

单胶子交换正反夸克对产生模型中的 自旋轨道耦合力*

余友文 张宗焯

(中国科学院高能物理研究所 北京 100039)

摘要 从单胶子交换正反夸克对产生模型出发,研究了核子间等效 $\rho\omega$ 介子交换势. 计算结果表明这个模型能得到强子层次核力介子交换理论中 ρ, ω 介子交换势的各个部分,并且定性性质与传统的介子交换势也是相同的.

关键词 正反夸克对产生模型 核力 介子交换理论 自旋轨道耦合力

1 前言

如何从夸克、胶子自由度出发研究重子-重子之间的相互作用,建立与强子层次核力介子交换理论的关系是当今强相互作用研究中非常有意义的课题. 多年前我们曾提出了一个单胶子交换正反夸克对产生模型,由导出的传递位研究了重子-介子顶角的耦合常数和形状因子以及重子-重子间的等效介子交换势^[1]. 除了矢量介子交换的自旋轨道耦合势未曾得到外,作用势的其它部分如自旋-自旋势和张量力以及重子-介子顶角结构均与通常的单介子交换大致相符. 本文将指出以前没有给出自旋轨道耦合势并不是这个模型理论本身的缺陷,而是由于在给出重子介子 B-BM 顶角函数时,对 3 个动量的关系选用了初态粒子质心系或 Breit 坐标系所致. 此时顶角函数只有一个动量变量即介子的动量. 由这个顶角函数去构造两重子间的作用势只能给出仅与介子动量相关的势,如中心势、自旋-自旋势、张量势等,而丢掉了与重子动量有关的部分如自旋轨道势. 一个顶角有 3 个动量,一个动量守恒关系,共有两个独立的变量,更普遍的处理方法是将顶角函数表示成这两个变量的函数,然后再去建造介子交换势. 这样就可得到两重子间全部的相互作用势. 本文的主要目的就是要给出正反夸克对产生模型中两重子间的自旋轨道耦合势.

1999-07-20 收稿

国家自然科学基金资助(19875059)

2 计算与讨论

单胶子交换正反夸克对产生的机制如图1所示. 计算到 $\frac{1}{m^2}$ 量级动量表象传递位的一般形式在参考文献[2]中已给出. 在参考文献[1]中已指出位中 $\frac{1}{m}$ 的项是主要的, $\frac{1}{m^2}$ 项是一较小的修正. 因此在本文中只选取位中的 $\frac{1}{m}$ 项来计算. 它的表达式可写为:

$$V_{q \rightarrow q\bar{q}} = \sum_{\alpha\gamma\delta} \langle \psi_\delta(1)\psi_\gamma(2) | V_{q \rightarrow q\bar{q}}(1,2) | \psi_\beta(1)\psi_\alpha(2) \rangle a_\gamma^+ a_\delta^+ b_\beta^+ a_\alpha, \quad (1)$$

$$V_{q \rightarrow q\bar{q}}(1,2) = \pi\alpha_s \lambda_1 \cdot \lambda_2 \sum_{j=1}^2 V_j^{\text{fs}}(1,2) V_j(\mathbf{q}, \mathbf{k}_\alpha), \quad (2)$$

$$V_1^{\text{fs}}(1,2) = \frac{1}{4} \left(\frac{1}{m_1} + \frac{1}{m_2} \right) \boldsymbol{\sigma}_1 + i \frac{1}{4m_2} \boldsymbol{\sigma}_1 \times \boldsymbol{\sigma}_2, \quad V_2^{\text{fs}}(1,2) = -\frac{1}{2m_2} \boldsymbol{\sigma}_1, \quad (3)$$

$$V_1(\mathbf{q}_1, \mathbf{k}_\alpha) = \frac{\mathbf{q}}{q^2}, \quad V_2(\mathbf{q}, \mathbf{k}_\alpha) = \frac{\mathbf{k}_\alpha}{q^2} \quad (4)$$

这儿 $\mathbf{q} = \mathbf{k}_\alpha - \mathbf{k}_\gamma$ 是胶子的动量, 标号‘1’和‘2’分别表示海夸克和价夸克的顶点, α_s 是胶子-夸克耦合常数的平方, λ_i 和 m_i 是相应夸克的色 SU(3) 群算符和质量, 指标 α (或 β, γ, δ) 是标志夸克态的一组量子数.

