

由单胶子交换传递势 $V_{q \rightarrow qq\bar{q}}$ 计算 核子-介子顶角相互作用

余友文 张宗桦

(中国科学院高能物理研究所)

摘 要

本文从单胶子交换的传递位 $V_{q \rightarrow qq\bar{q}}$ 出发,用生成坐标方法,计算了核子-介子顶角的相互作用矩阵元. 由此得到的相互作用形式同由核子场与介子场相互作用给出的非相对论形式完全相同,并且计算得出的耦合常数也基本上与实验值相符合.

一、引 言

最近几年来,由于夸克势模型在解释强子结构上取得了一定的成功,以及从格点规范理论出发对夸克禁闭势的理论依据做了一些探讨;因而人们试图从夸克势模型的角度来了解核子-核子相互作用的工作越来越多,成为研究核力的一个十分受重视的课题. Harvey^[1], Yazaki^[2] 以及 Faessler^[3] 等几个研究组从单胶子交换势加上唯象的禁闭势出发,在考虑了组态混合及道耦合的情况下,用共振群方法计算了六个夸克系统分为两个核子时的³S₁波 ($T = 0$) 散射相移 δ_0 . 得到结果为 $\delta_0 < 0$, 这与一个硬排斥心的效果十分相似. 这表明他们的工作可以对核力的短程性质获得一些信息.

但是,我们知道在实验上核子之间在质心系能量大于 200 MeV 时,它们的³S₁波散射相移 δ_0 是负的,而在更低能量时, δ_0 是正的. 这是由于核子-核子相互作用的中程部分是吸引力. 而仅仅考虑两个夸克之间的单胶子交换是无法描述核力的中程特性的. 需要考虑海夸克的效应,即交换形成介子的一对“正反夸克对”,如图 1 所示.

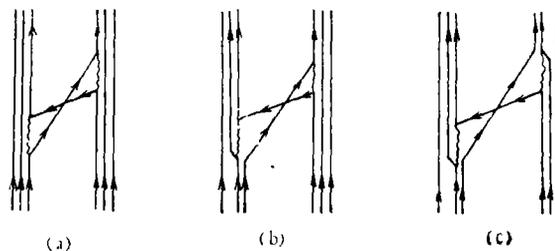


图 1

本文 1983 年 2 月 3 日收到.

如何把海夸克效应包括进来是一个相当困难的问题。有不少人在这方面进行过研究，但都未能得到满意的结果。例如 Weise^[4] 等人曾试图用口袋模型来探讨海夸克的效应，他们计算了核子-介子顶角，但由于在口袋内不能把相对运动分离开，所以无法给出 $NN\pi$ ， $NN\rho$ 等基本的顶角。Harvey 也曾指出交换“正反夸克对”的重要性，但他认为目前从理论上尚不知该怎样处理。所以他引入了一个唯象的等效夸克相互作用来改进他的计算结果^[5]。看来，如何从理论上在势模型的框架中加入“正反夸克对”的效应是改进势模型研究核力的一个重要课题，同时也是一个相当复杂的课题。

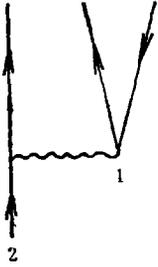


图 2

我们的想法是，需要有一个合理的产生“一对正反夸克”的传递位 $V_{q \rightarrow qq\bar{q}}$ ，如图 2 所示。关于这一点，我们已经从 QCD 的单胶子交换出发，在非相对论近似下，得到了一个离壳情况下的传递势^[5]。由这个传递位，有可能将海夸克效应包括到势模型中来，从而得到图 1 中各个过程所提供的效应。为此，我们首先利用这个传递势 $V_{q \rightarrow qq\bar{q}}$ 对核子-介子顶角进行了研究，计算了核子-介子顶角的耦合常数。得到了相当满意的结果。可以得到核子-介子顶角相互作用的非相对论形式；并且在不引入新的参数的情况下，除了对于 π 介子的情况，理论值偏小以外，对于其它的情况，计算得到的耦合常数基本上与实验值相符合。

