

π -核双电荷交换反应短程贡献的 夸克模型计算*

邹冰松

(中国科学院理论物理研究所,北京)

姜焕清

(中国科学院高能物理研究所,北京)

摘 要

本文给出了从夸克层次计算 π -核双电荷交换反应短程贡献的理论模型,由此模型具体计算了 $^{18}\text{O}(\pi^+, \pi^-)^{18}\text{Ne}(\text{g.s.})$ 在低能区的角分布曲线,并与实验数据进行了比较.结果表明,此模型能够较好地解释双电荷交换反应在低能区的“反常”增大行为.

一、引 言

π -核双电荷交换反应至少涉及到两个核子的转换,预期对核子-核子关联很敏感.这方面的研究工作已引起了人们的很大兴趣^[1].

通常认为,双电荷交换(DCX)反应主要是由相继的两步单电荷交换反应构成的.基于上述机制的最简单的一级光学位方法,在(3,3)共振区取得了一定的成功,能够较好地符合 ^{14}C 、 ^{18}O DCX反应的小角度微分截面;但在低能区50MeV附近,其预言值却大大低于实验观测值^[2,3].这就是所谓的双电荷交换反应的低能反常增大行为,它使得核子短程关联问题变得更加突出,更加引人注目.

为了解释DCX反应的低能反常现象,至今,人们已经采用了多种方法来研究核子-核子关联,例如提出了 Δ -空穴模型^[4]、二级光学位模型^[5-7]、二次散射理论^[8,9]、六夸克集团机制^[10]等等.由这些方法都能够给出符合50MeV能量下 $^{18}\text{O}(\pi^+, \pi^-)^{18}\text{Ne}(\text{g.s.})$ 的小角度微分截面.但是由于以上各种模型理论均需引入唯象参数,因此低能区DCX反应的微观机制并不是十分清楚,仍存有争议^[11].

我们注意到,近年来人们采用唯象QCD和夸克模型来研究核子-核子、核子-反核子、介子-核子、介子-介子之间相互作用的短程部分^[12-15],在分析重子-重子和介子-重子的散射过程上,取得了一定成功.因而,我们希望能将夸克模型推广应用于双电荷交换反应,提出了一个模型^[16],将夸克-反夸克湮灭机制用来计算 π -核双电荷交换反应,如图1

* 国家自然科学基金资助的课题.
本文1988年11月28日收到.

所示。由于夸克被限制在核子和 π 介子内,因此,由这个 DCX 机制给出的是短程贡献。

本文将着重介绍夸克模型理论公式的推导。首先我们通过夸克模型计算导出 π 介子与核子对发生 DCX 反应的有效作用算子,然后,由此有效算子导出在 PWBA 框架下的 π -核 DCX 反应振幅,最后具体计算了 $^{18}\text{O}(\pi^+, \pi^-)^{18}\text{Ne}(\text{g.s.})$ 反应在低能区的角分布,并讨论了模型参数对计算结果的影响,还与实验数据进行了比较。

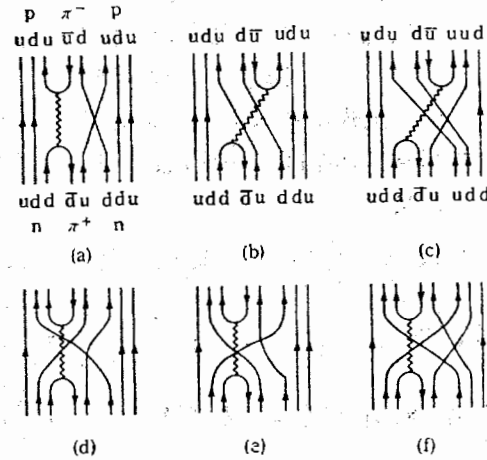


图 1 π -核双电荷交换反应的夸克-反夸克对湮灭机制

二、DCX 有效作用算子的构造

在我们这个双电荷交换 (DCX) 的夸克模型中,最基本的相互作用是图 2 所示的夸克-反夸克对湮灭产生过程。在文献[17]中, Faessler 等人给出了这个过程的有效作用势。如果只保留一阶中心项,这个势在坐标空间中是零程定域的:

