

# $\Delta$ 共振激发对中能区 $(\gamma, p)$ 反应的影响

王英才

(中国科学院高能所)

## 摘 要

本工作的主要目的是研究中能  $(\gamma, p)$  反应的机制。在微分截面的计算中,同时考虑了直接反应过程及  $\Delta$ -isobar 空穴态的激发。结果指出,简单的 PWIA 计算不能符合实验数据,而  $\Delta$ -h 模型却能给出合理的结果,这表明 isobar 的中间激发在  $(\gamma, p)$  反应中的作用是很明显的。文中还对所得结果做了一些讨论。

## 一、前 言

光子与原子核的相互作用是理论上与实验上进行广泛研究的一个课题。在低能光子区 ( $E_\gamma < 50\text{MeV}$ ), 光核反应基本上是由于吸收偶极光子引起的, 这就是熟知的巨偶极共振。当入射光子的能量增大时, 它的波长愈来愈短, 这时就可以认为光子只与核中的一、两个核子相互作用, 末态核子的发射被看作是直接过程。近十多年来, 对于中能区(例如  $E_\gamma \approx 200-500\text{MeV}$ ) 的光核反应进行了许多研究<sup>[1-4]</sup>。这样高能量的光子有可能在核中引起  $\Delta(1232)$  的激发, 在氘的光分裂 ( $\gamma + d \rightarrow p + n$ ) 实验中, 在  $E_\gamma = 280\text{MeV}$  处截面上升就表明了这一点<sup>[5]</sup>。看来, 当光子的能量大约在  $100\text{MeV}$  以上时, 它所引起的光核反应(如  $(\gamma, p)$  反应) 就不能再用简单的直接过程来描述, 还必须考虑其它的反应机制。因此, 探讨  $\Delta$ -isobar 激发在中能光核反应中的作用, 就成了一个颇为重要的问题。在揭示核子共振态在核中存在的效应研究中, 高能光子是个很有用的探针,  $\gamma$  和  $\pi$  介子引起的反应可以给出互相补充的情报。

在本工作中, 研究了  $\Delta$ -共振区的  $(\gamma, p)$  反应。认为这个反应是通过直接作用与有 isobar 激发的二步过程进行的。对中能区的  ${}^4\text{He}(\gamma, p){}^3\text{H}$  反应做了具体计算, 与实验值比较的结果表明,  $\Delta$  激发的贡献在这个反应中是重要的。

## 二、理论计算

J. Arends 等人对共振区的  ${}^4\text{He}(\gamma, p){}^3\text{H}$  反应做了实验研究<sup>[1]</sup>, 入射光子能量为  $E_\gamma \approx 200-400\text{MeV}$ , 测量了不同能量下的微分截面, 角分布有个很强的朝前峰, 然后平

缓下降。

为了与实验值相比较,我们从光子与核的电磁相互作用哈密顿量出发来进行理论计算,在  $c. m. s$  中的微分截面可写为<sup>[2]</sup>:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta_{cm}, E_\gamma) = \frac{M_{red} \cdot K_p}{(2\pi)^2 \hbar^3 c} \sum |M_i^{c.m}|^2 \quad (1)$$

式中的  $\theta_{cm}$  为出射质子的散射角,  $M_{red}$  为出射质子与末态核的约化质量。被放出的质子的动量  $K_p$  可从能量关系求得, 上式中的  $\Sigma$  系指对光子极化 ( $\lambda = \pm 1$ ) 求平均和对末态磁量子数求和。

可以认为,在中能区,  $(\gamma, p)$  反应是通过不同的物理过程进行的。其中最简单的情形是所谓“直接反应”机制,也就是入射光子与靶核中的某个质子的电荷和磁矩作用,使得这个质子从束缚态跃迁到连续态而从核中放出,而其它核子的状态没有改变。但是,对于

能量为几百 MeV 的光子,仅考虑直接过程是不够的,还应当考虑  $\pi$  的光生和再吸收过程,在中能区,主要是  $\Delta$ -isobar 激发。故此,我们可以认为  $(\gamma, p)$  反应的图象如下面的基本过程:

于是,我们就有

$$M_i^{c.m} = M_i^{dir} + M_i^{\Delta} \quad (2)$$

下面,我们分别讨论如下:

#### 1. 直接过程跃迁振幅

可以将  $(\gamma, p)$  反应的跃迁振幅写做

$$M_i^{c.m} = \langle f | H^{c.m} | i \rangle \quad (3)$$

电磁相互作用 Hamiltonian 为

$$H^{c.m} = -\frac{1}{c} \int \mathbf{j}(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{A}(\mathbf{r}) d\mathbf{r} \quad (4)$$

式中的  $\mathbf{A}(\mathbf{r})$  为光子的矢量场,它的量子化形式为

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}, t) = \sum_{\mathbf{K}\lambda} \sqrt{\frac{\hbar c^2}{2\omega_{\mathbf{K}}}} \{ a_{\mathbf{K}\lambda} \mathbf{u}_{\mathbf{K}\lambda}(\mathbf{r}) e^{-i\omega_{\mathbf{K}}t} + a_{\mathbf{K}\lambda}^{\dagger} \mathbf{u}_{\mathbf{K}\lambda}^*(\mathbf{r}) e^{i\omega_{\mathbf{K}}t} \} \quad (5)$$

$$\mathbf{u}_{\mathbf{K}\lambda}(\mathbf{r}) = \boldsymbol{\epsilon}_{\mathbf{K}\lambda} e^{i\mathbf{K}\cdot\mathbf{r}}$$