我们的想法是，需要有一个合理的产生“一对正反夸克”的传递位 $V_{q \rightarrow qq\bar{q}}$ ，如图 2 所示。关于这一点，我们已经从 QCD 的单胶子交换出发，在非相对论近似下，得到了一个离壳情况下的传递势^[5]。由这个传递位，有可能将海夸克效应包括到势模型中来，从而得到图 1 中各个过程所提供的效应。为此，我们首先利用这个传递势 $V_{q \rightarrow qq\bar{q}}$ 对核子-介子顶角进行了研究，计算了核子-介子顶角的耦合常数。得到了相当满意的结果。可以得到核子-介子顶角相互作用的非相对论形式；并且在不引入新的参数的情况下，除了对于 π 介子的情况，理论值偏小以外，对于其它的情况，计算得到的耦合常数基本上与实验值相符合。

二、理论方法

A. 单胶子交换传递势 $V_{q \rightarrow qq\bar{q}}$

为了从夸克层次研究核子-介子顶角相互作用，需要一个合理的传递势 $V_{q \rightarrow qq\bar{q}}$ 。在文献[5]中，我们从 QCD 理论的单胶子交换出发，给出一个离壳的传递势（见图 2）。在二次量子化表象中可写为：

$$V_{q \rightarrow qq\bar{q}} = \sum_{\alpha_1, \alpha_2, \beta_1, \beta_2} \langle \psi_{\alpha_1}(1) \psi_{\alpha_2}(2) | V_{q \rightarrow qq\bar{q}}(1, 2) | \psi_{\beta_1}(1) \psi_{\beta_2}(2) \rangle a_{\alpha_2}^+ a_{\alpha_1}^+ b_{\beta_1}^+ a_{\beta_2} \quad (1)$$

$$V_{q \rightarrow qq\bar{q}}(1, 2) = -\frac{i}{8\pi^2} \frac{\lambda^{(1)} \cdot \lambda^{(2)}}{4} g^2 (V_{q \rightarrow qq\bar{q}}^{(A)}(1, 2) + V_{q \rightarrow qq\bar{q}}^{(B)}(1, 2)) \quad (2)$$

但是在文献[5]中，积分公式(9)未包括极点的贡献¹⁾。计入极点的贡献后，相应于文献[5]中的(16)和(17)式就要作相应的修改，修改后正确的传递势如下：

$$\begin{aligned} V_{q \rightarrow qq\bar{q}}^{(A)}(1, 2) = & -\frac{\pi}{2mc} \left[\frac{2(\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{n})}{r^2} + \frac{i(\vec{\sigma}_1 \times \vec{\sigma}_2) \cdot \vec{n}}{r^2} + \frac{2i}{r} (\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{p}_2) \right] \\ & + \frac{1}{m^2 c^2} \left\{ \frac{1}{r^3} [2(\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{n}_1) + i(\vec{\sigma}_1 \times \vec{\sigma}_2) \cdot \vec{n}] \right. \\ & + \frac{i}{r^2} [3(\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{p}_2) - 4(\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{n})(\vec{n} \cdot \vec{p}_2)] \\ & \left. - \frac{1}{r^2} [(\vec{\sigma}_1 \times \vec{\sigma}_2) \cdot \vec{p}_2 - 2(\vec{\sigma}_1 \times \vec{\sigma}_2) \cdot \vec{n}(\vec{n} \cdot \vec{p}_2)] \right\} \end{aligned}$$

1) 在此我们要感谢何汉新、卓益忠、陈永寿和郑玉明等同志，是他们发现了这个问题并立即告诉了我们。

$$\begin{aligned}
 & + \frac{2}{r} (\vec{n} \cdot \vec{p}_2)(\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{p}_2) \} \\
 & + O\left(\frac{1}{c^3}\right) \tag{3}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 V_{q \rightarrow qq\bar{q}}^{(B)}(1,2) = & -\frac{1}{m^2 c^2} \left[\frac{1}{r^3} (2(\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{n}) + i(\vec{\sigma}_1 \times \vec{\sigma}_2) \cdot \vec{n}) + \frac{i}{r^2} (\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{p}_2) \right] \\
 & + O\left(\frac{1}{c^3}\right) \tag{4}
 \end{aligned}$$

