文章编号：1007－4627(2007)01－0010－06

QCD 求和规则与强子物理*

张 劲[1,2]，左 维[1]
(1 中国科学院近代物理研究所，甘肃 兰州 730000；
2 中国科学院研究生院，北京 100049)

摘 要：量子色动力学(QCD)求和规则是强子物理研究中的一种重要的非微扰方法，已经成为强子物理与核物理研究中有力的工具。简单介绍了 QCD 求和规则的基本概念、方法与应用，特别讨论了 QCD 求和规则近年来的发展和与之相关的一些前沿问题。

关 键 词：QCD 求和规则；算符乘积展开；夸克凝聚；胶子凝聚

中图分类号：O572.33 **文献标识码**：A

1 引言

现在，量子色动力学(QCD)被认为是描述强作用的基本理论。由于 QCD 的渐近自由性质，在短距离和大动量转移时，夸克-胶子相互作用的耦合常数 α_s 变得很小，它们之间的相互作用可以按 α_s 作微扰展开。根据这一方法得到的结果与实验符合得很好。反之，大距离时强子内部夸克之间的相互作用变得很强，以致不能进行微扰展开。在这种情况下，只能利用非微扰方法才能得出有意义的结果。

较早提出的非微扰方法有瞬子模型、格点 QCD 等。由 Shifman，Vainshtein 和 Zakharov 于 20 世纪 70 年代末提出的 QCD 求和规则是另一种非微扰途径[1]。QCD 求和规则的基本思想是从渐近自由出发解决束缚态问题，即从短距离开始，趋向大距离，这时禁闭效应变得重要，渐近自由开始被破坏，反映夸克与胶子禁闭在强子内部的共振态出现。渐近自由的破坏由 QCD 真空非微扰效应引起的幂次修正表现出来。这些修正是通过夸克与胶子凝聚算符的真空平均值

$$\langle 0 \mid \bar{q} q \mid 0 \rangle, \quad \langle 0 \mid G^a_{\mu\nu} G^a_{\mu\nu} \mid 0 \rangle \tag{1}$$

引入的，其中 q 是夸克场，$G^a_{\mu\nu}$ 是胶子场强张量。在标准的微扰论中，取 T 乘积后，上述矩阵元为零。

QCD 求和规则把强子的可观测量转变成描述 QCD 真空性质的参数，从而使人们能够回答有关强子性质的问题。它与利用组分夸克表述的模型相关的处理不同，在 QCD 求和规则中，强子用流表示，然后引入这些流的关联函数，在算符乘积展开的框架内处理。其中短距离与长距离的夸克-胶子相互作用是分开处理的：前者用 QCD 微扰论计算，后者则由真空凝聚作为参数来表示。再根据关联函数的解析性质，把算符乘积展开中的 QCD 参数与一个含有强子谱函数的色散积分联系起来，这样就得到一个 QCD 参数与强子物理量的表达式，从而得到求和规则[2]。这种方法得到的求和规则允许人们计算强子的基态性质。

本文第 2 节从 QCD 求和规则方法的基本工具——算符乘积展开开始，介绍常见的各种流的算符乘积展开，第 3 节在此基础上得到 QCD 求和规则，第 4 节和第 5 节分别扼要地介绍 QCD 求和规则方法在强子物理与核物理中的应用以及这一方法的最新进展。

2 算符乘积展开[3]

QCD 求和规则的出发点是算符乘积展开。考虑两个流 j_μ，j_ν 的 T 乘积，其中 j_μ 和 j_ν 是轻夸克流或重夸克流。假设在大的外动量 q 或对一个很大的

---

* 收稿日期：2006－10－12；修改日期：2006－12－30
* 基金项目：国家自然科学基金资助项目(10575119,10235030)；中国科学院知识创新工程重要方向性资助项目(KJCX-SW-No2)；国家科技部重大前期研究专项基金资助项目(2002CCB00200)
作者简介：张 劲(1980－)，男(汉族)，云南石林人，硕士研究生，从事粒子物理研究；E-mail：zhangjin@impcas.ac.cn

内质量 m_h，j_μ，j_ν的 T 乘积可作算符乘积展开：

$$\mathrm{i}\int \mathrm{d}x \mathrm{e}^{\mathrm{i}qx} T\{j_\mu(x), j_\nu(0)\} = (q_\mu q_\nu - q^2 g_{\mu\nu}) \sum_d C_d(q^2) O_d \quad , \qquad (2)$$

