

# 由正反夸克对产生模型导出的等效 二介子交换势\*

余友文 沈彭年

(中国科学院高能物理研究所,北京)

## 摘 要

从单胶子交换正反夸克对产生模型出发,计算了 N-N 相互作用中方盒图的等效两介子交换势,它随  $r$  的变化关系与唯象  $\sigma$  介子交换势随  $r$  的变化关系的趋势是一致的.

## 一、引 言

众所周知,在通常的核力介子交换理论中,把核力的长程部份解释为单  $\pi$  交换势,核力的中程部份主要解释为  $2\pi$  交换的贡献,而短程部份是唯象给出的<sup>[1]</sup>. 在以前的工作中,我们曾提出了一个由单胶子交换激发一对正反夸克对  $q\bar{q}$  的产生模型<sup>[2]</sup>,并用这个模型计算了核子-核子间的等效单介子交换势,这个势在中、长程部份与核力介子交换理论中相应的介子交换势是十分相似的<sup>[3]</sup>. 本文的目的就是试图由上述的正反夸克对  $q\bar{q}$  产生模型出发,考虑等效于两个介子交换的过程,研究这个机制能否给出或部份给出核力的中程吸引部份. 这是一个很有意义又是很难处理的问题,本工作在采取一些近似的前提下,计算了中间态为二个粒子方盒图对核子-核子相互作用的贡献,并将这个结果与唯象

的  $\sigma$  介子交换势作了比较. 计算结果表明,两者的定性趋势是相同的.

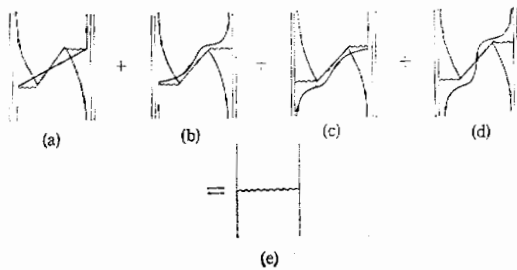


图1 等效单介子交换

## 二、等效两介子交换势

从夸克层次和单胶子交换正反夸克对产生的观点来看,图1中的(a)(b)(c)(d)四个图形的中间传的正反夸克对可以是色单态,具有介子的量子数,因此在核子层次上可以被看作是核子-核子之间相互作用的介子交换效应,如图(e)

\* 国家自然科学基金资助的课题.  
本文 1988 年 3 月 30 日收到.

所示. 图(e)代表核子-核子之间的等效单介子交换势, 交换的介子可以是  $\pi, \rho, \eta, \eta', \omega$  和  $\phi$  等介子.

在我们以前的文章<sup>[3,4]</sup> 中已经给出正反夸克对产生模型下  $B_1 \rightarrow B_2 M$  过程的重子-介子顶角矩阵元可以表示为:

$$M_{B_1 B_2 M}(Q) = i\sqrt{4\pi} \frac{f_{B_1 B_2 M}}{m_M \sqrt{2\omega_M}} F_{B_1 B_2 M}(Q) \sigma_{B_2 B_1} \cdot Q \tau_{B_2 B_1} \quad (1)$$

(对赝标介子)

$$M_{B_1 B_2 M}(Q) = i\sqrt{4\pi} \frac{f_{B_1 B_2 M}}{m_M \sqrt{2\omega_M}} F_{B_1 B_2 M}(Q) (\sigma_{B_2 B_1} \times Q) \tau_{B_2 B_1}. \quad (2)$$

(对矢量介子)

从顶角函数(1), (2)不难写出二重子  $B_1 B_2$  通过交换介子  $M$  到  $B_3 B_4$  的相互作用传递势的一般形式, 在动量表象中可表示为

$$V_{B_3 B_4, B_1 B_2}^M(Q) = -4\pi \frac{f_{B_1 B_3 M} f_{B_2 B_4 M}}{m_M^2} F_{B_1 B_3}(Q) F_{B_2 B_4}(Q) \times (\sigma_{B_3 B_1}(1) \cdot Q) (\sigma_{B_4 B_2}(2) \cdot Q) \frac{1}{2\omega_M} \left[ \frac{1}{E_{B_3} + \omega_M - E_{B_1}} + \frac{1}{E_{B_4} + \omega_M - E_{B_2}} \right]. \quad (3)$$