由给出的传递位势可以去计算重子-介子的顶角结构. 对顶角函数有贡献的图形有 2 个, 如图 2 所示, 这儿重子是由三夸克组成, 介子由正反夸克对组成有结构的粒子. 动量

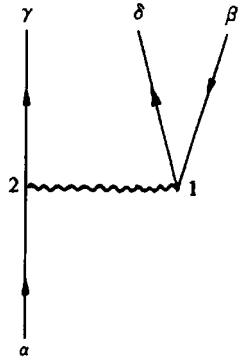


图 1 单胶子交换正反夸克对产生

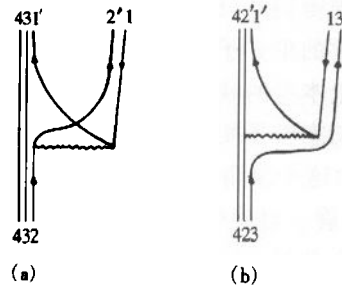


图 2 重子-介子顶角结构

空间的波函数是

$$\psi_B(\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_j, \mathbf{k}_l) = \left(\frac{\sqrt{3}b_B^2}{\pi} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{1}{6} b_B^2 ((\mathbf{k}_i - \mathbf{k}_j)^2 + (\mathbf{k}_j - \mathbf{k}_l)^2 + (\mathbf{k}_l - \mathbf{k}_i)^2) \right) \text{(对重子)}, \quad (5)$$

$$\psi_M(\mathbf{k}_i, \mathbf{k}_j) = \left(\frac{2b_M^2}{\pi} \right)^{3/4} \exp\left(-\frac{1}{4} b_M^2 (\mathbf{k}_i - \mathbf{k}_j)^2 \right) \text{(对介子)}, \quad (6)$$

b_B 和 b_M 分别是表示重子和介子大小的参数, \mathbf{k}_i 为相应夸克的动量. 用参考文献[1]中那

样的方法去计算传递位的矩阵元 $\langle B_i M_i | V_{q \rightarrow \bar{q}} | B_i \rangle$ 就可得到顶角的结构. 由于我们主要是讨论重子间矢量介子交换的自旋轨道耦合势, 因此仅以重子是核子, 介子是矢量介子为例来说明顶角函数的性质. 初态核子 A 动量为 k_A , 末态核子 C 动量为 k_C , 矢量介子 M 动量为 q 的顶角函数, 可表示为:

$$M_{A,CM} = i\alpha_s [B_{A,CM}^l(q)q + B_{A,CM}^2(q)k_{AC} + iB_{A,CM}^3(q)\sigma \times q + iB_{A,CM}^4(q)\sigma \times k_{AC}] \delta(k_A - q - k_C), \quad (7)$$

$$B_{A,CM}^l(q) = 4 \frac{1}{\sqrt{6\pi}} \sum_{k,j} A_{A,CM}^{kj}(l) G_{kl}(b_A, b_C, b_M, q). \quad (8)$$

这儿 $k_{AC} = k_A + k_C$, σ 是核子的自旋, 从公式(7)可看到由于顶点没有采用质心系或 Breit 系, 给出的顶角函数与介子的动量和核子的动量均有关系. $B_{A,CM}^l$ 可视为顶角的形状因子, 它是图 2(a)和(b)以标号 k 表示和相互作用势(2)式中两项以标号 j 表示各项矩阵元之和. $A_{A,CM}^{kj}(l)$ 表示相应矩阵元中色空间和自旋-同位旋部分的矩阵元. 对 $N-N_\rho$ 和 $N-N_{\omega_8}$, $N-N_{\omega_1}$ 顶角的 A 值见下表, 实验的 ω 介子是 $SU(3)$ 的 ω_8 和 ω_1 的组合, 计算中取混合角 $Q_v = 35.264^\circ$ 以使得 ω 只是由 u, d 夸克组成. 由于 $A_{NNM}^b(1) = A_{NNM}^b(2)$, $A_{NNM}^b(3) = A_{NNM}^b(4)$, 表中只列出 $A_{NNM}^b(1)$ 和 $A_{NNM}^b(3)$.

