

# 胶子凝聚对 Goldstein 方程的修正

卞建国 黄 涛

(中国科学院高能物理研究所, 北京 100039)

## 摘 要

本文在背景场量子色动力学理论基础上考虑胶子凝聚对 Goldstein 方程的修正, 并求出精确解. 其解的行为表明简单的胶子凝聚图的贡献更有利于夸克和反夸克形成强子束缚态.

## 一、引 言

众所周知, 对于内部组成子是旋量-旋量的 Bethe-Salpeter 方程<sup>[1]</sup> (简称 B-S 方程) 在梯形近似下(交换一个无质量粒子)和系统总能量为零时, 可转换为一个二阶微分方程, 这个方程对赝标解而言被称为 Goldstein 方程<sup>[2]</sup>. 许多工作如在相同近似下 B-S 方程的轴矢-张量解<sup>[3]</sup>、标量-矢量解<sup>[4]</sup>等都受到 Goldstein 方程的影响.

Goldstein 方程当耦合常数在一定范围内取值时具有精确的连续谱解, 这是非常吸引人的特点. 至于这个方程解的物理意义, K. Higashijima 和 A. Nishimura 证明对应于重整化后的赝标顶角函数<sup>[5]</sup>; 如进一步化简, 令系统的费米子质量为零, 则解对应于 Goldstone 粒子.

对于 B-S 方程的另一个严格解, 是本文作者之一在先前的工作中给出的<sup>[6]</sup>. 作者在背景场量子色动力学理论<sup>[7]</sup>基础上, 考虑最低级非微扰效应即胶子凝聚对 B-S 方程相互作用核的贡献(核可近似地表达为

$$G(q) = \frac{4}{3} g^2 \gamma^\mu \langle Q | A_\mu^a A_\nu^b | Q \rangle_q \gamma^\nu = -\frac{1}{24} g^2 \phi_0^2 (2\pi)^4 \gamma^\mu \delta(q) \gamma_\mu \delta_{ab},$$

得到了手征极限下方程的轻介子质量解:  $\pi$  介子质量为零, 表明  $\pi$  介子是 Goldstone 粒子, 而  $\rho$  介子从胶子凝聚获得了大部分质量. 然而在仅考虑简单的胶子凝聚贡献下很难给出介子波函数的行为.

本文将在背景场量子色动力学基础上, 将非微扰胶子凝聚势(见图 1)和微扰单胶子交换势(见图 2)结合起来, 精确求解 Goldstein 方程. 由于胶子凝聚势是长程力, 而单胶子交换势是短程力, 那么我们预期前者对 Goldstein 方程的长距离行为应有一个修正.

第二章给出 Goldstein 方程和胶子凝聚势的简短回顾, 在第三章中我们分别在动量空间和坐标空间求解修正后的 Goldstein 方程, 在第四章中, 作一分析和小结.

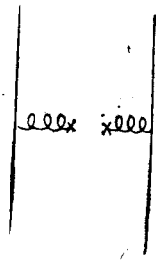


图 1 胶子凝聚势

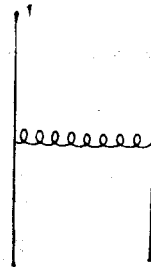


图 2 微扰单胶子交换势

## 二、简短的回顾

### A. Goldstein 方程

首先简单地给出 Goldstein 方程的推导过程<sup>[2]</sup>以及相关的问题。

在梯形近似下两个费米子 B-S 方程在质心系可写为:

$$\begin{aligned} & (E\beta + p_\mu\gamma_\mu - m_a)\phi(p)(E\beta - p_\mu\gamma_\mu - m_b) \\ & = i\lambda'\pi^{-2} \int \frac{d^4k}{(p-k)^2 - \kappa^2} \Gamma\phi(k)\Gamma, \end{aligned} \quad (2.1)$$

这里  $\lambda' = \frac{g^2}{4\pi^2}$ ,  $\kappa$  为交换粒子的质量,  $2E$  为系统总能量,  $m_a$  和  $m_b$  是两个费米子质量,  $\Gamma\Gamma$  是两个 Dirac 矩阵的直积, 具体形式由相互作用场的变换性质决定 (即  $\Gamma\Gamma = 1, \gamma_\mu\gamma_\mu, \gamma_5\gamma_5, \gamma_5\gamma_\mu\gamma_5\gamma_\mu$  分别对应于标量、矢量、赝标和轴矢耦合)。

