 的无自旋粒子参与散射. 所以  $S$  矩阵的对角元

仅有一个  $S_{l=0}$ , 记为  $S_0$ . (2.8) 式可写为

$$r\phi(r) \sim e^{-iKr} - S_0 e^{iKr}. \quad (2.25)$$

若以核力作用半径  $R$  的球面把空间分成内区和外区, 那么, 仅在内区有核力作用, 而外区无核力作用.  $R$  通常被称为道半径. 在  $R$  处的对数导数为

$$\begin{aligned} f(E) &= R \left\{ \frac{d}{dr} [r\phi(r)] / [r\phi(r)] \right\}_{r=R} \\ &= -iKR \frac{1 + S_0 \exp(2iKR)}{1 - S_0 \exp(2iKR)}. \end{aligned} \quad (2.26)$$

由于波函数及它的导数在空间处处连续, 因此  $f(E)$  反映了核内区的性质. 若已知  $f(E)$ , 则

$$S_0 = \exp(-2iKR) \frac{f(E) + iKR}{f(E) - iKR}. \quad (2.27)$$

一般说,  $f(E)$  是个复数, 令

$$f(E) = f_R(E) + i f_I(E),$$

则

$$S_0 = \exp(-2iKR) \frac{f_R(E) + i[f_I(E) + KR]}{f_R(E) + i[f_I(E) - KR]}. \quad (2.28)$$

若  $f(E) = f_R(E)$ , 则  $|S_0|^2 = 1$ . 由(2.23)式可知  $\sigma_r = 0$ , 即仅有弹性散射而无反应. 若

$$f_I(E) \neq 0,$$

则除弹散之外还有反应发生.

### 三、光学模型

上节给出了用  $S_{cc'}$  表示各种截面的公式, 但要求通过解薛定谔方程来得到  $S_{cc'}$ , 对于这点, 目前还不可能, 因为核力不清楚, 数学上也很困难. 因而只有在概括和综合已有的实验事实的基础上, 作些简化假设, 从理论上分析和推断核反应的基本特征. 做了简化假设的理论通常称为模型理论. 当然, 模型理论还要在大量的实验中进行检验和修正. 光学模型就是把入射粒子  $a$  轰击靶核  $A$  的过程粗略地比拟为光波投射到物体上所发生的过程, 用以解释反应图象中第一阶段的问题.

当光波投射到半透明的介质上, 其中一部分被反射或折射, 另一部分被吸收. 如果介质是均匀的, 吸收按指数衰减, 即光波的振幅比例

于  $e^{-\xi r}$ ,  $\xi$  为吸收系数. 此外在光波传播的路径上有小圆孔(或黑盘时), 还能观察到明暗相间的衍射花纹. 这就是光的衍射现象.

对于核反应来讲, 若把靶核看成一个均匀的半透明的球, 当  $a$  打到靶核上也象光波一样, 可能在核表面发生反射, 在核边缘上发生衍射, 进入核内的被折射, 可能透射或可能被吸收. 反射、透射和衍射均属弹性散射, 因为入射粒子只改变运动方向而没有能量损失. 吸收则可能包含各种复杂过程(靶核被激发或打出其它粒子等). 若暂不区分吸收后的复杂过程, 则上述的比拟包括了反应中第一阶段中发生的弹性散射和吸收两种过程.

由相对运动动能为  $E_C$  的入射粒子  $a$  和靶核  $A$  所组成的系统, 总哈密顿量是:

$$H = H_a + H_A + T_a + V_{aA}, \quad (3.1)$$

其中  $H_A$  和  $H_a$  分别是  $A$  和  $a$  的内禀  $H$  量,  $T_a$  是相对运动动能算符.  $V_{aA}$  是  $a$  和  $A$  之间核子的相互作用位, 而困难就在于  $V_{aA}$  不清楚. 光学模型所作的简化假设, 就是用平均位  $V(r)$  代替  $V_{aA}$ . (3.1) 式右端同时加、减  $V(r)$ , 则

$$H = H_a + H_A + T_a + V(r) + V_{aA} - V(r) = H_0 + H_1, \quad (3.2)$$

其中

$$H_0 = H_a + H_A + T_a + V(r), \\ H_1 = V_{aA} - V(r). \quad (3.3)$$

若  $V(r)$  选得好, 即  $V(r)$  给出了  $V_{aA}$  的主要部分, 就可归结为解  $H_0$  的问题, 而  $H_1$  作微扰处理. 光学模型的基本思想, 就是用平均位  $V(r)$  代替复杂的相互作用位  $V_{aA}$ , 而把  $a$  的运动看作是在靶核的平均场中独立运动. 通过求  $H_0$  的解, 得到核内区和外区的波函数. 利用在道半径上的对数导数相等, 可求出  $S$  矩阵的平均对角元, 从而能计算  $\sigma_t$ ,  $\sigma_{sc}$  及  $\sigma_a$ .