表 1 A_{NNM}^b 的数值表

kj	$A_{NN_\rho}^b(1)$	$A_{NN_\rho}^b(3)$	$A_{NN_{\omega_8}}^b(1)$	$A_{NN_{\omega_8}}^b(3)$	$A_{NN_{\omega_1}}^b(1)$	$A_{NN_{\omega_1}}^b(3)$
11	$-\frac{1}{3m}$				$\frac{2}{\sqrt{6}m}$	$\frac{1}{3\sqrt{6}m}$
12					$-\frac{1}{\sqrt{6}m}$	$-\frac{1}{3\sqrt{6}m}$
21	$\frac{2}{9m}$				$\frac{2}{3\sqrt{6}m}$	$-\frac{1}{2\sqrt{6}m}$
22	$-\frac{1}{6m}$				$\frac{2}{\sqrt{6}m}$	$\frac{1}{3\sqrt{6}m}$

表中 m 是 u, d 夸克的质量.

G_{kl} 是相应动量空间积分贡献的因子, 在这儿采用了低动量近似, 即略去了与 k_A, k_C 的相关项. 因此 G_{kl} 只是 q 和核子、介子波函数中尺度参数 b 有关的函数, G_{kl} 的具体表达式给出在附录中. 这样就有了一个从夸克、胶子层次得到的核子-介子顶角结构, 由这个顶角函数出发可以去计算核子间的相互作用势.

(7)式是一个与强子层次核力介子交换理论相似的顶角函数, 如核力介子交换理论中同样处理, 可以得到核子间交换矢量介子 M 的作用势. 保留中心势 V_c^M 、自旋-自旋势 V_s^M 、张量势 V_t^M 和自旋-轨道耦合势 V_b^M , 略去其它动量有关项时, 动量表象的矢量介子交换势可写为:

$$V_{NNM}(q) = -\alpha_s^2 \frac{2}{\omega_q} [V_c^M(q)q^2 + \frac{2}{3} [V_s^M(q)q^2 \sigma_1 \cdot \sigma_2 - \frac{1}{3} [V_t^M(q)S_{12} - iV_b^M(q)\sigma \cdot \vec{L}_k] \cdot \begin{cases} \tau_1 \cdot \tau_2 & \text{对同位旋矢量介子} \\ 1 & \text{对同位旋标量介子} \end{cases} \quad (9)$$

式中 ω_q 为介子能量, S_{12} 为动量表象的张量力算符, $\sigma_+ = \sigma_1 + \sigma_2$, L_k 为动量表象中的角

动量算符,

$$V_c^M(q) = B_{N,NM}^1(q) \cdot B_{NM,N}^1(q), \tag{10}$$

$$V_i^M(q) = V_o^M(q) = B_{N,NM}^3(q) \cdot B_{NM,N}^3(q), \tag{11}$$

$$V_b^M(q) = B_{N,NM}^1(q) \cdot B_{NM,N}^4(q) + B_{N,NM}^2(q) \cdot B_{NM,N}^3(q) + B_{N,NM}^3(q) \cdot B_{NM,N}^2(q) + B_{N,NM}^4(q) \cdot B_{NM,N}^1(q). \tag{12}$$

从(9)式可看到本文的计算自然地给出了自旋轨道耦合势.

经傅立叶变换

$$V(r) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int V(q) e^{iq \cdot r} d^3q, \tag{13}$$

立即可得到坐标表象的位势:

$$V_{NN}^M(r) = [V_c^M(r) + V_o^M(r) \sigma_1 \cdot \sigma_2 + V_i^M(r) \hat{S}_{12} + V_b(r) \sigma_1 \cdot L] \cdot \begin{cases} T_1 & T_2 \text{ 对同位旋矢量介子} \\ 1 & \text{对同位旋标量介子} \end{cases} \tag{14}$$

$$\hat{S}_{12} = 3\sigma_1 \cdot \hat{r} \sigma_2 \cdot \hat{r} - \sigma_1 \cdot \sigma_2 \tag{15}$$

$V(r)$ 可由数字积分给出,如图 3,4 所示.

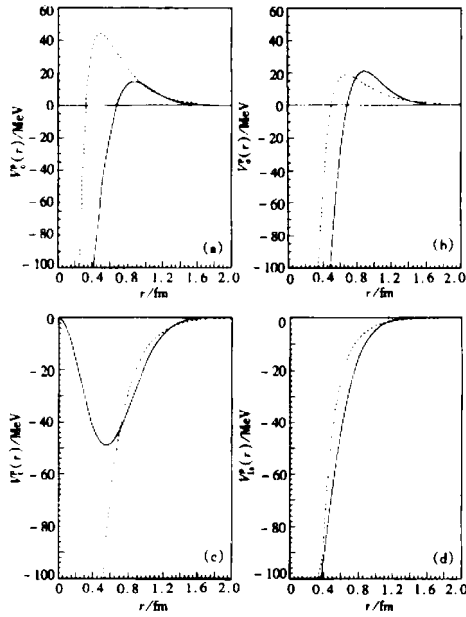


图 3 等效 ρ 介子交换势

- (a)中心力 $V_\rho^c(r)$; (b)自旋-自旋力 $V_\rho^o(r)$;
- (c)张量力 $V_\rho^i(r)$; (d)自旋-轨道耦合力 $V_\rho_b(r)$.