方程 (2.1) 在  $E = 0$  时的解特别简单。如令  $m_a = m_b = m$ , 并假设  $\phi(p)$  正比于单位矩阵, 我们得到

$$(p^2 - m^2)\phi(p) = -i\lambda\pi^{-2} \int \frac{d^4k}{(p-k)^2 - \kappa^2} \phi(k), \quad (2.2)$$

这里  $\lambda = \lambda'\Gamma^2$  ( $\Gamma^2 = 1$ , 对应于标量和赝标耦合, 4 对应于矢量和轴矢量耦合)。

(2.2) 式在  $\kappa^2 = 0$  时可化为一个二阶微分方程。设  $\phi(p)$  可以被写成

$$\phi(p) = \iint_T dx dy g(x, y)(p^2 - x^{-1} + y + i\epsilon)^{-2}, \quad (2.3)$$

这里  $\epsilon$  是正无穷小常数,  $T$  是  $XY$  平面上的积分区域。

将 (2.3) 式代入 (2.2) 式, 完成四维动量积分, 令  $s = p^2$ , 取  $m$  为动量量纲单位, 得

$$\begin{aligned} & s(s-1) \iint_T dx dy g(x, y)(s - x^{-1} + y)^{-2} \\ & = \lambda \int_0^s dz \int_x^\infty d\tau \iint_T g(x, y) dx dy (\tau - x^{-1} + y)^{-2}, \end{aligned} \quad (2.4)$$

$$\text{或} \quad s(s-1)\phi(s) = \lambda \int_0^s dz \int_x^\infty d\tau \phi(\tau), \quad (2.5)$$

这里省去了  $i\epsilon$ 。

重新安排积分序,方程(2.5)可以变为

$$s(s-1)\phi(s) = \lambda \int_0^s s\phi(s)ds + \lambda s \int_s^\infty \phi(s)ds, \quad (2.6)$$

然后对(2.6)式求两次导数  $\frac{d^2}{ds^2}$ , 得

$$\frac{d^2}{ds^2} [s(s-1)\phi(s)] + \lambda\phi(s) = 0. \quad (2.7)$$

为了使微分方程的解确实是积分方程的解,需要两个边界条件,这很容易做到。对(2.7)式求两次积分,如欲使它恢复到(2.5)式,则下列两个条件必需满足:

$$\lim_{s \rightarrow 0} \{s[s(s-1)\phi(s)]' - s(s-1)\phi(s)\} = 0, \quad (2.8a)$$

$$\lim_{s \rightarrow \infty} [s(s-1)\phi(s)]' = 0. \quad (2.8b)$$

这样附有两个边界条件(2.8)的方程(2.7)就等价于方程(2.6),它的解是超几何函数。

### B. 简单胶子凝聚势的贡献

现在我们回顾一下简单胶子凝聚势对 B-S 方程的贡献<sup>[6]</sup>。这一工作是建立在 QCD 求和规则<sup>[8]</sup>和背景场量子色动力学基础上<sup>[7]</sup>。QCD 求和规则的基本思想是假定在 QCD 物理真空下算符乘积展开仍然适用,且存在夸克凝聚和胶子凝聚等非零的 Lorentz 不变算符的真空平均值,因而同时引进了微扰和非微扰效应。在背景场量子色动力学理论中,微扰效应由量子场描述,而非微扰效应由背景场复合算符的非零真空平均值来描述,例如夸克凝聚  $\langle Q | \psi\bar{\psi} | Q \rangle$  和胶子凝聚  $\langle Q | G^2 | Q \rangle$  (或  $\langle Q | A_\mu^a A^{a\mu} | Q \rangle$ )。人们相信这些非零真空平均值反映了物理真空的非微扰结构。QCD 求和规则和背景场量子色动力学理论的意义是将微扰 QCD 推广到了更低能量区,在这区域不仅计算微扰贡献,而且计入非微扰效应。