相对运动波函数  $\psi(\mathbf{r})$  满足的薛定谔方程为

$$\left\{ -\frac{\hbar^2}{2\mu} \nabla^2 + V(r) \right\} \psi(\mathbf{r}) = E_C \psi(\mathbf{r}). \quad (3.4)$$

对  $\psi(\mathbf{r})$  作分波展开, 即

$$\psi(\mathbf{r}) = \sum_l \frac{u_l(r)}{r} Y_{l0}(\theta, \varphi),$$

则  $u_l(r)$  的方程是:

$$\left\{ \frac{d^2}{dr^2} + \frac{2\mu}{\hbar^2} [E_C - V(r)] - \frac{l(l+1)}{r^2} \right\} \\ \times u_l(r) = 0. \quad (3.5)$$

为了描写入射粒子被靶核的吸收, 还假定光学模型的平均位取为复势, 即

$$V(r) = U(r) + iW(r). \quad (3.6)$$

为便于作定性的讨论, 现仅考虑  $S$  波中子(即  $l=0$  和不考虑库仑位)的情况,  $V(r)$  为

$$V(r) = \begin{cases} -(U_0 + iW_0), & r < R. \\ 0, & r > R. \end{cases} \quad (3.7)$$

那么在核内区的方程为

$$\frac{d^2}{dr^2} u_0^{(i)}(r) + K'^2 u_0^{(i)}(r) = 0, \quad (3.8)$$

其中

$$K' = \sqrt{2\mu(E_C + U_0 + iW_0)}/\hbar. \quad (3.9)$$

由于  $K'$  是复数, 则总可分成两部分:

$$K' = k_1 + ik_2. \quad (3.10)$$

(3.8) 式的解为

$$u_0^{(i)}(r) \sim \exp(-ik_1 r - k_2 r) \\ - \exp(ik_1 r - k_2 r). \quad (3.11)$$

在核外波数为  $K = \sqrt{2\mu E_C}/\hbar$ . 进入核内波数变为  $k_1$ , 而且其强度随  $e^{-2k_2 r}$  衰减. 由此可见, 原子核相当于一个折射系数为  $\eta = k_1/K$  和吸收系数  $\xi = 2k_2$  的介质球. 当  $W_0 \ll E_C + U_0$  时,

$$k_1 \approx \sqrt{2\mu(E_C + U_0)}/\hbar, \\ k_2 \approx \frac{W_0 k_1}{2(E_C + U_0)}. \quad (3.12)$$

靶核对入射粒子的吸收直接和  $W_0$  有关.

上面我们在一个特殊情况下讨论了光学模型用复平均描述了靶核对入射粒子的吸收. 在实际应用中, 光学位要复杂得多, 通常取为

$$V(r) = V_C(r) + V_R(r) + iV_I(r) \\ + [V_{SR}(r) + iV_{SI}(r)] \mathbf{i} \cdot \mathbf{l}. \quad (3.13)$$

其中  $V_C(r)$  是库位, 它的表示式是

$$V_C(r) = \begin{cases} z_a z_A e^2 / r & r \geq R_C \\ z_a z_A e^2 (3 - r^2 / R_C^2) / 2R_C & r < R_C. \end{cases} \quad (3.14)$$

$R_C$  为库仑半径,  $R_C = r_c A^{1/3}$ .  $r_c$  是库仑半径参数.  $V_R(r)$  是中心势实部, 取为有扩散边缘的伍兹-萨克森势:

$$V_R(r) = -V_R / \left[ 1 + \exp\left(\frac{r - R_R}{a_R}\right) \right]. \quad (3.15)$$

$V_R$  是势阱深度,  $R_R$  和  $a_R$  分别是势阱半径和扩散长度.  $V_I(r)$  是中心势的虚部, 它又包括面吸收  $V_I^{(v)}(r)$  和体吸收  $V_I^{(v)}(r)$ . 体吸收位的形式和(3.15)式一样, 只不过参数用  $V_v$ ,  $R_v$  和  $a_v$  来代替, 其意义同上. 面吸收取为导数型或高斯型:

$$V_I^{(v)}(r) = \begin{cases} -4a_s W_s \left[ -\frac{d}{dr} \left( 1 / \left[ 1 + \exp\left(\frac{r - R_s}{a_s}\right) \right] \right) \right], \\ -W_s \exp\left[-\left(\frac{r - R_s}{a_s}\right)\right]. \end{cases} \quad (3.16)$$

