

π 核双电荷交换四极跃迁

刘宪辉 李扬国

(中国科学院高能物理研究所)

摘 要

用相干结构波函数和格劳伯尔近似,研究了 $^{18}\text{O}(\pi^+, \pi^-)^{18}\text{Ne}(2_1^+, 1.89\text{MeV})$ 反应,发现核结构对 π 核双电荷交换四极跃迁有重要影响,多次散射机制能解释实验材料。

一、

近几年来, π 核双电荷交换反应(DCX)的实验有了可喜的进展,已经积累了一些可靠的实验材料^[1],如何解释这些实验现象是理论工作者面临的任务。 $^{18}\text{O}(\pi^+, \pi^-)^{18}\text{Ne}(2_1^+)$ 反应是同位旋非相似态之间的四极跃迁,其跃迁几率比 $0^+ \rightarrow 0^+$ 的同位旋相似态之间的跃迁小一个量级,并且有显著不同的特点,首先从微分截面的角分布看, $0^+ \rightarrow 0^+$ 的跃迁有很强的朝前峰,并在小角度($\sim 23^\circ$)有极小;而 $0^+ \rightarrow 2^+$ 的跃迁,角分布没有朝前峰,在小角度(45° 以前)没有观测到极小,见图1(a)。其次从激发函数看, $0^+ \rightarrow 0^+$ 跃迁在 $(\pi N)(3, 3)$ 共振能区,只表现出很浅的凹槽,在 $\sim 120\text{MeV}$ 有一个小峰,能量高于 200MeV ,截面单调上升。而 $0^+ \rightarrow 2^+$ 跃迁激发函数在 $\sim 180\text{MeV}$ 有很深的谷,能量高于 220MeV ,截面是近似不变,曲线是平的,见图1(b)。

关于 $0^+ \rightarrow 0^+$ 的跃迁,许多理论工作者(包括本作者)已作过广泛的研究,从DWBA, Eikonal近似,到半经典理论的分析^[2],理论上都不能给出微分截面角分布极小值的正确位置。(理论值一般比实验值大 $\sim 6^\circ$ 或更多。)理论上也还不能解释激发函数的形状。(流行的Isobar门口态理论也不能解决这个矛盾。)因此,有些作者提出, π 核双电荷交换反应,除了多次散射机制外,还应有某种新的机制,才能有希望解释实验事实。这种新机制是什么,尚不清楚。那么,对于 $0^+ \rightarrow 2^+$ 的跃迁是否存在类似的问题呢?这就需要研究。另一方面对DCX四极跃迁的研究本身,对于了解同位旋非相似态之间的跃迁与相似态之间的跃迁的差别的本质,是十分重要的。

我们曾经用相干结构波函数和格劳伯尔近似讨论过 $^{18}\text{O}(\pi^+, \pi^-)^{18}\text{Ne}(g.s.)$ 和 $^{16}\text{O}(\pi^+, \pi^-)^{16}\text{Ne}(g.s.)$ 两个反应,发现由于核子的成对效应,对双电荷交换反应有相干增强的作用,正确地解释了这两个反应的实验比值。现在,我们用同样的方法来讨论DCX四极跃