这样选取的归一化相当于单位体积内有一个光子,取  $\frac{e^2}{4\pi\hbar c} = \frac{1}{137}$ 。由横向规范条件得出,光子的极化矢量  $\boldsymbol{\epsilon}_{\mathbf{K}\lambda}$  应与光子动量  $\mathbf{K}$  的方向垂直,若取圆极化,则  $\boldsymbol{\epsilon}_\lambda$  为复极化矢量,

$$\boldsymbol{\epsilon}_\lambda = -\lambda \frac{1}{\sqrt{2}} (\mathbf{e}_1 + i\lambda \mathbf{e}_2) \quad \lambda = \pm 1 \quad (6)$$

$\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2$  为单位矢量 ( $\mathbf{e}_2 \parallel \mathbf{K}$ )

(4) 式中的  $\mathbf{j}(\mathbf{r})$  为核流密度算符。在一级近似,可将它看成是单体算符之和  $\mathbf{j} = \sum_i \mathbf{j}(i)$ , 假定每个核子都是点粒子,它们对流的贡献是独立的。在低能核物理中,一般是将  $\mathbf{j}(i)$  看做是由运流  $\mathbf{j}_c(i)$  (与带电粒子的运动有关) 和磁流  $\mathbf{j}_m(i)$  (同核子的自旋相联系) 构成的。

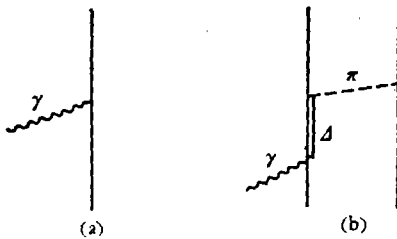


图1 对  $(\gamma, p)$  反应的贡献

(a) 直接过程 (b) 包含  $\Delta$  光生的过程

$$\mathbf{j}_c(i) = -\frac{ie\hbar}{2M} (1 + \tau_3(i)) \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i) \nabla_i$$

$$\mathbf{j}_m(i) = \frac{c\hbar}{2M} \left[ \frac{1}{2} \mu_p (1 + \tau_3(i)) + \frac{1}{2} \mu_n (1 - \tau_3(i)) \right] \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i) [\boldsymbol{\sigma}(i) \times \nabla_i] \quad (7)$$

$\mu_p = 2.79$ ,  $\mu_n = -1.91$  分别为质子与中子磁矩。

对于直接过程, 只需考虑质子态, 这时可求出电磁作用的单体算符为

$$Q_1 = \frac{ie}{M\sqrt{2K_\gamma}} [c^{iK_\gamma r} \boldsymbol{\epsilon}_\lambda \cdot \nabla + \frac{1}{2} \mu_p (\mathbf{K}_\gamma \times \boldsymbol{\sigma}) \boldsymbol{\epsilon}_\lambda c^{iK_\gamma r}] \quad (8)$$

(这里取  $\hbar = c = 1$ )

为了计算矩阵元  $\langle p | Q_1 | \alpha \rangle$ , 我们取质子的束缚态  $|\alpha\rangle$  为  ${}^4\text{He}$  的  $1s$  态单粒子波函数, 它符合  ${}^4\text{He}$  的电荷形状因子, 即取

$$\varphi_0(r) = c_0 [e^{-\rho^2 r^2} + c_1 e^{-\rho_1^2 r^2} + c_2 e^{-\rho_2^2 r^2}] \quad (9)$$

$$\rho^2 = \frac{1}{R^2}, \quad \rho_1^2 = \frac{1}{R^2} + \frac{1}{a_1^2}, \quad \rho_2^2 = \frac{1}{R^2} + \frac{1}{a_2^2}$$

参数值  $R, a_1, a_2, c_1, c_2$  取自文献[5]。

再将出射质子的连续态  $|p\rangle$  取为平面波, 这时就可算出 PWIA 振幅为

$$\begin{aligned} M_\lambda^{\text{PWIA}} &= \sum_l M_{l\lambda} \\ &= \frac{4\pi e}{M\sqrt{2K_\gamma}} \sum_l \sqrt{2l+1} \left\{ \sqrt{\frac{l}{2l-1}} c_{l0\lambda}^{i-1} R'_{l-1,l}(K_p, K_\gamma) Y_{l-1,\lambda}(\hat{K}_p) \right. \\ &\quad + \sqrt{\frac{l+1}{2l+3}} c_{l0\lambda}^{i+1} R'_{l+1,l}(K_p, K_\gamma) Y_{l+1,\lambda}(\hat{K}_p) \\ &\quad \left. - \frac{\sqrt{3}}{2} \lambda \mu_p K_\gamma c_{\frac{1}{2}, \lambda}^{\frac{1}{2}, p} R_{ll}(K_p, K_\gamma) Y_{l0}(\hat{K}_p) \right\} \quad (10) \end{aligned}$$