在以上各式中, $a^+, a(b^+, b)$ 分别表示夸克(反夸克)的产生和消灭算符, $\alpha_1, \alpha_2, \beta_2(\beta_1)$ 表示标志夸克(反夸克)的一组量子数. ψ_{α_1} 等表示夸克的波函数, ψ_{β_1} 表示反夸克的波函数. “1”代表海夸克, “2”代表价夸克, m 是夸克的质量, $\lambda^{(1)}/2$ 和 $\lambda^{(2)}/2$ 分别为海夸克及价夸克的颜色 SU_3 群的生成元, $\vec{\sigma}_1$ 及 $\vec{\sigma}_2$ 分别为海夸克及价夸克的自旋.

$$\vec{n} = \frac{\vec{r}_1 - \vec{r}_2}{|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|} = \frac{\vec{r}}{r} \tag{5}$$

原来文献[5]中公式 $V^{(A)}$ 中的 $\delta(r)$ 项:

$$\frac{1}{m^2 c^2} \frac{\delta(r)}{r^2} [2(\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{n}) + i(\vec{\sigma}_1 \times \vec{\sigma}_2) \cdot \vec{n}] + \dots \tag{6}$$

由于波函数在原点是连续的, 因此这项是没有贡献的, 所以可以略去不写. 在(2)式中, 共有两项是与动量无关的, 它们是

$$-\frac{\pi}{2mc r^2} (\lambda^{(1)} \cdot \lambda^{(2)}) [2(\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{n}) + i(\vec{\sigma}_1 \times \vec{\sigma}_2) \cdot \vec{n}] \tag{7}$$

对于强子内夸克的轨道状态不激发的情况, 与动量有关的各项的作用可能是不重要的. 因此, 在这里我们只考虑与动量无关的项(7)的贡献.

B. 核子-介子顶角的计算公式.

从夸克层次来研究核子-介子顶角, 一共有三类图(见图 3). 由于核子是颜色单态, (I) 这类图为零, 所以只有 (II) 及 (III) 两类图有贡献.

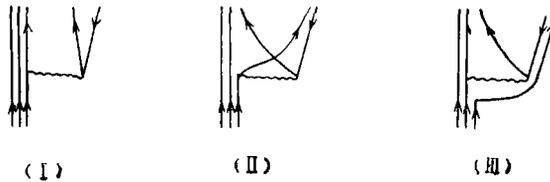


图 3

初态只有一个核子, 波函数为:

$$\psi_i = \sqrt{\frac{1}{N_i}} (a_\alpha^+ a_\alpha^+ a_\alpha^+)_{\frac{1}{2} \frac{1}{2} m_i, n, m_{T_n} (00)} \tag{8}$$

其中, a_α^+ 是 α 团夸克的产生算符, 它产生一个波函数为下列形式的夸克:

$$a_\alpha^+ |0\rangle = \sqrt{\frac{1}{\eta}} \exp\left(-\frac{r^2}{2b^2}\right) \chi_{\frac{1}{2} m_i}^\tau \chi_{\frac{1}{2} m_i}^\tau \chi_{(10)\sigma A \nu}^c \tag{9}$$

$$\eta = (\pi b^2)^{3/2} \tag{10}$$

其中 η 是单夸克径向波函数的归一化系数, N_i 是 ϕ_i 的归一化系数, $N_i = 12$.