$V_{SR}(r)$  和  $V_{SI}(r)$  分别是自旋-轨道耦合势的实部和虚部, 可由核力的介子理论导出, 取如下形式:

$$V_{s,y}(r) = -V_{s,y} \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left\{ 1 / \left[ 1 + \exp\left(\frac{r - R_{s,y}}{a_{s,y}}\right) \right] \right\}, \quad y = R, I. \quad (3.17)$$

对于核外区,  $V(r)$  中仅  $V_C(r) \approx 0$ , 径向方程为

$$\left\{ \frac{d^2}{dr^2} - \frac{l(l+1)}{r^2} + \frac{2\mu}{\hbar^2} [E_C - V_C(r)] \right\} \times u_i^{(0)}(r) = 0. \quad (3.18)$$

它的两个特解是规则和非规则的库仑波函数  $F_l(r)$  和  $G_l(r)$ , 其组合也是方程(3.18)的解.

$$u_i^{(0)}(r) = C_l [(F_l(r) + iG_l(r)) + \overline{S_{lj}} (F_l(r) - iG_l(r))], \quad (3.19)$$

其中第一项相应于入射波, 第二项为出射波. 待定系数  $S_{lj}$  就是  $S$  矩阵元.

核内区径向方程为

$$\left\{ \frac{d^2}{dr^2} - \frac{l(l+1)}{r^2} + \frac{2\mu}{\hbar^2} [E_C - V(r)] \right\} \times u_i^{(i)}(r) = 0, \quad (3.20)$$

其中  $V(r)$  取(3.13)式, 其边界条件为

$$\begin{aligned} u_i^{(i)}(r)|_{r=0} &= 0, \\ u_i^{(i)}(r)|_{r=R} &= C_l [(F_l(r) + iG_l(r)) + \overline{S_{lj}} (F_l(r) - iG_l(r))]. \end{aligned} \quad (3.21)$$

并利用  $u_i^{(i)}(r)$  和  $u_i^{(0)}(r)$  在  $r = R$  处对数导数相等, 即

$$\frac{\dot{u}_i^{(i)}(r)}{u_i^{(i)}(r)} = \frac{\dot{F}_l(r) + i\dot{G}_l(r) + \overline{S_{lj}} [\dot{F}_l(r) - i\dot{G}_l(r)]}{F_l(r) + iG_l(r) + \overline{S_{lj}} [F_l(r) - iG_l(r)]}, \quad (3.22)$$

可求出  $S_{lj}$ . 因此, 由上节给出的截面公式可直接计算  $\sigma_t$ ,  $\sigma_{sc}$ ,  $\sigma_a$  及  $\frac{d\sigma_{sc}}{d\Omega}$ . 光学模型还提供  $T_{lj} \equiv 1 - |\overline{S_{lj}}|^2$ , 在统计理论中用于计算截面.

光学模型最早的成就之一就是成功地解释了中子反应总截面  $\sigma_t$  随中子能量  $E_n$  及靶核质量数  $A$  的变化. 从图 4 可见, 实验上观测到  $\sigma_t$  随  $E_n$  和  $A$  的改变呈起伏, 这种现象称为巨共振. Feshbach 等<sup>[3]</sup> 用一个极其简单的复位阱很好地解释了  $\sigma_t$  的变化趋势.

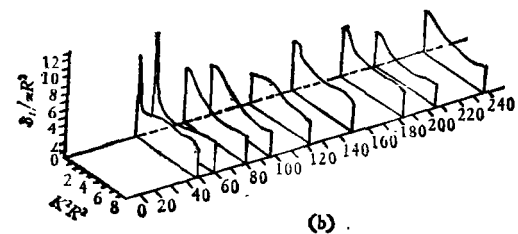
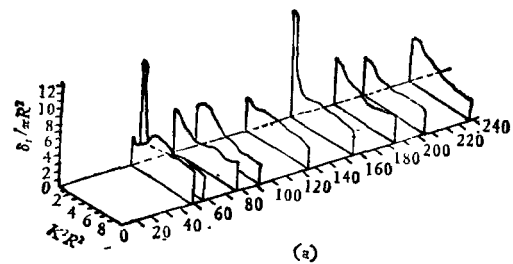


图 4 中子总截面随  $K^2 R^2$  (即中子能量) 和  $A$  的变化

(a) 光学模型计算结果; (b) 实验结果

(下转第 650 页)