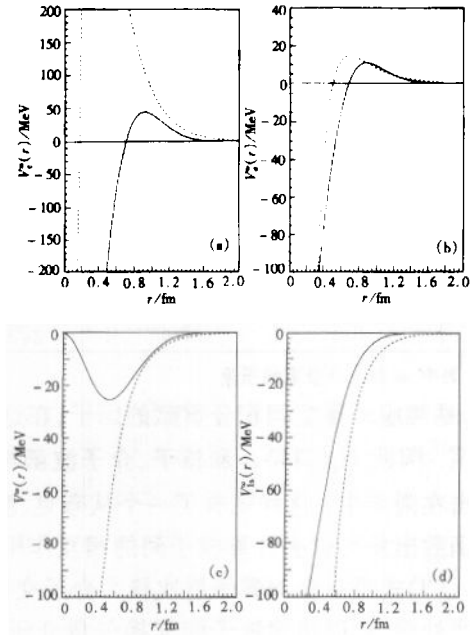


图 4 等效 ω 介子交换势

- (a)中心力 $V_\omega^c(r)$; (b)自旋-自旋力 $V_\omega^o(r)$;
- (c)张量力 $V_\omega^i(r)$; (d)自旋-轨道耦合力 $V_\omega_b(r)$.

计算中需要输入的参数有表示核子、介子大小的参数 b_N 和 b_M 以及夸克-胶子耦合常数的平方 α_s . 它们的选取受到核子的稳定条件和其它物理条件的限制. b_N 取值一般在 0.5 至 0.6 fm 之间,在此取与参考文献[3]中相同 $b_N = 0.505$ fm,在本计算把 b_M 取为

$b_M = b_N = 0.505 \text{ fm}$. α_s 由单胶子交换势中的色磁力满足 $\Delta - N$ 质量差定出 $\alpha_s = 0.9$. 当参数在合理的范围内变化时,位的零点附近值将有所改变,但其定性的性质不变,特别是 $r > 1.0 \text{ fm}$ 的特点是不变的.

图 3,4 给出了两核子间等效 ρ, ω 介子交换的各部分位势 (EOME) 与两核子间相对坐标 r 的关系图. 图中实线表示正反夸克对产生模型的计算结果. 与文献 [1] 中的结果不同,在这得到了自旋轨道耦合势,由于动量坐标系的选取与文献 [1] 中不同,在此把作用势的其它部分也一并给出. 从图中可看到 $V_c(r)$ 和 $V_o(r)$ 当 r 小时是负的,随 r 的增大变为正值, $V_l(r)$ 和 $V_k(r)$ 都是负的. 为了与强子层次介子交换势 (OME) 比较,先简单地看看 OME 位势的特点. 我们知道在没有唯象引进形状因子的 OME 理论的矢量介子 ρ, ω 交换势中 $V_c(r)$ 和 $V_o(r)$ 都是正的, $V_l(r)$ 和 $V_k(r)$ 都是负的. 初看起来只有 $V_l(r)$ 和 $V_k(r)$ 都是负的性质在两种做法中是相同的,而 $V_c(r)$ 和 $V_o(r)$ 的性质在两种做法中是很不相同的. 这个差别的原因是由于在正反夸克对产生模型中强子是有夸克结构的,因此对顶角自然地给出了一个形状因子,是一个有形状因子的计算结果. 显然与前面讲的没有顶角结构的强子层次的 ρ, ω 交换位有很大的差别. 在强子层次介子交换理论的一些计算中通常要唯象引进顶角的形状因子,因此应当把我们的结果与在顶角中唯象引进形状因子的 ρ, ω 交换势去比较. 这里有多种形状因子的取法^[4],为简单起见引进一个从动量表象到坐标表象傅立叶变换中能严格积分的顶角形状因子:

