

# $\pi$ -核双电荷交换反应与核结构

刘宪辉 吴宗恩 黄朝晖 李扬国

(中国科学院高能物理研究所) (广西大学) (中国科学院高能物理研究所)

## 摘 要

用相干结构核模型和格劳伯多次散射理论, 计算了 $^{16}\text{O}$ 和 $^{18}\text{O}$ 的 $\pi$ -核双电荷交换反应截面。结果表明, 由于核子的成对结构, 同位旋非相似态之间的双核子跃迁显著增大。理论计算的 $^{18}\text{O}(\pi^+, \pi^-)^{18}\text{Ne}$ 与 $^{16}\text{O}(\pi^+, \pi^-)^{16}\text{Ne}$ 反应截面的比值, 在 $^{16}\text{O}$ 基态不需含有太大的两个粒子-两个空穴组态成份时, 便能很好符合实验。多步过程中间激发态的贡献也被估计了, 表明贡献是小的。

## 一、

$\pi$ -核电荷交换反应被认为是研究核结构的有力工具, 它也被用来研究远离稳定线的多质子或多中子的核, 它有助于更多的了解 $\pi$ -核子相互作用。

虽然早在60年代, 人们就对 $\pi$ -核双电荷交换反应进行过研究, 由于实验极为困难, 在1976年以前不管是同位旋相似态之间的跃迁或是到基态( $\Delta T \geq 0$ )的跃迁都没有被单独观测到。近几年来, 由于 $\pi$ 介子工厂提供的 $\pi$ 束流强度(在LAMPF可产生 $\pi$ 束 $\sim 2 \times 10^7$ /秒)以及实验能量分辨率(在 $T_{\pi} = 140$  MeV时可达0.5 MeV)都显著提高, 已成功的完成了在几个核上的 $\pi$ -核双电荷交换反应实验, 其终态是到达分立能级的。这就为理论上分析 $\pi$ -核双电荷交换反应, 开始提供令人鼓舞的实验依据。

R. L. Burman<sup>[1]</sup>, T. Marks<sup>[2]</sup>, R. J. Holt<sup>[3]</sup>分别报告了在“LAMPF”上做的 $^{18}\text{O}(\pi^+, \pi^-)^{18}\text{Ne}$ 和 $^{16}\text{O}(\pi^+, \pi^-)^{16}\text{Ne}$ 反应截面的实验测量, 测量角度是零度。C. Perrin<sup>[4]</sup>报告了在“SIN”做的 $^{18}\text{O}(\pi^+, \pi^-)^{18}\text{Ne}$ 反应截面测量, 测量角度是18度。入射 $\pi^+$ 的能量均在(3.3)共振区附近。新近又报告了 $^{18}\text{O}(\pi^-, \pi^+)^{18}\text{C}$ 的实验测量<sup>[5]</sup>。

从他们的实验数据可以看到如下几个问题:

1. 在 $T_{\pi^+} \approx 140$  MeV,  $^{18}\text{O}(\pi^+, \pi^-)^{18}\text{Ne}_{g.s.}$ 与 $^{16}\text{O}(\pi^+, \pi^-)^{16}\text{Ne}_{g.s.}$ 反应截面的比值 $R$ , 在零度角近似等于 $2.3 \pm 0.7$ 。 $^{18}\text{O}(\pi^+, \pi^-)^{18}\text{Ne}_{g.s.}$ 是同位旋相似态之间的跃迁, 而 $^{16}\text{O}(\pi^+, \pi^-)^{16}\text{Ne}_{g.s.}$ 是同位旋非相似态之间的跃迁。通常理论上预期前者要比后者大得多。因为相似态之间的跃迁只改变电荷状态不改变核结构的空-自旋状态, 波函数的重迭积分是较大的, 故反应较容易进行; 而非相似态之间的跃迁则要改变核结构的空-自旋状态, 需要作空-自旋的重新排列, 跃迁应较难发生。但实验结果表明, 这两类跃迁几率相差

不大,原因何在?

2. 在零度角测量的  $^{18}\text{O}(\pi^+, \pi^-)^{18}\text{Ne}_{g.s.}$  截面随入射  $\pi^+$  能量的变化,在 (3.3) 区显示出是较平坦的。而通常的  $\pi\text{N}$  振幅在 (3.3) 区有很宽的共振峰,这又是什么原因? 这些都需从  $\pi$ -核反应机制和核结构特点两方面来加以讨论。

本文用相干结构核模型和格劳伯多次散射理论,研究了  $\pi^+-^{18}\text{O}$  和  $\pi^+-^{16}\text{O}$  的双电荷交换反应。计算结果发现,由于核子的成对结构,使得同位旋非相似态之间的双核子跃迁与相似态之间的双核子跃迁是同一量级的。在解释  $\pi^+-^{18}\text{O}$  和  $\pi^+-^{16}\text{O}$  的双电荷交换反应截面的实验比值时,不需要要求  $^{16}\text{O}$  基态有显著的  $2p-2h$  组态涨落成分。在实验误差范围,它可以在 10% 以内改变。此外,我们发现,通过  $^{16}\text{O}$  的两个质子-两个空穴激发的中间态的双电荷交换的贡献小于百分之十。在第二节,我们回顾相干涨落核模型波函数,第三节介绍双电荷交换反应截面的计算方法,第四节给出计算结果及讨论。

## 二、

在研究  $^{16}\text{O}$  和  $^{18}\text{O}$  核到达特定能级的  $\pi^+$ -核双电荷交换反应时,需要联系这些能级的组态结构。对  $^{16}\text{O}$  双满壳核附近的偶偶核的低激发能谱已有相当广泛的研究。例如用无规位相近似的方法讨论满壳激发对能谱的影响,引入  $^{16}\text{O}$  的基态关联等。我们将采用无规位相近似得到的能级结构——即所谓相干结构核模型——来讨论  $^{16}\text{O}$  和  $^{18}\text{O}$  的双电荷交换反应。为此,我们采用文献 [6] 中对能级的表述方式和符号。

令  $a_{im}^+$  表示满壳外轨道上有一个粒子的产生算符;  $b_{im}^+$  表示满壳内部轨道缺少一个粒子,即产生一个空穴的算符。引进粒子对声子算符  $Q^+$  和空穴对声子算符  $P^+$

$$Q_{M\mu\tau}^+ = \chi_L \eta_{LST}^+ + y_L \xi_{LST}^+ (-1)^{L+S+T-M-\mu-\tau}, \quad (2.1)$$

$$P_{M\mu\tau}^+ = \chi_L \xi_{LST}^+ + y_L \eta_{LST}^+ (-1)^{L+S+T-M-\mu-\tau}, \quad (2.2)$$

