

# $^{12}\text{C}(\text{d}, \text{d})^{12}\text{C}$ 及 $^{12}\text{C}(\text{d}, \text{p})^{13}\text{C}^*$ 反应机制的研究

韩文述 庄斐和音

(中国科学院原子能研究所)

## 摘 要

本文用  $S$  矩阵理论给出: 研究直接过程与复合共振过程相干机制的方法及计算公式; 并用它分析了  $1.63\text{MeV} < E_d < 2.05\text{MeV}$  能区  $^{12}\text{C}(\text{d}, \text{d})^{12}\text{C}$ 、 $^{12}\text{C}(\text{d}, \text{p}_1)^{13}\text{C}^*$  及  $^{12}\text{C}(\text{d}, \text{p}_2)^{13}\text{C}^*$  反应的机制。结果表明: 在此能区内, 两种反应机制相干是存在的; 并给出了他们之间的定量关系。同时还定出各种直接过程和复合共振过程参数, 特别是确定了  $E_d = 1.726, 1.767, 1.792$  及  $1.86\text{MeV}$  4 个共振态的参数。

## 一、引 言

低能区  $^{12}\text{C}(\text{d}, \text{d})^{12}\text{C}$ 、 $^{12}\text{C}(\text{d}, \text{p})^{13}\text{C}$  反应已有许多人研究过, 对它们的认识是逐步深化的。1967年 R. V. Poore 等<sup>[1]</sup>研究了能区为  $0.9\text{MeV} < E_d < 2.1\text{MeV}$  的  $^{12}\text{C}(\text{d}, \text{p}_1)^{13}\text{C}^*$  ( $^{13}\text{C}$  处于第一激发态  $E = 3.086\text{MeV}$ , 下同) 反应机制。他们认为这种反应是直接过程, 用平面波玻恩近似(PWBA)解释得很好。1970年 M. Allab 等<sup>[2]</sup>研究了能区为  $1.4\text{MeV} < E_d < 2.3\text{MeV}$  的  $^{12}\text{C}(\text{d}, \text{d})^{12}\text{C}$ 、 $^{12}\text{C}(\text{d}, \text{p}_1)^{13}\text{C}^*$  及  $^{12}\text{C}(\text{d}, \text{p}_2)^{13}\text{C}^*$  ( $^{13}\text{C}$  处于第二激发态,  $E = 3.684\text{MeV}$ , 下同) 反应, 他们在激发曲线上看到若干共振峰, 其角分布即使利用扭曲波玻恩近似(DWBA)亦难得到好的解释。他们试图用硬球散射与复合弹性散射相干理论解释  $^{12}\text{C}(\text{d}, \text{d})^{12}\text{C}$  角分布, 但未得到好的结果。对  $^{12}\text{C}(\text{d}, \text{p}_1)^{13}\text{C}^*$  用 DWBA 加单能级共振相干解释了角分布, 但未给出两种机制相干的细致分析, 仅定出了共振态可能有的  $J^\pi$  值。1975年 S. Tryti 等<sup>[3]</sup>又研究了能区为  $1.4\text{MeV} < E_d < 3.2\text{MeV}$  的  $^{12}\text{C}(\text{d}, \text{p}_1)^{13}\text{C}^*$ 、 $^{12}\text{C}(\text{d}, \text{p}_2)^{13}\text{C}^*$  反应。这种反应的反应机制, 他们认为是直接过程与多能级共振振幅相加(除已知位相外, 未引入附加位相); 并在略去能级之间相干情况下, 将共振参数线性化(其数目大于通常引入的共振参数数目), 他们给出了能级的可能有的  $J^\pi$  值, 但不能得到一般感兴趣的共振参数(如各个道的分宽度等)。

对  $^{12}\text{C}(\text{d}, \text{d})^{12}\text{C}$ 、 $^{12}\text{C}(\text{d}, \text{p})^{13}\text{C}^*$  反应机制的进一步研究, 在实验上, 应提供更完整的数据。上述诸工作主要是分析了  $^{12}\text{C}(\text{d}, \text{p}_1)^{13}\text{C}^*$  反应, 它的角分布有较大的朝前峰, 故很难唯一判断相干机制的存在。最近原子能研究所静电加速器带电粒子核反应组<sup>[4]</sup>做了这方面工作, 特别是给出了较完整的  $^{12}\text{C}(\text{d}, \text{p}_2)^{13}\text{C}^*$  数据。我们在理论研究上, 把以前作者工作中未考虑的, 而又是深入研究反应机制所必需的因素考虑进去。第一,  $^{12}\text{C}(\text{d}, \text{d})^{12}\text{C}$  弹性散

射截面,较反应截面大得多,故在研究反应机制上不可忽视.而以前很少见到对它进行定量分析.第二,在两种机制(直接过程与复合过程)共存的能区内,分析其是否相干,不应该先将他们的相位固定,有必要引入附加相位做为参数.第三,在研究直接过程与少数共振态相干过程中,共振态之间的相干是不可忽略的,这不单是它的值不一定很小,而且对调附加相位有较大影响.

我们用  $S$  矩阵理论得出直接过程(对弹性散射来说是形状弹性散射过程)与复合共振过程两种机制及其相干的计算公式.并用它分析能区为  $1.63 \text{ MeV} < E_d < 2.05 \text{ MeV}$  的  $^{12}\text{C}(d,d)^{12}\text{C}$ ,  $^{12}\text{C}(d, p_1)^{13}\text{C}^*$  及  $^{12}\text{C}(d, p_2)^{13}\text{C}^*$  的反应机制.用最小二乘法定出符合物理要求的直接过程参数与复合共振参数,由此较好地解释了实验.最后,对所得结果做了讨论.

## 二、理论概述

用  $S$  矩阵理论可得两体反应微分截面的一般表达式<sup>[5]</sup>(在道自旋表象中):

$$\sigma_{\alpha, \alpha_0}(E, \theta) = \sum_{L=0}^{\infty} A_L(E) P_L(\cos \theta), \quad (1)$$

式中:

$$A_L(E) = \frac{2.5}{K_0^2(2I_0 + 1)(2i_0 + 1)} \sum_{\substack{J, J' \\ l, l' \\ i_0, i'_0 \\ s_0, s}} (-1)^{i_0 - i} \bar{Z}(l_0 J l_0' J', s_0 L) \\ \cdot \bar{Z}(l J l' J', s L) R.P. \{ [\delta_{\alpha, \alpha_0} \delta_{s, s_0} \delta_{l, l_0} - S^{J, \pi}(\alpha s l, \alpha_0 s_0 l_0)]^* \\ \cdot [\delta_{\alpha, \alpha_0} \delta_{s, s_0} \delta_{l', l'_0} - S^{J', \pi'}(\alpha s l', \alpha_0 s_0 l'_0)] \}, \quad (2)$$

$E$  是入射粒子能量;  $K_0$  是入射粒子波数,单位为费米;  $I_0$  和  $i_0$  是靶核和入射粒子的自旋;  $\theta$  是以入射粒子方向为  $Z$  轴与出射粒子间的夹角(质心系);  $s_0$  和  $s$ ,  $l_0$ ,  $l'_0$ , 和  $l$ ,  $l'$  分别是入射道和出射道自旋及轨道角动量;  $J, \pi$  和  $J', \pi'$  是总角动量和宇称;  $S^{J, \pi}(\alpha s l, \alpha_0 s_0 l_0)$  是  $S$  矩阵元;  $\bar{Z}$  系数的定义见 [6];  $P_L(\cos \theta)$  是勒让德函数;  $\alpha, \alpha_0$  是除标注外的其余量子数; 截面  $\sigma_{\alpha, \alpha_0}$  的单位为毫巴/立体角.