$$F(q) = \left(\frac{\Lambda^2}{\Lambda^2 + q^2} \right)^{1/2}, \quad (16)$$

Λ 为切断半径,计算中取值 $\Lambda = 800 \text{ MeV}$. 对不同形式和不同 Λ 值所计算的势在零点附近的值是有变化的,但主要特点是相同的. 计算中采用矢量相互作用的形式,耦合常数与文献 [5] 相同. 强子层次引进形状因子的 ρ, ω 交换势的计算结果也一并给出在图 3,4 中,并以虚线表示. 从图中可看到引进了形状因子以后强子层次 ρ, ω 交换势的 $V_l(r)$ 和 $V_k(r)$ 部分仍然是负的,但 $V_c(r)$ 和 $V_o(r)$ 就由原来全是正的改变为 r 小处是负的,随 r 增大变为正值. 从图中可看到,与对产生模型的相应势相比,有些势在 r 小处两者的数值相差较大,这是由于两者的形状因子不同所引起的. 在这儿对强子层次的顶角只是引进了一个唯象的形状因子来讨论位的定性性质. 虽然在 r 小处两者的差别较大,但与对产生模型中相应势的趋势相同. 特别是当 $r > 0.8 \text{ fm}$ 时, EOME 的行为与 OME 的行为十分接近. 这说明了从单胶子交换正反夸克对产生模型不仅能给出强子层次介子交换各部分的势,并且定性特点也相同,该模型为从夸克、胶子层次出发研究核力,建立与强子层次介子交换理论的联系提供了一个可能的途径.

参考文献 (References)

- 1 YU Y W, ZHANG Z Y. Nucl. Phys., 1984, **A426**: 557 - 574; YU Y W. Nucl. Phys., 1986, **A455**: 737 - 746
- 2 YU Y W. Commun. In Theor. Phys., 1988, **10**: 303 - 320
- 3 ZHANG Z Y, YU Y W, SHEN P N et al. Nucl. Phys., 1997, **A625**: 59 - 70
- 4 Holinde. K Physics Reports., 1981, **68**: 121 - 188
- 5 Nagels M M et al. Nucl. Phys., 1979, **B147**: 189

附 录

$G_{kl}(b_A, b_C, B_M, q)$ 的表达式.

定义一组参数

$$X = b_A^2 + b_C^2 + b_M^2,$$

$$A_1 = \frac{1}{2} \left(b_A^2 + b_C^2 + \frac{4}{3} b_M^2 \right),$$

$$B_1 = \sqrt{\frac{2}{3}} (b_C^2 + b_M^2),$$

$$C_1 = 2\sqrt{\frac{2}{3}} b_M^2,$$

$$D_1 = \frac{2}{3}\sqrt{\frac{2}{3}} b_M^2,$$

$$E_1 = b_M^2,$$

$$F_1 = \frac{2}{3} b_M^2,$$

$$G_1 = b_M^2,$$

$$H_1 = \frac{1}{12} (4b_C^2 + 3b_M^2),$$

$$U_1 = \frac{1}{9} b_M^2,$$

$$V_1 = \frac{1}{3} b_M^2,$$

$$W_1 = E_1 - \frac{1}{4A_1} C_1^2,$$

$$Y_1 = G_1 - \frac{1}{2A_1} C_1 B_1,$$

$$Z_1 = F_1 - \frac{1}{2A_1} C_1 D_1,$$

$$O_1 = Y_1 - \frac{1}{2} Z_1,$$

$$T_1 = H_1 + \frac{1}{4} U_1 - \frac{1}{2} V_1 - \frac{1}{4A_1} \left(B_1 - \frac{1}{2} D_1 \right)^2 - \frac{1}{4W_1} \left(Y_1 - \frac{1}{2} Z_1 \right)^2$$

$$X_1 = T_1 + \frac{1}{4W_1} O_1^2,$$

$$R_1 = \frac{4 \cdot 2^{1/4}}{\pi^{3/4}} \cdot \frac{b_A^3 b_C^3 b_M^{3/2}}{(b_A^2 + b_C^2)^{3/2} A_2^{3/2}},$$

$$A_2 = \frac{1}{2} \left(b_A^2 + b_C^2 + \frac{b_M^2}{3} - \frac{b_M^4}{3X} \right),$$

$$B_2 = \frac{1}{\sqrt{6}} (b_C^2 + b_M^2) \left(\frac{b_M^2}{X} - 1 \right),$$

$$C_2 = \sqrt{\frac{3}{2}} b_C^2 \left[1 - \frac{b_M^2}{3X} \right],$$

$$D_2 = \frac{1}{3}\sqrt{\frac{2}{3}} b_M^2 \left(-1 + \frac{b_M^2}{X} \right),$$