其中

$$\eta_{LST}^+ = \frac{1}{\sqrt{n_L}} \sum_{l_1 l_3} A_{l_1 l_3 L} (a_{l_1}^+ a_{l_3}^+)_{LST}^+. \quad (2.3)$$

$$\xi_{LST}^+ = \frac{1}{\sqrt{n_L'}} \sum_{l_1 l_4} A_{l_1 l_4 L} (b_{l_1}^+ b_{l_4}^+)_{LST}^+, \quad (2.4)$$

$$A_{l_1 l_3 L} = \frac{l_1 l_3}{L} c_{l_1 0 l_3 0}^{L 0}, \quad \kappa = \sqrt{2\kappa + 1} \quad (2.5)$$

$$\eta_L = 2 \sum_{l_1 l_3} A_{l_1 l_3 L}^2, \quad \eta_L' = 2 \sum_{l_1 l_4} A_{l_1 l_4 L}^2. \quad (2.6)$$

在无规位相近似下,它们满足玻色子对易关系

$$[Q_\alpha, Q_\beta^+] = \delta_{\alpha\beta}, \quad [P_\alpha, P_\beta^+] = \delta_{\alpha\beta}, \quad (2.7)$$

或

$$[\eta_\alpha, \eta_\beta^+] = \delta_{\alpha\beta}, \quad [\xi_\alpha, \xi_\beta^+] = \delta_{\alpha\beta}, \quad (2.8)$$

其余对易子为零。(2.3)、(2.4) 中  $l_1 l_3$  表示  $^{16}\text{O}$  满壳外量子态轨道角动量,这里只取  $2s, 1d$

轨道;  $l_1, l_2$  表示满壳内轨道的量子数, 只取  $1p$  壳轨道, 假定  $1s$  轨道的核子不参与对关联作用. 在 (2.1) 和 (2.2) 中的  $x_L$  和  $y_L$  满足归一化条件  $x_L^2 - y_L^2 = 1$ ,  $y_L$  表征基态涨落的大小. 在文献 [6] 中给出  $x_0 = 1.045$ ,  $y_0 = 0.305$ ,  $x_2 = 1.006$ ,  $y_2 = 0.112$ ,  $x_4 = 1$ . 在本文我们把  $x_L, y_L$  看作可调参数,  $y_L$  从 0 到 0.305 之间取值.

把  $^{16}\text{O}$  基态定义为声子真空态  $|\Psi_0\rangle$ , 则它满足

$$Q_{M\mu\tau}^{LST} |\Psi_0\rangle = 0, \quad P_{M\mu\tau}^{LST} |\Psi_0\rangle = 0. \quad (2.9)$$

$|\Psi_0\rangle$  的显示表式是复杂的, 通常可展开如下

$$|\Psi_0\rangle = c_0 |0\rangle + c_2 (\eta_{LST}^+ \xi_{LST}^+)_{000} |0\rangle + c_2 (\eta_{L_1 S_1 T_1}^+ \eta_{L_2 S_2 T_2}^+ \xi_{L_2' S_2' T_2'}^+ \xi_{L_1' S_1' T_1'}^+)_{000} |0\rangle + \dots \quad (2.10)$$

由等式 (2.9) 和归一化条件来决定系数  $c_0, c_2, c_4, \dots$ . 一般都要做截止近似, 取到某一项为止. 当只保留前两项时有

$$c_0 = x_0 / \sqrt{x_0^2 + 6y_0^2}, \quad c_2 = -\sqrt{3} y_0 / \sqrt{x_0^2 + 6y_0^2}. \quad (2.11)$$

在此基础上,  $^{18}\text{O}$ ,  $^{18}\text{Ne}$  基态可近似取为激发一个声子的态

$$|^{18}\text{O}\rangle = Q_{001}^+ |\Psi_0\rangle, \quad (2.12)$$

$$|^{18}\text{Ne}\rangle = Q_{001}^+ |\Psi_0\rangle. \quad (2.13)$$

$^{16}\text{Ne}$  的基态近似取为激发一个粒子对声子和一个空穴对声子的态

$$|^{16}\text{Ne}\rangle = (Q_{001}^+ P_{001}^+)_{002} |\Psi_0\rangle. \quad (2.14)$$

为了把粒子对和空穴对算符用声子算符来表示, 还需引入非相干结构算符

$$\eta_{M\mu\tau}^{\prime+} = \frac{1}{\sqrt{n_L}} \sum_{l_1 l_2} B_{l_1 l_2 L} (a_{l_1}^+ a_{l_2}^+)_{M\mu\tau}^{LST}. \quad (2.15)$$

这里  $\eta_a^{\prime+} |0\rangle$  态和  $\eta_a^+ |0\rangle$  态是正交的, 对我们所讨论的  $^{16}\text{O}$ ,  $^{18}\text{O}$  情况有

$$\eta_{0\mu\tau}^{\prime+} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[ \sqrt{\frac{5}{6}} (a_{2_z}^+ a_{2_z}^+)_{0\mu\tau}^{0ST} - \sqrt{\frac{1}{6}} (a_{1_d}^+ a_{1_d}^+)_{0\mu\tau}^{0ST} \right],$$

其相应的非相干态的声子算符即为

$$Q_{0\mu\tau}^{\prime+} = \eta_{0\mu\tau}^{\prime+}. \quad (2.16)$$

$Q_a^{\prime+}$  与  $Q_a^+$ ,  $P_a^+$  可互易, 它作用在相干态波函数上等于零.

### 三、

在中能区, 一般认为  $\pi$ -核双电荷交换反应的主要机制是多次散射,  $\pi^+$  介子在穿越原子核时与多个核子发生碰撞, 把两个单位的电荷分别交给了两个核子, 同时自己变成  $\pi^-$  出射. 这一机制可以用格劳伯的多次散射理论<sup>[7]</sup>来描述. 格劳伯多次散射振幅为

$$F_{fi}(\mathbf{g}) = \frac{ik}{2\pi} \int d^{(2)}b c^{i\mathbf{a} \cdot \mathbf{b}} \langle \Psi_f | 1 - \prod_{j=1}^A (1 - \Gamma_j(\mathbf{b} - \mathbf{s}_j)) | \Psi_i \rangle, \quad (3.1)$$

$$\Gamma_i(\mathbf{b} - \mathbf{s}_i) = \frac{1}{2\pi i k} \int e^{-i\mathbf{q}_i \cdot (\mathbf{b} - \mathbf{s}_i)} f_i(\mathbf{q}_i) d^{(2)}q_i. \quad (3.2)$$

$\mathbf{k}$  是入射  $\pi$  介子动量,  $\mathbf{b}$  是碰撞参数,  $\mathbf{q}$  是总动量转移,  $\mathbf{s}_i$  是第  $i$  个靶核子的空间坐标垂直于入射方向的分量, 如图 1 所示.  $f(q)$  是  $\pi$ -核子自由散射振幅, 取唯象形式