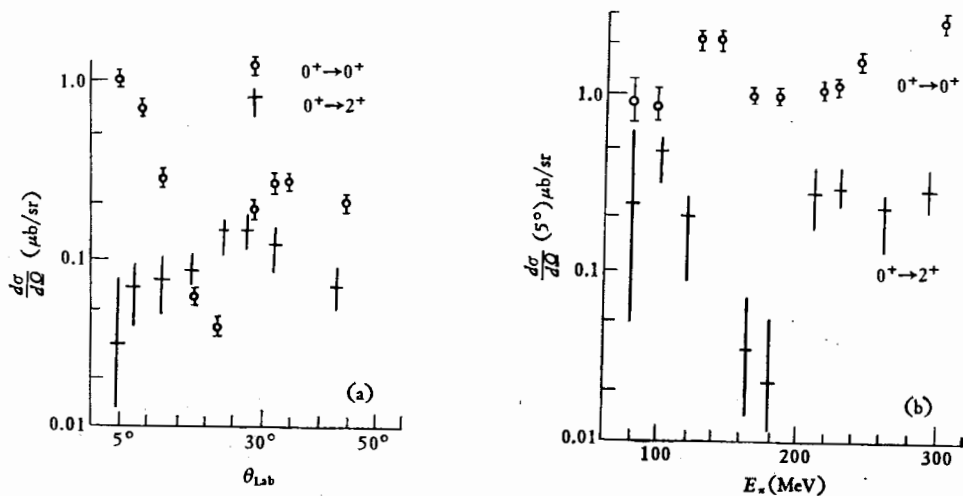


图 1

(a) $^{18}\text{O}(\pi^+, \pi^-)^{18}\text{Ne}$ 反应微分截面, $E_\pi = 164\text{MeV}$ (b) $^{18}\text{O}(\pi^+, \pi^-)^{18}\text{Ne}$ 反应微分截面随入射 π 能量的变化

迁、暂时设想 DCX 反应机制仍是多次散射机制。我们着重于讨论不同的核结构波函数，对 DCX 四极跃迁的角分布和激发函数将会有什么样的影响。

二、

如同参考[3]，我们采用相干结构核态波函数，来描述 $^{18}\text{O}(0^+)$ 和 $^{18}\text{Ne}(2_1^+)$ 的状态。在 LST 表象，定义粒子对算符

$$\eta_{M\mu T}^{\dagger LST} = \frac{1}{\sqrt{n_L}} \sum_{l_1 l_3} A_{l_1 l_3 L} (a_{l_1}^{\dagger} a_{l_3}^{\dagger})_{M\mu T}^{LST} \quad (1)$$

n_L 为归一化因子，

$$n_L = 2 \sum_{l_1} A_{l_1 l_3 L}^2, \quad (2)$$

$$A_{l_1 l_3 L} = \sqrt{\frac{(2l_1 + 1)(2l_3 + 1)}{2L + 1}} C_{l_1 0 l_3 0}^{L 0} \quad (2)$$

l_1, l_3 表示 ^{16}O 满壳外轨道量子数，只取 s, d 壳谐振子轨道。我们不考虑 ^{16}O 基态满壳的 $2p-2h$ 组态涨落，在参考[3]中，我们已指出这一涨落不大，对 DCX 反应的影响不大，故暂忽略。那么， ^{18}O 的基态波函数可表为：

$$|^{18}\text{O}, 0^+\rangle = \eta_{001}^{\dagger} |0\rangle. \quad (3)$$

$^{18}\text{Ne}(2_1^+)$ 波函数可表为：

$$|^{18}\text{Ne}, 2_1^+\rangle = \eta_{201}^{\dagger} |0\rangle. \quad (4)$$

其中 $|0\rangle$ 是 ^{16}O 基态波函数，是粒子真空态，

其
其
内
描

其中
移，

σ 是
 f_1, f_2
通常

手

(9)式

$$\eta_{M\mu\tau}^{LST} |0\rangle = 0. \quad (5)$$

而(3), (4)表示激发一个粒子对声子的状态. 根据上面的表示, 我们有

$$\begin{cases} (a_i^+ a_i^+)_{0\mu\tau}^{0ST} = \sqrt{2} \left\{ \sqrt{\frac{1}{6}} \eta_{0\mu\tau}^{0ST} + \sqrt{\frac{5}{6}} \eta_{0\mu\tau}'^{0ST} \right\}, \\ (a_D^+ a_D^+)_{0\mu\tau}^{0ST} = \sqrt{2} \left\{ \sqrt{\frac{5}{6}} \eta_{0\mu\tau}^{0ST} - \sqrt{\frac{1}{6}} \eta_{0\mu\tau}'^{0ST} \right\}. \end{cases} \quad (6)$$

$$\begin{cases} (a_D^+ a_S^+)_{M\mu\tau}^{2ST} = \sqrt{\frac{7}{12}} \eta_{M\mu\tau}^{2ST} + \sqrt{\frac{5}{12}} \eta_{M\mu\tau}'^{2ST}, \\ (a_D^+ a_D^+)_{M\mu\tau}^{2ST} = \sqrt{2} \left\{ -\sqrt{\frac{5}{12}} \eta_{M\mu\tau}^{2ST} + \sqrt{\frac{7}{12}} \eta_{M\mu\tau}'^{2ST} \right\}. \end{cases} \quad (7)$$

其中 $\eta_{M\mu\tau}'^{LST}$ 表示非相干态的声子算符^[3]. 这些声子算符满足对易关系

$$[\eta_\alpha, \eta_\beta^+] = \delta_{\alpha\beta}. \quad (8)$$

其余对易子为零.