背景场量子色动力学拉氏量可以从通常 QCD 拉氏量作下列代换得到

$$A_\mu^a(x) \rightarrow \phi_\mu^a(x) + A_\mu^a(x), \quad (2.9a)$$

$$\psi(x) \rightarrow \eta(x) + \psi(x), \quad (2.9b)$$

这里  $\phi_\mu^a(x)$  和  $\eta(x)$  分别代表量子胶子场和夸克场,  $A_\mu^a(x)$  和  $\psi(x)$  代表经典胶子场和夸克场(背景场)。

在作了(2.9)式的变换后,格林函数将作相应的变换,例如胶子传播子

$$\begin{aligned} \langle 0 | T A_\mu^a(x) A_\nu^b(y) | 0 \rangle &\rightarrow \langle Q | T (A_\mu^a(x) + \phi_\mu^a(x)) (A_\nu^b(y) + \phi_\nu^b(y)) | Q \rangle \\ &= \langle Q | A_\mu^a(x) A_\nu^b(y) | Q \rangle + \langle Q | T (\phi_\mu^a(x) \phi_\nu^b(y)) | Q \rangle, \end{aligned} \quad (2.10)$$

这里  $|0\rangle$  代表微扰真空,  $|Q\rangle$  代表物理真空,并假设单个背景场的真空平均为零。(2.10)式也可直接从背景场量子色动力学得到<sup>[7]</sup>。

我们定义势函数为  $\frac{4}{3}g^2$  与胶子传播子的乘积。则胶子凝聚势为

$$V_N(x-y) = \frac{4}{3}g^2 \langle Q | A_\mu^a(x) A_\nu^b(y) | Q \rangle, \quad (2.11a)$$

在最低级近似下

$$V_N(x-y) \simeq \frac{4}{3} g^2 \langle Q | A_\mu^a(x) A_\nu^b(y) | Q \rangle = -\frac{1}{24} g^2 \phi_0^2 g_{\mu\nu} \delta_{ab}, \quad (2.11b)$$

这里  $g^2 \phi_0^2 = 1.3 \text{GeV}^{2[6]}$ .

至于  $\langle Q | T(\phi_\mu^a(x) \phi_\nu^b(y)) | Q \rangle$ , 它在相互作用表象中除了包括微扰 QCD 胶子传播子所有阶外, 还包括量子场与背景场的相互作用, 详见参考文献 [6—9]. 在最低级近似下, 它给出我们熟知的微扰单胶子交换势,

$$V_\rho(x-y) = \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \left( -i \frac{4}{3} \frac{g^2}{k^2} \right) e^{-i(x-y) \cdot k}. \quad (2.12)$$

文献 [6] 正是在 B-S 方程中考虑了 (2.11b) 对相互作用核的贡献, 在手征极限和基态近似下求得  $\pi$  介子质量为零,  $\rho$  介子质量为  $570 \text{MeV}$ . 由此可见, 胶子凝聚势虽然形式简单, 得到的结果却反映了夸克相互作用长距离行为的实质.

### 三、修正的 Goldstein 方程

如果我们在背景场量子色动力学基础上, 同时考虑简单的胶子凝聚势 (2.11b) 式和微扰单胶子交换势 (2.12) 式对相互作用核的贡献, 得到夸克-反夸克系统 B-S 振幅

$$\chi(x) = \left\langle 0 \left| T \psi \left( \frac{1}{2} x \right) \bar{\psi} \left( -\frac{1}{2} x \right) \right| P \right\rangle$$

所满足的相对论方程为:

$$\begin{aligned} \chi(k) = & -\frac{1}{24} g^2 \phi_0^2 \frac{1}{\left( \frac{P}{2} + ik_0 \right) \gamma_0 - \boldsymbol{\gamma} \cdot \mathbf{k} - m_1} \\ & \times \gamma^\mu \chi(k) \gamma_\mu \frac{1}{\left( -\frac{P}{2} + ik_0 \right) \gamma_0 - \boldsymbol{\gamma} \cdot \mathbf{k} - m_2} \\ & - \frac{4}{3} g^2 \frac{1}{\left( \frac{P}{2} + ik_0 \right) \gamma_0 - \boldsymbol{\gamma} \cdot \mathbf{k} - m_1} \int \frac{d^4 q}{(2\pi)^4} \\ & \times \frac{1}{(k-q)^2} \gamma^\mu \chi(q) \gamma_\mu \frac{1}{\left( -\frac{P}{2} + ik_0 \right) \gamma_0 - \boldsymbol{\gamma} \cdot \mathbf{k} - m_2}, \end{aligned} \quad (3.1)$$