其中 $C_d(q^2)$是展开系数，O_d 是由轻夸克场(u，d，s)或胶子场构造的局域算符，一般由它们的 Lorentz 自旋与维数 d 来分类。实际计算中，通常只考虑 Lorentz 自旋为零的算符，因为只有这些算符的真空平均值有贡献。维数增加，就意味着出现更多 μ^2/Q^2 或 $\mu^2/4m_h^2$ 的幂次项，其中 μ 是由 O_n 的矩阵元带来的某个典型的强子质量。常用的 $d\leqslant6$、Lorentz 自旋为零的算符为[1]

$$\begin{aligned}
&I(\text{单位算符}), && d=0\\
&O_M = \bar{\psi} M \psi, && d=4\\
&O_G = G^a_{\mu\nu} G^a_{\mu\nu}, && d=4\\
&O_\sigma = \bar{\psi}\sigma_{\mu\nu} t^a \widetilde{M} \psi G^a_{\mu\nu}\ , && d=6\\
&O_\Gamma = \bar{\psi}\Gamma_1 \psi \bar{\psi}\Gamma_2\ \psi\ , && d=6\\
&O_f = f^{abc} G^a_{\mu\nu} G^b_{\nu\gamma} G^c_{\gamma\mu}, && d=6 \qquad (3)
\end{aligned}$$

其中，$G^a_{\mu\nu}$是胶子场强张量；t^a 是作用在色空间上的 Gell-Mann $SU(3)$矩阵，根据条件 $\mathrm{Tr}(t^a t^b) = 2\delta^{ab}$进行归一化；$\sigma_{\mu\nu} = (1/2)\mathrm{i}[\gamma_\mu, \gamma_\nu]$($\gamma_\mu$和 γ_ν为 Dirac γ 矩阵)；M 和 $\widetilde{M}$ 是味(u，d，s)空间的矩阵，其矩阵元正比于夸克质量；$\Gamma_{1,2}$表示作用在夸克场的色、味以及自旋指标上的矩阵。

算符乘积展开的系数 $C_d(q^2)$在大动量转移下根据微扰计算确定。由于 QCD 的渐近自由性质，这些系数根据可靠的计算得到，而算符的矩阵元，则由唯象计算确定。实际应用中，尽管处理的夸克流各不相同，但是它们的算符乘积展开式都具有相近的形式。下面介绍常用夸克流的算符乘积展开，进而在展开式的基础上，利用必要的数学工具，得到 QCD 求和规则。

2.1　关于算符乘积展开的讨论

在进行如(2)式那样的算符乘积展开时，其可行性是值得讨论的。因为在展开中包含了非微扰效应，而算符乘积展开依赖于根据 Feynman 图的微扰计算。Shifman 等[1]认为，如果只考虑(2)式中的最前面几项，即使在非微扰效应出现的情况下，这样的展开还是有效的，但在 Q^{-2}的高阶项，这样的展开就被破坏了。对展开式取真空平均，还可给出高阶的非微扰效应，即非微扰效应导致展开中除 $\bar{\psi}\psi$ 与 $G^a_{\mu\nu} G^a_{\mu\nu}$外，其它算符也具有非零的真空平均值。在 QCD 中，非微扰项的作用是两方面的：(1) 它们导致非零的真空平均值，如 $\langle 0 | G^a_{\mu\nu} G^a_{\mu\nu} | 0 \rangle$等，在标准的微扰论计算中，通过适当的定义，它们的真空平均值为零；(2) 它们破坏了算符乘积展开，即从某个临界幂次 $Q^{d_{cr}}$ 开始，展开失效。鉴于此，QCD 求和规则认为，对于纯 Yang-Mills 场，可以找到一个临界维数，到这个临界维数为止，如(2)式的展开是有效的。

此外，在承认能够进行(2)式那样的展开后，其物理意义是什么呢？前已述及，由于 QCD 的渐近自由性质，在短距离时，能够进行微扰论计算，相应的贡献反映在展开系数中；而在大距离时，必须用非微扰方法计算其相应的贡献。当引入(1)式的真空平均值后，能够把长距离贡献参数化为真空矩阵元。简而言之，通过(2)式的处理后，可将短距离与长距离的贡献分开来考虑：短距离的贡献用微扰论处理，长距离的贡献则用 $\bar{\mathrm{q}}\mathrm{q}$ 和 $G^a_{\mu\nu} G^a_{\mu\nu}$ 的真空平均值表示出来。