式中

$$\begin{aligned} R'_{l\mp 1,l}(K_p, K_\gamma) &\equiv \int r^2 dr j_{l\mp 1}(K_p r) j_l(K_\gamma r) \left[ \frac{d\varphi_0(r)}{dr} \right] \\ R_{ll}(K_p, K_\gamma) &\equiv \int r^2 dr j_l(K_p r) j_l(K_\gamma r) \varphi_0(r) \end{aligned}$$

还应注意一点, 在这里以及下面所用到的  $K_\gamma$ , 均应为光子在  $(\gamma + A)$  动量中心系的动量, 它与实验室系中的光子入射动量  $K_\gamma^{\text{lab}}$  之间的关系为

$$K_\gamma = a K_\gamma^{\text{lab}}, \quad a = \sqrt{\frac{M_A}{M_A + 2K_\gamma^{\text{lab}}}}$$

最后得到直接过程对  $(\gamma, p)$  反应的微分截面贡献为:

$$\left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)^{\text{PWIA}} = \frac{2e^2 M_{\text{red}}}{\pi M^2 K_\gamma} \sum_L A(L) P_L(\cos \theta_p) \quad (11)$$

$A(L)$  的形式见附录(一),  $P_L$  为 Legendra 多项式。

2. 包含  $\Delta$ -isobar 光生过程的跃迁振幅。

$\Delta$  中间激发对  $(\gamma, p)$  反应的贡献由跃迁矩阵  $M_{fi}$  决定, 可将它写为

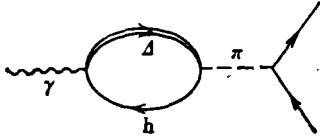


图2  $\Delta$ - $h$ 模型中的  $(\gamma, p)$  反应

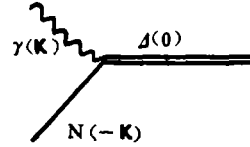


图3  $\gamma N \Delta$  顶点(在  $\Delta$  静止系)

$$M_{fi}^{\Delta} = \sum_n \langle \Psi_f | H_{pD} | D_n \rangle \frac{1}{E_\gamma - E_n} \langle D_n | H_{D\gamma} | \Psi_i \rangle \quad (12)$$

这个过程可用图2来表示(12)式中的  $H_{D\gamma}$  为在一个核子上的  $\Delta$  光生算符, 产生  $\Delta$ -核子空穴态.  $H_{pD}$  为  $\Delta N$ - $NN$  跃迁算符, 中间态  $\Delta$  衰变后,  $\pi$  (或  $\rho$ ) 被剩余核吸收, 产生末态核及出射质子.

将中间态  $|D_n\rangle$  取为  $(\Delta h)$  态的线性叠加

$$|D_n\rangle = \sum_{i_{\Delta} i_h} C_{i_{\Delta} i_h} |(\Delta h)_{LSJT}\rangle \quad (13)$$

$(\Delta h)$  为耦合的  $\Delta$ -核子空穴态

$$\begin{aligned} |(\Delta h)_{LSJT}\rangle &= \sum c_{LM_L S M_S}^{JM} (-1)^{i_h - m_h} c_{i_{\Delta} m_{\Delta} i_h - m_h}^{LM_L} \\ &\cdot (-1)^{\frac{1}{2} - s_h} c_{3/2 S_{\Delta} 1/2 - s_h}^{S M_S} (-1)^{\frac{1}{2} - \tau_h} c_{3/2 \tau_{\Delta} 1/2 - \tau_h}^{T M_T} a_{n_{\Delta} l_{\Delta} s_{\Delta} \tau_{\Delta}}^{+} a_{n_h l_h s_h \tau_h} |0\rangle \end{aligned} \quad (14)$$

取  $|\Psi_i\rangle = |0\rangle$  (核基态)

$|\Psi_f\rangle = a_p^+ a_p |0\rangle$ ——为初态核的单空穴态与出射质子的连续态之积.

式中的  $a, a^+$  为粒子的消灭与产生算符.

在二次量子化表象中, 可将  $H_{D\gamma}, H_{pD}$  写成:

$$\begin{aligned} H_{D\gamma} &= \sum_{l, K} \langle l | M_{\gamma N \Delta} | K \rangle a_{\Delta l}^+ a_K \\ H_{pD} &= \sum_{i, j, K, l} \langle i, j | M_{\Delta N - NN} | K, l \rangle a_i^+ a_j^+ a_l a_{\Delta K} \end{aligned} \quad (15)$$

(1)  $\Delta$  光生振幅

我们将从下列 Hamiltonian<sup>[6]</sup> 出发来计算  $\gamma N \Delta$  顶点函数

$$\mathcal{L}_{\gamma N \Delta} = g_{\gamma N \Delta} \left[ \bar{\psi}_{\Delta \mu} \gamma_5 A_{\mu} + \frac{1}{M_{\Delta} + M} \bar{\psi}_{\Delta \nu} \partial_{\nu} A_{\mu} \gamma_{\mu} \gamma_5 \right] \tau_{\Delta N}^0 \psi_N + h.c \quad (16)$$

式中  $\psi_{\Delta \mu}$ - $\Delta$  矢量旋量,  $\psi_N$ -核子旋量  $\tau_{\Delta N}$  为  $\Delta N$  同位旋跃迁算符  
顶点耦合常数  $g_{\gamma N \Delta}$  值取自文献[7]

$$g_{\gamma N \Delta} = c g_1 \frac{M_{\Delta} + M}{m_{\pi}}, \quad g_1 = 0.282$$

我们在这里利用 Pauli 约定来进行计算

$$\gamma_{\mu} = \begin{pmatrix} 0 & -i\sigma_{\mu} \\ i\sigma_{\mu} & 0 \end{pmatrix}, \quad \gamma_4 = \begin{pmatrix} I & 0 \\ 0 & -I \end{pmatrix}, \quad \gamma_5 = \gamma_1 \gamma_2 \gamma_3 \gamma_4 = \begin{pmatrix} 0 & -I \\ -I & 0 \end{pmatrix}$$

首先, 我们在  $\Delta$  静止系(即  $\gamma$ - $N$  动量中心系)计算顶点函数, 可将它表示成图3.