$$V_{ij} = \alpha_s \cdot \frac{\pi}{4m_q^2} \delta(\mathbf{r}_{ij}) \left(\frac{16}{9} - \frac{1}{3} \boldsymbol{\lambda}_i \cdot \boldsymbol{\lambda}_j \right) \left(\frac{3}{2} + \frac{1}{2} \boldsymbol{\sigma}_i \cdot \boldsymbol{\sigma}_j \right) \left(\frac{1}{2} - \frac{1}{2} \boldsymbol{\tau}_i \cdot \boldsymbol{\tau}_j \right), \quad (1)$$

其中 $\boldsymbol{\lambda}$ 是通常的色矩阵, α_s 是与夸克-胶子耦合常数 g 相关的常数 ($\alpha_s = g^2/4\pi$), m_q 是夸克质量, $\boldsymbol{\sigma}_i, \boldsymbol{\tau}_i$ 是作用在第 i 个夸克上的自旋、同位旋泡利算子。

在图 1 给出的六个图中,只有图 1(a) 仅交换了一对夸克,是主要贡献项^[16]。本文将只计算这个图的贡献。下面就由图 1(a) 来构造一个有效的 DCX 算子。

作为初步计算,先不考虑去质心问题,我们采用 Born-Oppenheimer 框架^[14]。对应于图 1(a) 的 DCX 有效作用算子可用下式得到:

$$\hat{V}_{\text{DCX}} = - \left\langle [\phi_a^p(123)\phi_b^p(678)]_i \phi_{\pi^-}(45) \left| \sum_{i=1}^3 \sum_{j=6}^8 (V_{4i} \hat{P}_{5j} + V_{4j} \hat{P}_{5i}) \right| [\phi_a^p(123)\phi_b^p(678)]_i \phi_{\pi^+}(45) \right\rangle. \quad (2)$$

上式中,初态是一个夸克(5)与一个反夸克(4)组成 π^+ ,夸克(123)和(678)组成两个中子,两个中子的总自旋为 s ;末态是(45)组成 π^- , (123)和(678)组成两个质子,两个质子的总自旋为 s' . \hat{P}_{ij} 是夸克对 (i, j) 的交换算子,它作用于所有的子空间:色空间、自旋-同位旋空间和位置坐标空间,即 $\hat{P}_{ij} = \hat{P}_{ij}^c \cdot \hat{P}_{ij}^\sigma \cdot \hat{P}_{ij}^\tau$. 由于夸克是费米子,对应于一个交换算子,应加上一个负号因子.



图2 夸克-反夸克湮灭图

由夸克的全同性,(2)式可简化为

$$\hat{V}_{\text{DCX}} = -18 \langle [\phi_a^p(123)\phi_b^p(678)]_{s',\phi_{\pi^-}(45)} | V_{45} \hat{P}_{38} | [\phi_a^n(123)\phi_b^n(678)]_{s,\phi_{\pi^+}(45)} \rangle. \quad (3)$$

由于上式中初末态及 $V_{45} \hat{P}_{38}$ 均可分解为色空间、自旋-同位旋空间和坐标空间三部分,故我们可分别加以计算.

定义

$$V_c \equiv \langle \phi_a^c(123)\phi_b^c(678)\phi_{\pi^+}^c(45) | \left(\frac{16}{9} - \frac{1}{3} \lambda_4 \cdot \lambda_3 \right) \hat{P}_{38}^c | \phi_a^c(123)\phi_b^c(678)\phi_{\pi^+}^c(45) \rangle, \quad (4)$$

$$V_{\sigma\tau} \equiv \langle [\phi_a^p(123)\phi_b^p(678)]_{s',\phi_{\pi^-}(45)} | \hat{P}_{38}^\sigma \hat{P}_{38}^\tau \left(\frac{3}{2} + \frac{1}{2} \sigma_3 \cdot \sigma_4 \right) \cdot \left(\frac{1}{2} - \frac{1}{2} \tau_3 \cdot \tau_4 \right) | [\phi_a^n(123)\phi_b^n(678)]_{s,\phi_{\pi^+}(45)} \rangle, \quad (5)$$

$$V_x \equiv \langle \phi_a^x(123)\phi_b^x(678)\phi_{\pi^+}^x(45) | \delta(\tau_{34}) \hat{P}_{38}^x | \phi_a^x(123)\phi_b^x(678)\phi_{\pi^+}^x(45) \rangle, \quad (6)$$