以下根据物理要求,唯象地假设  $S$  矩阵元的具体表达式,并在一些简化假设下将 (1) 式化成可用于计算的形式.

### 1. 形状弹性散射 复合弹性散射及相干截面

弹性散射相干的一个重要问题是如何描述形状弹性散射.当我们考虑到远离共振区的其他复合共振态的影响及其他道对弹性道的影响,则形状弹性散射只用实位阱来描述是不够的,因而有些人<sup>[7]</sup>将形状弹性散射概念推广为包括远离所研究能区的复合共振所提供的平滑本底,故也称本底散射.如此截面可用光学模型来计算. L. Vesser 等<sup>[8]</sup>对入射粒子自旋为  $1/2$  给出的  $S$  矩阵元唯象形式,可推广到入射粒子自旋为任意值.其形式可写为:

$$S_{l', \pi'}^{J'} = \exp[2i(f_l + \lambda_{l'})] \cdot \left\{ \exp(-2\mu_{l'}) - 2 \sum_{n=1}^M \sum_{l_n} \cos \beta_n \right. \\ \left. \cdot G_{l_n}^{J_n} \exp[i(\beta_n + 2\xi_{l_n}^{J_n})] \delta_{J, J_n} \delta_{l, l_n} \right\}, \quad (3)$$

式中:  $f_l$  是库伦相位;  $\lambda_l^j$  和  $\mu_l^j$  是光学相位的实部和虚部;  $\xi_{l_n}^j$  是附加相位参数;  $M$  是共振态个数;  $G_{l_n}^j = \frac{\Gamma_{l_n}^j}{\Gamma_n}$  是弹性分宽度  $\Gamma_{l_n}^j$  与总宽度  $\Gamma_n$  之比;  $\beta_n = \text{tg}^{-1}(E - E_n/\Gamma_n/2)$  是共振态相位, 其中  $E_n$  是共振能; 对  $l_n$  求和是对满足  $J_n, l_n, S$  三角关系及宇称的所有值求和。这里实际上我们又假设了  $G_{l_n}^j, \xi_{l_n}^j$  仅与共振态的角动量与宇称有关。

一般对带电粒子弹性散射分析, 多采用  $\sigma_{\alpha_0, \alpha_0}/\sigma_c$  形式。  $\sigma_c$  是库伦散射截面。令

$$\sigma_{\alpha_0, \alpha_0}/\sigma_c(E, \theta) = \sigma_{cp} + \sigma_{cpn} + \sigma_n = \sum_{L'=0}^{\infty} C_{L'}(E) P_{L'}(\cos\theta), \quad (4)$$

式中:  $\sigma_{cp}, \sigma_{cpn}$  和  $\sigma_n$  分别称(被库伦截面除过的)形状弹性散射截面, 相干截面和复合弹性散射截面。用(1)、(2)和(4)式得到:

$$C_{L'}(E) = \frac{K_0^2}{2.5\eta^2} \sum_L A_L^{\#}(E) \left\{ \frac{1}{3} \delta_{L, L'} - \frac{1}{2} (L100|L'0)^2 + \frac{1}{6} (L200|L'0)^2 \right\}. \quad (5)$$

其中  $\eta$  是库伦参数。

$$A_L^{\#}(E) = \frac{2.5}{K_0^2(2I_0 + 1)(2i_0 + 1)} \sum_{\substack{j, j' \\ l, l', s}} \bar{Z}(l j l' j', s L)^2 \cdot \{R_{cp} + R_{cpn} + R_n\}, \quad (6)$$

式中:

$$R_{cp} = (1 - W_l^j \cos(2f_l + 2\lambda_l^j)) \cdot (1 - W_{l'}^{j'} \cos(2f_{l'} + 2\lambda_{l'}^{j'})) \\ + W_l^j W_{l'}^{j'} \sin(2f_l + 2\lambda_l^j) \cdot \sin(2f_{l'} + 2\lambda_{l'}^{j'}); \quad (6.1)$$

$$W_l^j = e^{-2\mu_l^j}; \quad (6.2)$$

$$R_{cpn} = 4 \left\{ (1 - W_l^j \cos(2f_l + 2\lambda_l^j)) \cdot \sum_{n, l_n} \cos \beta_n \cdot G_{l_n}^j \cdot \cos(\beta_n + 2\xi_{l_n}^j + 2f_{l'}) \right. \\ + 2\lambda_{l'}^{j'} \delta_{J, J_n} \delta_{l', l_n} + (-W_l^j \sin(2f_l + 2\lambda_l^j)) \cdot \sum_{n, l_n} \cos \beta_n \cdot G_{l_n}^j \\ \left. \cdot \sin(\beta_n + 2\xi_{l_n}^j + 2f_{l'} + 2\lambda_{l'}^{j'}) \delta_{J, J_n} \delta_{l', l_n} \right\}; \quad (6.3)$$

$$R_n = 4 \sum_{\substack{n, l_n \\ n', l_{n'}}} \cos \beta_n \cos \beta_{n'} G_{l_n}^j G_{l_{n'}}^{j'} \cos(\beta_n + 2\xi_{l_n}^j + 2f_l + 2\lambda_l^j) \\ \cdot \cos(\beta_{n'} + 2\xi_{l_{n'}}^{j'} + 2f_{l'} + 2\lambda_{l'}^{j'}) \cdot \delta_{J, J_n} \delta_{l, l_n} \delta_{J', J_{n'}} \delta_{l', l_{n'}} \\ + 4 \sum_{\substack{n, l_n \\ n', l_{n'}}} \cos \beta_n \cos \beta_{n'} G_{l_n}^j G_{l_{n'}}^{j'} \sin(\beta_n + 2\xi_{l_n}^j + 2f_l + 2\lambda_l^j) \\ \cdot \sin(\beta_{n'} + 2\xi_{l_{n'}}^{j'} + 2f_{l'} + 2\lambda_{l'}^{j'}) \delta_{J, J_n} \delta_{l, l_n} \delta_{J', J_{n'}} \delta_{l', l_{n'}}; \quad (6.4)$$

用  $R_{cp}, R_{cpn}$  和  $R_n$  可分别对应得到截面  $\sigma_{cp}, \sigma_{cpn}$  和  $\sigma_n$ 。

为了克服对  $L'$  求和收敛慢的缺点, 可近似地将库伦散射部分的  $l$  求和先做出, 得<sup>[5]</sup>:

$$\begin{aligned} \sigma_{cpn} = & \frac{4 \sin^2 \frac{\theta}{2}}{\eta^2(2I_0 + 1)(2i_0 + 1)} \sum_{s, l_n, n} (2J_n + 1) P_{l_n}(\cos \theta) \cos \beta_n \cdot G_{l_n}^{J_n} \\ & \cdot \sin \left( \beta_n + 2\xi_{l_n}^{J_n} + 2\alpha_{l_n} + 2\lambda_{l_n}^{J_n} - \eta_{l_n} \left( \csc^2 \frac{\theta}{2} \right) \right) \Delta(l_n, J_n, s) \\ & + \frac{4 \sin^4 \frac{\theta}{2}}{\eta^2(2I_0 + 1)(2i_0 + 1)} \sum_{\substack{n, l_n \\ J, l, s}} \bar{Z}^2(l, J, l_n, J_n, s, L) \cdot \cos \beta_n G_{l_n}^{J_n} \\ & \cdot P_L(\cos \theta) \{ \cos(\beta_n + 2\xi_{l_n}^{J_n} + 2\alpha_{l_n} + 2\lambda_{l_n}^{J_n} - 2\alpha_l) \\ & - W_l^J \cos(\beta_n + 2\xi_{l_n}^{J_n} + 2\alpha_{l_n} + 2\lambda_{l_n}^{J_n} - 2\alpha_l - 2\lambda_l^J) \}; \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \sigma_n = & \frac{4 \sin^4 \frac{\theta}{2}}{\eta^2(2I_0 + 1)(2i_0 + 1)} \sum_{\substack{n, n' \\ l_n, l_n', \\ s, L}} \bar{Z}^2(l_n, J_n, l_n, J_n, s, L) P_L(\cos \theta) \cdot \cos \beta_n \cos \beta_{n'} G_{l_n}^{J_n} G_{l_n'}^{J_{n'}} \\ & \cdot \cos(\beta_n + 2\xi_{l_n}^{J_n} + 2\alpha_{l_n} + 2\lambda_{l_n}^{J_n} - \beta_{n'} - 2\xi_{l_n'}^{J_{n'}} - 2\alpha_{J_{n'}} - 2\lambda_{l_n'}^{J_{n'}}), \end{aligned} \quad (8)$$

式中:  $\alpha_l = f_l - f_0$ . (7) 式中第一、二项分别是库伦散射、位散射与复合共振散射相干的结果. 形状弹性散射截面  $\sigma_{cp}$ , 可用光学模型程序计算<sup>[9]</sup>, 这里省略.

