第 15 卷 第11期　　高能物理与核物理　　Vol. 15, No. 11
1991 年 11 月　　HIGH ENERGY PHYSICS AND NUCLEAR PHYSICS　　Nov., 1991

量子色动力学非微扰传播子

卞　建　国
(中国科学院高能物理研究所，北京 100039)

摘　　要

本文在链近似下计算了 QCD 非微扰夸克和胶子完全传播子．我们仅考虑最低维非微扰效应即夸克凝聚 $\langle \Omega|\bar{\Phi}\phi|\Omega\rangle$ 和胶子凝聚 $\langle \Omega|G^2|\Omega\rangle$ 对传播子的贡献，胶子凝聚通过作为 $\langle \Omega|A_\mu^a(x)A_\nu^b(y)|\Omega\rangle$ 在洛伦兹规范下展开级数的系数而引入．与采用固定点规范相比，胶子凝聚的引入没有破坏平移不变性．因而，我们计算出了夸克完全传播子．如采用固定点规范不能做到这一点．

一、引　　言

本文在链近似下计算 QCD 非微扰完全传播子．

正如我们所知，QCD 求和规则[1]的基本方法是在算符乘积展开中，同时引进微扰效应和非微扰效应，而非微扰效应用非零的复合场算符真空平均值来描述，例如 $\langle \Omega|\bar{\Phi}\phi|\Omega\rangle$，$\langle \Omega|G^2|\Omega\rangle$，$\langle \Omega|(\bar{\Phi}\phi)^2|\Omega\rangle$ 和 $\langle \Omega|f^{abc}G_{\mu\nu}^a G_\lambda^{b\nu} G^{c\lambda\mu}|\Omega\rangle$．人们认为这些非零真空平均值的存在反映了物理真空 $|\Omega\rangle$ 的非微扰特点．由于目前还没有从 QCD 第一原理出发来确定这些值，人们在一般情况下仅将两个最低维算符的真空平均值即夸克凝聚 $\langle \Omega|\bar{\Phi}\phi|\Omega\rangle$ (3维)和胶子凝聚 $\langle \Omega|G^2|\Omega\rangle$ (4维)的唯象值作为参数应用于算符乘积展开中，而对高维算符加以忽略．当然如果高维算符的真空平均值不为零的话，对它们的忽略仅在大动量情况下有效，这也说明了非微扰效应的贡献仅在中能区域有意义．

考虑非微扰效应计算夸克和胶子传播子的文章[2]很多．但在 T. Larsson 的文章中，最低级胶子凝聚的修正是 $\langle \Omega|G^2|\Omega\rangle^2$，而我们知道最低级胶子凝聚应是 $\langle \Omega|G^2|\Omega\rangle$．在别的文章中，$\langle \Omega|G^2|\Omega\rangle$ 是在作为 $\langle \Omega|A_\mu^a(x)A_\nu^b(y)|\Omega\rangle$ 在固定点规范下[3,4]的展开系数而引入到夸克传播子中．由于固定点规范破坏了平移不变性，$\langle \Omega|G^2|\Omega\rangle$ 对夸克传播子的贡献不能因子化，我们在链近似下不能算出非微扰夸克完全传播子．

在本文的第二部分，我们将在洛伦兹规范下对 $\langle \Omega|A_\mu^a(x)A_\nu^b(y)|\Omega\rangle$ 进行级数展开．与在固定点规范下 $\langle \Omega|A_\mu^a(x)A_\nu^b(y)|\Omega\rangle$ 的展开级数相比，我们得到的结果具有平移不变性．在文章的第三部分，我们将利用这一结果在链近似下计算非微扰夸克和胶子完全传播子．第四部分给出小结．

本文于 1990 年 10 月 6 日收到．

二、洛伦兹规范下 $\langle\Omega|A^a_\mu(x)A^b_\nu(y)|\Omega\rangle$ 的开展级数

在目前,由于我们仅知道 $\langle\Omega|G^2|\Omega\rangle$ 的唯象值,我们必须将胶子场表达成场强的形式,这一点能在固定点规范 $x^\mu A_\mu(x)=0$ 下做到,

$$A^a_\mu(x)=\int_0^1 dt\,t x^\nu G^a_{\nu\mu}(tx)$$

$$=\sum_{n=0}^{\infty}\frac{1}{n!(n+2)}x^{\alpha_1}\cdots x^{\alpha_n}x^\nu(D_{\alpha_1}\cdots D_{\alpha_n}G_{\nu\mu})^a(0). \tag{2.1}$$