则由(1)、(3)式得

$$\hat{V}_{\text{DCX}} = -\frac{9\pi\alpha_s}{2m_q} V_c \cdot V_{\sigma\tau} \cdot V_x. \quad (7)$$

下面我们将依次计算各个子空间的有效算子 $V_c, V_{\sigma\tau}, V_x$.

1) 色空间 V_c 的计算

对于 $SU_c(3)$ 群,交换算子

$$\hat{P}_{38}^c = \frac{1}{3} + \frac{1}{2} \lambda_5 \cdot \lambda_8. \quad (8)$$

在色空间,核子与 π 介子的夸克波函数均为色单态,分别为

$$\begin{aligned} \phi_a^c(123) &= \frac{1}{\sqrt{6}} \sum_{i,j,k=1}^3 \epsilon_{ijk} \phi_1(c_i) \phi_2(c_j) \phi_3(c_k), \\ \phi_b^c(678) &= \frac{1}{\sqrt{6}} \sum_{i,j,k=1}^3 \epsilon_{ijk} \phi_6(c_i) \phi_7(c_j) \phi_8(c_k), \\ \phi_{\pi^+}^c(45) &= \frac{1}{\sqrt{3}} \sum_{q=1}^3 \phi_4(\bar{c}_q) \phi_5(c_q), \end{aligned} \quad (9)$$

其中 $\phi_n(c_i)$ 是第 n 个夸克的色空间波函数, c_1, c_2, c_3 分别表示夸克的三种颜色, $\bar{c}_1, \bar{c}_2, \bar{c}_3$ 为相应的三种反夸克颜色, ϵ_{ijk} 为三阶全反对称张量的单位算符.

将(8)、(9)式代入(4)式,并利用如下关系式:

$$\begin{aligned} \langle \phi_n(c_i) | \phi_n(c_{i'}) \rangle &= \delta_{ii'}, \\ \sum_i \epsilon_{ijk} \epsilon_{ij'k'} &= \delta_{ij'} \delta_{kk'} - \delta_{ik'} \delta_{j'k}, \\ \lambda_m \cdot \lambda_n &= \sum_{a=1}^8 \lambda_m^a \cdot \lambda_n^a, \\ \langle \phi_n(C_i) | \lambda_n^a | \phi_n(C_{i'}) \rangle &= (\lambda_n^a)_{ii'}, \\ \text{Tr} \lambda_n^a &= 0, \end{aligned}$$

我们很容易得出 $V_C = 16/27$. (10)

2) 自旋-同位旋空间 $V_{\sigma\tau}$ 的计算

一个核子内的三夸克态是色单态, 色空间波函数是全反对称的. 而坐标空间和自旋-同位旋空间波函数均为全对称的. 自旋-同位旋空间波函数可以表示为如下形式^[8]:

$$\phi_a = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[\chi_r^a \left(\frac{1}{2} \right) \chi_r^a \left(\frac{1}{2} \right) + \chi_d^a \left(\frac{1}{2} \right) \chi_d^a \left(\frac{1}{2} \right) \right], \quad (11)$$

其中 $\chi_{r(d)}$ 表示头两个夸克指标是对称(反对称)的三夸克态, 即

$$\chi_{r(d)} = \left| \left[1(0) \frac{1}{2} \right] \frac{1}{2} \right\rangle.$$

如果这个态的头两个夸克指标是对称(反对称)的, 则这两个夸克的总自旋或同位旋应该是 $1(0)$.