这里在得到 (3.1) 式时已进行了 Wick 转动,  $P$  为系统总质量,  $m_1$  和  $m_2$  分别为夸克和反夸克质量.

我们的目的是求 (3.1) 式在  $P=0$  时的精确解. 当然, 人们可以采用 Goldstein 方法将 (3.1) 式在  $P=0$  时化为一个微分方程, 但这里不准备这样做. 我们采用另一种方法来讨论, 它的优点是不必令  $P$  为零.

引进一个辅助量  $\phi(k)$ , 它定义为

$$\phi(k) = \int \frac{d^4q}{(2\pi)^2} \frac{1}{(k-q)^2} \chi(q). \quad (3.2)$$

再用恒等式 
$$\nabla^2 \frac{1}{k^2} = -4\pi^2 \delta(k) \quad (3.3)$$

得(3.2)式的逆变换, 
$$\chi(k) = -4\pi^2 \nabla^2 \phi(k). \quad (3.4)$$

由(3.2)式和(3.4)式得  $\phi(k)$  满足的微分方程

$$\begin{aligned} & \left[ \left( \frac{P}{2} + ik \right) \gamma_0 - \boldsymbol{\gamma} \cdot \mathbf{k} - m_1 \right] \nabla^2 \phi(k) \left[ \left( -\frac{P}{2} + ik_0 \right) \gamma_0 - \boldsymbol{\gamma} \cdot \mathbf{k} - m_2 \right] \\ & = -\frac{1}{24} g^2 \phi_0^2 \nabla^2 \phi(k) + \frac{4}{3} \frac{g^2}{(2\pi)^2} \gamma^\mu \phi(k) \gamma_\mu. \end{aligned} \quad (3.5)$$

对上式两边作用  $\nabla^2$ , 得  $\chi(k)$  满足的微分方程

$$\begin{aligned} & \nabla^2 \left\{ \left[ \left( \frac{P}{2} + ik_0 \right) \gamma_0 - \boldsymbol{\gamma} \cdot \mathbf{k} - m_1 \right] \chi(k) \left[ \left( -\frac{P}{2} + ik_0 \right) \gamma_0 - \boldsymbol{\gamma} \cdot \mathbf{k} - m_2 \right] \right\} \\ & = -\frac{1}{24} g^2 \phi_0^2 \gamma^\mu \nabla^2 \chi(k) \gamma_\mu + \frac{4}{3} \frac{g^2}{(2\pi)^2} \gamma^\mu \chi(k) \gamma_\mu. \end{aligned} \quad (3.6)$$

微分方程(3.6)式的边界条件由(3.2)式决定, 即对(3.2)式右边积分后, 不应出现红外和紫外发散, 这就给出  $\chi(k)$  在原点和无穷远点的行为,

$$\lim_{k \rightarrow 0} k^2 \chi(k) \rightarrow 0. \quad (3.7a)$$

$$\lim_{k \rightarrow \infty} k^2 \chi(k) \rightarrow 0. \quad (3.7b)$$

通过一个细致的分析, 不难发现条件(3.7)与 Goldstein 的边界条件(2.8)是等价的.