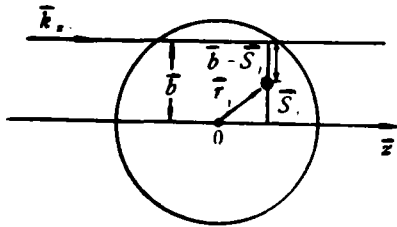


图 1

$$f_i(\mathbf{q}_i) = (f_0(\mathbf{q}_i) + f_2(\mathbf{q}_i)\sigma_i \cdot \mathbf{n}_i) + (f_1(\mathbf{q}_i) + f_3(\mathbf{q}_i)\sigma_i \cdot \mathbf{n}_i)\tau_i \cdot \mathbf{t} = f_i^{el} + f_i^{ex}, \quad (3.3)$$

$$f_i^{el} = f_0 + f_2\sigma_i \cdot \mathbf{n}_i + (f_1 + f_3\sigma_i \cdot \mathbf{n}_i)\tau_{i3}t_3,$$

$$f_i^{ex} = (f_1 + f_3\sigma_i \cdot \mathbf{n}_i)(\tau_{i+}t_- + \tau_{i-}t_+). \quad (3.4)$$

这里  $\mathbf{n}_i = \hat{k}_i \times \hat{k}_i = \hat{q}_i \times \hat{k}_i$ ,  $\sigma_i$  和  $\tau_i$  是第  $i$  个靶核子的自旋和同位旋算符,  $t$  为  $\pi$  介子同位旋算符.  $f_0, f_1, f_2, f_3$  由  $\pi N$  分波相移决定, 是动量的函数. (3.3) 代入 (3.2) 式有

$$\Gamma_i(\mathbf{b} - \mathbf{s}_i) = \Gamma_i^{el}(\mathbf{b} - \mathbf{s}_i) + \Gamma_i^{ex}(\mathbf{b} - \mathbf{s}_i), \quad (3.5)$$

$$\prod_{j=1}^A (1 - \Gamma_j(\mathbf{b} - \mathbf{s}_j)) = \prod_{j=1}^A (1 - \Gamma_j^{el}) - \sum_{j=1}^A \Gamma_j^{ex} \prod_{k \neq j} (1 - \Gamma_k^{el}) + \frac{1}{2!} \sum_{i \neq k} \Gamma_i^{ex} \Gamma_k^{ex} \prod_{l \neq i, k} (1 - \Gamma_l^{el}) - \frac{1}{3!} \sum_{j \neq k \neq l} \Gamma_j^{ex} \Gamma_k^{ex} \Gamma_l^{ex} \cdot \prod_{\substack{m \neq j \\ n \neq k \\ o \neq l}} (1 - \Gamma_m^{el}) + \dots \quad (3.6)$$

第一项是纯弹性散射, 第二项是单电荷交换, 第三项是双电荷交换, 等等, 因为  $\Gamma^{ex}$  比  $\Gamma^{el}$  约小  $1 \sim 2$  数量级, 这个级数收敛极快, 对于  $\pi$ -核双电荷交换, 主要是第三项的贡献. 第三项又可以进一步展开成多次散射级数, 但每一项都含有两个  $\Gamma^{ex}$  因子.

1. 首先处理双电荷交换的二次项

$$F_{ii}^{(2)}(\mathbf{q}) = \frac{ik}{2\pi} \int d^{(2)}bc e^{i\mathbf{q} \cdot \mathbf{b}} \langle \Psi_f | \frac{1}{2} \sum_{j \neq k} \Gamma_j^{ex}(\mathbf{b} - \mathbf{s}_j) \Gamma_k^{ex}(\mathbf{b} - \mathbf{s}_k) | \Psi_i \rangle, \quad (3.7)$$

在二次量子化表象中, (3.7) 式中的算符可表为

$$\frac{1}{2} \sum_{\alpha\beta\gamma\delta} \langle \alpha(1)\beta(2) | \Gamma_1^{ex}(\mathbf{b} - \mathbf{s}_1) \Gamma_2^{ex}(\mathbf{b} - \mathbf{s}_2) | \gamma(1)\delta(2) \rangle a_\alpha^\dagger a_\beta^\dagger a_\delta a_\gamma. \quad (3.8)$$

希腊字母  $\alpha$  等表示单粒子的一组量子数  $(nlm \frac{1}{2} \mu \frac{1}{2} \tau)$ , 求和跑遍所有的量子态, 因此

(3.8) 求和有四类项

$$\propto a_\alpha^\dagger a_\beta^\dagger a_\delta a_\gamma, \quad (3.9a)$$

$$\propto a_\alpha^\dagger a_\beta^\dagger b_\delta^\dagger b_\gamma^\dagger (-1)^{\delta+\bar{\gamma}}, \quad (3.9b)$$

$$\propto b_\alpha b_\beta a_\delta a_\gamma (-1)^{\alpha+\beta}, \quad (3.9c)$$

$$\propto b_\alpha b_\beta b_\delta^\dagger b_\gamma^\dagger (-1)^{\alpha+\beta+\delta+\bar{\gamma}}, \quad (3.9d)$$

它们分别对应于: 粒子-粒子跃迁项 (3.9a),  $\alpha\beta\delta\gamma$  都取满壳外的量子态; 粒子-空穴跃迁项 (3.9b) 和 (3.9c),  $\alpha\beta$  取满壳外(或里)面量子态,  $\gamma\delta$  取满壳里面(或外面)量子态; 空

穴-空穴跃迁项 (3.9d),  $\alpha\beta\gamma\delta$  都取满壳里面量子态。其中  $\bar{\alpha}$  上的一横表示磁量子数取负值。对于双电荷交换反应, 其它类型的项无贡献。

在  $LS$  耦合表象中, (3.8) 可表成

$$\frac{1}{2} \sum_{\substack{n_1 l_1 n_2 l_2 \\ n_3 l_3 n_4 l_4}} \sum_{\substack{LSJT \\ M_j M_T}} \sum_{\substack{L'S'J'T' \\ M'_j M'_T}} \langle (l_1 l_3) LSJM_j T M_T | \Gamma_1^{c\pi}(\mathbf{b} - \mathbf{s}_1) \cdot \Gamma_2^{c\pi}(\mathbf{b} - \mathbf{s}_2) | (l_2 l_4) L'S'J'T' M'_j M'_T \rangle (a_{n_1 l_1}^+ a_{n_3 l_3}^+)_{LSJT}^{M_j M_T} (a_{n_2 l_2} a_{n_4 l_4})_{L'S'J'T'}^{M'_j M'_T}. \quad (3.8')$$

在 (3.7) 中的初末态波函数, 我们采用上一节给出的带有相干结构特点的  $^{16}\text{O}$ ,  $^{16}\text{Ne}$ ,  $^{18}\text{O}$ ,  $^{18}\text{Ne}$  基态波函数 (2.9)–(2.14)。在计算 (3.7) 中矩阵元时, 由于复杂的多体结构, 我们采用两种近似处理方法。