由此, (5) 式中 π 介子与核子对的初末态可表示为

$$\begin{aligned} & \left| [\phi_a^0(123)\phi_b^0(678)]_r \phi_{\pi^+}(45) \right\rangle = \left[\frac{1}{2} \sum_{i' i''} \left| \left(l \frac{1}{2} \right) \frac{1}{2}, \left(l' \frac{1}{2} \right) \frac{1}{2}; s, M \right\rangle \right. \\ & \quad \left. \cdot \left| \left(l \frac{1}{2} \right) \frac{1}{2}, \left(l' \frac{1}{2} \right) \frac{1}{2}; T=1, M_T=-1 \right\rangle \right] \\ & \quad \cdot \left| \frac{1}{2}, \frac{1}{2}; 0, 0 \right\rangle_{\pi} \left| \frac{1}{2}, \frac{1}{2}; 1, 1 \right\rangle_r, \end{aligned} \quad (12)$$

$$\begin{aligned} & \left| [\phi_a^0(123)\phi_b^0(678)]_{r'} \phi_{\pi^-}(45) \right\rangle = \left[\frac{1}{2} \sum_{i' i''} \left| \left(l_1 \frac{1}{2} \right) \frac{1}{2}, \left(l'_1 \frac{1}{2} \right) \frac{1}{2}; s, M \right\rangle \right. \\ & \quad \left. \cdot \left| \left(l_1 \frac{1}{2} \right) \frac{1}{2}, \left(l'_1 \frac{1}{2} \right) \frac{1}{2}; T=1, M_T=1 \right\rangle \right] \\ & \quad \cdot \left| \frac{1}{2}, \frac{1}{2}; 0, 0 \right\rangle_{\pi} \left| \frac{1}{2}, \frac{1}{2}; 1, -1 \right\rangle_{r'}. \end{aligned} \quad (13)$$

在自旋-同位旋空间, 交换算子为

$$\hat{P}_{ij}^{\sigma} = \frac{1}{2} (1 + \sigma_i \cdot \sigma_j), \quad \hat{P}_{ij}^{\tau} = \frac{1}{2} (\tau_i \cdot \tau_j + 1). \quad (14)$$

因此, (5) 式可表示为

$$V_{\sigma\tau} = \langle [\phi_a^0(123)\phi_b^0(678)]_{r'} \phi_{\pi^-}(45) | \hat{P}_{32}^{\sigma} \hat{P}_{32}^{\tau} (1 + \hat{P}_{34}^{\sigma})$$

$$\cdot (1 - \hat{P}_{34}^r) |[\phi_a^r(123)\phi_b^r(678)]_r \phi_{\pi^+}(45)\rangle. \quad (15)$$

将(12)、(13)式代入上式,通过 C-G 系数展开求矩阵元,便得到

$$V_{\sigma r} = \begin{cases} -17/54, & s' = s = 0; \\ -1/162, & s' = s = 1. \end{cases} \quad (16)$$

3) 坐标空间 V_x 的计算

对于坐标空间,我们将分别位于 r_a 、 r_b 和 r 的两个核子和一个 π 介子的夸克波函数取为高斯形式:

$$\begin{aligned} \phi_a^r(123) &= \left(\frac{\beta^2}{\pi}\right)^{3/4} \exp\left(-\frac{\beta^2}{2} \sum_{i=1}^3 (r_i - r_a)^2\right), \\ \phi_b^r(678) &= \left(\frac{\beta^2}{\pi}\right)^{3/4} \exp\left(-\frac{\beta^2}{2} \sum_{j=6}^8 (r_j - r_b)^2\right), \end{aligned} \quad (17)$$

$$\phi_{\pi^+}(45) = \left(\frac{\beta^2}{\pi}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{\beta^2}{2} \sum_{k=4}^5 (r_k - r)^2\right),$$

其中 β 为核子的尺寸参数. 为了简便起见,我们将 π 介子的尺寸参数也取做 β .