2.2　重夸克展开[1]

由于重夸克不存在夸克凝聚，它的算符乘积展开比较容易处理。不失一般性，考虑 c 夸克矢量流

$$j^{(c)}_\mu = \bar{c}\gamma_\mu c \quad , \qquad (4)$$

与之相应的展开式形式上可以写为

$$\mathrm{i}\int \mathrm{d}x \mathrm{e}^{\mathrm{i}qx}\ T\{j^{(c)}_\mu(x), j^{(c)}_\nu(0)\} = (q_\mu q_\nu - q^2 g_{\mu\nu})(C_I I + C_G O_G + \cdots)\ , \qquad (5)$$

其中 C_I，C_G，……是与算符 I，O_G，……对应的展开系数，算符 I，O_G，……的定义式见(3)式，这里的省略号表示维数更高的算符。在 α_s 最低阶近似下，(5)式由图 1 所示的 Feynman 图给出。

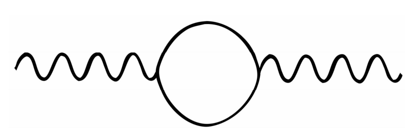

图 1　夸克流引起的真空极化图
实线和波纹线分别表示夸克和光子。

对于 C_I，与之相应的结果可以用色散关系表示为

$$C_I^{(0)} = -\frac{Q^2}{\pi}\int \frac{\mathrm{Im}\, C_I^{(0)}(s)}{s(s+Q^2)}\mathrm{d}s\ ,$$

$$\mathrm{Im}C_I^{(0)} = \frac{1}{4\pi}\frac{\nu(3-\nu^2)}{2}\vartheta(s-4m_c^2)\ ,$$

$$\nu = \sqrt{1-\frac{4m_c^2}{s}}\ 。\qquad (6)$$

为了计算 C_G，对展开(5)式求夸克态与胶子态的平均值。这样，在耦合常数的最低阶近似时，除了 G^2 外，其它所有算符对应的平均值都为零，于是得到图 2 所示的 Feynman 图。

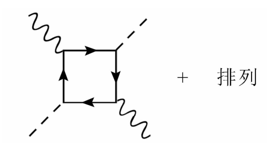

图 2 算符乘积展开中给出的 $G^a_{\mu\nu}G^a_{\mu\nu}$ 的图

实线、波纹线和虚线分别表示夸克、光子和胶子。

对图 2 直接计算得到：

$$C_G(Q^2) = \frac{\alpha_s}{12\pi}\frac{1}{4Q^2}\Big[\frac{3(a+1)(a-1)^2}{a^2}\times \frac{1}{2\sqrt{a}}\ln\frac{\sqrt{a}+1}{\sqrt{a}-1} - \frac{3a^2-2a+3}{a^2}\Big]\ ,\qquad (7)$$

其中 $a=1+4M_c^2/Q^2$，$Q^2=-q^2$。对于 C_M，C_f，C_Γ 和 C_σ 等，它们只出现在 α_s 的更高阶项中，其贡献可以忽略。

2.2 轻夸克矢量流[1]

为明确起见，考虑具有 ρ 介子量子数的流：

$$j_\mu^{(\rho)} = \frac{1}{2}(\bar{u}\gamma_\mu u - \bar{d}\gamma_\mu d)\ ,\qquad (8)$$

引入一个大的外动量 $q(-q^2=Q^2\gg\mu^2)$，它的算符乘积展开形式上可以写为

$$\mathrm{i}\int \mathrm{d}x\mathrm{e}^{\mathrm{i}qx}T\{j_\mu^{(\rho)}(x),\ j_\nu^{(\rho)}(0)\} = (q_\mu q_\nu - q^2 g_{\mu\nu})\times(C_I I + C_G O_G + C_M O_M + C_\sigma O_\sigma + C_f O_f)\ ,\qquad (9)$$