由  $\langle \Delta(0) | H_{\tau N \Delta} | \tau(\mathbf{K}) N(-\mathbf{K}) \rangle$  得出顶点函数为:

$$M_{\tau N \Delta} = -\frac{g_{\tau N \Delta}}{\sqrt{2K}} \left[ \frac{1}{\sqrt{2E(E+M)}} (\boldsymbol{\epsilon} \cdot \boldsymbol{\sigma}_{\Delta N}) (\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{K}) - \frac{1}{M_{\Delta} + M} \sqrt{\frac{E+M}{2M}} (\mathbf{K} \cdot \boldsymbol{\sigma}_{\Delta N}) (\boldsymbol{\epsilon} \cdot \boldsymbol{\sigma}) \right] \tau_{\Delta N}^0 \quad (17)$$

取非相对论近似(即认为  $E \sim M_{\Delta} \sim M$ ), 并利用关系式

$$(\boldsymbol{\sigma}_{\Delta N} \cdot \mathbf{q}) \cdot \boldsymbol{\sigma} - \boldsymbol{\sigma}_{\Delta N} (\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{q}) = -i(\boldsymbol{\sigma}_{\Delta N} \times \mathbf{q}) \quad (18)$$

最后导出

$$M_{\tau N \Delta} = -i \frac{g_{\tau N \Delta}}{2M\sqrt{2K}} \boldsymbol{\epsilon} (\boldsymbol{\sigma}_{\Delta N} \times \mathbf{K}) \tau_{\Delta N}^0 \quad (19)$$

然后再做坐标系变换, 即由 ( $\tau$ -N) 动量中心系(图 3) 变换到 ( $\tau$ -A) 中心系(图 4) 则需将上式中的光子动量  $\mathbf{K}$  代之以  $\beta \mathbf{K}_{\tau}$ , 其中  $\beta$  为

$$\beta = \frac{M + K_{\tau}/A}{M + K_{\tau}}$$

与此相类似的变换曾有人在  $\alpha$ -核弹性散射问题中用过<sup>[8]</sup>. 有了(19)式后, 就可直接计算  $\langle \Delta_i | M_{\tau N \Delta}^i | N_K \rangle$ , 如将  $\Delta$  与核子的束缚态波函数分别取为

$$\begin{aligned} \psi_{i_{\Delta} m_{\Delta}}(\mathbf{r}) &= R_{n_{\Delta} l_{\Delta}}(r) Y_{l_{\Delta} m_{\Delta}}(\hat{r}) \\ \psi_{i_h m_h}(\mathbf{r}) &= \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \phi_0(r) \end{aligned}$$

那么, 最后就得到

$$\langle D_n | H_{D\tau}^i | 0 \rangle = -\lambda G i^{l_{\Delta}} \sqrt{2l_{\Delta} + 1} c_{\Delta D}^{l_{\Delta}} \sqrt{K_{\tau}} I_{n_{\Delta} l_{\Delta}}(K_{\tau}) \quad (20)$$

式中

$$\begin{aligned} I_{n_{\Delta} l_{\Delta}}(K_{\tau}) &= \int r^2 dr R_{n_{\Delta} l_{\Delta}}(r) \phi_0(r) j_{l_{\Delta}}(K_{\tau} r) \\ G &= \frac{g_{\tau N \Delta} \beta}{2M\sqrt{2\beta}} \end{aligned}$$

$R_{n_{\Delta} l_{\Delta}}(r)$  为谐振子波函数, 对于  ${}^4\text{He}$ , 我们将参数取  $\alpha$  为

$$\alpha = \sqrt{\frac{M\omega}{\hbar}} \simeq 0.73 \text{fm}^{-1} \quad (\hbar\omega \simeq 22 \text{MeV})$$

### (2) $\Delta N$ -NN 跃迁振幅

我们从  $\alpha NN$ ,  $\alpha N \Delta$  耦合的 Hamiltonian 出发, 可求出图 5 中的两个顶点的顶点函数,

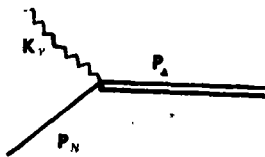


图 4  $\tau N \Delta$  顶点(在  $\tau$ -A 中心系)