计算(4)式所用参数  $\lambda_l^J, \mu_l^J$  是由光学模型参数决定; 这组光学模型参数同时用于计算直接反应截面. 其余参数  $G_{l_n}^{J_n}, \Gamma_n, E_n$  及  $\xi_{l_n}^{J_n}$  可用最小二乘法符合实验决定之.

## 2. 直接反应、复合共振反应及其相干截面

用 DWBA 已成功地解释了入射能在库仑位垒以上的 (d, p) 和 (d, n) 反应截面. 但在低能区, 总截面和激发曲线出现共振峰, 这是由于除直接削裂机制外, 还存在某种复合共振机制所引起. 所谓复合共振是包括已形成复合核的共振及中间共振. 他们都可以唯象地用  $R$  矩阵理论来描述. 在有两种机制存在的能区内, 一般说来其反应截面是由直接反应、复合共振反应及其相干来决定.

于是反应  $S$  矩阵元可由直接与共振两部分组成<sup>[3]</sup>, 其形式为:

$$\begin{aligned} S^J \pi(\alpha s l, \alpha_0 s_0 l_0) = & D \begin{pmatrix} J s_0 s \\ l_0 l \end{pmatrix} e^{i(\phi_D(J_{l_0}^{s_0}) + \epsilon_D(J_{l_0}^{s_0}))} \\ & - 2 \sum_{n, l_{0n}, l_n} \cos \beta_n \cdot G_{l_{0n}, l_n}^{J_n} \cdot \exp[i(\beta_n + \phi_n + \xi_{l_{0n}, l_n}^{J_n})] \delta_{J, J_n} \delta_{l, l_n} \delta_{l_0, l_{0n}}, \end{aligned} \quad (9)$$

式中:  $D$  和  $\phi_D$  是直接反应振幅和相位, 是以光学模型参数代入 DWBA 程序算得;

$G_{l_{0n}, l_n}^{J_n} = \frac{\sqrt{\Gamma_{l_{0n}}^{J_n} \Gamma_{l_n}^{J_n}}}{\Gamma_n}$ , 其中  $\Gamma_{l_{0n}, l_n}^{J_n}$  是反应道分宽度;  $\phi_n$  是光学模型得出的人射相位、出射相位及库伦相位之和;  $\xi_D, \xi_{l_{0n}, l_n}^{J_n}$  分别是直接与共振的附加相干相位.

以(9)式代入(1), 并做如下简化假设:

- (1) 令  $\xi_D = 0$ , 即附加相干相位仅与共振态的  $J_n, l_{0n}, l_n$  有关.
- (2) 在 DWBA 计算中, 做了零力程近似并略去光学位中的  $l \cdot s$  耦合力.
- (3) 对每一个  $J_n, l_n$  仅取一个值. 于是共振参数符号可相应地简化, 如  $G_{l_{0n}, l_n}^{J_n}$  可简

化为  $GP_n$ ,  $\xi_{\tau, n}^{J, l_0, l_n}$  可简化为  $\xi_{\tau, n}$ .

(4) 假设直接反应微分截面的勒让德展开系数  $A_L^{\text{DWBA}}$  与能量关系为:  $A_L^{\text{DWBA}} = \frac{a_L}{E}$ ,  $a_L$  为常数, 由远离共振态处实验决定.

经整理可得:

$$A_L^E(E) = \frac{1}{E} \left\{ a_L + 4 \sum_n \cos \beta_n \cdot (\cos \beta_n \cdot B_{nL} + C_{nL} \sin \beta_n) \right\}, \quad (10)$$

式中:

$$a_L = EA_L^{\text{DWBA}}, \quad (11.1)$$

$$B_{nL} = B_{1nL} + B_{2nL} + B_{3nL}, \quad (11.2)$$

$$B_{1nL} = H \sum_{s_0, s} (-1)^{s_0-s} \bar{Z}(l_0 J_n l_0 n J_n, s_0 L) \bar{Z}(l_n J_n l_n J_n, s L) GP_n^2, \quad (11.3)$$

$$B_{2nL} = H \sum_{\substack{n' \neq n \\ s_0, s}} (-1)^{s_0-s} \bar{Z}(l_0 J_n l_0 n' J_n', s_0 L) \bar{Z}(l_n J_n l_n' J_n', s L) \\ \cdot GP_n GP_{n'} \frac{\cos \beta_{n'}}{\cos \beta_n} \cos(\beta_n - \beta_{n'} + \phi_n - \phi_{n'} + \xi_{\tau, n} - \xi_{\tau, n'}), \quad (11.4)$$

$$B_{3nL} = -H \sum_{\substack{l_0, l \\ s_0, s \\ J}} (-1)^{s_0-s} \bar{Z}(l_0 J l_0 n J_n, s_0 L) \bar{Z}(l J l_n J_n, s L) \\ \cdot D \begin{pmatrix} J s_0 s \\ l_0 l \end{pmatrix} GP_n \cos \left( \phi_D \begin{pmatrix} J s_0 s \\ l_0 l \end{pmatrix} - \phi_n - \xi_{\tau, n} \right), \quad (11.5)$$

$$C_{nL} = -H \sum_{\substack{l_0, l \\ s_0, s \\ J}} (-1)^{s_0-s} \bar{Z}(l_0 J l_0 n J_n, s_0 L) \bar{Z}(l J l_n J_n, s L) \\ \cdot D \begin{pmatrix} J s_0 s \\ l_0 l \end{pmatrix} GP_n \sin \left( \phi_D \begin{pmatrix} J s_0 s \\ l_0 l \end{pmatrix} - \phi_n - \xi_{\tau, n} \right), \quad (11.6)$$

$$H = \frac{2.5E}{K_0^2(2I_0 + 1)(2i_0 + 1)}. \quad (11.7)$$

在(10)式中, 若略去  $B_{2nL}$  对  $B_{nL}$  的贡献, 即略去共振态之间的相干, 就是 S. Tryti 等<sup>[3]</sup>讨论的情况. 将  $B_{nL}$ ,  $C_{nL}$  近似地看做与能量无关, 这将易于在计算结果与实验结果拟合时定出. 所求得线性化共振参数  $B_{nL}$ ,  $C_{nL}$  的个数较通常感兴趣的非线性参数  $GP_n$ ,  $\xi_{\tau, n}$ ,  $E_n$ ,  $\Gamma_n$  多, 因此符合实验较好. 略去  $B_{2nL}$  后由  $B_{nL}$ ,  $C_{nL}$  可给出共振态  $J^\pi$  的一些可能值. 但是,  $B_{2nL}$  一般不是小量, 且随能量变化很快, 影响对非线性共振参数的确定; 故略去这些参数对研究反应机制说来是不合适的. 然而直接确定非线性共振参数  $GP_n$ ,  $\xi_{\tau, n}$ ,  $E_n$  及  $\Gamma_n$ , 在数学上带来不少麻烦及相当大的工作量. 在下面的分析中, 对两种共振参数都做了拟合实验的计算.