其中的算符 O_i 由(3)式给出，并且忽略了 Q^{-2} 的更高阶项。对于轻夸克，它们的真空凝聚不为零，这是与重夸克不同的地方。在零阶 α_s 时，系数 C_I 与 C_M 均不为零，与之相应的 Feynman 图分别见图 1 和图 3(a)。计算得到：

$$C_I^{(0)} = -\frac{1}{8\pi^2}\ln\frac{Q^2}{\mu^2}\ ,$$

$$C_M^{(0)}O_M = \frac{1}{2Q^4}(m_u\bar{u}u + m_d\bar{d}d)\ ,\qquad (10)$$

它们的 α_s 的一阶修正比较小，可以略去。

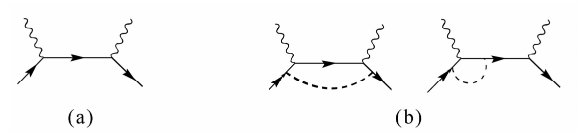

图 3 与 O_M 相应的图

(a) 最低阶，(b) 单圈修正。

计算系数 C_G 的图仍然是图 2，它的计算可以沿用计算重夸克中的处理方法，所不同的是对于轻夸克，算符 $m_q\bar{q}q$ 对双胶子矩阵元也有同样的 α_s 阶的贡献。把这两种效应分别考虑之后，得到：

$$C_G O_G = \frac{\alpha_s}{24\pi Q^2}G^a_{\mu\nu}G^a_{\mu\nu}\ 。\qquad (11)$$

下面考虑算符 $\mathrm{i}m_q\bar{q}\sigma_{\mu\nu}t^a q G^a_{\mu\nu}$ 与 $\bar{q}\Gamma q\bar{q}\Gamma q$ 的系数。系数 $C_\sigma^{(0)}$ 通过与图 4 相联系的矩阵元得到。

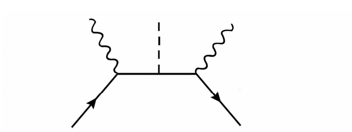

图 4 与 O_σ 相应的图(最低阶)

经过计算得出：

$$C_\sigma^{(0)}O_\sigma = \frac{\mathrm{i}g_s}{12Q^8}(m_u^3\bar{u}\sigma_{\mu\nu}t^a u + m_d^3\bar{d}\sigma_{\mu\nu}t^a d)G^a_{\mu\nu}\ 。\qquad (12)$$

可以看出，$C_\sigma^{(0)}$ 包含一额外的 m_q^2/Q^2 项，因而被严重地压低了，所以算符 $\bar{\psi}\sigma_{\mu\nu}t^a\psi G^a_{\mu\nu}$ 所起的作用并不大。

而四费米子算符 $\bar{\psi}\Gamma\psi\bar{\psi}\Gamma\psi$ 则不同，与之相应的 Feynman 图用图 5 表示。

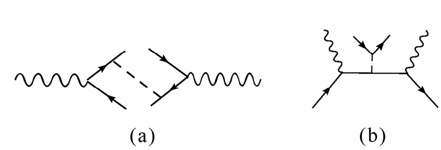

图 5 轻夸克流展开中与四费米子算符对应的图

对图 5(a)计算得到：

$$-\frac{g_s^2}{8Q^6}(\bar{u}\gamma_\mu\gamma_5 t^a u - \mu\bar{d}\gamma_\mu\gamma_5 t^a d)\cdot (\bar{u}\gamma_\mu\gamma_5 t^a u - \bar{d}\gamma_\mu\gamma_5 t^a d)\text{ ，}\qquad(13)$$

而对图 5(b)计算得到：

$$-\frac{g_s^2}{36Q^6}(\bar{u}\gamma_\mu t^a u + \bar{d}\gamma_\mu t^a d)\sum_{q=u,d,s}\bar{q}\gamma_\mu t^a q\text{ 。}\qquad(14)$$

综合前面的分析，得到(9)式的展开式为

$$\begin{aligned}&\mathrm{i}\int \mathrm{d}x\mathrm{e}^{\mathrm{i}qx}T\{j_\mu^{(\rho)}(x),j_\nu^{(\rho)}(0)\}=\\&(q_\mu q_\nu - q^2 g_{\mu\nu})\Big\{-\frac{1}{8\pi^2}\Big(1+\frac{\alpha_s}{\pi}\Big)\ln\frac{Q^2}{\mu^2}+\\&\frac{1}{2Q^4}(m_u\bar{u}u + m_d\bar{d}d)+\frac{\alpha_s}{24\pi Q^4}G_{\mu\nu}^a G_{\mu\nu}^a-\\&\frac{\pi\alpha_s}{2Q^6}(\bar{u}\gamma_\mu\gamma_5 t^a u - \bar{d}\gamma_\mu\gamma_5 t^a)^2-\\&\frac{\pi\alpha_s}{9Q^6}(\bar{u}\gamma_\mu t^a u + \bar{d}\gamma_\mu t^a d)\sum_{q=u,d,s}\bar{q}\gamma_\mu t^a q\Big\}\text{ 。}\end{aligned}\qquad(15)$$