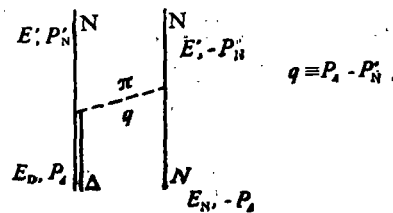


图 5  $\Delta N$ -NN 跃迁

它们在质心系中分别为

$$\left. \begin{aligned} \Gamma_{\pi NN}^a &= i \frac{f}{m_\pi} \frac{1}{\sqrt{2\omega_q}} (\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{q}) \boldsymbol{\tau}^a \\ \Gamma_{\pi N\Delta}^a &= -i \frac{f^*}{m_\pi} \frac{1}{\sqrt{2\omega_q}} (\boldsymbol{\sigma}_{\Delta N} \cdot \mathbf{q}) \boldsymbol{\tau}_{\Delta N}^{+a} \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

则得跃迁矩阵为

$$M_{\Delta N-NN}^{\pi} = \Gamma_{\pi NN}^a \frac{1}{E_i - E_n} \Gamma_{\pi N\Delta}^a = -\frac{f \cdot f^*}{m_\pi^2} \frac{(\boldsymbol{\sigma}_{\Delta N}^+ \cdot \mathbf{q})(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{q})}{m_\pi^2 + q^2 - \omega^2} (\boldsymbol{\tau}_{\Delta N}^+ \cdot \boldsymbol{\tau}) \quad (22)$$

( $\omega \equiv E_\Delta - E'$ )

同样办法可导出  $M_{\Delta N-NN}^{\rho}$ 。我们再将 (22) 式中的耦合常数代之以相应的偶极形式的顶点形状因子<sup>[9]</sup>。

对于  $\pi$  交换:

$$f_\pi(q^2) = f_\pi \left[ \frac{\Lambda_\pi^2 - m_\pi^2}{\Lambda_\pi^2 - q^2} \right]^2 \quad (23)$$

对于  $\rho$  介子交换:

$$f_\rho(q^2) = f_\rho \left[ \frac{\Lambda_\rho^2}{\Lambda_\rho^2 - q^2} \right]^2 \quad (24)$$

取  $\Lambda_\pi \simeq 1\text{GeV}$ ,  $\Lambda_\rho \simeq 2\text{GeV}$ 。

如果在  $M_{\Delta N-NN}^{\pi,\rho}$  的表示式中略去张量力以及给出传递位  $V(r)$  中的  $\delta$  力部分, 则它们变为

$$\left. \begin{aligned} M_{\Delta N-NN}^{\pi}(\mathbf{q}, \omega) &= \frac{1}{3} \frac{f_\pi(q^2)f_\pi^*(q^2)}{m_\pi^2} \cdot \frac{\omega^2 - m_\pi^2}{\omega^2 - m_\pi^2 - q^2} (\boldsymbol{\sigma}_{\Delta N}^+ \cdot \boldsymbol{\sigma})(\boldsymbol{\tau}_{\Delta N}^+ \cdot \boldsymbol{\tau}) \\ M_{\Delta N-NN}^{\rho}(\mathbf{q}, \omega) &= \frac{2}{3} \frac{f_\rho(q^2)f_\rho^*(q^2)}{m_\rho^2} \cdot \frac{\omega^2 - m_\rho^2}{\omega^2 - m_\rho^2 - q^2} (\boldsymbol{\sigma}_{\Delta N}^+ \cdot \boldsymbol{\sigma})(\boldsymbol{\tau}_{\Delta N}^+ \cdot \boldsymbol{\tau}) \end{aligned} \right\} \quad (25)$$

这样, 就可得到  $\Delta N-NN$  的传递位  $V$

$$V^{\pi,\rho}(\mathbf{r}_{12}) = \frac{1}{(2\sigma)^3} \int d\mathbf{q} e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}_{12}} M_{\Delta N-NN}^{\pi,\rho}(\mathbf{q}, \omega) \quad (26)$$

此时, 还应将粒子间的短程关联效应考虑进来, 可将关联的二体波函数之间的矩阵元写为

$$\begin{aligned} &\langle \widetilde{\varphi}_i(1)\varphi_j(2) | V(1, 2) | \widetilde{\varphi}_K(1)\varphi_l(2) \rangle \\ &\equiv \langle \varphi_i(1)\varphi_j(2) | V_{eff}(1, 2) | \varphi_K(1)\varphi_l(2) \rangle \end{aligned} \quad (27)$$

式中的  $\varphi_i$  代表独立粒子壳模型波函数。

若仅考虑初态关联或未态关联, 则可将  $V_{eff}(1, 2)$  的形式取为

$$\begin{aligned} V_{eff}(1, 2) &= V(1, 2)g(\mathbf{r}_{12}) \\ g(r) &= 1 - j_0(K_c r) \end{aligned} \quad (28)$$

对于  ${}^4\text{He}$ , 取  $K_c = 3.93\text{fm}^{-1}$ 。

相应地, 在动量表象中应有

$$M^\pi(\mathbf{q}) \rightarrow M_{eff}^\pi(\mathbf{q}) \equiv M^\pi(\mathbf{q})\Omega(\mathbf{q}, K_c)$$

于是

$$\begin{aligned} M_{eff}^{\pi,\rho}(\mathbf{q}) &= \int d\mathbf{r} e^{-i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}} V_{eff}^{\pi,\rho}(\mathbf{r}) = M^{\pi,\rho}(\mathbf{q}) - M_{\pi,\rho}^{\pi,\rho}(\mathbf{q}) \\ M_{\pi,\rho}^{\pi,\rho}(\mathbf{q}) &= \int d\mathbf{r} e^{-i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}} V^{\pi,\rho}(\mathbf{r}) j_0(K_c r) \end{aligned} \quad (29)$$