末态有一个核子及一个介子, 波函数为:

$$\phi_j = \sqrt{\frac{1}{N_j}} \sum_{s, T} C_{\frac{1}{2}m_s, s}^{sm_s} C_{\frac{1}{2}m_{T_n}, T}^{Tm_T} \phi_{sTm_s m_T}^{s_b T_b} \tag{11}$$

其中:

$$\phi_{sTm_s m_T}^{s_b T_b} = \{ (a_a^+ a_a^+ a_a^+)_{\frac{1}{2}\frac{1}{2}(00)} (a_b^+ b_b^+)_{s_b T_b(00)} \}_{sTm_s m_T(00)} |0\rangle \tag{12}$$

这儿

$$a_a^+ |0\rangle = \sqrt{\frac{1}{\eta}} \exp\left(-\frac{1}{2b^2} \left(\vec{r} + \frac{\mu}{\mu+1} \vec{R}\right)^2\right) \chi_{\frac{1}{2}m_s}^s \chi_{\frac{1}{2}m_s}^T \chi_{(10)sA\lambda}^c \tag{13}$$

$$a_b^+ |0\rangle = \sqrt{\frac{1}{\eta}} \exp\left(-\frac{1}{2b'^2} \left(\vec{r} - \frac{1}{\mu+1} \vec{R}\right)^2\right) \chi_{\frac{1}{2}m_s}^s \chi_{\frac{1}{2}m_s}^T \chi_{(10)sA\lambda}^c \tag{14}$$

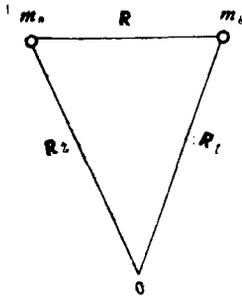


图 4

b_b^+ 是相应的反夸克的产生算符, μ 是介子质量与核子质量之比:

$$\mu = \frac{m_b}{m_n} \tag{15}$$

\vec{R}_1 及 \vec{R}_2 分别为介子及核子的质心坐标, (见图 4).

$$\vec{R} = \vec{R}_1 - \vec{R}_2 \tag{16}$$

N_j 是 ϕ_j 的归一化系数. (严格说来, N_j 是与 m_{s_n} 、 m_{T_n} 以及 m_{s_b} 、 m_{T_b} 有关的, 在此, 我们取了一个平均值).

$$N_j = 12 \left\{ 1 - \frac{1}{4\eta\eta'} \left(\frac{2b^2 b'^2}{b^2 + b'^2} \pi \right)^3 \exp\left(-\frac{R^2}{b^2 + b'^2}\right) \right\} \tag{17}$$

$$\eta' = (\pi b'^2)^{3/2}$$

由此可以直接计算色空间. 自旋空间和径向部分的矩阵元, 所得到的第 (II) 类图及第 (III) 类图的矩阵元如下:

$$\begin{aligned} M_{II}(\vec{R}) &= \frac{\alpha_s}{m} \cdot \frac{1}{2} \sqrt{\frac{1}{3}} C_2 F_2(R) \\ &\cdot \left\{ -\frac{2}{3} i(\vec{\sigma}_N \times \vec{R})_{-m_b} (-1)^{m_s} \delta_{s_b} \delta_{T_b 0} \right. \\ &\quad \left. - \frac{10}{9} i(\vec{\sigma}_N \times \vec{R})_{-m_{s_b}} (-1)^{m_s + m_{T_b}} (\vec{r})_{-m_{T_b}} \delta_{s_b} \delta_{T_b} \right\} \end{aligned} \tag{18}$$

其中 α_s 是夸克-胶子顶角的耦合常数,

$$\alpha_s = \frac{g^2}{4\pi} \tag{19}$$

$$C_2 = -2 \sqrt{\frac{1}{\pi}} \left(\frac{1}{b^2 + b'^2} \right)^{3/2} \tag{20}$$

$$F_2(R) = \sqrt{\frac{12}{N_j}} \exp\left[-\frac{1}{(1+\mu)^2} \left(\frac{\mu^2}{b^2} + \frac{1}{b'^2} - \frac{(2b^2 - \mu b'^2)^2}{4b^2 b'^2 (b^2 + b'^2)} \right) R^2\right]$$