(对赝标介子),

$$V_{B_3 B_4, B_1 B_2}^M(Q) = -4\pi \frac{f_{B_1 B_3 M} f_{B_2 B_4 M}}{m_M^2} F_{B_1 B_3}(Q) F_{B_2 B_4}(Q) \times (\sigma_{B_3 B_1}(1) \times Q) \cdot (\sigma_{B_4 B_2}(2) \times Q) \frac{1}{2\omega_M} \left[ \frac{1}{E_{B_3} + \omega_M - E_{B_1}} + \frac{1}{E_{B_4} + \omega_M - E_{B_2}} \right] \quad (4)$$

(对矢量介子),

若交换的  $M$  是同位旋矢量介子, 则尚需乘上因子  $\tau_{B_3 B_1}(1) \cdot \tau_{B_4 B_2}(2)$ . 上式中  $m_M$  和  $Q$  分别为介子  $M$  的质量和动量,  $E_B$  和  $\omega_M$  分别为重子  $B$  和介子  $M$  的能量,  $f_{B_1 B_3 M}$  和  $F_{B_1 B_3 M}(Q)$  分别为顶角的耦合常数和形状因子, 这儿定义  $F_{B_1 B_3 M}(Q=0) = 1$ .  $\sigma_{B_3 B_1}$  和  $\tau_{B_3 B_1}$  分别为由重子  $B_1$  到  $B_3$  的自旋和同位旋转移算符, 当  $B_1$  和  $B_3$  都是核子时, 它们就是通常的自旋和同位旋泡利算符. 将  $V(Q)$  进行傅立叶变换就可得到在坐标表象中的等效单介子交换势<sup>[3]</sup>,

$$V_{B_3 B_4, B_1 B_2}^M(r) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int V_{B_3 B_4, B_1 B_2}^M(Q) e^{iQ \cdot r} dQ. \quad (5)$$

在本文中, 我们就是由等效传递势(5)出发来构造两介子交换势的. 在描述 N-N 体系的相互作用时, 我们考虑核子最低激发态  $\Delta$  (Isobar) 的影响, 因此在计算 N-N 相互作用时需要考虑到达  $N\Delta$  和  $\Delta\Delta$  的激发, 也就是说在计算两介子交换势时需要考虑  $\Delta N$  及  $\Delta\Delta$  作为中间态对 N-N 相互作用的贡献. 在对中间态取封闭近似的条件下, NN 系统通过  $\Delta$  激发的等效两介子交换势可表为:

$$V_{NN, NN}^M(r) = V_{NN, N'\Delta}^M(r) \frac{1}{E_\Delta + E_{N'} - 2E_N} V_{N'\Delta, NN}^M(r) + V_{NN, \Delta\Delta}^M(r) \frac{1}{E_\Delta + E_\Delta - 2E_N} V_{\Delta\Delta, NN}^M(r). \quad (6)$$

(6)式所代表的等效两介子交换势是由两个等效单介子传递位和中间态能量传播子构成, 选用(6)式计算等效两介子交换位, 这相当于只考虑了中间态只有两个重子的方盒图的贡献(见下节的图2).