求得的  $M_i^{\Delta}(\mathbf{q})$  与  $M_i^{\rho}(\mathbf{q})$  的表达式见附录(二)。

最后就可求出  $\Delta N$ -NN 的跃迁振幅为

$$\langle \phi_f | H_{\text{PD}}^{\Delta\rho} | D_n \rangle = \frac{6\sqrt{3}}{\pi} (-i)^{l_{\Delta}} Q_{n_{\Delta l_{\Delta}}}(K_p) c_{l_{\Delta n_{\Delta}}}^{\Delta} c_{\frac{1}{2}l_{\Delta} l_{\Delta}}^{\frac{1}{2}l_{\Delta} p} Y_{l_{\Delta} 0}(\hat{K}_p) \quad (30)$$

$Q_{n_{\Delta l_{\Delta}}}(K_p)$  的形式见附录(三)。

(3) 关于 ( $\Delta$ -h) 传播子

我们将 ( $\Delta$ -h) 传播子写成下列形式

$$G_{\Delta h} = \sum_n \frac{|D_n\rangle\langle D_n|}{E_r - E_n}$$

为了简化计算, 可将  $E_n$  取为<sup>[10]</sup>:

$$E_n = E_{n l_{\Delta} J} = M_{\Delta} - M - \frac{i}{2} \Gamma_{\Delta} + \mu_{\Delta} + n\hbar\omega = E_0 + n\hbar\omega \quad (31)$$

$$\text{取 } \frac{\Gamma_{\Delta}}{2} = 63 \text{ MeV}, \mu_{\Delta} = -50 \text{ MeV}$$

这里的  $n\hbar\omega$  相当于  $\Delta$  与基态核子能量之差,  $n$  为激发的大壳 ( $\hbar\omega$ ) 数, 例如,  $n=0$  对应于  $N_{1s} \rightarrow \Delta_{1s}$  激发,  $n=1$  为  $N_{1s} \rightarrow \Delta_{1p}$  等。在  $\mu_{\Delta}$  中考虑了  $\Delta$  的自解相互作用及其它效应。

这样, 就可以把包含  $\Delta$  光生的反应振幅最终写做

$$M_{fi}^{\Delta} = \sum_{n l_{\Delta} J} \langle \phi_f | H_{\text{PD}}^{\Delta\rho} | D_{n l_{\Delta} J} \rangle \frac{1}{E_r - E_0 - n\hbar\omega} \langle D_{n l_{\Delta} J} | H_{\text{br}}^{\Delta} | 0 \rangle \quad (32)$$

### 三、结果与讨论

根据上面的理论推导结果, 按 (1)、(2)、(11) 与 (32) 式就可计算 ( $\gamma, p$ ) 反应的微分截面。图 6 中给出了  ${}^4\text{He}(\gamma, p){}^3\text{H}$  的具体计算结果。图中的虚线为直接过程的 PWIA 结果, 实线为  $\Delta$  中间激发对截面的贡献, (在  $\Delta N$ -NN 跃迁中同时考虑了  $\pi$  与  $\rho$  介子交换)。实验定义为 J. Arends 等人的实验数据<sup>[3]</sup>。

从对理论计算结果的分析中, 可以得出下面几点看法:

1. 直接过程的计算值与实验相差很大, 尤其是在小角度时理论值高出一个量级以上, 且中间有一个深谷, 其样子与  ${}^4\text{He}$  的电荷形状因子相象, 这与所选用的质子束缚态波函数有关。如果取不同形式的单粒子波函数  $\phi_0(r)$  做同样的计算, 则结果表明, 直接反应截面对波函数的形式很敏感, 这可从图 7 中明显看出。在图 7 中, 曲线 I 对应于

$$\varphi_0(r) = N[e^{-K_1^2 r^2} - c e^{-K_2^2 r^2}]$$

$$(N = 0.981, K_1^2 = 0.28, K_2^2 = 4.72, c = 0.24)$$

曲线 II 对应于

$$\varphi_0(r) = \frac{2}{\alpha^{3/4}} \alpha^{3/2} e^{-\frac{1}{2}\alpha^2 r^2}$$

(谐振子波函数  $\alpha = 0.73 \text{ fm}^{-1}$ )