$$\cdot \int_0^\infty r^2 dr g(r) \left\{ \left(\frac{1}{B_2 R^2 r} + \frac{1}{B_2^2 R^3 r^2} \right) e^{-A_2 r^2 - B_2 R r} + \left(\frac{1}{B_2 R^2 r} - \frac{1}{B_2^2 R^3 r^2} \right) e^{-A_2 r^2 + B_2 R r} \right\} \quad (21)$$

$$g(r) = \frac{1}{r^2} \quad (22)$$

$$A_2 = \frac{1}{4} \left(\frac{1}{b^2} + \frac{1}{b'^2} \right) \quad (23)$$

$$B_2 = \frac{\mu}{1 + \mu} \cdot \frac{1}{2b^2} \quad (24)$$

以及

$$\begin{aligned} M_{III}(\vec{R}) &= \frac{\alpha_s}{m} \cdot \frac{1}{2} \sqrt{\frac{1}{3}} C_3 F_3(R) \\ &\cdot \left\{ \frac{2}{3} (\vec{\sigma}_N \cdot \vec{R}) \delta_{s_b 0} \delta_{T_b 0} \right. \\ &+ \frac{10}{9} (\vec{\sigma}_N \cdot \vec{R}) (-1)_{m_{T_b}} (\vec{\tau}_N)_{-m_{T_b}} \delta_{s_b 0} \delta_{T_b 1} \\ &+ i (\vec{\sigma}_N \times \vec{R})_{-m_{s_b}} (-1)_{m_{s_b}} \delta_{s_b 1} \delta_{T_b 0} \\ &\left. + i (\vec{\sigma}_N \times \vec{R})_{-m_{s_b}} (-1)_{m_{s_b} + m_{T_b}} (\vec{\tau}_N)_{-m_{T_b}} \delta_{s_b 1} \delta_{T_b 1} \right\} \quad (25) \end{aligned}$$

其中

$$C_3 = \frac{16b'^3}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{1}{b^2 + b'^2} \right)^{3/2} \left(\frac{1}{b^2 + 3b'^2} \right)^{3/2} \quad (26)$$

$$\begin{aligned} F_3(R) &= \sqrt{\frac{12}{N_f}} \exp \left[- \frac{1}{(1 + \mu)^2} \left(\frac{1}{b'^2} + \frac{5}{4} \mu^2 \frac{1}{b^2} - \frac{b^2}{2(b^2 + b'^2)b'^2} \right. \right. \\ &\left. \left. - \frac{(b^2 - 2\mu b'^2)^2}{2(3b'^2 + b^2)b^2 b'^2} \right) R^2 \right] \\ &\cdot \int_0^\infty r^2 dr g(r) \left\{ \left(\frac{1}{B_3 R^2 r} + \frac{1}{B_3^2 R^3 r^2} \right) e^{-A_3 r^2 - B_3 R r} \right. \\ &\left. + \left(\frac{1}{B_3 R^2 r} - \frac{1}{B_3^2 R^3 r^2} \right) e^{-A_3 r^2 + B_3 R r} \right\}, \quad (27) \end{aligned}$$

$$A_3 = \frac{1}{4} \left(\frac{3}{2b^2} + \frac{1}{2b'^2} - \frac{1}{3b'^2 + b^2} \cdot \frac{(b'^2 - b^2)^2}{2b^2 b'^2} \right), \quad (28)$$

$$B_3 = \frac{1}{1 + \mu} \left(\frac{1}{2b'^2} + \frac{1}{3b'^2 + b^2} \cdot \frac{(b'^2 - b^2) \cdot (b^2 - 2\mu b'^2)}{2b'^2 b^2} \right). \quad (29)$$

通过傅立叶变换,可以得到动量表象中的矩阵元:

$$\begin{aligned} M_{II}(\vec{Q}) &= \frac{\alpha_s}{m} \cdot \frac{1}{2} \sqrt{\frac{1}{3}} C_2 G_2(Q) \\ &\cdot \left\{ -\frac{2}{3} i (\vec{\sigma}_N \times \vec{Q})_{-m_{s_b}} (-1)_{m_{s_b}} \delta_{s_b 1} \delta_{T_b 0} \right. \end{aligned}$$

$$-\frac{10}{9}i(\vec{\sigma}_N \times \vec{Q})_{-m_{s_b}} (\vec{\tau}_N)_{-m_{T_b}} (-1)^{m_{s_b}+m_{T_b}} \delta_{s_b 1} \delta_{T_b 1} \}, \quad (30)$$

在此

$$G_2(Q) = -4\pi i \int_0^\infty F_2(R) j_1(QR) \frac{R^3}{Q} dR, \quad (31)$$

$j_1(QR)$ 是球贝塞尔函数.