因此我们在 $\langle\Omega|A^a_\mu(x)A^b_\nu(y)|\Omega\rangle$ 的展开中得到明显的胶子凝聚的形式,

$$\langle\Omega|A^a_\mu(x)A^b_\nu(y)|\Omega\rangle=\frac{1}{4}x^\lambda y^\rho\langle\Omega|G^a_{\lambda\mu}G^b_{\rho\nu}|\Omega\rangle+\cdots$$

$$=\frac{1}{4}\frac{1}{96}x^\lambda y^\rho(g_{\lambda\rho}g_{\mu\nu}-g_{\lambda\nu}g_{\mu\rho})\langle\Omega|G^2|\Omega\rangle. \tag{2.2}$$

(2.2) 式和下列公式[5]是在算符乘积展开中计算非微扰效应的两个常用公式,

$$\langle\Omega|\bar{\psi}^{af}_\alpha(x)\psi^{bf'}_\beta(y)=\frac{1}{12}\delta_{ab}\delta_{ff'}(1+im_f\gamma_\mu(x-y)^\mu/4)_{\alpha\beta}\langle\Omega|\bar{\psi}_f\psi_f|\Omega\rangle+\cdots, \tag{2.3}$$

这里 f、f' 是味指标,a、b 是色指标,α,β 是旋量指标。

容易看出公式(2.2)和(2.3)存在两个问题,一是两者在大距离情况下都无效,二是(2.2)式右边不具有平移不变性。

对于第一个问题,我们还没有找到解决的方法;对于第二个问题,我们发现可以在洛伦兹规范下得以解决。下面我们试图解决这一问题。

根据平移不变性,我们有:

$$\langle\Omega|A^a_\mu(x)A^b_\nu(y)|\Omega\rangle=\int\pi^{ab}_{\mu\nu}(k)\frac{d^4k}{(2\pi)^4}e^{-i(x-y)\cdot k}. \tag{2.4}$$

采用洛伦兹规范

$$\partial_\mu A^a_\mu(x)=0, \tag{2.5}$$

$\pi^{ab}_{\mu\nu}(k)$ 的一般形式可写为:

$$\pi^{ab}_{\mu\nu}(k)=\pi(k^2)\left(g_{\mu\nu}-\frac{k_\mu k_\nu}{k^2}\right)\delta_{ab}. \tag{2.6}$$

将(2.6)式代入(2.4)式,将指数项按 $(x-y)\cdot k$ 进行幂级数展开,并考虑到 k 的奇次幂项积分后为零,我们得

$$\langle\Omega|A^a_\mu(x)A^b_\nu(y)|\Omega\rangle$$

$$=\int\pi(k^2)\left(g_{\mu\nu}-\frac{k_\mu k_\nu}{k^2}\right)\delta_{ab}d^4k/(2\pi)^4$$

$$\left(1+\frac{1}{2}(-ik(x-y))^2+\cdots+\frac{1}{(2n)!}(-ik\cdot(x-y))^{2n}+\cdots\right) \tag{2.7}$$

$$=\sum_{n=0}^{\infty}I_n$$

这里

$$I_n = \int \pi(k^2)\left(g_{\mu\nu} - \frac{k_\mu k_\nu}{k^2}\right)\delta_{ab}\frac{d^4k}{(2\pi)^4}\frac{(-ik\cdot(x-y))^{2n}}{(2n)!}. \tag{2.8}$$

我们逐项分析 I_n。

$$\begin{aligned} I_0 &= \int \pi(k^2)\left(g_{\mu\nu} - \frac{k_\mu k_\nu}{k^2}\right)\delta_{ab}\frac{d^4k}{(2\pi)^4} \\ &= \int \frac{3}{4}\pi(k^2) g_{\mu\nu}\delta_{ab}\frac{d^4k}{(2\pi)^4} = \phi_{N_0} g_{\mu\nu}\delta_{ab}, \end{aligned} \tag{2.9}$$