(i) **玻色近似** 我们把粒子对和空穴对算符用声子算符来展开, 取玻色子近似。利用第二节中所给公式, 对  $^{16}\text{O}$  和  $^{18}\text{O}$  具体的核有

$$\begin{aligned} (a_{2s}^+ a_{2s}^+)_{0\mu\tau}^{OST} &= \sqrt{\frac{1}{3}} (x_0 Q_{0\mu\tau}^{+OST} - (-1)^{S+T-\mu-\tau} y_0 P_{0\mu\tau}^{+OST}) + \sqrt{\frac{5}{3}} Q_{0\mu\tau}^{\prime+OST} \\ (a_{1d}^+ a_{1d}^+)_{0\mu\tau}^{OST} &= \sqrt{\frac{5}{3}} (x_0 Q_{0\mu\tau}^{+OST} - (-1)^{S+T-\mu-\tau} y_0 P_{0\mu\tau}^{+OST}) - \sqrt{\frac{1}{3}} Q_{0\mu\tau}^{\prime+OST} \\ (b_{1p}^+ b_{1p}^+)_{0\mu\tau}^{OST} &= -\sqrt{2} (x_0 P_{0\mu\tau}^{+OST} - (-1)^{S+T-\mu-\tau} y_0 Q_{0\mu\tau}^{+OST}), \end{aligned} \quad (3.10)$$

以及 (3.10) 式的共轭表示式。

初末态波函数取 (2.9), (2.12)–(2.14) 的形式, 用玻色子对易关系, 这样能很方便的计算出矩阵元

$$\begin{aligned} & \left\langle {}^{16}\text{Ne}_{g.s.} \left| \frac{1}{2} \sum_{j \neq k} \Gamma_j^{c\pi}(\mathbf{b} - \mathbf{s}_j) \Gamma_k^{c\pi}(\mathbf{b} - \mathbf{s}_k) \right| {}^{16}\text{O}_{g.s.} \right\rangle \\ &= - \left\{ M(b)_{ss} x_0 y_0 / 3 + 5M(b)_{dd} x_0 y_0 / 3 + (M(b)_{ds} + M(b)_{sd}) \right. \\ & \quad \times \sqrt{5} x_0 y_0 / 3 + (M(b)_{sp} x_0^2 + M(b)_{ps} y_0^2) \sqrt{\frac{2}{3}} + (M(b)_{dp} x_0^2 \\ & \quad \left. + M(b)_{pd} y_0^2) \sqrt{\frac{10}{3}} + 2M(b)_{pp} x_0 y_0 \right\} \end{aligned} \quad (3.11)$$

$$\begin{aligned} & \left\langle {}^{18}\text{Ne}_{g.s.} \left| \frac{1}{2} \sum_{j \neq k} \Gamma_j^{c\pi}(\mathbf{b} - \mathbf{s}_j) \Gamma_k^{c\pi}(\mathbf{b} - \mathbf{s}_k) \right| {}^{18}\text{O}_{g.s.} \right\rangle \\ &= \left\{ M(b)_{ss} x_0^2 / 3 + 5M(b)_{dd} x_0^2 / 3 + (M(b)_{ds} + M(b)_{sd}) \right. \\ & \quad \times \sqrt{5} x_0^2 / 3 + (M(b)_{sp} + M(b)_{ps}) \sqrt{\frac{2}{3}} x_0 y_0 + (M(b)_{dp} + M(b)_{pd}) \\ & \quad \left. \times \sqrt{\frac{10}{3}} x_0 y_0 + M(b)_{pp} 2y_0^2 \right\}, \end{aligned} \quad (3.12)$$

其中  $M(b)_{l_1 l_2}$  表示 (3.8') 式中的矩阵元

$$M(b)_{i_1 i_2} = \left\langle I_1^2 00 T 00 \tau \left| \frac{1}{2} \Gamma_1^{\tau x}(\mathbf{b} - \mathbf{s}_1) \Gamma_2^{\tau x}(\mathbf{b} - \mathbf{s}_2) \right| I_2^2 00 T' 00 \tau' \right\rangle. \quad (3.13)$$

(ii) 截止近似  $|\Psi_0\rangle$  取按粒子-空穴态展开的形式 (2.10), 截断到  $C_2$  项为止, 略去高次项. 用严格的费米子对易关系计算矩阵元, 此时波函数 (2.12) — (2.14) 中的声子算符都必须化成用费米子算符表示. 这样做计算要繁重得多.

上两种近似处理, 在  $y_L = 0$  时即无基态涨落的情况, 给出完全相同的结果. 但在  $y_L \neq 0$  时结果是不同的. 两种近似处理都要计算矩阵元

$$\left\langle I_1^2 L S T M \mu \tau \left| \frac{1}{2} \Gamma_1^{\tau x}(\mathbf{b} - \mathbf{s}_1) \Gamma_2^{\tau x}(\mathbf{b} - \mathbf{s}_2) \right| I_2^2 L' S' T' M' \mu' \tau' \right\rangle. \quad (3.14)$$

其中的  $\pi N$  两体振幅  $f_{\pi N}(q)$  在  $E_{\pi^+} < 300$  MeV 区域可只取  $s$  波和  $p$  波部分, 略去自旋有关项, 则为

$$f_{\pi N}^{\tau x}(q) = (a_1 + b_1 q^2)(\tau_{+t-} + \tau_{-t+}). \quad (3.15)$$

那么 (3.2) 式可写为

$$\Gamma(\mathbf{b} - \mathbf{s}) = \frac{2\pi}{ik} (a_1 \delta^{(2)}(\mathbf{b} - \mathbf{s}) - b_1 \nabla_{\mathbf{s}}^2 \delta^{(2)}(\mathbf{b} - \mathbf{s})) (\tau_{+t-} + \tau_{-t+}), \quad (3.16)$$

系数  $a_1, b_1$  由  $s, p$  波相移给定<sup>[9]</sup>. 我们在柱坐标中来完成 (3.14) 的积分, 为此谐振子基作变换<sup>[8]</sup>

$$\phi_{nlm}(\mathbf{r}) = \sum_{\lambda\nu\mu} B(\lambda\nu\mu; nlm) \phi_{\lambda\nu}(\mathbf{s}) \phi_{\mu}(z), \quad (3.17)$$

这样便能方便的完成积分, 得到一解析表示式, 它是  $\mathbf{b}$  的函数. 在具体计算出所需要全部矩阵元 (3.14) 之后, 代入到 (3.11)、(3.12) 式中, 再代入到 (3.7), 完成对  $d^{(2)}b$  的数值积分, 最后得到散射振幅的二次项.