### 三、实验分析与讨论

#### 1. $^{12}\text{C}(\text{d}, \text{d})^{12}\text{C}$ 反应

用(4)式分析能区为  $1.63 \text{ MeV} < E_d < 2.05 \text{ MeV}$  的  $^{12}\text{C}(\text{d}, \text{d})^{12}\text{C}$  实验数据<sup>[4]</sup>. 首先用

光学模型程序<sup>[9]</sup>在远离共振处与实验符合,得到一组光学模型参数如表1所示.

表1 光学模型参数

$\lambda$ 射粒子	$V$	$W_s$	$RR$	$AIS$	$AR$	$RIS$	$RC$	$BS$
d	110	7	0.9	0.45	1.075	2	1.3	—
p	50.2	20	1.25	—	0.49	1.25	1.3	0.25

(势单位: MeV; 长度单位: 费米; 符号说明见[9])

假设在所讨论的能区内,光学模型参数不变. 代入徐邦清等人的程序<sup>[10]</sup>,定出共振参数见表2.

表2 弹性散射共振参数

共振态编号 $n$	$E_{d, n}$	$E_{N^{14}, n}$	$\Gamma_n$	$J_n^*$	$l_n$	$\xi_{l_n}^{j_n}$	$\Gamma_{l_n}^{j_n}$	$\Gamma_{l_n}^{j_n}/\Gamma_n$
1	1.726	11.75	0.06	1+	0	-0.182	0.0272	0.454
					1	-0.115	0.0019	0.0317
2	1.87	11.87	0.11	2-	1	-0.0488	0.0276	0.251
					3	-0.148	0.0133	0.121

(能量单位 MeV; 相位单位: 弧度)

用所得参数计算7个人射能量的角分布与实验比较见图1.

由图1可见,用硬球散射加复合弹性散射符合实验时,大角度偏离甚大的缺点,除  $E_L = 1.87$  MeV 外,相当好地被改善,其中相干截面  $\sigma_{cpn}$  起了较大作用,见图1(e). 小角度符合较差,所以用光学模型符合形状弹性散射的计算还应改进. 如果将光学模型参数与共振参数同时拟合实验,原则上可用程序[10]实现,但计算量将大大增加.

$E_{N^{14},1} = 11.75$  MeV 态,资料[2]的结果是  $\Gamma_1 = 0.2$ ;  $\sum_{l_1} \Gamma_{l_1}^{j_1} / \Gamma_1 = 0.6$ ,但未给出附加相位.

$E_{N^{14},2} = 11.87$  MeV 态尚未见到给出共振参数. 仅给出  $J^*$  可能值为  $2^-$ .

由分析可见不但在此能区内,两种反应机制共同存在,而且他们之间是相干的.

2.  $^{12}\text{C}(d, p_1)^{13}\text{C}^*$ ,  $^{12}\text{C}(d, p_2)^{13}\text{C}^*$  反应

用 DWBA 程序(光学模型参数见表1)在远离共振处定出直接过程参数  $a_L$  见表3.

表3 直接过程参数  $a_L$  (毫巴·MeV/立体角)

核反应类型	$a_0$	$a_1$	$a_2$	$a_3$	$a_4$	$a_5$	$a_6$
$^{12}\text{C}(d, p_1)^{13}\text{C}^*$	15.9	9.28	7.46	10.2	11.3	7.3	2.03
$^{12}\text{C}(d, p_2)^{13}\text{C}^*$	1.31	0.758	0.115	0.147	-0.244	-0.113	—

我们用两种方法分析共振参数:

(1) 定线性化共振参数  $B_{nL}$  及  $C_{nL}$ , 并分析共振态  $J^*$  可能值

令  $B_{2nL} = 0$ , 在符合实验下求得  $B_{nL}$ ,  $C_{nL}$  见表4及表5.

用所得参数求出  $A_L^E$ , 与实验结果的比较可见图2—3. 相应角分布的比较可见图4—5.

图中还画出直接反应截面的贡献.

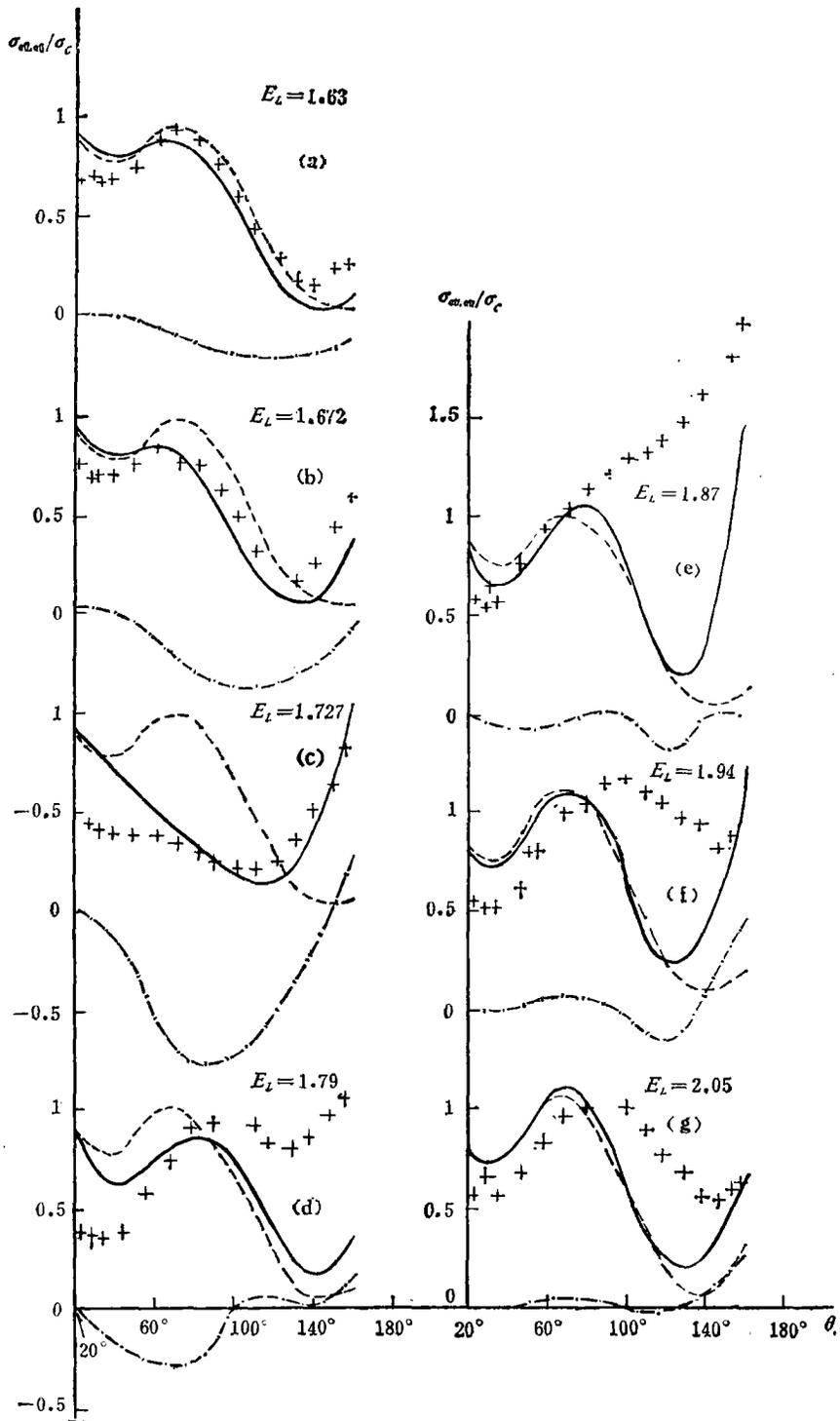


图 1  $^{12}\text{C}(\text{d}, \text{d})^{12}\text{C}$  实验<sup>[4]</sup>与理论计算比较

$E_L$  是实验室系能量, 单位 MeV; + 是实验点(下同); ——代表  $\sigma_{d,d} / \sigma_c$  计算值;  
 ——代表  $\sigma_{dp}$  计算值; - · - · - 代表  $\sigma_{dp} + \sigma_n$  计算值