这里 $\phi_{N_0} = \frac{3}{4}\int \pi(k^2)\frac{d^4k}{(2\pi)^4}$. 又由(2.4)式，令 $x=y$，得

$$\phi_{N_0}\delta_{ab}g_{\mu\nu} = \langle \Omega | A^a_\mu(x) A^b_\nu(x) | \Omega \rangle. \tag{2.10}$$

用 $\delta_{ab}g^{\mu\nu}$ 对上式两边收缩，得

$$\phi_{N_0} = \frac{1}{12}\langle \Omega | A^a_\mu(x) A^{a\mu}(x) | \Omega \rangle. \tag{2.11}$$

下面分析 I_1。

$$\begin{aligned} I_1 &= -\frac{(x-y)^\rho (x-y)^\lambda}{2}\int \pi(k^2)\left(g_{\mu\nu} - \frac{k_\mu k_\nu}{k^2}\right)\delta_{ab}k_\rho k_\lambda \frac{d^4k}{(2\pi)^4} \\ &= (x-y)^\rho (x-y)^\lambda g_{\mu\nu} g_{\rho\lambda}\delta_{ab}\phi_{N_1} \\ &\quad + (x-y)^\rho (x-y)^\lambda (g_{\mu\nu}g_{\rho\lambda} + g_{\mu\rho}g_{\nu\lambda} + g_{\mu\lambda}g_{\nu\rho})\delta_{ab}\bar{\Phi}_{N_1}, \end{aligned} \tag{2.12}$$

这里 $\phi_{N_1} g_{\rho\lambda} = -\frac{1}{2}\int \pi(k^2) k_\rho k_\lambda \frac{d^4k}{(2\pi)^4}$ (2.13)

$$\begin{aligned} &\bar{\Phi}_{N_1}(g_{\mu\nu}g_{\rho\lambda} + g_{\mu\rho}g_{\nu\lambda} + g_{\mu\lambda}g_{\nu\rho}) \\ &\quad = -\frac{1}{2}\int \pi(k^2)\left(-\frac{k_\mu k_\nu}{k^2}\right) k_\rho k_\lambda \frac{d^4k}{(2\pi)^4}. \end{aligned} \tag{2.14}$$

从(2.13)式和(2.14)式或直接从洛伦兹规范条件可定出关系

$$\bar{\Phi}_{N_1} = -\frac{1}{6}\phi_{N_1},$$

所以

$$I_1 = \left(\frac{5}{6}(x-y)^2 g_{\mu\nu} - \frac{1}{3}(x-y)_\mu (x-y)_\nu\right)\delta_{ab}\phi_{N_1}. \tag{2.15}$$

我们可以将 ϕ_{N_1} 与 ϕ_{N_0} 和 $\langle \Omega | G^2 | \Omega \rangle$ 联系起来. 对(2.7)式求微商 $\partial_x\partial_y$，并令 $y=x$，得

$$\begin{aligned} &\langle \Omega | \partial_\rho A^a_\mu(x) \partial_\lambda A^b_\nu(y) | \Omega \rangle | y = x \\ &\quad = \left(-\frac{5}{3} g_{\mu\nu}g_{\rho\lambda} + \frac{1}{3} g_{\mu\rho}g_{\nu\lambda} + \frac{1}{3} g_{\mu\lambda}g_{\nu\rho}\right)\delta_{ab}\phi_{N_1}. \end{aligned} \tag{2.16}$$

将(2.10)和(2.16)代入下式得

$$\begin{aligned} &\langle \Omega | G^a_{\rho\mu} G^b_{\lambda\nu} | \Omega \rangle \\ &\quad = \langle \Omega | (\partial_\rho A^a_\mu - \partial_\mu A^a_\rho + g f^{ade} A^d_\rho A^e_\mu)(\partial_\lambda A^b_\nu \\ &\qquad - \partial_\nu A^b_\lambda + g f^{blm} A^l_\lambda A^m_\nu) | \Omega \rangle \\ &\quad = 4(g_{\mu\lambda}g_{\rho\nu} - g_{\mu\nu}g_{\lambda\rho})\delta_{ab}\phi_{N_1} \end{aligned}$$

$$+3g^2(-g_{\mu\lambda}g_{\rho\nu}+g_{\mu\nu}g_{\lambda\rho})\delta_{ab}\phi_{N_0}^2, \tag{2.17}$$