2. 包括所有各次散射的双电荷交换反应振幅

$$F_{fi}(\mathbf{q}) = \frac{ik}{2\pi} \int d^{(2)}b e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{b}} \left\langle \Psi_f \left| \frac{1}{2} \sum_{j \neq k} \Gamma_j^{\tau x}(\mathbf{b} - \mathbf{s}_j) \Gamma_k^{\tau x}(\mathbf{b} - \mathbf{s}_k) \right. \right. \\ \left. \left. \times \prod_{\substack{l \neq j \\ \neq k}}^4 (1 - \Gamma_l^{\tau l}(\mathbf{b} - \mathbf{s}_l)) \right| \Psi_i \right\rangle. \quad (3.18)$$

表 1a  $\pi^+ - {}^{18}\text{O}$  和  ${}^{16}\text{O}$  的双电荷交换

| 截面<br>靶核          | 能量 MeV<br>$y_0$ | 126  |      |       |                    | 145             |      |       |                                  |
|-------------------|-----------------|------|------|-------|--------------------|-----------------|------|-------|----------------------------------|
|                   |                 | 0.0  | 0.2  | 0.305 | 实验                 | 0.0             | 0.2  | 0.305 | 实验                               |
| ${}^{18}\text{O}$ |                 | 14.2 | 23.8 | 31.4  | 2.19<br>$\pm 0.44$ | 6.22            | 10.5 | 14.1  | 2.0 <sup>(1)</sup><br>$\pm 0.34$ |
| ${}^{16}\text{O}$ |                 | 6.14 | 15.7 | 24.5  |                    | 2.77            | 7.35 | 11.6  | 0.87<br>$\pm 0.21$               |
| 理论                |                 | 2.31 | 1.52 | 1.28  |                    | 2.24            | 1.43 | 1.22  |                                  |
| R<br>实验           |                 |      |      |       |                    | 2.3+1.2<br>-0.8 |      |       |                                  |

1)  ${}^{18}\text{O}$  的截面,  $E_{\pi^+} = 139$  MeV.

在 高能粒子-核散射中, 人们常做核子冻结近似, 在此近似下不考虑原子核中间激发态的贡献, 那么 (3.18) 式可分成双电荷交换部分和  $(A - 2)$  次弹性散射部分, 电荷交换碰撞发生在  $(A - 2)$  次弹性散射之前、中间或之后是近似等效的. 略去靶核中间激发态的贡献, (3.18) 可写成

$$F_{fi}(\mathbf{q}) = \frac{i\hbar}{2\pi} \int b db 2\pi J_0(qb) \langle \Psi_f | \frac{1}{2!} \sum_{j \neq k} \Gamma_j^{q^x}(\mathbf{b} - \mathbf{s}_j) \Gamma_k^{q^x}(\mathbf{b} - \mathbf{s}_k) | \Psi_i \rangle \times \langle \Psi_i | \prod_{\substack{l \neq j \\ l \neq k}}^A (1 - \Gamma_l^{q^x}(\mathbf{b} - \mathbf{s}_l)) | \Psi_i \rangle, \quad (3.19)$$

式中矩阵元  $\langle \Psi_f | \frac{1}{2} \sum_{j \neq k} \Gamma_j^{q^x} \Gamma_k^{q^x} | \Psi_i \rangle$  部分已在 1 节中详细讨论过, 可直接搬用, 它是  $b$  的

函数. 弹性散射部分  $\langle \Psi_i | \prod_{\substack{l \neq j \neq k}}^A (1 - \Gamma_l^{q^x}(\mathbf{b} - \mathbf{s}_l)) | \Psi_i \rangle$  如下处理, 忽略库仑散射, 对质子数和质子数相等的核,  $\pi^+$ ,  $\pi^-$ ,  $\pi^0$  的弹性碰撞等价, 同位旋有关部分等于零, 那么

$$f_{\pi N}^{el}(\mathbf{q}) = a_0 + b_0 q^2, \quad \Gamma^{el}(\mathbf{b} - \mathbf{s}) = \frac{2\pi}{i\hbar} (a_0 - b_0 \nabla_{\mathbf{s}}^2) \delta^{(2)}(\mathbf{b} - \mathbf{s}). \quad (3.20)$$

波函数用人们常用的独立粒子密度函数, 因此弹性散射部分可写成

$$\left[ 1 - \int \rho(\mathbf{r}) \Gamma^{el}(\mathbf{b} - \mathbf{s}) d\mathbf{r} \right]^{A-2}, \quad (3.21)$$

$$\rho(\mathbf{r}) = \frac{4}{A\pi^{3/2} R_0^3} \left[ 1 + \frac{A-4}{6} \left( \frac{r}{R_0} \right)^2 \right] \exp\left(-\frac{r^2}{R_0^2}\right), \quad (3.22)$$

$R_0$  是由电子散射实验决定的谐振子参数. (3.21) 可解析完成积分, 得到一个  $b$  的函数表示式. 我们假定对靶核  $^{18}\text{O}$  只有壳心  $^{16}\text{O}$  贡献弹性散射, 而靶核  $^{16}\text{O}$  则是  $^{14}\text{O}$  贡献弹性散射. 最后 (3.19) 式对  $db$  的积分用数值积分完成, 从而得到散射振幅的最后结果.

3. 为了估计中间激发态多步过程对双电荷交换的贡献, 在 (3.19) 式中间插入的态  $|\Psi_i\rangle$  改为激发态  $|\Psi_n\rangle$ . 在  $^{16}\text{O}$  的情况, 选取  $|\Psi_n\rangle$  为

$$(Q_{LST}^+ P_{LST}^+)_{000} |\Psi_0\rangle, \quad (3.23)$$

具体计算了  $LST = 001$  的中间态的贡献. 计算方法同 2 节用的类似, 不同的是现在有两

反应朝前截面 ( $\mu\text{b}/\text{sr}$ )  $\alpha^{-1} = 1.769\text{fm}$

| 154  |      |       |    | 168  |      |       |    | 187  |      |       |    |
|------|------|-------|----|------|------|-------|----|------|------|-------|----|
| 0.0  | 0.2  | 0.305 | 实验 | 0.0  | 0.2  | 0.305 | 实验 | 0.0  | 0.2  | 0.305 | 实验 |
| 5.35 | 8.99 | 12.2  |    | 5.34 | 9.02 | 12.3  |    | 6.15 | 10.5 | 14.4  |    |
| 2.42 | 6.43 | 10.2  |    | 2.42 | 6.46 | 10.2  |    | 2.89 | 7.69 | 12.1  |    |
| 2.2  | 1.4  | 1.2   |    | 2.2  | 1.4  | 1.2   |    | 2.13 | 1.37 | 1.19  |    |

个质子先从满壳里面跃迁到外面,然后满壳内有两个中子与  $\pi^+$  发生电荷交换变成一对质子填入到两个质子空穴里面。因此有两次非弹碰撞,  $A - 4$  次弹性散射。

四、

我们用第二节给的波函数和第三节给的处理方法, 计算了  $^{18}\text{O}(\pi^+, \pi^-)^{18}\text{Ne}_{g.s.}$  和  $^{16}\text{O}(\pi^+, \pi^-)^{16}\text{Ne}_{g.s.}$  反应微分截面。入射  $\pi^+$  的能量从 95 MeV 到 187 MeV 取值。相干结构基态波函数的参数  $y_0$  取 0, 0.20, 0.305。谐振子参数  $R_0$  (有时表示为  $\alpha^{-1}$ ) 取 1.693 fm, 1.71 fm, 1.769 fm, 和 1.83 fm, 相当于取不同核半径。计算结果综合在下列各表和各图中。