在(3.6)式中令  $P = 0$ ,  $m_1 = m_2 = m$ , 且限制讨论赝标解  $\chi(k) = \gamma_5 \phi(k)$ , 这时  $\phi(k)$  满足方程

$$\nabla^2 \left[ \left( k^2 + m^2 - \frac{1}{6} g^2 \phi_0^2 \right) \phi(k) \right] + \frac{4}{3} \frac{g^2}{\pi^2} \phi(k) = 0. \quad (3.8)$$

令  $z = k^2$ , 上式化简为

$$\frac{d^2}{dz^2} \left\{ z \left( z + m^2 - \frac{1}{6} g^2 \phi_0^2 \right) \phi(z) \right\} + \frac{1}{3} \frac{g^2}{\pi^2} \phi(z) = 0. \quad (3.9)$$

(3.9)式正是我们所求的 Goldstein 方程, 我们可分三种情况来讨论,

$$m^2 < \frac{1}{6} g^2 \phi_0^2, \quad m^2 = \frac{1}{6} g^2 \phi_0^2 \quad \text{和} \quad m^2 > \frac{1}{6} g^2 \phi_0^2$$

相应的解分别为  $\phi_1$ 、 $\phi_2$  和  $\phi_3$ :

当  $m^2 < \frac{1}{6} g^2 \phi_0^2$  时, 满足(3.7)式边界条件的一个解是

$$\begin{aligned} \phi_1(s) &= \int_0^1 r^\alpha (1-t)^{-\alpha} (1-st)^{\alpha-2} dt \\ &= B(\alpha, 2-\alpha) F(1+\alpha, 2-\alpha; 2; s+ie), \quad |s+ie| \leq 1 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
&= \frac{1}{\alpha} \left\{ \frac{\Gamma(1+\alpha)\Gamma(2\alpha-1)}{\Gamma(\alpha-1)} (-s-i\epsilon)^{-\alpha-1} F(1+\alpha, \alpha; 2\alpha; [s+i\epsilon]^{-1}) \right. \\
&\quad + \frac{\Gamma(2-\alpha)\Gamma(1-2\alpha)}{\Gamma(-\alpha)} (-s-i\epsilon)^{\alpha-2} F(2-\alpha, 1-\alpha; \\
&\quad \left. 2-2\alpha; [s+i\epsilon]^{-1} \right\}, \quad |s+i\epsilon| \geq 1. \tag{3.10}
\end{aligned}$$

这里  $B(m, n)$  是 beta 函数,  $\Gamma(m)$  是 gamma 函数,  $F$  是 hypergeometric 函数,

$$\alpha = \frac{1}{2} \pm \sqrt{1 - \frac{4}{3} \frac{g^2}{\pi^2}}, \quad s = z / \left( \frac{1}{6} g^2 \phi_0^2 - m^2 \right).$$

当  $m^2 = \frac{1}{6} g^2 \phi_0^2$  时,

$$\phi_2(k^2) = \left( \frac{1}{k^{2(\alpha+1)}} \right). \tag{3.11}$$

当  $m^2 > \frac{1}{6} g^2 \phi_0^2$  时,

$$\phi_3(s) = \phi_2(-s) \tag{3.12}$$

我们可以看出  $\phi_i (i=1, 2, 3)$  当  $g^2$  在范围  $\left(0, \frac{3}{4} \pi^2\right]$  内取值时有连续谱解, 并且当  $k^2$  趋于无穷时, 有相同的极限, 但三个解在  $k^2$  趋于零点的行为不同. 因此, 简单胶子凝聚势对 Goldstein 解的修正主要表现在小动量范围内, 这是由简单胶子凝聚势在动量空间是一个 delta 函数决定的.

以上是在动量空间讨论的, 现在转向在坐标空间求解 Goldstein 方程, 可以预期胶子凝聚势应对解的大距离行为起主要作用.

在坐标空间, 修正的 Goldstein 方程成为

$$\left( -\nabla^2 + m^2 - \frac{1}{6} g^2 \phi_0^2 \right) \phi(x) - \frac{4}{3} \frac{g^2}{\pi^2} \frac{1}{x^2} \phi(x) = 0. \tag{3.13}$$