我们认为, 双电荷交换反应机制主要是多次散射机制, 即 π 介子穿越原子核时, 与核内核子发生多次碰撞, 先后与两个中子发生电荷交换. 这样的过程可用格劳伯尔近似来描述, 反应振幅可表示成^[3]

$$\begin{aligned} F_{fi}(\mathbf{q}) &= \frac{ik}{2\pi} \int d^{(2)}b e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{b}} \langle \Psi_f | \frac{1}{2} \sum_{j \neq k} \Gamma_j^{rx}(\mathbf{b} - \mathbf{s}_j) \Gamma_k^{rx}(\mathbf{b} - \mathbf{s}_k) | \Psi_i \rangle \\ &\times \langle \Psi_i | \prod_i^{A-2} (1 - \Gamma_i^{el}(\mathbf{b} - \mathbf{s}_i)) | \Psi_i \rangle. \end{aligned} \quad (9)$$

其中 Ψ_i, Ψ_f 是原子核初末态波函数, k 是入射 π 介子动量, \mathbf{q} 是 π 介子散射后的动量转移, \mathbf{b} 是碰撞参数, Γ^{rx}, Γ^{el} 分别是 πN 散射电荷交换振幅和弹性散射振幅的傅氏变换,

$$\begin{aligned} \Gamma^{rx}(\mathbf{b} - \mathbf{s}) &= \frac{1}{2\pi i k_c} \int e^{-i\mathbf{q}_1 \cdot (\mathbf{b} - \mathbf{s})} f^{rx}(q_1) d^{(2)}q_1, \\ \Gamma^{el}(\mathbf{b} - \mathbf{s}) &= \frac{1}{2\pi i k_c} \int e^{-i\mathbf{q}_1 \cdot (\mathbf{b} - \mathbf{s})} f^{el}(q_1) d^{(2)}q_1. \end{aligned} \quad (10)$$

$$\begin{aligned} f^{rx}(q_1) &= [f_1(q_1) + f_3(q_1)\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{n}] \tau \cdot \boldsymbol{\epsilon}, \\ f^{el}(q_1) &= [f_0(q_1) + f_2(q_1)\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{n}]. \end{aligned} \quad (11)$$

$\boldsymbol{\sigma}$ 是核子自旋, $\boldsymbol{\tau}$ 和 $\boldsymbol{\epsilon}$ 分别为核子和 π 介子的同位旋算符, $\mathbf{n} = \mathbf{k}_i \times \mathbf{k}_f / |\mathbf{k}_i \times \mathbf{k}_f|$. f_0, f_1, f_2, f_3 由 πN 分波相移决定, k_c 是 πN 质心系中入射 π 介子动量. 对于 $T_\pi < 300$ MeV, 通常只取 s, p 波, $f_i(q_1)$ 可表成

$$f_i(q_1) = a_i + b_i q_1^2 \quad (i = 0, 1, 2, 3). \quad (12)$$

我们暂不考虑自旋打翻项, 那么

$$\Gamma_i(\mathbf{b} - \mathbf{s}) = \frac{2\pi}{ik_c} [a_i \delta^{(2)}(\mathbf{b} - \mathbf{s}) - b_i \nabla_{\mathbf{b}}^2 \delta(\mathbf{b} - \mathbf{s})]. \quad (13)$$