将(17)式代入(16)式求矩阵元,得

$$V_x = \frac{\beta^3}{\sqrt{(2\pi)^3}} e^{-\frac{\beta^2}{2}[(r-r_a)^2+(r-r_b)^2]}. \quad (18)$$

最后将(10)、(16)、(18)式代入(7)式,我们得到 DCX 有效作用算子为

$$\hat{V}_{\text{DCX}} = c_i \cdot \frac{\alpha_i \beta^3}{m_q^2} \cdot e^{-\frac{\beta^2}{2}[(r-r_a)^2+(r-r_b)^2]}, \quad (19)$$

其中 c_i 为与两核子总自旋 S 有关的常数,其具体数值为

$$c_0 = 34/81\sqrt{2\pi}, \quad c_1 = 2/243\sqrt{2\pi}.$$

三、PWBA 框架下的 DCX 散射振幅

在低能区, π 介子波函数的扭曲是不重要的,我们将采用 PWBA 方法. PWBA 的 DCX 散射振幅与上节所求得的 DCX 有效作用算子有如下关系:

$$F^{\text{DCX}}(\mathbf{q}) = -\frac{\omega}{2\pi} \langle f | \hat{V}_{\text{DCX}} | i \rangle, \quad (20)$$

其中 $\omega = \sqrt{k^2 + \mu^2}$ 是 π 介子在质心系中的总能量, k 、 μ 分别为 π 介子的人射动量和静止质量. $|i\rangle$ 和 $|f\rangle$ 分别为 π -核系统的初末态. \mathbf{q} 为 π 介子的动量变化.

由于有效作用算子是两个核子坐标的函数,我们需要知道参加反应的两个核子的波函数. 对于满壳外只有两个价中子的核(如 ^{18}O), 我们认为只有壳外这两个中子参加到同位旋相似态的 DCX 反应. 通常处于基态的两个价中子容易结对成有相同 (nl) 量子数的组态,其波函数可以表示为几个 $|(nl; j)^2 JM\rangle$ 态的迭加,其中 (nl) 是价中子谐振子波函数对应的量子数, j 是 $j-j$ 耦合中一个价中子的总角动量, (JM) 为两个价中子的总

角动量及其第三分量. 通过 $9-j$ 系数变换, 可以得到 L-S 耦合的波函数 $|(nl)^2LS; JM\rangle$ 的迭加. 此波函数的坐标空间部分为 $|(nl)^2LM_L\rangle$. 因此, 在我们计算中, 最基本的空间部分矩阵元为:

$$V_x^{ij} \equiv \langle (n_i l_i)^2 L_i M_i | e^{-i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}} V_x(\mathbf{r}, \mathbf{r}_a, \mathbf{r}_b) | (n_i l_i)^2 L_i M_i \rangle, \quad (21)$$

其中 \mathbf{q} 为 π 介子初末态动量转移.

将(19)式代入上式计算, 得

$$\begin{aligned} V_x^{ij}(q) = & \frac{2\beta^3}{\sqrt{2\pi}} (-1)^{L_i} (2L_i + 1)(2l_i + 1) \\ & \cdot \sqrt{(2L_i + 1)(2L_f + 1)} \\ & \cdot \sum_{L'L''} (-1)^{L''} \cdot i^{L+L'+J} \cdot (2J + 1)(2L + 1)(2L' + 1) \\ & \cdot (-1)^{M_f} \\ & \cdot \begin{pmatrix} L_i & L_f & J \\ M_i & M_f & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} l_i & l_f & L \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} l_i & l_i & L_i \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \\ & \cdot \begin{pmatrix} L & L' & J \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{Bmatrix} l_i & l_i & L_i \\ l_f & l_f & L_f \\ L & L' & J \end{Bmatrix} \\ & \cdot \int r^2 dr j_L(qr) I_{l_i l_i L}(r) I_{l_i l_i L'}(r), \quad (22) \end{aligned}$$

其中

$$I_{l_i l_i L}(r) = \int r_1^2 dr_1 e^{-\frac{1}{2}\beta^2 r_1^2} R_{n_i l_i}(r_1) R_{n_f l_f}(r_1) j_L(i\beta^2 r r_1). \quad (23)$$

由(19—23)式, 我们只要知道两个价中子的具体波函数, 就可以直接计算出 DCX 反应的散射振幅, 从而求得反应截面.