这里我们仅保留了真空中间态的贡献。又

$$\langle\Omega|G^a_{\rho\mu}G^b_{\lambda\nu}|\Omega\rangle=-\frac{1}{96}(g_{\rho\nu}g_{\mu\lambda}-g_{\rho\lambda}g_{\mu\nu})\delta_{ab}\langle\Omega|G^2|\Omega\rangle, \tag{2.18}$$

比较(2.17)和(2.18)式得到

$$\phi_{N_1}=-\frac{1}{384}\langle\Omega|G^2|\Omega\rangle+\frac{3}{4}g^2\phi_{N_0}^2. \tag{2.19}$$

我们可采用类似的方法计算 $I_n(n>1)$ 的系数。$I_n(n>1)$ 的系数中包括 $G^a_{\mu\nu}$ 的 $(n-1)$ 阶导数。最后得

$$\begin{aligned}&\langle\Omega|A^a_\mu(x)A^b_\nu(y)|\Omega\rangle\\&=g_{\mu\nu}\delta_{ab}\phi_{N_0}+\left(\frac{5}{6}(x-y)^2g_{\mu\nu}-\frac{1}{3}(x-y)_\mu(x-y)_\nu\right)\delta_{ab}\phi_{N_1},\end{aligned} \tag{2.20}$$

这一表达式在大距离下是无效的,但与(2.2)式相比,它的优点也是明显的,这就是具有平移不变性。

为了得到一个可实用的公式,我们必须计算出 ϕ_{N_0} 和 ϕ_{N_1} 的值．一个可行的方案是将 $\langle\Omega|G^2|\Omega\rangle$和$\langle\Omega|\bar{\psi}\psi|\Omega\rangle$ 作为已知参数,用运动方程来近似计算 ϕ_{N_0},再由(2.19)式计算 ϕ_{N_1}。

QCD 运动方程是

$$[i\not{D}(A)-m]\psi=0, \tag{2.21}$$

和

$$D^{ba}_\mu(A)G^{\nu\mu}_a(A)=g\bar{\psi}\gamma^\nu T^b\psi, \tag{2.22}$$

这里 $D_\mu=\partial_\mu-igA^a_\mu T^a$ 和 $D^{ab}_\mu(A)=\delta^{ab}\partial_\mu-gf^{abc}A^c_\mu, a=(1,2,\cdots 8)$.

将(2.22)式两边自乘并取真空平均值得

$$\begin{aligned}&\langle\Omega|D^{ac}_\rho(A(x))G^{\mu\rho}_c(A(x))D^{bd}_\lambda(A(x))G^{\nu\lambda}_d(A(x))|\Omega\rangle\\&=\langle\Omega|g\bar{\psi}(x)\gamma^\mu T^a\psi(x)g\bar{\psi}(x)\gamma^\nu T^b\psi(x)|\Omega\rangle,\end{aligned} \tag{2.23}$$

这里 $G^{\mu\nu}_a=\partial^\mu A^\nu_a-\partial^\nu A^\mu_a+gf_{abc}A^\mu_b A^\nu_c$,希腊字母代表时空指标,英文字母代表色指标。

(2.23) 可进一步写成

$$\begin{aligned}&\langle\Omega|\partial^2A^\mu_a\partial^2A^\nu_b|\Omega\rangle+g^2f_{ac_1d_1}f_{bc_2d_2}\langle\Omega|A^\rho_{c_1}\partial_\rho A^\mu_{d_1}A^\lambda_{c_2}\partial_\lambda A^\nu_{d_2}|\Omega\rangle\\&+g^2f_{ac_1d_1}f_{bc_2d_2}\langle\Omega|A_{c_1\rho}G^{\rho\mu}_{d_1}A_{c_2\lambda}G^{\lambda\nu}_{d_2}|\Omega\rangle\\&+2gf_{bc_2d_2}\langle\Omega|\partial^2A^\mu_aA_{c_2\lambda}G^{\lambda\nu}_{d_2}|\Omega\rangle\\&+2g^2f_{ac_1d_1}f_{bc_2d_2}\langle\Omega|A^\rho_{c_1}\partial_\rho A^\mu_{d_1}A_{c_2\lambda}G^{\lambda\nu}_{d_2}|\Omega\rangle\\&=g^2\langle\Omega|\bar{\psi}\gamma^\mu t^a\psi\bar{\psi}\gamma^\nu t^b\psi|\Omega\rangle.\end{aligned} \tag{2.24}$$