同样地, 我们可以得到:

$$\begin{aligned} M_{III}(Q) = & \frac{\alpha_s}{m} \cdot \frac{1}{2} \sqrt{\frac{1}{3}} C_3 G_3(Q) \\ & \cdot \left\{ \frac{2}{3} (\vec{\sigma}_N \cdot \vec{Q}) \delta_{s_b 0} \delta_{T_b 0} \right. \\ & + \frac{10}{9} (\vec{\sigma}_N \cdot \vec{Q}) (\vec{\tau}_N)_{-m_{T_b}} (-1)^{m_{T_b}} \delta_{s_b 0} \delta_{T_b 1} \\ & + i (\vec{\sigma}_N \times \vec{Q})_{-m_{s_b}} (-1)^{m_{s_b}} \delta_{s_b 1} \delta_{T_b 0} \\ & \left. + i (\vec{\sigma}_N \times \vec{Q})_{-m_{s_b}} (\vec{\tau}_N)_{-m_{T_b}} (-1)^{m_{s_b}+m_{T_b}} \delta_{s_b 1} \delta_{T_b 1} \right\}, \quad (32) \end{aligned}$$

其中

$$G_3(Q) = -4\pi i \int_0^\infty F_3(R) j_1(QR) \frac{R^3}{Q} dR \quad (33)$$

上面各式中的 $\vec{\sigma}_N$, $\vec{\tau}_N$ 是核子的自旋和同位旋算符, 所以上面给出的结果与由核子场与介子场相互作用所得到的非相对论形式的顶角矩阵元是完全一致的. $S_b = 0$ 对应于赝标介子, $S_b = 1$ 对应于矢量介子. 只要将 $G_2(Q)$ 及 $G_3(Q)$ 计算出来, 就可以给出核子-介子顶角的耦合常数; 并可以讨论耦合常数随 Q 的变化, 即顶角的形状因子.

三、结果与讨论

我们知道核子场与介子场的相互作用顶角具有以下的形式.

对于 π 介子:

$$\sqrt{4\pi} \frac{f_{NN\pi}}{m_\pi} \sqrt{\frac{1}{2\omega_\pi}} (\vec{\sigma} \cdot \vec{Q}) \vec{\tau} \quad (34)$$

对于 η 介子

$$\sqrt{4\pi} \frac{f_{NN\eta}}{m_\eta} \sqrt{\frac{1}{2\omega_\eta}} (\vec{\sigma} \cdot \vec{Q}) \quad (35)$$

对于 ρ 介子

$$\sqrt{4\pi} \frac{f_{NN\rho}}{m_\rho} \sqrt{\frac{1}{2\omega_\rho}} (\vec{\sigma} \times \vec{Q}) \vec{\tau} \quad (36)$$

对于 ω 介子

$$\sqrt{4\pi} \frac{f_{NN\omega}}{m_\omega} \sqrt{\frac{1}{2\omega_\omega}} (\vec{\sigma} \times \vec{Q}) \quad (37)$$

因此,只要计算出(30)式及(32)式中各项的系数,就可以给出耦合常数 $f_{NN\pi}$, $f_{NN\eta}$, $f_{NN\rho}$ 及 $f_{NN\omega}$. 严格说来, η 介子中包含有奇异夸克对 $S\bar{S}$ 的成份,在此,我们未考虑奇异夸克,这里所定义的 η 介子是 $S_b = 0$, $T_b = 0$ 的情况,与实际情况略有不同.