表4  $^{12}\text{C}(d, p_1)^{13}\text{C}^*$  线性化共振参数  $B_{nL}$  及  $C_{nL}(\text{mb} \cdot \text{MeV}/\text{sr})$ 

$n$	$E_{d, n}$ (MeV)	$\Gamma_n$ (MeV)	$L=0$		1	2	3	4	5	6
			$B_{1L}$	$C_{1L}$						
1	1.726	0.05	$B_{1L}$	3.58	3.37	7.66	4.52	12.96	7.06	6.15
			$C_{1L}$	-5.07	2.12	-1.11	-5.96	-2.27	4.65	-0.68
2	1.767	0.1	$B_{2L}$	1.52	3.54	-0.0077	8.56	-5.19	-3.68	-1.51
			$C_{2L}$	7.25	6.03	9.26	8.54	10.93	-3.67	3.7
3	1.792	0.06	$B_{3L}$	3.75	3.79	12.94	3.97	4.46	2.46	-0.072
			$C_{3L}$	-5.24	-5.62	-8.41	-0.577	-3.97	3.77	-1.15

表5  $^{12}\text{C}(d, p_2)^{13}\text{C}^*$  线性化共振参数  $B_{nL}$  及  $C_{nL}(\text{mb} \cdot \text{MeV}/\text{sr})$ 

$n$	$E_{d, n}$ (MeV)	$\Gamma_n$ (MeV)	$L=0$		1	2	3	4	5	6
			$B_{1L}$	$C_{1L}$						
1	1.726	0.06	$B_{1L}$	2.6	0.545	1.44	-0.231	-0.482	-0.142	0.25
			$C_{1L}$	0.9	-0.393	0.368	-0.197	-0.315	-0.095	-0.057
2	1.792	0.03	$B_{2L}$	-0.429	0.149	0.643	0.517	0.266	0.126	0.364
			$C_{2L}$	-0.004	0.225	0.464	0.169	-0.484	0.288	0.133
3	1.85	0.1	$B_{3L}$	0.183	-0.876	-0.719	-0.0287	0.184	-0.0015	-0.308
			$C_{3L}$	-0.466	0.177	0.453	-0.059	0.203	-0.174	0.261

用所得线性化共振参数  $B_{nL}$ ,  $C_{nL}$  可分析共振态  $J^\pi$  的可能值。

由(11)式可见,角动量关系基本上由 $\bar{Z}$ 系数决定。表6给出  $B_{nL}$ ,  $C_{nL}$  及  $B_{1nL}$  诸参数  $L$  的上限。表中括号里的数表示用  $l_{0n}$ ,  $l_n$  允许值中较大值求得的。一般情况下,对同一  $J^\pi$ ,  $l_{0n}$ ,  $l_n$  允许值中大的较小的对  $B_{nL}$ ,  $C_{nL}$  及  $B_{1nL}$  贡献要小些。在我们所研究的能区内,  $l > 3$  的分波贡献是小的。 $B_{1nL}$  中  $L$  仅可取偶值,它是  $B_{nL}$  中的一部分。

$E_d = 1.726$  MeV 态。

由  $^{12}\text{C}(d, p_1)^{13}\text{C}^*$  反应定的  $B_{1L}$ ,  $C_{1L}$  (见表4)有这样特点:  $L=4$  时  $B_{1L}$  的值最大,  $L=2$  时  $B_{1L}$  值次之,  $L$  直到6,  $B_{1L}$  仍有可观的值。由表6可见  $J^\pi = 2^-$  可能较大。而

表6  $B_{nL}$ ,  $C_{nL}$  及  $B_{1nL}$  中  $L$  的上限

$J^\pi$	$(d, p_1)$			$(d, p_2)$		
	$B_{nL}, C_{nL}$ 当 $l \leq 2$	$B_{nL}, C_{nL}$ 当 $l \leq 3$	$B_{1nL}$	$B_{nL}, C_{nL}$ 当 $l \leq 2$	$B_{nL}, C_{nL}$ 当 $l \leq 3$	$B_{1nL}$
$0^-$	3	4	0	4	5	0
$1^+$	2(4)	3(5)	0(2)	3	4(6)	0(2)
$1^-$	3	4	2	2(4)	3(5)	0(2)
$2^+$	4	5	4	3	4(6)	2(4)
$2^-$	3	4(6)	2(4)	2(4)	3(5)	4
$3^+$	4	5	4	3	4(6)	4
$3^-$	5	6	6	4	5	4
$4^-$	5	6	8	4	5	6

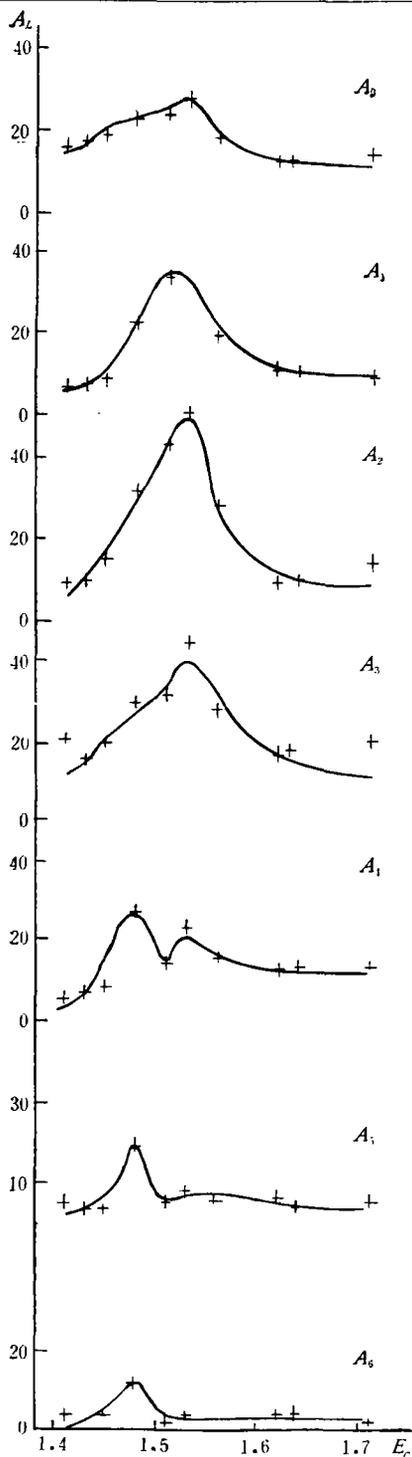


图2  $^{12}\text{C}(d, p_1)^{13}\text{C}^*$  反应的  $A_L$  实验值<sup>[4]</sup> 与理论计算比较