(13)式中的双电荷交换矩阵元用二次量子化表象计算

$$\begin{aligned} & \frac{1}{2} \sum_{j \neq k}^4 \Gamma_j^{e\pi}(\mathbf{b} - \mathbf{s}_j) \Gamma_k^{e\pi}(\mathbf{b} - \mathbf{s}_k) \\ &= \frac{1}{2} \sum_{\alpha\beta\gamma\delta} \langle \alpha(1)\beta(2) | \Gamma_1^{e\pi}(\mathbf{b} - \mathbf{s}_1) \times \Gamma_2^{e\pi}(\mathbf{b} - \mathbf{s}_2) | \gamma(1)\delta(2) \rangle a_\alpha^\dagger a_\beta^\dagger a_\delta a_\gamma. \quad (14) \end{aligned}$$

$\alpha, \beta, \gamma, \delta$ 分别代表一组量子数 $nlmst$ 。利用上面的波函数, 不难求得

$$\begin{aligned} & \left\langle {}^{18}\text{Ne}(2_1^+) \left| \frac{1}{2} \sum_{j \neq k} \Gamma_j^{e\pi}(\mathbf{b} - \mathbf{s}_j) \Gamma_k^{e\pi}(\mathbf{b} - \mathbf{s}_k) \right| {}^{18}\text{O}(0^+) \right\rangle \\ &= \left[2\sqrt{\frac{7}{36}} M_{DSSS}(b) - \sqrt{\frac{10}{36}} M_{DDSS}(b) + 2\sqrt{\frac{35}{36}} M_{DSDD}(b) \right. \\ & \quad \left. - \sqrt{\frac{50}{36}} M_{DDDD}(b) \right], \quad (15) \end{aligned}$$

其中矩阵元

$$M_{l_1' l_3' l_1 l_3}^{l_2' l_2}(b) = \left\langle (l_1' l_3')_{2^+ M} \left| \frac{1}{2} \Gamma_1^{e\pi}(\mathbf{b} - \mathbf{s}_1) \Gamma_2^{e\pi}(\mathbf{b} - \mathbf{s}_2) \right| (l_1 l_3)_0 \right\rangle. \quad (16)$$

计算(16)式, 可在柱坐标中完成[3].

(9) 式中的弹性散射部分, 采用单粒子密度函数计算, 取 ${}^{18}\text{O}$ 的单粒子密度函数为修正的谐振子形式[5],

$$\rho(r) = \rho_0 \left(1 + \alpha \frac{r^2}{w^2} \right) \exp(-r^2/w^2), \quad (17)$$

那么

$$\begin{aligned} T(b) &= \int_{-\infty}^{\infty} dz \rho(r) = \rho_0 w \sqrt{\pi} \left[\left(1 + \frac{\alpha}{2} \right) + \alpha \frac{b^2}{w^2} \right] \exp(-b^2/w^2), \\ \Gamma^{e\pi}(\mathbf{b} - \mathbf{s}) &= \frac{2\pi}{ik_c} [a_0 \delta^{(2)}(\mathbf{b} - \mathbf{s}) - b_0 \nabla_b^2 \delta^{(2)}(\mathbf{b} - \mathbf{s})], \\ \left\langle \Psi_i \left| \prod_i^{A-2} (1 - \Gamma_i^{e\pi}(\mathbf{b} - \mathbf{s})) \right| \Psi_i \right\rangle &= \left[\int \rho(r) [1 - \Gamma^{e\pi}(\mathbf{b} - \mathbf{s})] d^3r \right]^{A-2} \\ &= \left[1 - \frac{2\pi}{ik_c} (a_0 T(b) - b_0 \nabla_b^2 T(b)) \right]^{A-2}. \quad (18) \end{aligned}$$

(15), (18) 代入 (9) 式即可完成对 d^2b 的积分, 得到对应于 $J_0(qb)$ 和 $J_2(qb)$ 的两项。 J_2 的存在对四极跃迁是十分重要的, 它反映了四极跃迁振幅的主要特点。

三、

用前一节所给波函数和近似方法, 计算了 $\pi N(3, 3)$ 共振能区的 ${}^{18}\text{O}(\pi^+, \pi^-) {}^{18}\text{Ne}(2_1^+, 1.89\text{MeV})$ 双电荷交换反应四极跃迁。 πN 相移取自[6], ${}^{18}\text{O}$ 的核密度是 Bartozz et al. 的最新实验结果[5]。计算时没有考虑自旋打翻项, 它只有 10% 的影响[7]。