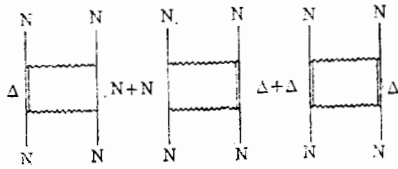


图2 N-N 相互作用中的双介子交换

### 三、计算结果和讨论

由于中间态粒子 $\Delta$ 的同位旋是 $3/2$ , 在较低质量的介子中只有 $\pi$ 和 $\rho$ 介子可以参与这个两介子交换过程. 本文计算了图2中所列图形的贡献, 根据(6)式, 只要计算出单介子交换传递位及能量传播子就可给出等效两介子交换势. 需要特别指出的是在两介子交换过程中到达中间态的单介子交换传递位 $V_{N\Delta, NN}$ 和 $V_{\Delta\Delta, NN}$ 与实际过程中的单介子交换相互作用势是不同的, 实际过程中 $N$ 、 $\Delta$ 的动量是固定的, 而两介子交换过程中, 中间态 $N$ 、 $\Delta$ 的动量与交换介子的动量都是可变的, 它仅需满足动量守恒的关系. 要严格计算能量传播子是一个很复杂的问题, 在这儿我们把能量分母取为 $\Delta$ 和 $N$ 的静止质量差 $E_{\Delta} - M_N = 294\text{MeV}$ . 这是一个比较粗糙的近似, 但对于定性研究等效两介子交换势的性质还是很有有效的. 计算中夸克-胶子耦合常数 $\alpha_s$ 和夸克质量 $m$ 取以前文章中相同的值, 即 $\alpha_s = 1.39$ ,  $m = 300\text{MeV}^{[2,3]}$ . 核子的半径参数目前一般取 $0.5-0.6\text{fm}$ , 为了进一步与其它类似的工作相比较, 把核子半径参数取为约 $0.5\text{fm}$ . 在本文中所示的结果都是把 $N$ 和 $\Delta$ 的半径参数 $b$ 取为 $0.5\text{fm}$ ,  $\pi$ 和 $\rho$ 介子的半径参数取为 $0.45\text{fm}$ 时的计算值. 当这些参数变化时, 具体数值会有所变化, 但定性性质不变.