将(2.20)式代入(2.24)式,并仅保留真空中间态的贡献得

$$\langle\Omega|\partial^2A^\mu_a\partial^2A^\nu_b|\Omega\rangle=0, \tag{2.25}$$

$$\begin{aligned}&g^2f_{ac_1d_1}f_{bc_2d_2}\langle\Omega|A^\rho_{c_1}\partial_\rho A^\mu_{d_1}A^\lambda_{c_2}\partial_\lambda A^\nu_{d_2}|\Omega\rangle\\&=-18g^2\phi_{N_0}\phi_{N_1}g^{\mu\nu}\delta_{ab},\end{aligned} \tag{2.26}$$

$$\begin{aligned}&g^2f_{ac_1d_1}f_{bc_2d_2}\langle\Omega|A_{c_1\rho}G^{\rho\mu}_{d_1}A_{c_2\lambda}G^{\lambda\nu}_{d_2}|\Omega\rangle\\&=3/32g^2\phi_{N_0}\langle\Omega|G^2|\Omega\rangle g^{\mu\nu}\delta_{ab},\end{aligned} \tag{2.27}$$

$$2gf_{bc_2d_2}\langle\Omega|\partial^2A^\mu_aA_{c_2\lambda}G^{\lambda\nu}_{d_2}|\Omega\rangle$$

$$= 2g^2 f_{bc_2d_2} f_{d_2c_1d_1} \langle \Omega | \partial^2 A^\mu_a A_{c_2\lambda} A^\lambda_{c_1} A^\nu_{d_1} | \Omega \rangle$$
$$= -108 g^2 \phi_{N_0} \phi_{N_1} g^{\mu\nu} \delta_{ab}, \tag{2.28}$$
$$\partial g^2 f_{ac_1d_1} f_{bc_2d_2} \langle \Omega | A^\rho_{c_1} \partial_\rho A^\mu_{d_1} A_{c_2\lambda} G^{\lambda\nu}_{d_2} | \Omega \rangle$$
$$= -36 g^2 \phi_{N_0} \phi_{N_1} g^{\mu\nu} \delta_{ab}, \tag{2.29}$$
$$g^2 \langle \Omega | \bar{\phi} \gamma^\mu t^a \phi \bar{\phi} \gamma^\nu t^b \phi | \Omega \rangle = -\frac{g^2}{72} \delta_{ab} g^{\mu\nu} \langle \Omega | \bar{\phi} \phi | \Omega \rangle^2, \tag{2.30}$$

这里

$$\langle \Omega | \bar{\phi} \phi | \Omega \rangle = \sum_f \langle \Omega | \bar{\phi}_f \phi_f | \Omega \rangle,$$

f 是味量子数.

使用(2.24)—(2.30)式和(2.19)式得关系式

$$\frac{243}{2} g^4 \phi^3_{N_0} - \frac{99}{192} g^2 \langle \Omega | G^2 | \Omega \rangle \phi_{N_0} = \frac{g^2}{72} \langle \Omega | \phi \bar{\phi} | \Omega \rangle^2. \tag{2.31}$$

使用下列唯象值[6]

$$\left\langle \Omega \left| \frac{\alpha_s}{\pi} G^2 \right| \Omega \right\rangle = (360\mathrm{MeV})^4$$
$$\alpha_s \langle \Omega | u\bar{u} | \Omega \rangle^2 = 0.000183\mathrm{GeV}^6, \tag{2.32}$$
$$\langle \Omega | d\bar{d} | \Omega \rangle = \langle \Omega | u\bar{u} | \Omega \rangle = 1.3 \langle \Omega | s\bar{s} | \Omega \rangle,$$
$$\langle \Omega | t\bar{t} | \Omega \rangle = \langle \Omega | b\bar{b} | \Omega \rangle = \langle \Omega | c\bar{c} | \Omega \rangle = 0,$$

解得

$$\alpha_s \phi_{N_0} = -(4.0 \pm 0.2) \times 10^{-3}\mathrm{GeV}^2 \quad \alpha_s \in (0, 3). \tag{2.33}$$