对轻夸克轴矢流和赝标流完全可以作类似的分析，其结果可以参看文献[1]，此处不再赘述。必须指出的是，上述计算展开系数的方法，是 Shifman 等人最初所用的方法，已经很少采用，现在人们通常在固定点规范下利用背景场展开的方法进行计算，关于这些方面的讨论，文献[2，4]和所引文献均有全面的介绍。

3　求和规则

对算符乘积展开(2)式两边求真空平均值，可以得到：

$$\begin{aligned}\Pi_{\mu\nu}(q)&=\mathrm{i}\int\mathrm{d}x\mathrm{e}^{\mathrm{i}qx}\langle 0\mid T\{j_\mu(x),j_\nu(0)\}\mid 0\rangle\\&=(q_\mu q_\nu - q^2 g_{\mu\nu})\Pi(q^2)\text{ ，}\end{aligned}\qquad(22)$$

其中，$\Pi(q^2)=\sum_d C_d(q^2)\langle 0|O_d|0\rangle$，是一个标量函数。利用色散关系，$\Pi(q^2)$ 可以表示为

$$\Pi(q^2)=\frac{(q^2)^n}{\pi}\int\frac{\mathrm{Im}\Pi(s)}{s^n(s-q^2)}\mathrm{d}s+\sum_{k=0}^{n-1}a_k(q^2)^k\text{ ，}\qquad(23)$$

式中 a_k 是未知的减除项，对 $\Pi(q^2)$取若干次导数后，可以把它们消除；$\mathrm{Im}\Pi(s)$则与某个截面有关，由实验确定[2]。利用共振态与连续态把 $\mathrm{Im}\Pi(s)$表示出来后，就可以得到用强子参数表示的 $\Pi(q^2)$，进而能进行强子有关物理量的计算。

在实际计算中，为了能够消除那些未知的减除项 a_k，同时也为了确保展开式尽快地收敛和基态起主要贡献，通常对(23)式作 Borel 变换，引入算符：

$$\hat{L}_M=\lim_{\substack{Q^2\to\infty,\ n\to\infty\\ Q^2/n=M^2}}\frac{1}{(n-1)!}(Q^2)^n\Big(-\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}Q^2}\Big)^n,\quad Q^2=-q^2,\qquad(24)$$

把(24)式作用到(23)式两边，得

$$\hat{L}_M\Pi(Q^2)=\frac{1}{\pi M^2}\int\mathrm{e}^{-s/M^2}\mathrm{Im}\Pi(s)\mathrm{d}s\text{ 。}\qquad(25)$$

从上式看到，减除项消失了，色散积分由一个指数权重函数代替，这样，就得到了求和规则。

4　应用概述

QCD 求和规则自提出以来，就迅速地应用到强子物理的各个方面，如对轻夸克 u，d，s 与重夸克 c，b 的质量，轻、重介子和重子质量与衰变常量，以及介子和重子的形状因子的计算等，均给出了令人满意的结果。此外，当把 QCD 求和规则应用于核子内价夸克的分布和自旋结构函数，光子、ρ 介子、π 介子结构函数，描述 $K^0-\bar{K}^0$ 和 $B_d-\bar{B}_d$，$B_s-\bar{B}_s$ 混合的强子矩阵元，介子与重子的强耦合常数和磁矩等物理量的计算时，所得结果与其它方法得到的结果一致[4]。这些都是 QCD 求和规则的传统应用范围。随着强子物理的发展，又出现了 QCD 求和规则的新的应用领域。近年来，对于 QCD 求和规则的应用，人们比较关注的问题有以下几个方面。