图3是二核子状态 $ST = 0, 1$ 和 $1, 0$ 时的等效两介子交换势与唯象的 $\sigma$ 介子交换

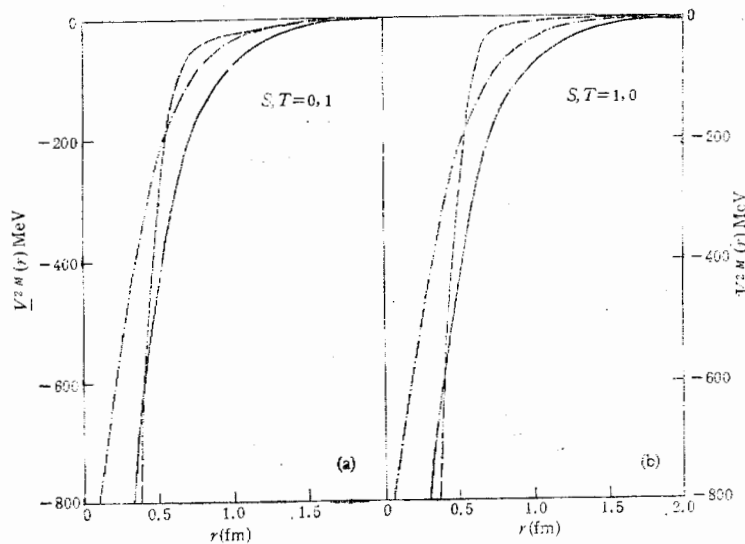


图3 等效两介子交换势

势的比较。虚线是本模型由(6)式计算的等效两介子交换势,实线是唯象 $\sigma$ 介子交换势。唯象 $\sigma$ 介子势的取法并不唯一,不同的作者有不同的取法,它随坐标 $r$ 的变化关系也只是定性趋势一致,而定量上是各不相同的。图3中的实线是根据参考文献[5]中给出的 $\sigma, \delta$ 模型所计算的结果。在这个模型中,  $\frac{g_\sigma^2}{4\pi} = 6.97$ ,  $m_\sigma = 570\text{MeV}$ ,  $\frac{g_\delta^2}{4\pi} = 0.33$ ,  $m_\delta = 960\text{MeV}$ , 唯象形状因子取为  $F(q) = \frac{\Lambda^2 - m^2}{\Lambda^2 + Q^2}$ , 其中 $m$ 为交换介子的质量, $Q$ 为交换介子的动量, $\Lambda$ 为截断质量参数,对 $\sigma, \delta$ 交换均取值为 $1414\text{MeV}$ 。图3(a)是 $ST = 01$ 态的位势随 $r$ 的变化关系,图3(b)是 $ST = 10$ 态位势随 $r$ 的变化关系。从这些图中,可以看到,本计算的等效两介子交换势其定性性质与唯象位是相同的,这两条曲线都是在 $r \cong 0$ 处负值较大,随 $r$ 增大逐渐趋于零的曲线。但是在定量上却是有差别的,在 $r < 0.4\text{fm}$ 以内区域,等效势比唯象势要低得多,而约在 $r > 0.5\text{fm}$ 以后,等效势比唯象势更快地趋于零。在中程区,等效势强度明显地小于唯象势,这表明它的中程吸引势比一般唯象 $\sigma$ 介子交换要弱。那是否就不能给出与实验相符的相移呢!这个问题的回答需要做进一步的研究,有一点值得提出的是,从目前由夸克势模型对 $N-N$ 散射相移的研究中已给予我们很多有益的启示。例如在参考文献[6]的工作中表明,六夸克态成份的考虑只需引进通常在核子层次计算时唯象 $\sigma$ 势强度的35%就能给出与实验相符的相移实验值。这说明六夸克态产生的某种效应,相当于提供了部份唯象核力中的中程吸引效应。

本文给出的等效两介子交换势仅仅是在整个核子-核子相互作用中等价于两介子交换的那一部份。从夸克层次来看,一个完整的核子-核子相互作用还应该包括只激发一对正反夸克对的等效单介子交换势(这部份相互作用与通常的单介子交换势也不完全相同),夸克-夸克之间相互作用的Breit-Fermi项以及六夸克态的效应。很可能通常介子交换理论中唯象 $\sigma$ 介子提供的中程吸引部分,从夸克层次来看,是六夸克态效应和等效两介子交换势的综合效应。因此我们不能期望这里给出的等效两介子交换势会与某个 $\sigma$ 介子交换势完全相同。假如我们把图3中唯象 $\sigma$ 介子交换势曲线也缩减50%的话,那么这条曲线在中程部份就与计算的等效两介子势更接近了(如图3中的点划线所示)。一个感兴趣的问题是,用我们提出的从夸克层次出发得到的完整的核子-核子相互作用势是否能够符合 $N-N$ 散射相移的实验,这是十分值得进一步研究的。当然,如何改进所采用的近似使结果更加严格,也需在以后的工作中做出解答。

### 参 考 文 献

- [1] M. Lacombe et al., *Phys. Rev.*, **C21**(1980), 861, **C23**(1981), 2405; V. Mau, Invited Talk at the International Conference on Nuclear Physics, Florence, Italy, Aug. 29-Sept. 3, 1983.
- [2] Yu You-wen and Zhang Zong-ye, *Nucl. Phys.*, **A426**(1984), 557.
- [3] Yu You-wen, *Nucl. Phys.*, **A455**(1986), 737;  
Lu Zhi-cheng, Yu You-wen, *Commun. in Theor. Phys.*, **9**(1988), 41.
- [4] Yu You-wen, BIHEP-TH-86-15 to be published in *commun. in Theor. Phys.*
- [5] K. Erkelenz, *Phys. Rep.*, **13C**(1974), 193;  
A. Gersten, R. Thompson and A. Green, *Phys. Rev.*, **D3**(1971), 2076.
- [6] Zhang Zong-ye, K. Bräuer, A. Faessler and K. Shimizu, *Nucl. Phys.*, **A443**(1985), 557.

## THE EFFECTIVE TWO-MESON-EXCHANGE POTENTIAL DERIVED FROM THE QUARK-ANTIQUARK PAIR CREATION MODEL

YU YOUWEN SHEN PENGNIAN

*(Institute of High Energy Physics, Academia Sinica, Beijing and Center of Theoretical Physics, CCAST (World Laboratory))*

### ABSTRACT

The effective two-meson-exchange potential with regard to the box diagram in the N-N interaction has been derived by virtue of the one-gluon-exchange quark-antiquark pair creation model. The result shows that the general feature of this effective potential agrees with that of the phenomenological  $\sigma$ -meson exchange potential in coordinate space.