在图(2)中给出入射 π 能量为 90MeV—290MeV 时, 实验室测量角度为 5° 时的微分截面随入射 π 能量的变化。除理论值大一倍外, 形状与实验数据相吻合。在共振峰附近, 曲线确有很深的谷, 表明 πN 共振吸收效应十分重要, 这个效应在四极跃迁中比 $0^+ \rightarrow 0^+$ 跃迁更

$\frac{d\sigma}{d\Omega}(5^\circ) \mu\text{b/sr}$

为突出不大是
的真吸
们没有
的计入
右
的贡献
没有真
确的源
手
 $\rightarrow \infty$
应的能
分布的
符合。
右
态的
还是
(s)₂⁺
它组

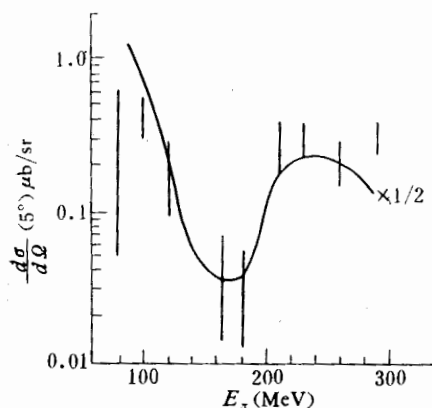


图 2 $^{18}\text{O}(\pi^+, \pi^-)^{18}\text{Ne}(2_1^+)$ 反应
微分截面与入射 π^+ 能量的关系

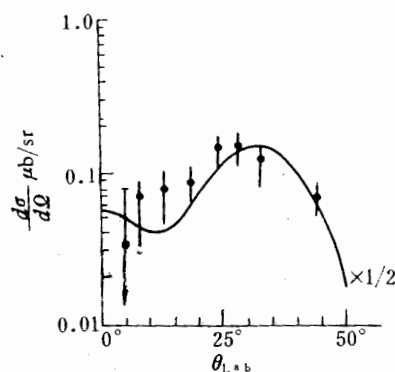


图 3 $^{18}\text{O}(\pi^+, \pi^-)^{18}\text{Ne}(2_1^+)$ 反应
微分截面角分布, $E_\pi = 164\text{MeV}$

为突出, π 能量低于 100MeV 时, 理论值过大, 原因可能有二, 一是格劳伯尔近似方法已不大适用, 因为格劳伯尔近似属高能小角度近似。二是有些物理因素没有考虑, 例如, π 的真吸收效应对低能 π 散射会有重要影响。对能量较高的一端, 理论值偏低, 可能是我们没有考虑高分波的缘故, 在那里显然部分波的贡献已相当重要, 不能再忽略, 但高分波的计入将使计算大大复杂化。

在图(3)给出了入射 π 能量为 164MeV 时的微分截面角分布, 曲线由 J_0 和 J_2 两部分的贡献组成, 正确的反映了四极跃迁的主要特点。除理论值大一倍外, 形状符合实验数据。没有朝前峰, 在 50° 以内没有极小出现。在小角度实验误差太大, 准确的比较需要有更精确的测量。

我们曾经分析过 πN 振幅(12)式的离壳修正 [7]。因为(12)式, 当 $q \rightarrow \infty$ 时, $f(q) \rightarrow \infty$, 这在物理上是不合理的, 结果使理论计算过高的估计了反应截面。当引进离壳效应的修正因子 $\exp[-\beta_1 q^2]$, $\beta_1 \sim (0.1 \sim 0.3)\text{fm}^2$ 时, 它使截面降低一倍而不明显改变角分布的形状。因此当考虑了离壳修正后, 将改善理论计算值与实验数值在绝对大小上的符合。

在图(4)中, 给出各种纯组态波函数对 DCX 反应截面的贡献, 我们看到, 用不同纯组态的波函数计算的 DCX 截面有明显的不同, 不论是壳模型 $j-j$ 耦合纯组态 $(1d_{5/2})_0^+ \rightarrow 2_1^+$, 还是 $L-S$ 耦合表象的纯组态, 所得到的计算曲线形状都与实验数据符合得不够好。如 $(d_{5/2})_0^+ \rightarrow (d_{5/2})_2^+$ 的跃迁, 虽然角分布形状与实验角分布相似, 但激发曲线形状符合不好。其态的符合就更为不好。只有相干结构的波函数给出于实验较好的符合。