四、计算结果及讨论

本文具体计算了初末态为同位旋相似态的 DCX 反应 $^{18}\text{O}(\pi^+, \pi^-)^{18}\text{Ne}(\text{g.s.})$ 的角分布, 其中两个价中子的壳模型波函数可取为^[4]

$$|^{18}\text{O}(\text{g.s.})\rangle = 0.837 |(0d_{3/2}^2)00\rangle + 0.485 |(1d_{5/2}^2)00\rangle + 0.247 |(0d_{5/2}^2)00\rangle, \quad (24)$$

其谐振子参数为 $b = 1.77\text{fm}$.

在本计算中, 夸克势及夸克波函数参数取为: $m_q = 300\text{MeV}$, $\alpha_s = 1.39$, $\beta^{-1} = 0.52\text{fm}$.

图 3 给出了低能区几个能量下的角分布曲线, 并与实验数据进行了比较. 计算结果在小角度部分与实验符合较好, 角分布具有朝前峰. 在大角度, 夸克模型机制的贡献很小, 大大低于实验值, 而传统机制或其它机制将起主要作用. 随着能量的增加, 角分布曲线变陡, 在 80MeV 理论值高于实验值, 这是由于我们没有考虑扭曲的结果. 扭曲效应随能量的增加而增大, 使小角度微分截面下降, 因此, 如果考虑扭曲效应, 可能会使 80MeV

的结果得到改善。

下面我们考察一下夸克模型参数的影响。目前,通过拟合重子质量谱、量子磁矩等,

人们得到几种不同的夸克模型参数^[12,19,20]。表 1 给出了四种不同的参数及由这些参数计算的 50MeV 能量下 O^{18} 的 DCX 反应的 0° 微分截面值。

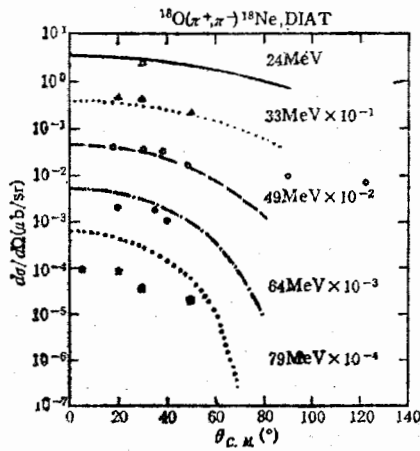


图 3 低能区 DCX 反应 $^{18}O(\pi^+, \pi^-)^{18}Ne(g.s.)$ 的角分布曲线

由表 1 可见,不同夸克模型参数的选取,对计算结果会有一些影响.无论采用哪种参数,夸克机制的贡献都远大于一级光学位传统机制的贡献,因此,此夸克机制的贡献肯定是很重要的.四组参数中,除了第二组给出的计算结果与实验值偏差较大外,其它三组都与实验值符合得较好.随着理论与实验的完善,此夸克模型计算对参数的依赖关系有可能为我们提供一种新的检验夸克模型参数的方法。

最后需要指出的两点是:(1)我们这种夸克机制,从物理内容方面来说,除了部分地包括传统的核子-核子关联效应外,还包括了 π 介子的真吸收-再发射机制^[21]的贡献.尽管 π 的真吸收-再发射机制在六夸克集团机制^[10]中已部分地包括,并且,已经开始在纯核子基础上进行研究^[21],但是我们从纯夸克层次上进行的研究还是很有意义的,它为研究 π -两核子短程关联开辟了一个新的途径。(2)在

表 1 四种夸克模型参数及其对 50MeV O^{18} DCX 反应的计算结果

| 参数来源 | 参数值 | | | $d\sigma(0^\circ)/d\Omega(\mu b/sr)$ | | |
|--------|-------------------|------------|-------------------------|--------------------------------------|----------------------|--------------------------|
| | $m_q(\text{MeV})$ | α_s | $\beta^{-1}(\text{fm})$ | 夸克模型 | 一级光学位 | 实验值 |
| 文献[14] | 300 | 1.39 | 0.6 | 5.5 | | $\sim 4.0 \pm 1.0^{[2]}$ |
| 文献[19] | 355 | 0.97 | 0.475 | 1.0 | 0.005 ^[7] | |
| 文献[20] | 330 | 1.62 | 0.6 | 5.1 | | |
| 本文 | 300 | 1.39 | 0.52 | 4.3 | | |