4.1　胶球问题

胶球是指由两个或多个胶子构成的无色束缚态，其中不含夸克。按照 QCD，Fritzsch 等和 Gell-Mann[5] 首先预言了胶球的存在，胶球具有类似于介子的量子数。文献[6]首先用 QCD 求和规则对标量胶球作了计算。近年来有许多利用 QCD 求和规则计算胶球的工作。Kisslinger 和 Johson 给出了质量范围为 300—600 MeV 的一个轻标量胶球[7]，而卢娟等则用 QCD 求和规则对 2^{++} 的张量胶球作了计算[8]，得到其质量上限为 2.2 GeV。有关胶球的研究近年来一直是人们的关注热点，但是，由于胶球的寿命极短，实验上难以对它作出确切的观测，

这给理论结果的检验带来了困难。

4.2 B_c 介子问题

B_c 介子是 $\bar{c}c$ 和 $\bar{b}b$ 系统的中间态，具有这两种夸克偶素的一般动力学性质，经过弱作用衰变，它已经被 CDF 合作组发现[9]。B_c 介子的研究具有重要的意义。一方面，对于 B_c 介子的纯轻子衰变 $B_c \to l\bar{\nu}$ 的研究，有助于我们确定标准模型的 CKM 矩阵元；此外，如果用三点函数求和规则来研究 B_c 介子的半轻子衰变 $B_c \to J/\psi(\eta_c)l\nu$ 和 $B_c \to B_c^{(*)}l\nu$，就能得到由重夸克自旋对称性决定的这些形状因子之间的关系。人们期望在强子碰撞中有大量的 B_c 介子产生，以便为将来从实验上仔细研究这种系统提供可能性。总之，B_c 介子的研究对 QCD 求和规则的有效性是一种检验。同时，关于对这种系统的理论预言的改进也是 QCD 应用者的工作之一。

4.3 QCD 求和规则与五夸克态(pentaquark)

早在 1997 年，Diakonov 等[10]利用手征孤立子模型预言了五夸克态这种奇特重子 Θ^+ 的存在，其组成为 $uudd\bar{s}$，奇异数为 1，自旋为 1/2，宇称+，重子数为 1，同位旋为零。五夸克态自提出以来，就引起了人们极大的兴趣，许多研究者基于不同的流，利用两点函数对包含一个 s 夸克的五夸克态进行了计算，都给出了相近的结果[11]。然而这些计算存在两个问题[12]：(1) QCD 求和规则中连续区贡献太大；(2) 算符乘积展开的不规则行为。与这些处理不同，Navarra 等[12]在 QCD 求和规则的框架内，用三点函数对 $\Theta^+ \to K^+ n$ 的衰变进行了计算，得到其衰变常量为

$$|g_{\Theta^+ nK^+}|(\text{所有图}) = 3.48 \pm 1.8 ,$$
$$g_{\Theta^+ nK^+}(\text{色关联}) = 0.83 \pm 0.42 。$$

有关这一方面的问题仍在人们的关注之中。然而，实验上能够给出的五夸克态存在的证据很有限，有关五夸克态实验研究的进展可以参看文献[13]。

尽管 QCD 求和规则最初是为了解决强子物理中的非微扰问题而提出的，近年来，人们将这一方法也用于核物理方面的研究，且兴趣集中在核物质的性质、介质中矢量介子可能的质量移动的计算等方面。对于后者，其有效性还在人们的争论之中，其原因在于，一方面，根据 $\langle\bar{q}q\rangle^2$ 来近似表示四夸克沉积 $\langle\bar{q}\Gamma q\bar{q}\Gamma q\rangle$ 的因子化假设存在不确定性，另一方面，由于如 ρ 介子的拓展结构及其由于介质效应而增大了的真空衰变宽度，QCD 求和规则不能提供一个获取介质中质量移动的稳定框架。由于 ω 介子真空衰变宽度比 ρ 介子的小数倍，所以 QCD 求和规则对 ω 介子的处理得到的结果要比对 ρ 介子的处理结果好得多[14]。关于 QCD 求和规则在核物理中的应用，文献[15]和所引文献均有详尽的介绍，此处不再赘述。

5 结束语

至此，我们介绍了 QCD 求和规则及其在强子物理、核物理中的应用。可以看到，由这一方法得到的结果能与用其它方法得到的结果很好地符合，然而，这仍然是一种近似方法。由于计算过程中引入了至今了解得不是很清楚的 QCD 真空凝聚，在算符乘积展开中忽略了 $d \geqslant 6$ 的算符，微扰论计算的有限精度值以及 Borel 参数 M^2，这些因素都会影响到实际的计算结果。尽管如此，它仍不失为一种有效的非微扰方法，随着对上述问题研究的深入，由这一方法得到的预言能更好地与实际符合。