从以上的讨论, 可做如下结论, 首先 DCX 四极跃迁反应机制主要是多次散射机制, 要求有新的反应机制来解释实验, 至少这一种需要是不明显的。同时, 理论也不要求 $2p-2h$ 基态涨落的贡献。(有些作者认为 $2p-2h$ 基态涨落贡献, 对同位旋非相干的跃迁是重要的。)其次, 我们看到, 核结构对 DCX 反应的影响是重要的。各种核结构模型未能给出与实验数据相符合的结果, 而相干对结构波函数, 能够同时对角分布和激

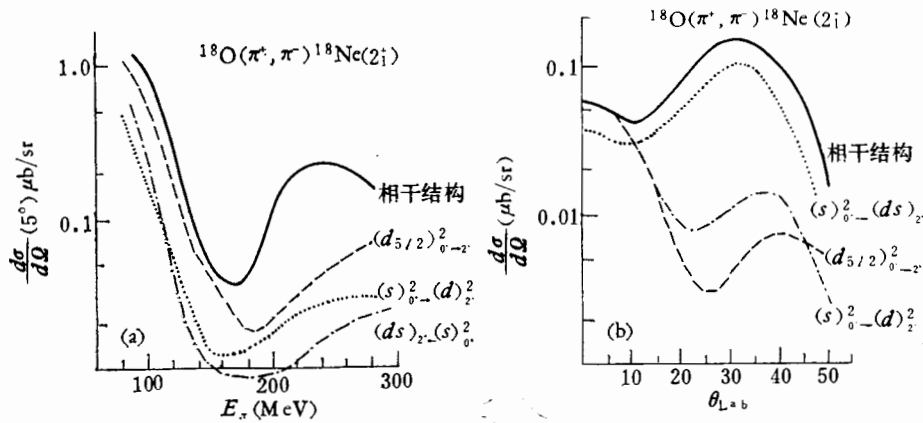


图 4

(a) 用不同组态波函数计算的激发函数

(b) 用不同组态波函数计算的角分布

发函数的实验数据给出较好的符合。因此，再次肯定 DCX 反应的研究是不能忽略对结构的影响的。

我们的工作初步的。进一步改进还应考虑 πN 振幅的高分波，自旋打翻项， π 的真吸收等。我们将作进一步探讨。

参 考 文 献

- [1] K. K. Seth: LA-7892-C (1979), p. 201; S. J. Greene: 预印本, 1980.
 [2] T. S-H. Lee et al.: 预印本, 1980; E. Oset et al.: *Phys. Lett.*, **73B**(1978), 393; L. C. Liu et al.: *Phys. Rev.*, **C11**(1975), 760; M. B. Johnson: *Phys. Rev.*, **C22**(1980), 192.
 [3] 刘宪辉等, 高能物理与核物理, **5**(1981), 157.
 [4] 张宗焯等, 物理学报, **26**(1977), 54.
 [5] Bartozzi et al.: 参看 (1) Seth.
 [6] J. McInley: *Rev. Mod. Phys.*, **35**(1963), 788.
 [7] 刘宪辉, 李扬国, 高能物理与核物理, **6**(1982), 292.

QUADRUPOLE TRANSITION WITH π -NUCLEUS DOUBLE CHARGE EXCHANGE

LIU XIAN-HUI LI YANG-GUO

(Institute of High Energy Physics, Academia Sinica)

ABSTRACT

Using nuclear coherent structure model and Glauber's multiple scattering theory, the double charge exchange reaction (DCE) of $^{18}\text{O}(\pi^+, \pi^-)^{18}\text{Ne}(2_1^+, 1.89 \text{ MeV})$ is studied. The calculated results shows that nuclear structure has important influence on pion-nucleus double charge exchange quadrupole transition, and the mechanism of multiple scattering can explain the experimental data.

过电
子或
有可
激发
命运
来已
Goula
瞬发
与裂
知识
问题
论了
等因