再由(2.19)式算得

$$\alpha_s \phi_{N_1} = 1.3 \times 10^{-5}\mathrm{GeV}^2. \tag{2.34}$$

三、链近似下非微扰胶子和夸克完全传播子

定义胶子和夸克的传播为

$$D^{ab}_{\mu\nu}(x - y) = \langle \Omega | T(A^a_\mu(x) A^b_\nu(y)) | \Omega \rangle, \tag{3.1}$$
$$S^{ab}_{\alpha\beta}(x - y) = \langle \Omega | T(\phi^a_\alpha(x) \bar{\phi}^b_\beta(y)) | \Omega \rangle,$$

这里 a, b 为色指标，μ, ν 为时空指标，α, β 为旋量指标.

所谓非微扰传播子就是在自由传播子的基本上仅考虑非微扰效应对传播子的修正. 我们分别作出非微扰胶子和夸克传播到 g^4 级的费曼图（见图 1 和图 2）. 由第一章的分析，我们这里仅考虑了夸克凝聚和胶子凝聚的贡献，而忽略了高维算符真空平均值的作用.

我们现在对图 1 作一分析. 1—4 是基本图形. 5—10 是基本图形的叠代，11—15 是不可约图形，在链近似下不可约图形可以忽略. 同样对夸克传播子也采用链近似，即忽略图 2 中的 7—11 不可约图形. 最后采用(2.3)式的领头项，(2.20)式和下列近似公式:

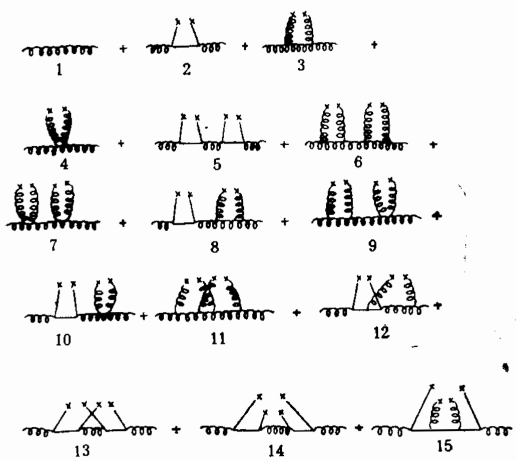

图 1　胶子传播子费曼图

一××一表示夸克凝聚，

ꝏꝏ×ꝏꝏ表示胶子凝聚，

1—4 是基本图形，5—10 图基本图形的叠代

11—15 是不可约图形

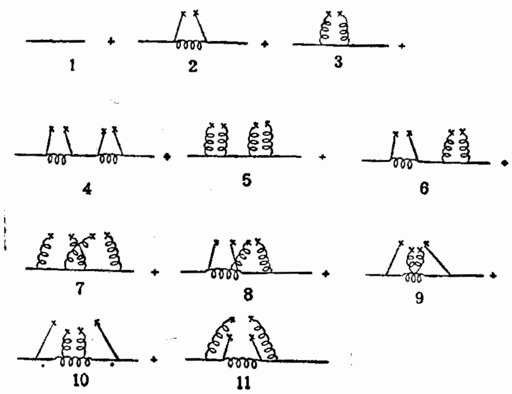

图 2　夸克传播子费曼图

1—3 是基本图形，4—6 是基本图形的叠代，

7—11 是不可约图形

$$\langle \Omega | G^a_{\mu\nu}(x) G^b_{\rho\lambda}(y) | \Omega \rangle \approx \frac{1}{96}(g_{\mu\rho}g_{\nu\lambda} - g_{\mu\lambda}g_{\nu\rho})\langle \Omega | G^2 | \Omega \rangle \delta_{ab} \tag{3.2}$$