在计算中,共有四个参数:单胶子交换耦合常数 α_s , 夸克质量 m , 核子半径 b , 以及介子半径 b' . 在此,我们选用符合强子谱所定出的这些参数值^[3]:

$$\begin{aligned} \alpha_s &= 1.4 \\ m &= 300 \text{ MeV} \\ b' &= b = 0.6 \text{ fm}, 0.8 \text{ fm} \end{aligned} \quad (38)$$

以及

$$\mu = \begin{cases} 0.15 & \text{对于 } \pi \text{ 介子} \\ 0.585 & \text{对于 } \eta \text{ 介子} \\ 0.82 & \text{对于 } \rho, \omega \text{ 介子} \end{cases}$$

所得到的结果列于表 1 中,这里给出的耦合常数理论值,是在 $Q = 0.1\text{fm}^{-1}$ 的情况下得到的,进一步可以研究耦合常数随 Q 的变化,即顶角的形状因子特性.

表 1

$f_{NN\pi}$				$f_{NN\eta}$			
$S_b T_b$	理 论		实 验	$S_b T_b$	理 论		实 验
	$b = 0.6 \text{ fm}$	$b = 0.8 \text{ fm}$			$b = 0.6 \text{ fm}$	$b = 0.8 \text{ fm}$	
01	0.047	0.200	0.283	00	0.212	0.891	0.471 ^[6] 0.807 ^[7]
$f_{NN\rho}$				$f_{NN\omega}$			
$S_b T_b$	理 论		实 验	$S_b T_b$	理 论		实 验
	$b = 0.6 \text{ fm}$	$b = 0.8 \text{ fm}$			$b = 0.6 \text{ fm}$	$b = 0.8 \text{ fm}$	
11	0.871	3.681	2.07 ^[6] 2.29 ^[7]	10	0.729	3.070	1.73 ^[6] 0.93 ^[7]

从表 1 可见,除了 π 介子情况 ($b = 0.6 \text{ fm}$) 比实验值约小六倍以外,其它的情况均与实验值基本相符合. π 介子的理论值偏小的原因可能与 π 介子的结构特点有关. 理论与实验基本符合是对势模型的一个肯定. 在这里我们没有引入任何新的参数,这表明只要有一个合理的传递势,势模型同样可以给出核子-介子的顶角相互作用. 这个结果是相当令人满意的. 它为进一步在核子-核子相互作用中把海夸克效应包括进来,提供了理论依据.

作者对黄涛同志有益的讨论表示感谢.

参 考 文 献

- [1] M. Harvey, *Nucl. Phys.*, **A352**(1980), 301, 326;
Invited paper to International Symposium on clustering Phenomena in Nuclei (Tubingen, 1981);
Invited Talk at the Workshop of Quark in Nuclei. (South Carolina, 1982).
- [2] M. Oka and K. Yazaki, *Phys. Lett.*, **90B**(1980), 41.

- [3] A. Faessler et al., Private communication.
[4] W. Weise and E. Werner, *Phys. Lett.*, **101B**(1981), 223.
[5] Zhang Zong-ye and Yu You-wen, *Commun. in Theor. Phys.*, **1**(1982), 783.
[6] K. Erkelenz, *Phys. Reports*, **13C**(1974), No. 5.
[7] M. M. Nagels et al., *Nucl. Phys.*, **B147**(1979), 189.

NUCLEON-MESON VERTEX INTERACTIONS DUE TO ONE-GLUON EXCHANGE TRANSITION POTENTIAL $V_{q \rightarrow qq\bar{q}}$

YU YOU-WEN ZHANG ZONG-YE

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

ABSTRACT

In this paper, the matrix elements of the nucleon-meson vertices due to one gluon exchange transition potential $V_{q \rightarrow qq\bar{q}}$ are calculated by using the generator coordinate method. We obtain that the interaction forms of the vertices are the same as the non-relativistic forms coming from the interactions of the nucleon field and the meson field; and the coupling constants are roughly consistent with the experimental data.