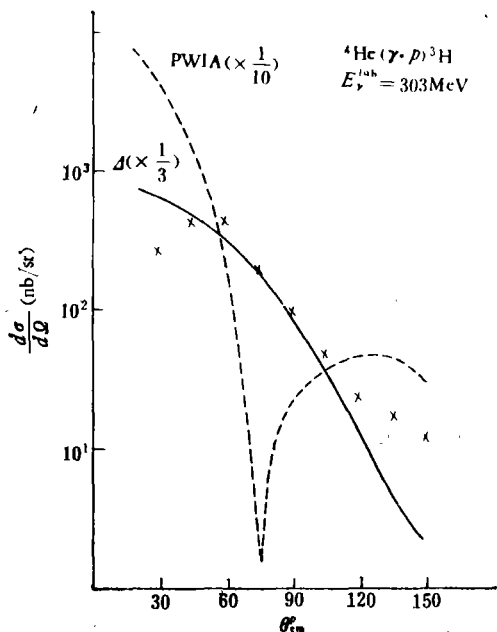


图6  ${}^4\text{He}(\gamma, p){}^3\text{H}$  反应微分截面

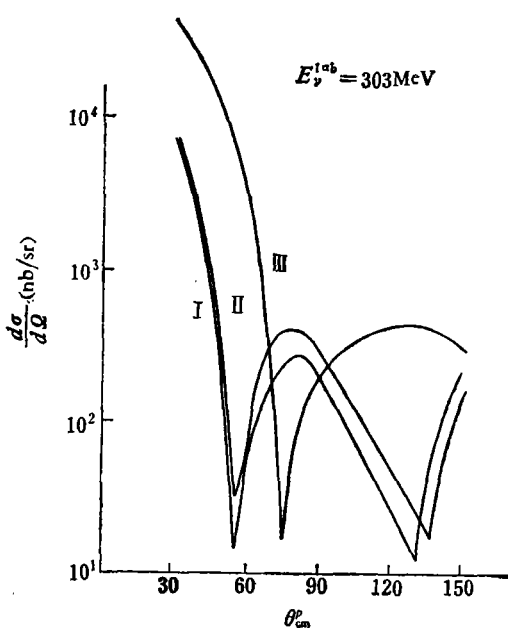


图7 不同的单粒子波函数所对应的直接反应截面

曲线 III 对应于

$$\varphi_0(r) = c_0[e^{-\rho^2 r^2} + c_1 e^{-\rho_1^2 r^2} + c_2 e^{-\rho_2^2 r^2}]$$

$$(\rho_0 = 1.565, c_1 = 0.20, c_2 = -0.85, \rho^2 = 0.578, \rho_1^2 = 0.767, \rho_2^2 = 4.276)$$

应该指出, 在这里, 理论计算值与实验截面不相符合并不奇怪. 首先, 这是因为如果只考虑直接过程是不能解释  $(\gamma, p)$  反应机制的, 在光子能量高时, 还应当有别的机制参加进来. 其次, 采用平面波计算会使截面提高很多. 一般地说, 将平面波计算结果与实验数据相比较是否有意义, 这本身就是应该怀疑的. 在这个计算中, 如果我们将出射质子的波函数取为适当的扭曲波, 预期截面将会下降很多.

2.  $\Delta$  中间激发的贡献是重要的, 它给出的结果定性上与实验是符合的, 在定量上也是合理的. 计算表明, 在  $\Delta N$  相互作用中,  $\rho$  介子的交换起着很重要的作用, 在跃迁振幅中, 它与  $\pi$  介子交换提供的贡献符号相反, 且比后者大得多.

3. 在这类反应中, 核子吸收光子后, 形成核子激发态  $\Delta$ , 从  $1s_{1/2}$  态的核子激发到  $1s_{3/2}$  态的  $\Delta$  这样的过程对截面的贡献, 相对说来比其它态的激发都大, 但其它的  $n_{\Delta}l_{\Delta}$  态的  $\Delta$  也有不可忽略的贡献. 在下表中列出了不同的  $n_{\Delta}l_{\Delta}$  态所对应的  $Q_{n_{\Delta}l_{\Delta}}(K_p) \cdot I_{n_{\Delta}l_{\Delta}}(K_p) \equiv W_{n_{\Delta}l_{\Delta}}$  值(考虑  $\sigma + \rho$  交换).

$n_{\Delta}l_{\Delta}$	1s	1p	2s	1d	2p	1f	3s	2d	1g
$W_{n_{\Delta}l_{\Delta}} \cdot 10^2$	11.23	1.954	4.355	0.059	0.905	-0.04	1.141	-0.029	-0.011

从这里可以清楚地看出,  $\Delta$  比较易于激发到  $s_{3/2}$  态.

4. 在  $(\gamma, p)$  反应的理论计算中, 我们认为跃迁振幅主要是由直接过程振幅和  $\Delta$  光生



过程振幅构成的(见(2)式)。计算结果指出,由于这两种振幅的叠加,即这两类过程的相互干涉,得到的总的微分截面曲线与单有直接过程的角分布有很大的不同。图7中的深谷不再出现了,在很大程度上改进了与实验的符合,这再次说明,不能仅仅考虑直接反应机制,不同机制过程之间的干涉会起着重要的作用。

作者对余友文、张宗焯同志的帮助和有益的讨论表示感谢。

## 附 录

(一) (11) 式中的  $A(L)$  为

$$\begin{aligned} A(L) &= A_{11}(L) + A_{22}(L) + 2A_{12}(L) + A_{33}(L) \\ A_{11}(L) &= - \sum_{l'l'} \sqrt{l(l-1)} \cdot \sqrt{l'(l'-1)} c_{l-1, l-1}^{L_0} c_{l-1, l-1}^{L_0} R'_{l-1, l} R'_{l-1, l'} \\ A_{22}(L) &= - \sum_{l'l'} \sqrt{(l+1)(l+2)} \cdot \sqrt{(l'+1)(l'+2)} \cdot c_{l+1, l+1}^{L_0} c_{l+1, l+1}^{L_0} R'_{l+1, l} R'_{l+1, l'} \\ A_{12}(L) &= - \sum_{l'l'} \sqrt{l(l-1)} \cdot \sqrt{(l'+1)(l'+2)} c_{l-1, l-1}^{L_0} c_{l-1, l'+1}^{L_0} R'_{l-1, l} R'_{l'+1, l'} \\ A_{33}(L) &= \frac{1}{2} \mu_p^2 K_p^2 \sum_{l'l'} (2l+1)(2l'+1) c_{l, l}^{L_0} c_{l, l}^{L_0} R_{l, l} \cdot R_{l', l'} \end{aligned}$$