$$E_2 = b_C^2 \left(1 - \frac{b_C^2}{4X} \right),$$

$$F_2 = \frac{b_C^2 b_M^2}{3X},$$

$$G_2 = b_C^2 \left(-1 + \frac{b_C^2 + b_M^2}{2X} \right),$$

$$H_2 = \frac{1}{3} b_C^2 + \frac{1}{4} b_M^2 - \frac{(b_C^2 + b_M^2)^2}{4X},$$

$$U_2 = \frac{1}{9} b_M^2 \left(1 - \frac{b_M^2}{X} \right),$$

$$V_2 = \frac{1}{3} b_M^2 \left(1 - \frac{b_C^2 + b_M^2}{X} \right),$$

$$W_2 = E_2 - \frac{1}{4A_2} C_2^2,$$

$$Y_2 = G_2 - \frac{1}{2A_2} C_2 B_2,$$

$$Z_2 = F_2 - \frac{1}{2A_2} C_2 D_2,$$

$$O_2 = Y_2 - \frac{1}{2} Z_2,$$

$$T_2 = H_2 + \frac{1}{4} U_2 - \frac{1}{2} V_2 - \frac{1}{4A_2} \left(B_2 - \frac{1}{2} D_2 \right)^2 - \frac{1}{4W_2} \left(Y_2 - \frac{1}{2} Z_2 \right)^2$$

$$X_2 = T_2 + \frac{1}{4W_2} O_2^2,$$

$$R_2 = \frac{4 \cdot 2^{1/4}}{\pi^{3/4}} \cdot \frac{b_A^3 b_C^3 b_M^{3/2}}{X^{3/2} A_2^{3/2}}.$$

$$Q1(W_1, O_1, q) = -\frac{2\pi}{O_1^2 q^2} \left[\sqrt{\frac{\pi}{W_1}} + T(W_1, O_1, q) e^{-\frac{O_1^2 q^2}{4W_1}} \right],$$

$$Q2(W_1, O_1, q) = -2\pi T(W_1, O_1, q),$$

$$\begin{aligned}
T(W_1, O_1, q) &= -\sqrt{\frac{\pi}{W_1}} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{(2n+1)n!} \left(\frac{O_1^2 q^2}{4W_1}\right)^n \\
G_{111} &= R_1 e^{-\tau_1 q^2} Q1(W_1, O_1, q) O_1, \\
G_{112} &= -\frac{1}{2} R_1 e^{-\tau_1 q^2} Q1(W_1, O_1, q) Z_1, \\
G_{113} &= G_{111}, \\
G_{114} &= G_{112}, \\
G_{121} &= R_1 e^{-x_1 q^2} \left[\frac{1}{6} + \frac{B_1}{\sqrt{6}A_1} - \frac{D_1}{2\sqrt{6}A_1} \right] Q2(W_1, O_1, q) + \\
&\quad \frac{C_1}{\sqrt{6}A_1} R_1 e^{-\tau_1 q^2} \left(Y_1 - \frac{1}{2} Z_1 \right) Q1(W_1, O_1, q), \\
G_{122} &= R_1 e^{-x_1 q^2} \left[\frac{1}{6} - \frac{D_1}{2\sqrt{6}A_1} \right] Q2(W_1, O_1, q) - \\
&\quad \frac{C_1 Z_1}{2\sqrt{6}A_1} R_1 e^{-\tau_1 q^2} Q1(W_1, O_1, q), \\
G_{123} &= G_{121}, \\
G_{124} &= G_{122}.
\end{aligned}$$

G_{2ji} 的函数形式与 G_{1ji} 相同, 其仅仅是用 A_2, B_2, \dots, R_2 代替相应的 A_1, B_1, \dots, R_1 .

NN Spin - Orbit Force from the Quark - Antiquark Pair Creation Model *

YU YouWen ZHANG ZongYe

(Institute of High Energy Physics, CAS, Beijing 100039, China)

Abstract The equivalent ρ - and ω -meson exchange spin-orbit potentials of NN interaction are studied from the one-gluon exchange quark - antiquark pair creation model. The results show that both the equivalent ρ - and ω -meson exchange spinorbit potentials are similar to those of the conventional meson exchange theory.

Key words quark-antiquark pair creation model, nucleon force, theory of meson exchange, spinorbit force.

Received 20 July 1999

* Supported by NSFC(19875059)