表 I 给出在玻色近似下散射角度为零时的双电荷交换反应截面, 以及  $^{18}\text{O}$  和  $^{16}\text{O}$  截面的比值  $R$ 。

从表 I 中可看到, 当  $y_0 = 0$  即无基态涨落时, 朝前截面的比值  $R$  与实验值十分接近, 但绝对值却大 3—5 倍。这是预料中的, 因为截面的绝对大小与  $\pi$  介子波在核中的扭曲和吸收等密切相关, 此外我们用了过于简单的自由  $\pi N$  振幅的离能壳形式, 我们的简单估计不能要求截面的绝对大小十分正确。当  $y_0$  的值增加时, 比值  $R$  逐渐减小, 偏离实验值越大。这表明  $2p-2h$  组态涨落成分的增加使得  $^{16}\text{O}$  的截面增加比  $^{18}\text{O}$  的来得大。实验值要

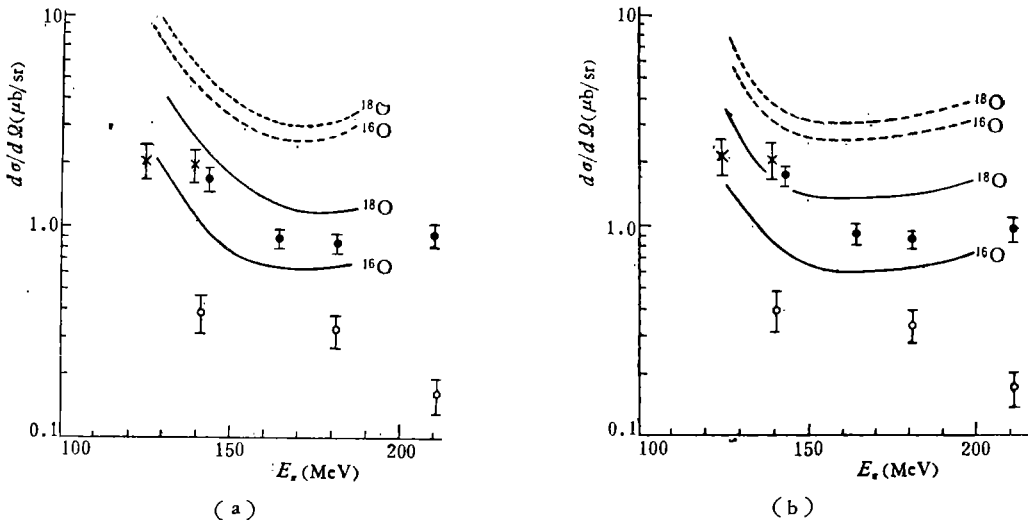


图 2

(a)  $\pi^+ - ^{18}\text{O}$  和  $\pi^+ - ^{16}\text{O}$  双电荷交换反应

截面  $\frac{d\sigma}{d\Omega}$  ( $\theta = 0^\circ$ ) 与入射  $\pi^+$  能量的关系  $\alpha^{-1} = 1.693\text{fm}$ ;

实线  $y_0 = 0$ ; 虚线  $y_0 = 0.305$ ; 曲线计算值

已乘  $\frac{1}{4}$  因子  $\times \theta = 0^\circ$   $\bullet$   $\circ \theta = 5^\circ$

(b) 说明同 (a) 但  $\alpha^{-1} = 1.769\text{fm}$ ,

$\times \theta = 0^\circ$   $\bullet$   $\circ \theta = 5^\circ$



表 Ib  $\pi^+ - {}^{16}\text{O}$  和  ${}^{16}\text{O}$  的双电荷交换反应朝前截面比值  $R$ ,  $\alpha^{-1} = 1.693\text{fm}$

| R          | 能量<br>MeV<br>$y_0$ | 95   |       | 126  |       | 140       |       | 150  |       | 187  |       |
|------------|--------------------|------|-------|------|-------|-----------|-------|------|-------|------|-------|
|            |                    | 0.0  | 0.305 | 0.0  | 0.305 | 0.0       | 0.305 | 0.0  | 0.305 | 0.0  | 0.305 |
| 只考虑二<br>次  |                    | 2.32 | 1.58  | 2.88 | 1.696 | 3.29      | 1.74  | 3.65 | 1.75  | 4.28 | 1.58  |
| 考虑了所<br>有次 |                    | 1.9  | 1.29  | 2.26 | 1.27  | 2.25      | 1.21  | 2.21 | 1.20  | 2.17 | 1.2   |
| 实 验        |                    |      |       |      |       | 2.3 ± 0.8 |       |      |       |      |       |

求  $2p-2h$  组态涨落成分不应太大。在 (3.3) 区, 计算的比值  $R$  随入射  $\pi^+$  能量改变而变化比较小。计算表明, 由于核子的成对结构, 同位旋非相似态之间的双核子跃迁, 比较同位旋相似态之间的跃迁是同量级的。

入射能量为 95 MeV 的朝前微分截面计算值太大, 表明低能区格劳伯近似已不再适用。

表 II 给出入射  $\pi$  能量为 140 MeV 和 180 MeV 时散射角为零度的双电荷交换两体矩阵元。人们很容易想象非相似态之间的矩阵元比较相似态之间的矩阵元要小得很多, 如第一节 1 中申述的理由。但是这对两个核子相干跃迁则不一定正确。双电荷交换恰好是成对核子的相干跃迁, 跃迁矩阵元中初末态波函数成对出现, 即使在  $q = 0$  时也不存在初末态波函数的正交关系, (单电荷交换非相似态之间的一体矩阵元, 在  $q = 0$  时初末态波函数正交为零), 因此非相似态之间的跃迁矩阵元并不小很多。表 II 中给出的矩阵元就是一个例证。

表 III 给出朝前截面对谐振子参数的关系。(反映对核半径大小的关系)。表中指出谐振子参数在合理的范围改变, 截面大小改变可达 10—20%, 但比值  $R$  却几乎不变。