式中的  $R'_{l\mp 1, l}$  及  $R_{l, l}$  由(10)式给出

(二) (29) 式中的  $M_{c, c}^{p, p}(q)$  的表达式分别为

$$\begin{aligned} M_{c, c}^{\pi}(q) &= - \frac{f_{\pi}(q^2) f_{\pi}^*(q^2) c_{\pi}^2}{12 m_{\pi}^2 K_c q} \ln \left[ \frac{(K_c + q)^2 - c_{\pi}^2}{(K_c - q)^2 - c_{\pi}^2} \right] \\ &\quad (\text{此处 } q \equiv |q|) \quad \text{令 } c_{\pi}^2 \equiv \omega^2 - m_{\pi}^2 > 0 \\ M_{c, c}^{\rho}(q) &= \frac{f_{\rho}(q^2) f_{\rho}^*(q^2) c_{\rho}^2}{6 m_{\rho}^2 K_c q} \ln \left[ \frac{(K_c + q)^2 + c_{\rho}^2}{(K_c - q)^2 + c_{\rho}^2} \right] \\ &\quad \text{令 } c_{\rho}^2 \equiv m_{\rho}^2 - \omega^2 > 0 \end{aligned}$$

(三) (30) 式中的函数  $Q_{\Delta \Delta}(K_p)$  的形式为

$$Q_{\Delta \Delta}(K_p) = W^2 \left( \frac{1}{2} \ 11 \ \frac{3}{2}; \frac{1}{2} \ \frac{1}{2} \right) G_{\Delta \Delta}(K_p) - \frac{4}{9} H_{\Delta \Delta}(K_p)$$

式中

$$\begin{aligned} G_{\Delta \Delta}(K_p) &= \int q^2 dq (M_{\sigma, \sigma}^{\pi}(q) + M_{\sigma, \sigma}^{\rho}(q)) F(q) N_{\Delta \Delta}(K_p, q) \\ H_{\Delta \Delta}(K_p) &= \int q^2 dq (M_{\sigma, \sigma}^{\pi}(q) + M_{\sigma, \sigma}^{\rho}(q)) I_{\Delta \Delta}(q) I_{\Delta \Delta}(K_p, q) \end{aligned}$$

其中  $F(q) = (1 - (a^2 q^2)^6) e^{-b^2 q^2}$  为  ${}^4\text{He}$  的电荷形状因子, 其参数为  $a = 0.316f$ ,  $b = 0.681f$

$$\begin{aligned} N_{\Delta \Delta}(K_p, q) &= \int r^2 dr R_{\Delta \Delta}(r) j_{l_{\Delta}}(K_p r) j_0(qr) \\ I_{\Delta \Delta}(q) &= \int r^2 dr R_{\Delta \Delta}(r) j_{l_{\Delta}}(qr) \psi_0(r) \\ I_{\Delta \Delta}(K_p, q) &= \int r^2 dr j_{l_{\Delta}}(K_p r) j_{l_{\Delta}}(qr) \psi_0(r) \end{aligned}$$

## 参 考 文 献

- [1] D. J. George, *Phys. Rev.*, **167**(1968), 1357.
- [2] H. Hebach et al., *Nucl. Phys.*, **A267**(1976), 425.
- [3] J. Arends et al., *Nucl. Phys.*, **A322**(1979), 253.

- [4] J. T. Londergan and G. D. Nixon, *Phys. Rev.*, **C19**(1979), 998.
- [5] A. Tekou, *Nuo. Cim.*, **54A**(1979), 25.
- [6] D. O. Riska, "Mesons in Nuclei" VII, 755.
- [7] L. Tiator et al., *Nucl. Phys.*, **A333**(1980), 343.
- [8] E. Oset and W. Weise, *Nucl. Phys.*, **A319**(1979), 477.
- [9] W. Weise, *Nucl. Phys.*, **A278**(1977), 402.
- [10] 高琴等, 高能物理与核物理, **3**(1981), 321.

## INFLUENCE OF THE $\Delta$ -ISOBAR EXCITATION ON $(\gamma, p)$ REACTION AT MEDIUM ENERGIES

WANG YING-CAI

(Institute of High Energy Physics, Academia Sinica)

### ABSTRACT

The major purpose of the present paper is to study medium energy  $(\gamma, p)$  reaction mechanisms. Differential cross section calculations are performed in a picture which includes both direct reaction process and an excitation of  $\Delta$ -isobar-hole states. It is shown that simple PWIA calculation can not give a good fit to the data, but the  $\Delta$ -h result is in reasonable agreement with experiment. This means that the role of  $\Delta$  intermediate excitation in the  $(\gamma, p)$  reaction is significant. Some discussions about obtained results are also given in the paper.