$E_c$  是质心系能量, 单位 Mev; — 代表理论计算

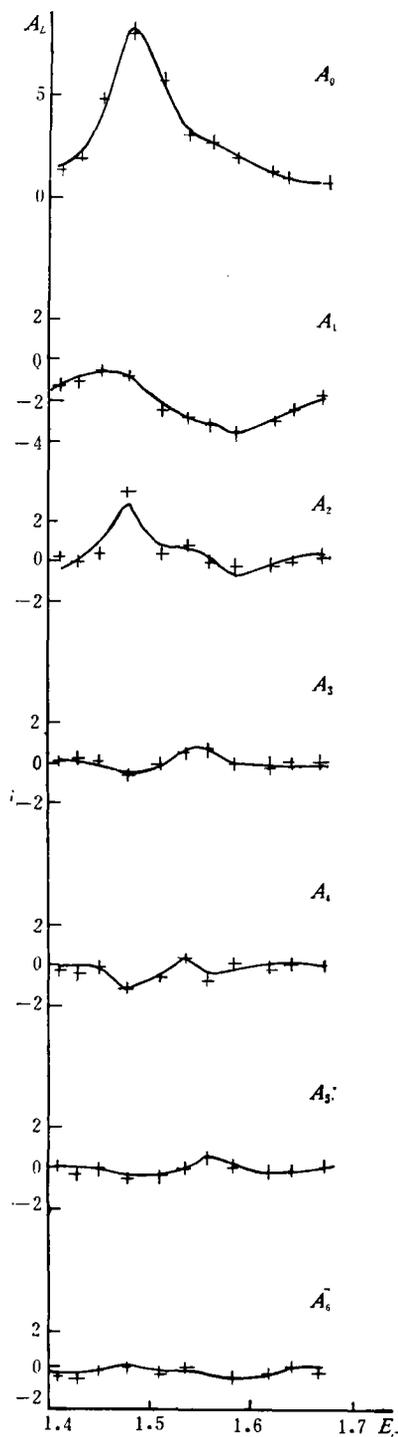


图3  $^{12}\text{C}(d, p_2)^{13}\text{C}^*$  反应的  $A_L$  实验值<sup>[4]</sup> 与理论计算比较 其他见图2

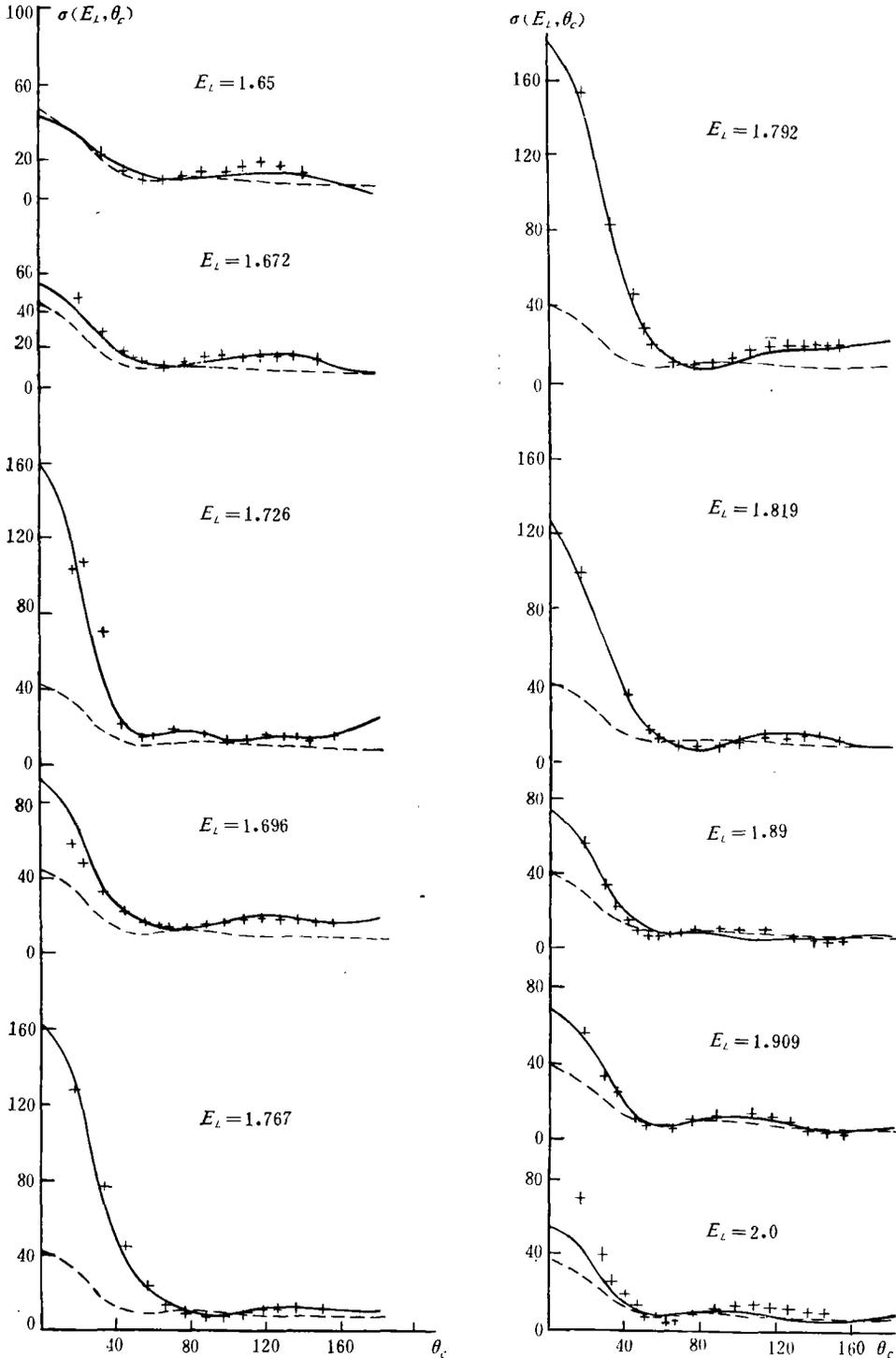


图4  $^{12}\text{C}(d, p_1)^{13}\text{C}^*$  角分布实验<sup>[4]</sup>与理论计算比较

$E_L$  是实验室系能量, 单位 MeV; 微分截面  $\sigma(E_L, \theta_C)$  单位是毫巴/立体角;  
 $\theta_C$  是质心系角度. ——代表理论计算; ——代表直接过程贡献