把 QCD 求和规则与硬单举过程理论相结合，便得到了光锥 QCD 求和规则，其基本思想是对流作近光锥展开。与 QCD 求和规则中对真空求平均的方法不同，在光锥 QCD 求和规则中，两个流的 T 乘积对真空和一个在壳态取平均值，从而得到关联函数。关于这一方面的讨论，已经超出了本文的范围。

总之，不论是原始的 QCD 求和规则(Shifman 等所用方法)，还是与光锥展开结合而成的光锥 QCD 求和规则，都是研究强子物理的有力工具，在强子物理和核物理中得到了广泛的应用。

参考文献(References)：

[1] Shifman M A, Vainshtein A I, Zakharov V I. Nucl Phys, 1979, **B147**: 385, 448.

[2] Reinders L J, Rubinstein H, Yazaki S. Phys Rep, 1985, **127**: 1.

[3] Wilson K. Phys Rev, 1969, **179**: 1 499.

[4] Colangelo P, Khodjamirian A. hep-ph/0010175.

[5] Fvitzsch H, Monrowski H. Nuovo Cimento, 1975, **A30**: 393; Gell-Mann M. Phys Rev, 1962, **125**: 1 067.

[6] Novikov V A, Shifman M A, Vainshtein A I, *et al*. Nucl

Phys, 1980, **B165**: 67; Novikov V A, Shifman M A, Vainshtein A I, *et al*. Nucl Phys, 1981, **B191**: 301.

[7] Kisslinger L S, Johson M B. Phys Lett, 2001, **B523**: 127.

[8] Lu Juan, Zhou Lijuan, Zhu Jizhen, *et al*. Nucl Phys Rev, 2002, **19**(3): 316(in Chinese).
(卢 娟，周丽娟，朱基珍等. 原子核物理评论，2002，**19**(3)：316.)

[9] CDF Collab. Phys Rev Lett, 1998, **81**: 2 432.

[10] Diakonov D, Petrov V, Polyakov M. Z Phys, 1997, **A359**: 305.

[11] Zhu Shilin. Phys Rev Lett, 2003, **91**: 232 002; Matheus R D, Navarr F S, Nielsen M, *et al*. Phys Lett, 2004, **B578**: 323; Matheus R D, Navarra F S, Nielsen M, *et al*. Phys Lett, 2004, **B602**: 185; Sugiyama J, Doi T, Oka M. Phys Lett, 2004, **B581**: 167; Eidemüller M. Phys Lett, 2004, **B597**: 314; Kondo Y, Morimatsu O, Nishikawa T. Phys Lett, 2005, **B611**: 93; Kwon Y, Hosaka A, Lee S H. hep-ph/0505040.

[12] Navarra F S, Nielsen M, Silva R R. hep-ph/0510202.

[13] Huang H Z. nucl-ex/0509037; Ostrick M. Prog Part Nucl Phys, 2005, **55**: 337; Hicks K H. Prog Part Nucl Phys, 2005, **55**: 647.

[14] Weise W. Nucl Phys, 2000, **A670**: 3.

[15] Cohen T D, Furnstahl R J, Griegel D K, *et al*. Prog Part Nucl Phys, 1995, **35**: 221.

QCD Sum Rule and Hadron Physics*

ZHANG Jin[1, 2, 1)], ZUO Wei[1]

(1 *Institute of Modern Physics, Chinese Academy of Sciences, Lanzhou* 730000, *China*;
2 *Graduate School of Chinese Academy of Sciences, Beijing* 100049, *China*)

Abstract: QCD sum rule is an important nonperturbative method in hadron physics, it has been a powerful technique in study of hadron physics and nuclear physics. We give a brief introduction to the basic idea, the method and its application of QCD sum rule, emphasize the development of this method and some topics in recent years.

Key words: QCD sum rule; operator product expansion; quark condensate; gluon condensate

* **Received date**: 12 Oct. 2006; **Revised date**: 30 Dec. 2006

* **Foundation item**: National Natural Science Foundation of China(10575119, 10235030); Knowledge Innovation Project of Chinese Academy of Sciences (KJCX2-SW-No2); The Important Pre-research Project of the Chinese Ministry of Sciences and Technology(2002CCB00200)

1) E-mail: zhangjin@impcas.ac.cn