

文章编号: 1007-4627(2007)03-0165-06

由 QCD 求和规则计算 s 夸克质量*

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: 简要回顾了量子色动力学求和规则在计算 s 夸克质量方面的应用。结合 Dominguez, Gend 和 Paver 的工作, 重新考虑渐近自由阈以下的谱函数后, 计算了 s 夸克的质量, 得到 s 夸克的跑动质量 $\bar{m}_s(1 \text{ GeV}) = 219 \text{ MeV}$ 。讨论了影响计算结果精度的可能因素。

关键词: 量子色动力学求和规则; 谱函数; 不变质量; 跑动质量

中图分类号: O572.33 **文献标识码:** A

1 引言

s 夸克质量作为量子色动力学(QCD)中的一个基本参数, 它测度了手征 $SU(3) \times SU(3)$ 和味 $SU(3)$ 对称性破缺的程度, 其值的精确测定一直受到人们的关注。在标准模型框架之内, 对于低能 QCD 唯象学的研究和 CP 破坏参数 ϵ/ϵ' 的预言等, s 夸克的质量起着重要的作用。利用手征微扰论, 可以得到轻夸克质量的比值^[1, 2]:

$$\frac{m_s}{m_d} = 18.9 \pm 0.8, \quad \frac{m_u}{m_d} = 0.553 \pm 0.043. \quad (1)$$

由于 QCD 的禁闭性质, 利用微扰论不能得到单个夸克的质量, 要得到每一味夸克的质量, 必须利用非微扰方法。QCD 求和规则就是其中一种有效的非微扰方法^[3]。根据 QCD 求和规则, 人们对 s 夸克质量的计算做了许多工作, 这些计算从不同的物理角度出发, 选择不同的谱函数和截取适当的算符乘积展开式, 得到的结果均很接近^[4-14]。根据所选取的流的形式, 可以把相应的求和规则分为赝标道(pseudoscalar channel)和标量道(scalar channel)求和规则。赝标道求和规则中, 对轴矢流 $A_\mu = \bar{s}\gamma_\mu\gamma_5 u(x)$ 的散度作算符乘积展开:

$$\phi_5(q^2) = i \int dx e^{iqx} \langle 0 | T[J(x)J^\dagger(0)] | 0 \rangle,$$

其中 $J(x) = \partial^\nu A_\nu = im_s \bar{s}(x)\gamma_5 u(x)$; 在标量道求和规则中, 则对矢量流 $V_\mu = \bar{s}(x)\gamma_\mu u(x)$ 的散度展开:

$$\phi(q^2) = i \int dx e^{iqx} \langle 0 | T[J(x)J^\dagger(0)] | 0 \rangle,$$

这时 $J(x) = \partial^\nu V_\nu = im_s \bar{s}(x)u(x)$ 。前面两个散度的表达式中, 忽略了 u 夸克质量, m_s 为 s 夸克的质量, γ_u 和 γ_5 为 Dirac γ 矩阵, $s(x)$ 和 $u(x)$ 表示相应的夸克场。由于两类求和规则考虑的流不同, 导致微扰连续阈 s_0 以下谱函数的选择也不同: 赝标道求和规则中, 用 $K(1460)$ 和 $K(1830)$ 的径向激发加上共振子道 $K^*(892)-\pi$ 的贡献来参数化谱函数; 而在标量道求和规则中, 一般情况下只考虑 $K_0^*(1430)$ 和 $K_0^*(1950)$ 共振态的贡献。值得指出的是, 对于标量道求和规则情况, 人们很早就注意到, 在微扰连续阈 s_0 以下, 除了 $K_0^*(1430)$ 和 $K_0^*(1950)$ 的贡献之外, 还有一个非共振连续区的贡献。这一非共振连续区对 s 夸克质量的计算结果会产生影响, 这已被文献[8]的计算所证实。在 s_0 以上, 两类求和规则的谱函数都等于微扰 QCD 表达式。此外, 也可以根据 e^-e^+ 湮灭成强子、 τ 衰变的实验数据, 结合 QCD 求和规则来计算 s 夸克质量^[13, 14]。

文献[4]中, 算符乘积展开式保留到 $d=4$ 的算

* 收稿日期: 2007-01-11; 修改日期: 2007-04-02

* 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(KJXC2-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