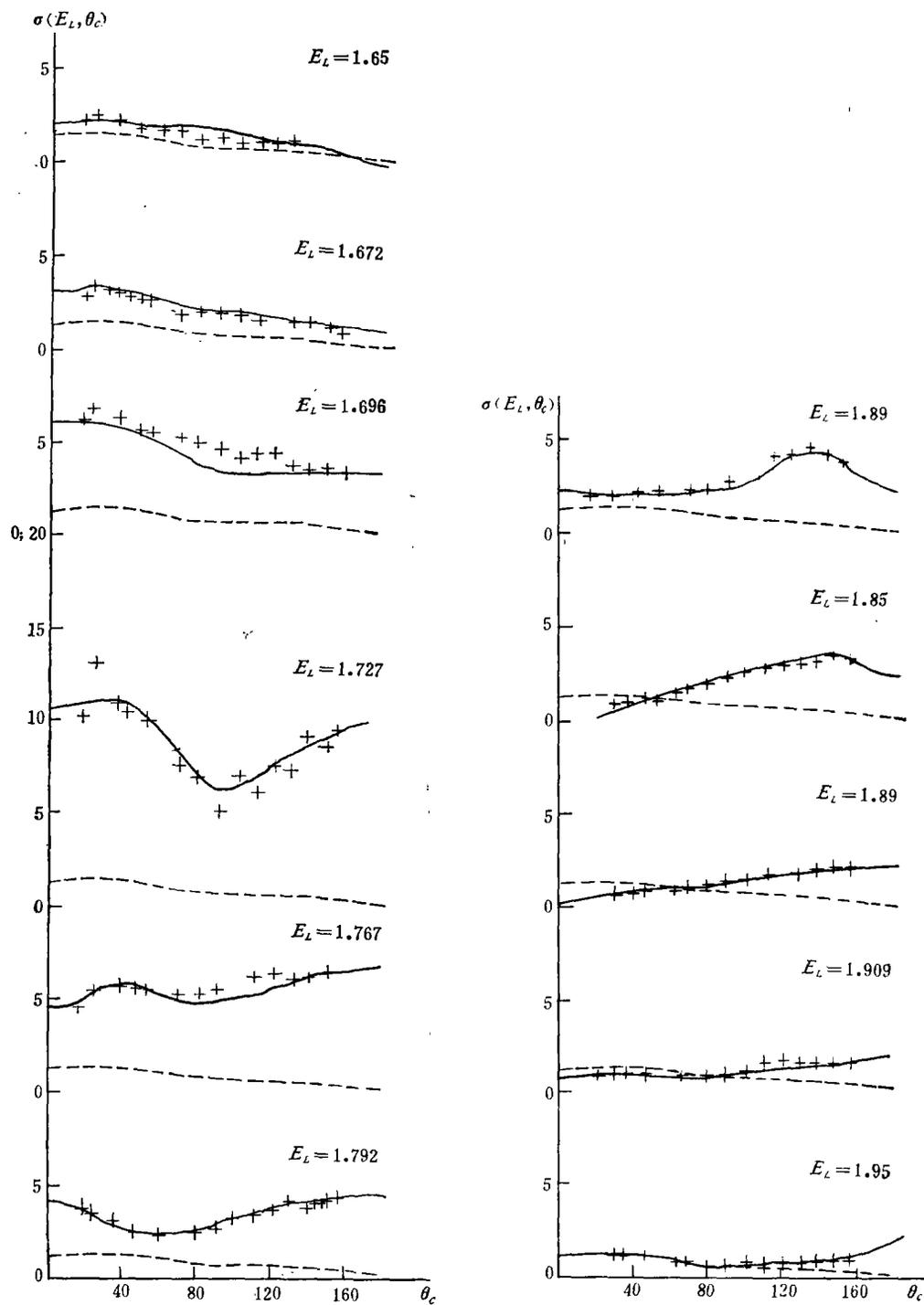


图5  $^{12}\text{C}(\text{d}, \text{p})^{13}\text{C}^*$  角分布实验<sup>[4]</sup>与理论计算比较 其他见图4

$C_{1L}$ 的特点是  $L = 6$ 时含  $C_{1L}$ 的项可以略去,  $L = 3$ 时最大,  $L = 0$ 时次之. 因而这个态的  $J^\pi$ 也可能是  $J^\pi = 1^+$ .

由  $^{12}\text{C}(d, p_1)^{13}\text{C}^*$  反应定出的  $B_{1L}, C_{1L}$  (见表5)的特点是:  $L > 5$ 时,  $B_{1L}$ 的项可略去,  $L = 0$ 时最大,  $L = 2$ 次之.  $C_{1L}$ 的特点类似. 故  $J^\pi$ 可能值为  $1^+, 2^-$ . 由  $^{12}\text{C}(d, d)^{12}\text{C}$  实验定出  $J^\pi = 1^+$ . 所以这个态的  $J^\pi$ 可能值试取  $1^+, (2^-)$ .

$E_d = 1.767 \text{ MeV}$  态.

这个态仅在  $^{12}\text{C}(d, p_1)^{13}\text{C}^*$  反应中看到.  $L = 6$ 时, 含  $B_{2L}$ 的项可略去.  $L = 3$ 时最大,  $L = 4$ 时次之.  $L = 3$ 的项系由  $l_0, l_{0n}$  或  $l, l_n$  耦合而来.  $D(l_0, l)$  中  $l_0, l$  小的  $D(l_0, l)$  值较大, 故  $l_{0n}, l_n$  取 3, 2 较适宜. 再考虑到  $L = 4$ 项也较大. 因而  $J^\pi$ 可能值为  $3^+, 2^+, 2^-$ .

$E_d = 1.792 \text{ MeV}$  态.

在  $^{12}\text{C}(d, p_1)^{13}\text{C}^*, ^{12}\text{C}(d, p_2)^{13}\text{C}^*$  反应中均找到共同特点是  $L = 2$ 的项较大, 这与资料[3]的结果相仿, 可假设  $J^\pi$ 为  $2^-$ . 另由数据看来,  $J^\pi = 1^-$ 可能性不应排除, 故  $J^\pi$ 可取为  $2^-, 1^-$ .

$E_d = 1.85 \text{ MeV}$  态.

由  $^{12}\text{C}(d, d)^{12}\text{C}$  反应定出  $E_d = 1.87 \text{ MeV}$  态的  $J^\pi = 2^-$ . 而  $^{12}\text{C}(d, p_2)^{13}\text{C}^*$  定出的  $B_{3L}$  值中看,  $L > 5$ 时, 含  $B_{3L}$ 的项可略去,  $L = 1, 2$ 时较大. 从  $C_{3L}$ 值中看,  $L > 3$ 时,  $C_{3L}$ 值可略去,  $L = 0, 2$ 时较大. 故  $J^\pi$ 可假设为  $1^-, 2^-$ .  $1.85 \text{ MeV}$  与  $1.87 \text{ MeV}$  态可认为是一个态.

(2) 定非线性共振参数

确定共振参数  $B_{nL}, C_{nL}$  计算比较简单, 由它可得到共振态  $J^\pi$  应取的可能值. 再以这些值代入(10)式, 用最小二乘法与  $A_0$  实验值拟合, 定非线性共振参数. 其拟合实验较好的结果见表7.

表7  $^{12}\text{C}(d, p_1)^{13}\text{C}^*$  及  $^{12}\text{C}(d, p_2)^{13}\text{C}^*$  反应的非线性共振参数

反应类型	$E_{d, n}$ (MeV)	$E_{N^{14}, n}$ (MeV)	$\Gamma_n$ (MeV)	$J^\pi$	$\xi_{r, n}$ 弧度	$l_{0n}$	$l_n$	$GP_n$
$^{12}\text{C}(d, p_1)^{13}\text{C}^*$	1.726	11.75	0.05	$1^+$	0.1	2	0	0.23
	1.767	11.79	0.1	$2^-$	-0.8	3	1	0.266
	1.792	11.81	0.06	$2^-$	0.6	1	3	0.237
$^{12}\text{C}(d, p_2)^{13}\text{C}^*$	1.726	11.75	0.06	$1^+$	2.2	2	1	0.164
	1.792	11.81	0.03	$2^-$	0.01	1	2	0.007
	1.85	11.86	0.1	$2^-$	-2.17	3	2	0.048

图6给出  $^{12}\text{C}(d, p_1)^{13}\text{C}^*$  (用  $p_1$  表示)和  $^{12}\text{C}(d, p_2)^{13}\text{C}^*$  (用  $p_2$  表示) 反应的实验值  $A_0$  (相当于积分截面)与理论计算比较. 由图可见, 对  $^{12}\text{C}(d, p_1)^{13}\text{C}^*$  反应来说,  $A_0$  中相干部分贡献较小; 而  $^{12}\text{C}(d, p_2)^{13}\text{C}^*$  的  $A_0$  中, 相干部分占有相当大的比重. 由于我们在计算中, 作了对应每一个  $J^\pi$ , 仅取一个  $l_n$  的近似及没有符合角分布实验, 故所定出的非线性共振参数不是最优的.