可算得

$$D^{ab}_{\mu\nu}(k) = -\frac{i}{k^2}\delta_{ab}g_{\mu\nu}\Big(1 + \frac{48\pi}{k^2}\alpha_s\phi_{N_0} - \frac{3}{2}\pi\alpha_s\langle \Omega | G^2 | \Omega \rangle \frac{1}{k^4} - \sum_{f=u,d,s}\Big(\frac{2\pi}{3}\frac{\alpha_s m_f\langle \Omega | \phi\bar{\phi} | \Omega \rangle_f}{(k^2 - m_f^2)k^2}\Big)\Big)^{-1}, \tag{3.3}$$

$$S^{ab}_{\alpha\beta}(k) = \Big\{\frac{i}{\not{k} - m}[1 - \frac{16}{3}\pi\alpha_s\phi_{N_0}\frac{1}{(k^2 - m^2)^2}(-2k^2 + 2m\not{k} + 4m^2) + \frac{4}{9}\pi\frac{\alpha_s\langle \Omega | \phi\bar{\phi} | \Omega \rangle}{k^4(k^2 - m^2)}(5mk^2 + 4k^2\not{k} + m^2\not{k}) - \frac{16}{3}\pi\frac{\alpha_s\phi_{N_1}}{(k^2 - m^2)^4}(-8\not{k}k^2 + 24k^2 m - 24\not{k}m^2)(\not{k} + m)]^{-1}\Big\}_{\alpha\beta}\delta_{ab}. \tag{3.4}$$

四、小　结

至此，我们在链近似下已算出了非微扰夸克和胶子完全传播子，由于高维算符真空平均值的贡献随着动量的增加迅速衰减，我们仅考虑了夸克凝聚 $\langle \Omega | \phi\bar{\phi} | \Omega \rangle$ 和胶子凝聚 $\langle \Omega | G^2 | \Omega \rangle$ 对传播子的修正，所以传播子在低动量区是无效的，事实上目前在算符乘积展开中，非微扰效应的计算只有在中能区才有意义，在高能区，非微扰效应的贡献非常小。

对于夸克传播子来讲，计算的关键是采用了 $\langle \Omega | A^a_\mu(x) A^b_\nu(y) | \Omega \rangle$ 在洛伦兹规范下的展开级数(2.20)式。如我们采用 $\langle \Omega | A^a_\mu(x) A^b_\nu(y) | \Omega \rangle$ 在固定点规范下的展开级数(2.2)

式，是算不出非微扰夸克完全传播子的，由于(2.2)式不具有平移不变性，我们只能按 g^2 逐级计算胶子凝聚 $\langle\Omega|G^2|\Omega\rangle$ 对夸克传播子的修正，显然要算到无穷级是不可能的。

对于夸克凝聚和胶子凝聚，我们采用了唯象值，目前人们还未能从 QCD 第一原理出发来计算它们，显然在这一领域还有许多工作待做。

感谢黄涛教授就本文与作者进行的认真讨论和提供的有益建议。

参　考　文　献

[1] M. A. Shifman, A. I. Vainshtein and V. I. Zaknarov, *Nucl. Phys.*, **B147**(1979), 385; **B147**(1979), 448; **B147**(1979), 519.

[2] T. I. Larsson, *Phys. Rev.*, **D32**(1984), 956;
T. Huang and Z. Huang, *Phys. Rev.*, **D39**(1988), 1213.
L. J. Reinders, H. Rubinstein and S. Yazaki, *Phys. Rep.*, **127**(1985), 1.

[3] M. A. Shifman, *Nucl. Phys.*, **B173**(1980), 13.

[4] V. A. Novikov, M. A. Shifman et al., *F. Phys.*, **32**(1982), 585.

[5] F. J. Yndurain, Quantum Chromodynamics, edited by W. Beiglbock et al. (Springer, New York, 1983), Chap. IV.

[6] V. L. Chernyak and A. R. Zhitnitskii, *Phys. Rep.*, **112**(1984), 173.

Non-Perturbative Propagators in QCD

BIAN JIANGUO
(*Institute of High Energy Physics, Beijing*, 100039)

ABSTRACT

We have derived the gluon and quark complete propagators under chain approximation in the presence of gluon condensation $\langle\Omega|G^2|\Omega\rangle$ and quark condensation $\langle\Omega|\bar{\psi}\psi|\Omega\rangle$. The nonvanishing vacuum average value for gluon composite operator $\langle\Omega|A_\mu^a(x)A_\nu^b(y)|\Omega\rangle$ is expanded into a series in terms of two point distance $(x-y)$ in Lorentz gauge condition. The series is of translation invariance as compared with the series in fixed gauge condition. $\langle\Omega|G^2|\Omega\rangle$ is introduced as the series coefficient when we take into account the correction of $\langle\Omega|A_\mu^a(x)A_\nu^b(y)|\Omega\rangle$ to quark propagator.