符, 在渐近自由阈以下, 根据有限能量 QCD 求和规则的要求来参数化谱函数, 在渐近自由阈以上的强子连续区, 谱函数等于微扰 QCD 表达式。本文采用文献[4]中的展开式进行理论讨论, 得到算符 $d=4$ 的真空凝聚值; 对于阈 s_0 以下的共振态对唯象谱函数的贡献, 则用另外的参数化方法来表示: 我们将利用文献[8]中的参数化方法, 即用具有标量流 $K_0^*(1430)$ 和 $K_0^*(1950)$ 量子数的两束缚态的 Breit-Wigner 形式的共振把参数化中出现的因子 $|d(s)|^2$ 表示出来[8]。作为简单的考虑, 文中忽略了阈以下非共振连续区的贡献, 在阈 $s_0=6 \text{ GeV}^2$ 时, 对应不同的标度, 计算了 s 夸克的质量, 特别讨论了影响计算结果精确性的因素。

2 两点关联函数与求和规则

考虑如下的两点关联函数:

$$\phi(q^2) = i \int dx e^{iqx} \langle 0 | T [J(x) J^\dagger(0)] | 0 \rangle, \quad (2)$$

其中 $J(x)$ 是 $\Delta S=1$ 的矢量流的散度:

$$J(x) = \partial_\mu (\bar{s} \gamma^\mu u) = i(m_s - m_u) \bar{s} u. \quad (3)$$

通常只考虑 $\phi(q^2)$ 的二阶导数:

$$\psi''(q^2) = \frac{\partial^2}{\partial (q^2)^2} \phi(q^2). \quad (4)$$

利用色散关系, 可以把 $\psi''(q^2)$ 表示为

$$\psi''(q^2) = 2 \int_0^\infty ds \frac{\rho(s)}{(s - q^2 - i\epsilon)^3}, \quad (5)$$

式中谱函数 $\rho(s)$ 为

$$\rho(s) = \frac{1}{\pi} \text{Im} \phi(s), \quad (6)$$

对(5)式作 Borel 变换, 引入算符:

$$\hat{L} = \lim_{\substack{-q^2 \rightarrow \infty, n \rightarrow \infty \\ -q^2/n = M^2}} \frac{(-1)^n}{(n-1)!} (-q^2)^n \frac{d^n}{d(-q^2)^n}, \quad (7)$$

把(7)式作用到(5)式两边, 得到:

$$\psi''(M^2) = \frac{1}{M^6} \int_0^\infty ds \rho(s) e^{-s/M^2}, \quad (8)$$

做这样的处理之后, 右侧出现了一个指数因子。对适当的 Borel 参数 M^2 , (8) 式中的积分对低能区的谱函数 $\rho(s)$ 十分敏感。对关联函数做算符乘积展开后, 夸克的质量出现在(5)式的左边, 右边是对谱函

数积分。这个谱函数可以根据实验确定, 并能用强子参数表示出来, 这样就得到关于 s 夸克质量与 QCD 参数的表达式, 从而能够计算 s 夸克质量。对 $\psi''(Q^2)(Q^2 = -q^2)$ 做算符乘积展开得到[4]:

$$\begin{aligned} \psi''(Q^2) = & \frac{3}{8\pi^2} \frac{\bar{m}_s^2}{Q^2} \left[1 + \frac{11}{3} \frac{\bar{\alpha}_s}{\pi} - 2 \frac{\bar{m}_s^2}{Q^2} \left(1 + \frac{28}{3} \frac{\bar{\alpha}_s}{\pi} \right) - \right. \\ & \frac{\bar{m}_s^4}{Q^4} \frac{8}{7} \left(\frac{\pi}{\bar{\alpha}_s} + \frac{149}{24} \right) + \frac{2\pi}{3} \frac{\langle \alpha_s G^2 \rangle}{Q^4} + \\ & \left. 8\pi^2 \frac{\langle m_s \bar{q}q \rangle}{Q^4} \left(1 + \frac{22}{3} \frac{\bar{\alpha}_s}{\pi} \right) \right], \quad (9) \end{aligned}$$

其中 \bar{m}_s 表示跑动质量。在两圈时, \bar{m}_s 与不变质量 \hat{m}_s 的关系式为[15]

$$\begin{aligned} \bar{m}_s(Q^2) = & \frac{\hat{m}_s}{[\ln(Q/\Lambda)]^{-\gamma_1/\beta_1}} \cdot \\ & \left\{ 1 - \frac{\gamma_1 \beta_2}{\beta_1^3} \frac{\ln[\ln(Q^2/\Lambda^2)]}{\ln(Q/\Lambda)} + \right. \\ & \left. \frac{1}{\beta_1^2} \left(\gamma_2 - \frac{\gamma_1 \beta_2}{\beta_1} \right) \frac{1}{\ln(Q/\Lambda)} \right\}, \quad (10) \end{aligned}$$