综上所述, 在所研究的能区内, 两种反应机制是相干存在的. 现将在此能区内本工作及

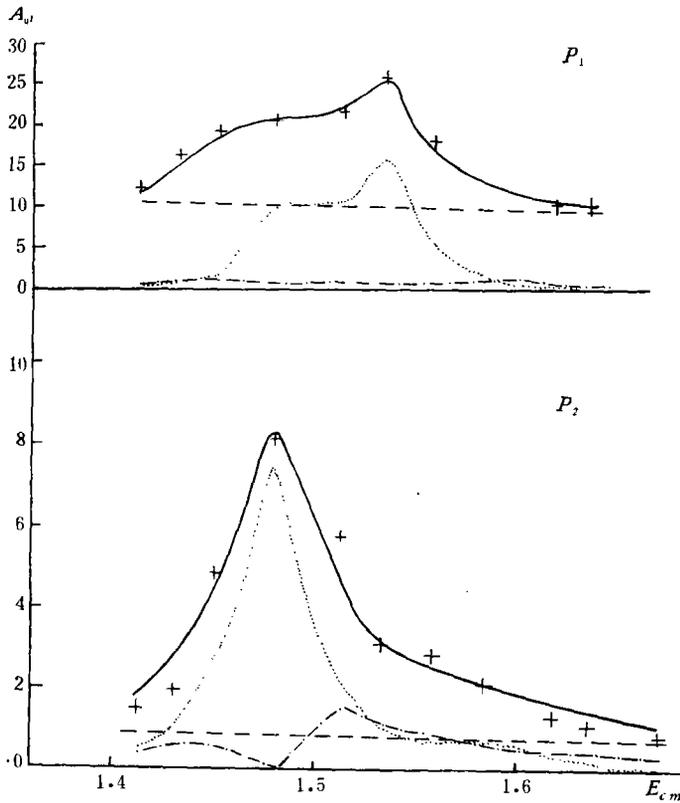


图 6  $^{12}\text{C}(\text{d}, \text{p}_1)^{13}\text{C}^*(\text{p}_1)$  和  $^{12}\text{C}(\text{d}, \text{p}_2)^{13}\text{C}^*(\text{p}_2)$  反应的实验  $A_0$  值与理论计算比较  $A_0$  单位是毫巴/立体角;  $E_{cm}$  是质心系能量, 单位 MeV; — 代表理论计算; - - - 代表直接过程部分; ····· 代表复合共振过程部分; - ····· 代表相干部分

表 8 本工作与 S. Tryti 等<sup>[3]</sup>定出的共振态的  $E_n$ ,  $\Gamma_n$  及  $J^\pi$  值的比较

$E_{d,n}$ MeV		$\Gamma_n$ MeV		出射粒子		$J^\pi$	
Tryti 等	本工作	Tryti 等	本工作 <sup>(1)</sup>	Tryti 等	本工作	Tryti 等	本工作 <sup>(2)</sup>
1.62				n, p		(2 <sup>-</sup> )	
1.64		0.15		p <sub>1</sub>		1 <sup>-</sup> , 2 <sup>-</sup>	
1.68				p <sub>0</sub> , p <sub>1</sub>		(1 <sup>+</sup> , 2 <sup>-</sup> )	
1.715		0.04		p <sub>2</sub>		1 <sup>-</sup> , 2 <sup>-</sup>	
	1.726		0.057		d, p <sub>1</sub> , p <sub>2</sub>		1 <sup>+</sup> , 2 <sup>-</sup>
1.738		0.078		p <sub>1</sub> ,		3 <sup>-</sup> , 4 <sup>-</sup> (2 <sup>-</sup> )	
	1.767		0.1		p <sub>1</sub>		2 <sup>-</sup> , 3 <sup>+</sup> , 2 <sup>+</sup>
1.792	1.792	0.119	0.045	p <sub>0</sub> , p <sub>1</sub> , p <sub>2</sub> , n	p <sub>1</sub> , p <sub>2</sub>	2 <sup>-</sup> , 1 <sup>+</sup>	2 <sup>-</sup> , 1 <sup>-</sup>
1.87	1.860	0.101	0.105	p <sub>1</sub> , p <sub>2</sub>	d, p <sub>2</sub>	2 <sup>-</sup>	2 <sup>-</sup> , 1 <sup>-</sup>
1.95				p <sub>0</sub>		(1 <sup>-</sup> )	

注: (1)总宽度  $\Gamma_n$  是各反应道的平均值。(2)黑体是除了依据线性共振参数选定外,又在定非线性共振参数过程中确定的。

S. Tryti 等<sup>[3]</sup>的工作(其中包括总结前人的数据)定出的共振态的  $E_n$ ,  $\Gamma_n$  及  $J^\pi$  值列于表 8 中。

最后我们简单讨论一下附加相位  $\xi_n^{j_n}$  的物理意义。在实验上已看到截面具有相干成分的情况下,如果  $\xi_n^{j_n}$  不为零,标志着两种机制作用时间是可比的或者有中间结构态(例如门态)存在。我们知道对中、重核而言,纯直接过程比复合核过程作用时间快 100 倍以上,故他们相干的可能性很少;对此,若  $\xi_n^{j_n}$  不为零就标志着可能有中间结构态存在。然而对轻核而言,由于核中核子数少,入射粒子进入核后,只经过少数几次碰撞,即达到准平衡,不一定经过中间结构态。本文所涉及的核反应是属于轻核范围,故虽然已定出几个态的  $\xi_n^{j_n}$  不为零,尚不足以肯定是否是中间结构态,必须对这些态做进一步结构分析才能确定。

### 参 考 资 料

- [1] R. V. Poore et al., *Nucl. Phys.*, **92**(1967), 97.
- [2] M. Allab et al., *Jour. de Phys.*, **31**(1970), 919.
- [3] S. Tryti et al., *Nucl. Phys.*, **A251**(1975), 206.
- [4] 中国科学院原子能研究所静电加速器带电粒子核反应组, « $^{12}\text{C}(d,p)^{13}\text{C}$  反应中, 一个中间结构存在的可能性», (1976), (未发表).
- [5] J. M. Blatt et al., *Revs. Modern. Phys.*, **24**(1952), 258. R. Huby, *Proc. Phys. Soc.*, **A67**(1954), 1103.
- [6] A. J. Ferguson, "Angular correlation methods in gamma-ray spectroscopy", (1965).
- [7] H. R. Weller et al., *Phys. Rev.*, **C10**(1974), 575.
- [8] L. Vesser et al., *Phys. Rev. Lett.*, **18**(1967), 1063.
- [9] 和音等, «核反应中弹性散射的光学模型计算程序», 中国科学院原子能研究所 (1976).
- [10] 徐邦清等, «自调参数计算弹性散射微分截面», (中国科学院原子能研究所, 1978).

## STUDY OF THE MECHANISM OF $^{12}\text{C}(d,d)^{12}\text{C}$ AND $^{12}\text{C}(d,p)^{13}\text{C}^*$ REACTIONS

HAN WEN-SHU      CHUANG FI      HE IN

(*Institute of Atomic Energy, Academia Sinica*)

### ABSTRACT

A formalism for studying the interference between the direct reaction and the compound resonance processes is presented by the S-matrix theory; The mechanism of  $^{12}\text{C}(d, d)^{12}\text{C}$ ,  $^{12}\text{C}(d, p_1)^{13}\text{C}^*$  and  $^{12}\text{C}(d, p_2)^{13}\text{C}^*$  reactions in the energy range  $E_d = 1.63 \text{ MeV}$  to  $2.05 \text{ MeV}$  is analysed.

The results show that: the interference between these two processes exists; and the quantitative relation between them is given. While the parameters of direct reactions and compound resonance processes, particularly for four resonance states with  $E_d = 1.726, 1.767, 1.792$  and  $1.86 \text{ MeV}$  are determined.