这一方程的解是

$$\phi(x) = \begin{cases} \left. \begin{aligned} &J_\nu \left( \left( \frac{1}{6} g^2 \phi_0^2 - m^2 \right)^{\frac{1}{2}} R \right) \frac{1}{\left( \frac{1}{6} g^2 \phi_0^2 - m^2 \right)^{\frac{1}{2}} R} \\ &N_\nu \left( \left( \frac{1}{6} g^2 \phi_0^2 - m^2 \right)^{\frac{1}{2}} R \right) \frac{1}{\left( \frac{1}{6} g^2 \phi_0^2 - m^2 \right)^{\frac{1}{2}} R} \end{aligned} \right\}, \quad m^2 < \frac{1}{6} g^2 \phi_0^2. \\ \frac{1}{k^{1 \pm \nu}}, & m^2 = \frac{1}{6} g^2 \phi_0^2. \\ \left. \begin{aligned} &K_\nu \left( \left( -\frac{1}{6} g^2 \phi_0^2 + m^2 \right)^{\frac{1}{2}} R \right) \frac{1}{\left( m^2 - \frac{1}{6} g^2 \phi_0^2 \right)^{\frac{1}{2}} R} \end{aligned} \right\}, \quad m^2 > \frac{1}{6} g^2 \phi_0^2. \end{cases} \tag{3.14}$$

这里  $J_\nu(x)$  是第一类贝塞耳函数,  $N_\nu(x)$  是诺伊曼函数,  $k_\nu(x)$  是第二类变型贝塞耳

函数,  $R = \sqrt{x^2}$ ,  $\nu = \sqrt{1 - \frac{4}{3\pi^2} g^2}$ . 第一类变型贝塞耳函数  $I_\nu(x)$  由于在  $x$  趋于无穷时趋于无穷而没有包括在 (3.14) 式中.

贝塞耳函数的渐近行为是

$$\begin{aligned} \lim_{x \rightarrow 0} J_\nu(x) &\simeq \frac{x^\nu}{2^\nu \Gamma(1 + \nu)}, \\ \lim_{x \rightarrow 0} N_\nu(x) &\simeq -\frac{2^\nu \Gamma(\nu)}{\pi^2 x^\nu}, \\ \lim_{x \rightarrow 0} K_\nu(x) &\simeq \frac{2^{\nu-1} \Gamma(\nu)}{x^\nu}, \\ \lim_{x \rightarrow \infty} J_\nu(x) &\simeq \left(\frac{2}{\pi x}\right)^{\frac{1}{2}} \cos\left(x - \frac{\nu}{2} \pi - \frac{\pi}{4}\right), \\ \lim_{x \rightarrow \infty} N_\nu(x) &\simeq \left(\frac{2}{\pi x}\right)^{\frac{1}{2}} \sin\left(x - \frac{\nu}{2} \pi - \frac{\pi}{4}\right), \\ \lim_{x \rightarrow \infty} K_\nu(x) &\simeq \left(\frac{\pi}{2x}\right)^{\frac{1}{2}} e^{-x}. \end{aligned} \quad (3.15)$$

我们可以看出  $\phi(x)$  的三个解在  $x$  趋于零时有相同极限(除了相差一个无关紧要的常数),但在  $x$  趋于无穷时,有不同的行为,因此胶子凝聚势的作用主要表现在大距离内,这与胶子凝聚势本质上是长程力的特点是一致的.

我们接着讨论 Goldstone 粒子波函数,这对我们了解胶子凝聚势的作用更有帮助. 在 (3.14) 式中令  $m^2 = 0$ , 我们得 Goldstone 粒子波函数

$$\begin{cases} \phi_1(x) = J_\nu\left(\left(\frac{1}{6} g^2 \phi_0^2\right)^{\frac{1}{2}} R\right) \frac{1}{\left(\frac{1}{6} g^2 \phi_0^2\right)^{\frac{1}{2}} R}, \\ \phi_2(x) = N_\nu\left(\left(\frac{1}{6} g^2 \phi_0^2\right)^{\frac{1}{2}} R\right) \frac{1}{\left(\frac{1}{6} g^2 \phi_0^2\right)^{\frac{1}{2}} R}. \end{cases} \quad (3.16)$$

这与不存在胶子凝聚势时的 Goldstone 粒子波函数

$$\begin{cases} \phi_3(x) = \frac{1}{R^{1+\nu}} \\ \phi_4(x) = \frac{1}{R^{1-\nu}} \end{cases} \quad (3.17)$$

相比,当  $\nu < \frac{1}{2}$  时(即  $g^2 > \frac{9}{16\pi^2}$ ), 随  $x$  趋于无穷更快地趋于零. 我们作出  $\phi_1(x)$  与  $\phi_3(x)$  在  $g^2 = \frac{3}{4} \pi^2$  时随  $x$  变化的曲线(见图3和图4). 图3显示在小距离内  $\phi_1(x)$  与  $\phi_3(x)$  几乎重合,图4显示在大距离内  $\phi_1(x)$  比  $\phi_3(x)$  更快地趋于零,这意味着胶子凝聚势有利于夸克之间相互作用形成束缚态.