表 II  $\pi^+$ -核双电荷交换两体矩阵元  $q = 0$  时的值

$$\left( \frac{i\hbar}{2\pi} \int d^{(1)}b e^{iq \cdot b} \langle I_1^2 LS | \Gamma_1(\mathbf{b} - \mathbf{s}_1) \Gamma_2(\mathbf{b} - \mathbf{s}_2) | I_2^2 LS \rangle \right)$$

| $(I_1^2)_{LS}$  | $(I_2^2)_{LS}$                   | $(1d)_{00}^{\frac{3}{2}}$ | $(2s)_{00}^{\frac{3}{2}}$        | $(1p)_{00}^{\frac{3}{2}}$ |
|---|----------------------------------|---------------------------|----------------------------------|---------------------------|
| $(1d)_{00}^{\frac{3}{2}}$<br>$(2s)_{00}^{\frac{3}{2}}$<br>$(1p)_{00}^{\frac{3}{2}}$ | $T_{\pi^+} = 140 \text{ MeV},$   | $-0.02197 - i0.2438$      | $\alpha^{-1} = 1.693 \text{ fm}$ | $0.02059 + i0.1402$       |
|   | $-0.00905 - i0.1135$             |                           |                                  |                           |
|   | $-0.01186 - i0.1602$             |                           |                                  |                           |
| $(1d)_{00}^{\frac{3}{2}}$<br>$(2s)_{00}^{\frac{3}{2}}$<br>$(1p)_{00}^{\frac{3}{2}}$ | $T_{\pi^+} = 140 \text{ MeV},$   | $-0.01928 - i0.2338$      | $\alpha^{-1} = 1.710 \text{ fm}$ | $0.01856 + i0.1338$       |
|   | $-0.008132 - i0.1090$            |                           |                                  |                           |
|   | $-0.01076 - i0.1539$             |                           |                                  |                           |
| $(1d)_{00}^{\frac{3}{2}}$<br>$(2s)_{00}^{\frac{3}{2}}$<br>$(1p)_{00}^{\frac{3}{2}}$ | $T_{\pi^+} = 187 \text{ MeV},$   | $0.2638 + i0.0199$        | $\alpha^{-1} = 1.693 \text{ fm}$ | $-0.1499 - i0.02225$      |
|   | $0.1150 + i0.725 \times 10^{-3}$ |                           |                                  |                           |
|   | $0.1558 - i0.006042$             |                           |                                  |                           |
|   |                                  |                           |                                  | $0.2978 + i0.07493$       |

表 III  $\pi^+$ -核双电荷交换反应朝前截面与谐振子参数的关系

| 能量                 | 140 MeV, $y_0 = 0$               |                                  | 145 MeV, $y_0 = 0$               |                                  |
|--------------------|----------------------------------|----------------------------------|----------------------------------|----------------------------------|
| $\alpha^{-1}$ (fm) | 1.693                            | 1.710                            | 1.769                            | 1.839                            |
| $^{16}\text{O}$    | 9.68 ( $\mu\text{b}/\text{sr}$ ) | 9.08 ( $\mu\text{b}/\text{sr}$ ) | 6.22 ( $\mu\text{b}/\text{sr}$ ) | 5.10 ( $\mu\text{b}/\text{sr}$ ) |
| $^{16}\text{O}$    | 4.31                             | 4.04                             | 2.77                             | 2.26                             |
| $R$                | 2.24                             | 2.25                             | 2.25                             | 2.25                             |

在表 IV 中给出  $^{16}\text{O}$  的两个质子两个空穴激发中间态 (3.23) 这一多步过程对双电荷交换反应截面的贡献。它仅有直接项的百分之十,对定性的分析结果是不重要的。

表 IV  $^{16}\text{O}$  2p-2h 质子对激发中间态对 DCEX 截面的贡献  $\theta = 0^\circ$  ( $\mu\text{b}/\text{sr}$ )

| 能量 MeV |   | 126    | 145     | 154     | 168     | 187     |
|--------|---|--------|---------|---------|---------|---------|
| $y_0$  |   |        |         |         |         |         |
| 0.0    | 1 | 6.141  | 2.774   | 2.415   | 2.42    | 2.888   |
|        | 2 | 6.03   | 2.837   | 2.485   | 2.507   | 3.007   |
|        | 3 | 0.0168 | 0.00258 | 0.00146 | 0.00107 | 0.0012  |
| 0.305  | 1 | 24.46  | 11.59   | 10.15   |         | 12.12   |
|        | 2 | 23.83  | 12.31   | 10.9    |         | 13.23   |
|        | 3 | 0.2543 | 0.0538  | 0.0322  |         | 0.0243  |
| 0.20   | 1 | 15.68  | 7.358   | 6.435   | 6.465   | 7.690   |
|        | 2 | 15.33  | 7.697   | 6.804   | 6.899   | 8.240   |
|        | 3 | 0.1046 | 0.0205  | 0.0123  | 0.00897 | 0.00943 |

表 IV 用  $\alpha^{-1} = 1.69$  fm, 表中第 2 列 1、2、3 表示: 1. 不包含中间态贡献的截面, 2. 包含中间态贡献的截面, 3. 仅仅是中间态贡献的截面。

在表 V 中给出截断近似与玻色近似计算结果的比较。从表中看到, 两个近似结果稍有不同。在  $y_0 = 0$  时两者是一致的, 在  $y_0 \neq 0$  时, 截断近似给的比值  $R$  随  $y_0$  增加变化较缓慢, 在实验误差范围,  $^{16}\text{O}$  的 2p-2h 成份 10% 的涨落还是允许的。然而, 因为波函数  $|\Psi_0\rangle$  截断到第二项, 高次项没有计算进来, 它们的影响很难估计。但是, 从我们的计算结果看, 两种近似给出的定性结论是相近的, 不矛盾的。

表 V DCEX 截面  $\frac{d\sigma}{d\Omega}$  ( $\theta = 0^\circ$ ) ( $\mu\text{b}/\text{sr}$ ),  $E_{\pi^+} = 140\text{MeV}$ ,  $y_0 = 0.305$ ,  $\alpha^{-1} = 1.693$  fm

| 能量 (MeV)                     | 95    | 126   | 140   | 150   | 187   |
|------------------------------|-------|-------|-------|-------|-------|
| $^{16}\text{O}$              | 289.2 | 47.13 | 21.5  | 15.33 | 14.48 |
| 玻色对易近似 $^{16}\text{O}$       | 224.3 | 37.05 | 17.68 | 12.77 | 12.06 |
| $R$                          | 1.3   | 1.27  | 1.23  | 1.2   | 1.2   |
| $^{16}\text{O}$              | 201.2 | 33.09 | 15.03 | 10.66 | 9.929 |
| 费米对易截<br>止近似 $^{16}\text{O}$ | 107   | 17.39 | 8.23  | 5.93  | 5.596 |
| $R$                          | 1.87  | 1.9   | 1.83  | 1.8   | 1.79  |

在图 2 中给出朝前截面随能量的变化, 截面在 (3.3) 共振区有一个凹槽。实验点很

少，只有较低能量的三个点，它显示出随能量变化较平缓。新的实验<sup>[11]</sup>，测量角度是  $5^\circ$ ， $^{18}\text{O}$  的双电荷交换截面，在 (3.3) 区显示出凹槽的存在。但  $^{16}\text{O}$  的截面随能量增加却一直下降，与  $^{18}\text{O}$  的情况完全不同，可能与  $^{16}\text{Ne}$  的变形有关，有待进一步研究。基态涨落参数  $y_0$  变化，不改变计算结果的趋势。