我们的计算中,基本的夸克-反夸克相互作用是采用的静态极限,并且只计算了图 1(a) 的贡献.更进一步的研究需要包括夸克-反夸克势中的动量依赖项,计算更多的图的贡献.但是,我们预期,由本文计算所给出的角分布的主要特点将不会改变。

作者感谢何祚庠、庆承瑞和张宗焯等教授提供的许多有益的建议和讨论。

参 考 文 献

- [1] Proceeding of the LAMPF Workshop on Pion Double Charge Exchange, LA-10550-C(1985).
 [2] R. Gilman, in Ref. [1], p. 14.
 [3] I. Navon, et al., *Phys. Rev. Lett.*, **52**(1984), 105;

- M. J. Leitch, et. al., *Phys. Rev. Lett.*, **54**(1985), 1482;
 A. Altman, et. al., *Phys. Rev. Lett.*, **55**(1985), 1273.
- [4] T. Karapiperis and M. Kobayashi, *Phys. Rev. Lett.*, **54**(1985), 1230; *Ann. Phys.*, **177**(1987), 1.
 [5] E. R. Siciliano, in Ref. [1], p. 179; E. R. Siciliano, et al., *Phys. Rev.*, **C34**(1986), 267.
 [6] L. C. Liu, *Phys. Rev. C***27**(1983), 1611; and in Ref. [1], p. 109.
 [7] B. S. Zou and H. C. Chiang, *Phys. Ener. Fort. et Phys. Nucl.*, **13**(1988), 571.
 [8] W. R. Gibbs, in Ref. [1], p. 90.
 [9] M. Bleszynski and R. J. Glauber, *Phys. Rev.*, **C36**(1987), 681.
 [10] G. A. Miller, *Phys. Rev. Lett.*, **53**(1984), 2008; and in Ref. [1], p. 193.
 [11] K. K. Seth, *Nucl. Phys.*, **A478**(1988), 591c.
 [12] M. Oka and K. Yazaki, *Phys. Lett.*, **90B**(1980), 41.
 [13] R. R. Schroder and H. G. Dosch, *Nucl. Phys.*, **A451**(1986), 666.
 [14] K. Holinde and M. B. Johnson, *Phys. Lett.*, **144B**(1984), 163.
 [15] B. Liu and H. C. Chiang, *Phys. Ener. Fort. et Phys. Nucl.*, **13**(1988), 565
 [16] H. C. Chiang and B. S. Zou, in Proc. of the Int. Symp. on Medium Energy Physics, Beijing, 1987, p614, and to be published.
 [17] A. Faessler, G. Lubeck and K. Shimizu, *Phys. Rev.*, **D26**(1982), 3280.
 [18] C. S. Warke and R. Shanke, *Phys. Rev.*, **C21**(1980), 2643.
 [19] A. Faessler, et al., *Phys. Lett.*, **112B**(1982), 201.
 [20] N. Isgur, *Phys. Rev.*, **20D**(1979), 1191.
 [21] C. R. Ching, T. H. Ho and B. S. Zou, Preprints AS-ITP-88-024 and AS-ITP-88-039.

A QUARK MODEL CALCULATION FOR THE SHORT-RANGE CONTRIBUTION IN THE PION DOUBLE CHARGE EXCHANGE REACTION

ZOU BINGSONG, JIANG HUANQING

(Institute of Theoretical Physics and Institute of High Energy Physics, Academia Sinica, Beijing)

ABSTRACT

A quark model calculation for the short-range contribution in the pion double charge exchange (DCX) reaction is presented. In the framework of this new model the angular distributions of $^{18}\text{O}(\pi^+, \pi^-)^{18}\text{Ne}(\text{g.s.})$ at low energies are calculated and compared with the experimental data. It is found that this model can explain the "anomalous" increasing behavior for the DCX reaction around 50 MeV quite well.