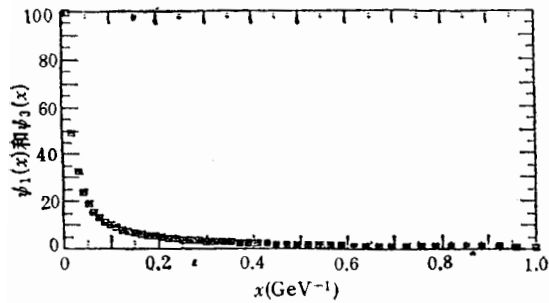


图 3 小距离内  $\psi_1(x)$  与  $\psi_3(x)$  几乎重合。  
+++  $\psi_1(x)$     □□□  $\psi_3(x)$

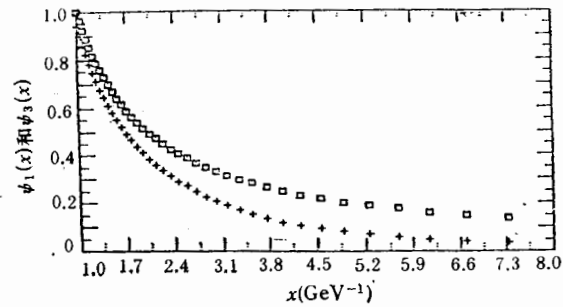


图 4 大距离内  $\psi_1(x)$  比  $\psi_3(x)$  更快地趋于零

#### 四、小 结

至此,我们考虑了胶子凝聚势对 Goldstein 方程的修正,并求出了精确解。我们采用了一种新的方法将积分的 B-S 方程变化到微分的 Goldstein 方程,它不依赖于系统总能量是否为零。

由于微扰单胶子交换势是短程力,而胶子凝聚势是长程力,考虑两种相互作用势对 Goldstein 方程的贡献,有助于人们理解强子内部结构的特点。我们所获得的解表明胶子凝聚势使 Goldstone 粒子的坐标空间波函数随两夸克间的距离增大而收敛更快,从物理上来讲,胶子凝聚势有利于正、反夸克形成强子束缚态。

#### 参 考 文 献

- [1] E. E. Salpeter and H. A. Bethe, *Phys. Rev.*, **84**(1951), 1232.
- [2] J. S. Goldstein, *Phys. Rev.*, **91**(1953), 1516.
- [3] W. Kummer, *Nuovo Cim.*, **31**(1964), 219; **34**(Erratum) (1964), 1840.
- [4] K. Higashijima, *Pro. Theor. Phys.*, **55**(1976), 1951.
- [5] K. Higashijima and A. Nishimura, *Nucl. Phys.*, **B113**(1976), 173.
- [6] T. Huang and Z. Huang, *Commun. Theor. Phys.*, **11**(1989), 479.
- [7] T. Huang and Z. Huang, *Phys. Rev.*, **D39**(1989), 1213.
- [8] M. A. Shifman, A. I. Vainshtein and V. I. Zakharov, *Nucl. Phys.*, **B147**(1979), 385, 448.
- [9] J. G. Bian and T. Huang, *Commun. Theor. Phys.*, **16**(1991), 337.

### Correction to Goldstein Equation from the Gluon Condensate Diagram

BIAN JIANGUO    HUANG TAO

(Institute of High Energy Physics, Academia Sinica, Beijing 100039)

#### ABSTRACT

An exact Goldstein solution of the Bethe-Salpeter equation including the gluon condensate in the background field QCD is discussed. We find that the gluon condensate diagram makes quark and anti-quark more close to form a bound state.