在图 3 中给出截面的角分布，对于  $E_{\pi^+} = 187 \text{ MeV}$ ，计算的曲线由零度到 18 度的下降速度是符合实验的。而且在  $23^\circ$  附近的一个谷也与新的实验<sup>[11]</sup>， $E_{\pi^+} = 164 \text{ MeV}$  的角分布形状完全一致。曲线是计算值乘  $\frac{1}{4}$ 。

此外，在计算中发现， $\pi$  介子波的弹性扭曲效应是重要的，它可使截面的绝对值比只考虑电荷交换的二次项之值下降 30—40 倍。但它对比值  $R$  的影响相对来说是小的。例如，只考虑电荷交换的二次项时，比值  $R \sim 3.0$ 。计及弹性扭曲时， $R \sim 2.2$ 。

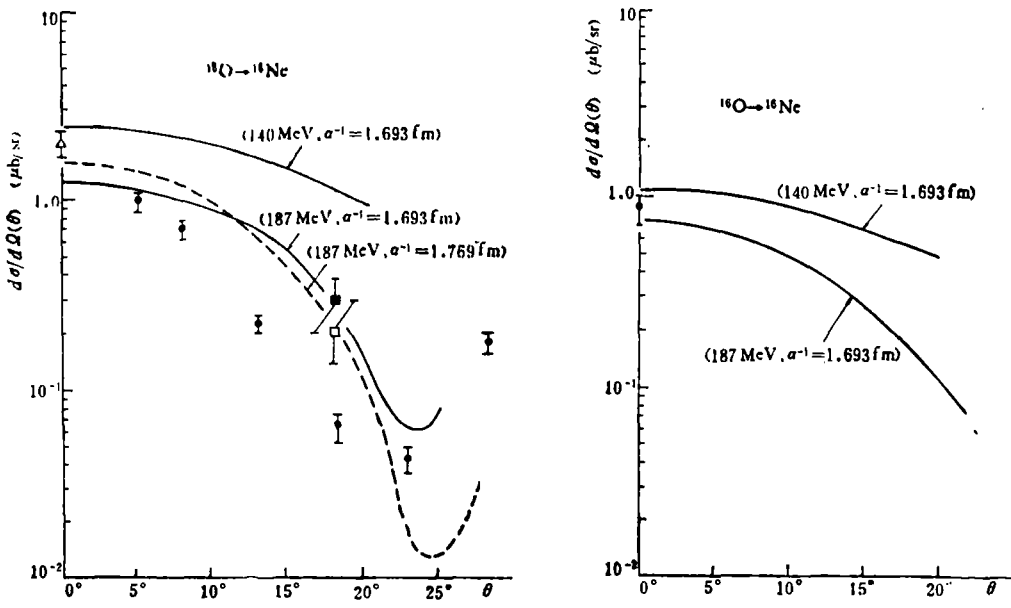


图 3

- (a)  $\pi^+ - ^{18}\text{O}$  双电荷交换反应截面角分布
  - (164 MeV)<sup>[11]</sup>; ■ (187 MeV)<sup>[42]</sup>;
  - (148 MeV)<sup>[42]</sup>; △ (139 MeV)<sup>[7]</sup>
- (b)  $\pi^+ - ^{16}\text{O}$  双电荷交换反应截面角分布
  - (145 MeV)<sup>[11]</sup>

综上所述，本文第一次运用相干结构核模型波函数来具体讨论  $^{16}\text{O}$  和  $^{18}\text{O}$  的  $\pi^+$ -核双电荷交换反应。结果表明，由于核子的成对结构，同位旋非相似态之间的双核子跃迁强度比相似态之间的双核子跃迁强度小不了多少。理论计算的截面比值  $R$ ，不需要求  $^{16}\text{O}$  基态有多大的  $2p-2h$  组态成份，便能很好符合实验比值。在采用了能壳上的自由  $\pi\text{N}$  振幅的情况下，双电荷交换的两体矩阵元，当中间动量积分变数的上限取一系列值——相当于不同的离能壳外推时，发现非对角元与对角元差不多是同量级的。此外，中间激发态的贡

献是不那末重要的。

在我们完成本工作之后,收到《八次国际高能物理与核结构会议》的会议录,见到第一个  $\pi$ -核双电荷交换反应的角分布实验<sup>[1]</sup>, 能量为  $E_\pi = 164$  MeV, 它的角分布形状与我们在此能量附近的计算的理论值吻合。

作者对张宗焯同志, 鲍诚光同志和赵维勤同志给予的许多帮助和讨论, 表示衷心的感谢。

### 参 考 文 献

- [ 1 ] R. L. Burman et al., *Phys. Rev.*, **C17**(1978), 1774.
- [ 2 ] T. Marks et al., *Phys. Rev. Lett.*, **38**(1977), 149.
- [ 3 ] R. T. Holt et al., *Phys. Lett.*, **69B**(1977), 55.
- [ 4 ] C. Perrin et al., *Phys. Lett.*, **63B**(1977), 301.
- [ 5 ] Kamal, K. Seth et al., *Phys. Rev. Lett.*, **41**(1978), 1589.
- [ 6 ] 张宗焯等, 物理学报, **26**(1977), 54.
- [ 7 ] R. J. Glauber, *Lecture in Theoretical Physics*, **1**(1958), 315.  
李扬国等, 中国科学, **18**(1975), 38.
- [ 8 ] 刘宪辉等, 高能物理与核物理, **3**(1979), 494.
- [ 9 ] J. M. McKinley, *Rev. Mod. Phys.*, **35**(1963), 788.
- [ 10 ] T. S. H. Lee et al., *Phys. Rev. Lett.*, **39**(1977), 1307.
- [ 11 ] S. J. Green et al., 8th Inter. Conf. on High Energy Physics and Nuclear Structure, 1979, 1E23.

## $\pi$ -NUCLEAR DOUBLE CHARGE EXCHANGE REACTION AND NUCLEAR STRUCTURE

LI YANG-GUO

(*Institute of High Energy Physics, Academia Sinica*)

WU ZONG-EN HUANG CHAO-HUI

(*Guangxi University*)

LI YANG-GHO

(*Institute of High Energy Physics, Academia Sinica*)

### ABSTRACT

Using coherent fluctuation nuclear model and Glauber's multiple scattering theory, the double charge exchange (DCE) reaction cross sections for  $\pi^+$  on  $^{16}\text{O}$  and on  $^{18}\text{O}$  are calculated. The results show that, owing to the pairing effect, the probability of the double nucleon transition between the isospin non-analogue states increases remarkably: the calculated values of the ratio of  $\sigma(^{16}\text{O}(\pi^+, \pi^-)^{18}\text{Ne}_{g.s.})$  to  $\sigma(^{16}\text{O}(\pi^+, \pi^-)^{16}\text{Ne}_{g.s.})$  fit the experimental data quite well. It also shows that, for fitting the experimental data, the magnitude of the 2p-2h configuration components existed in  $^{16}\text{O}$  ground state would not be too large. The effect of the intermediate states in multiple stage processes is estimated, which shows that the contribution of these processes to the DCE reaction is rather small.