$\bar{\alpha}_s$ 为跑动耦合常量:

$$\frac{\bar{\alpha}_s(Q^2)}{\pi} = \frac{2}{-\beta_1 \left\{ \ln(Q^2/\Lambda^2) + \frac{64}{81} \ln[\ln(Q^2/\Lambda^2)] \right\}}. \quad (11)$$

以上两式中 Λ 是 QCD 标度参量, 对于 n_f 味夸克, 其中的参数有以下表达式:

$$\beta_1 = -\frac{11}{2} + \frac{1}{3} n_f, \quad \gamma_1 = 2, \quad (12)$$

$$\beta_2 = -\frac{51}{4} + \frac{19}{12} n_f^{[16]}, \quad \gamma_2 = \frac{101}{12} - \frac{5}{18} n_f^{[17]}. \quad (13)$$

$\langle \alpha_s G^2 \rangle = \langle 0 | \alpha_s G^2 | 0 \rangle$ 和 $\langle m_s \bar{q}q \rangle = \langle 0 | m_s \bar{q}q | 0 \rangle$ 分别表示胶子凝聚和夸克凝聚, 在(9)式中忽略了 u 夸克的质量。

(9)式取自文献[4], 显然, 这一展开式比较简单, 只保留了 α_s 的一阶微扰部分和算符量纲 $d=4$ 的非微扰部分。尽管现在已经有更详尽的高阶展开[6, 8], 本文仍取这一简单展开式, 主要出于以下的考虑: 首先, 作为简单计算, 这样可使后续的计算简化; 另一方面, 我们首先要计算 \hat{m}_s , 再根据(10)式得到跑动质量 \bar{m}_s 的值。这样看来, 对(9)式做 Borel 变换和唯象方面的处理之后, 自然地得到一个显含 \hat{m}_s 的方程, 求解此方程, 就获得 \hat{m}_s 的值,

进而得到跑动质量 \bar{m}_s 。

把 Borel 变换(7)式代入(9)式两边得到^[4]：

$$\hat{L}[\psi''(Q^2)] = \frac{1}{M^6} \int_0^\infty ds \exp\left[-\frac{s}{M^2}\right] \frac{1}{\pi} \text{Im}\psi(s), \quad (14)$$

其中

$$\begin{aligned} \hat{L}[\psi''(Q^2)] = & \frac{3}{8\pi^2} \frac{\hat{m}_s^2}{M^2} \frac{1}{\left[\frac{1}{2} \ln(M^2/\Lambda^2)\right]^{-2\gamma_1/\beta_1}} \left\{ 1 + \frac{\bar{\alpha}_s}{\pi} \left[\frac{11}{3} - \gamma_1 \psi(1) + \frac{4\beta_2}{\beta_1^2} \ln\left(\ln \frac{M^2}{\Lambda^2}\right) - \frac{4}{\beta_1 \gamma_1} \left(\gamma_2 - \gamma_1 \frac{\beta_2}{\beta_1} \right) \right] \right\} - \\ & 2 \frac{\hat{m}_s^2}{M^2} \frac{1}{\left[\frac{1}{2} \ln(M^2/\Lambda^2)\right]^{-2\gamma_1/\beta_1}} \left\{ 1 + \frac{\bar{\alpha}_s}{\pi} \left[\frac{28}{3} - 2\gamma_1 \psi(2) + 8 \frac{\beta_2}{\beta_1^2} \ln\left(\ln \frac{M^2}{\Lambda^2}\right) - \frac{8}{\beta_1 \gamma_1} \left(\gamma_2 - \gamma_1 \frac{\beta_2}{\beta_1} \right) \right] \right\} - \\ & \frac{4}{7} \frac{\hat{m}_s^4}{M^4} \frac{1}{\left[\frac{1}{2} \ln(M^2/\Lambda^2)\right]^{-4\gamma_1/\beta_1}} \left[\frac{149}{24} - \frac{\beta_1}{2} \ln \frac{M^2}{\Lambda^2} - \frac{\beta_1}{2} \left(\frac{6\gamma_1}{\beta_1} + 1 \right) \psi(3) + \right. \\ & \left. \left(12 \frac{\beta_2}{\beta_1^2} + \frac{\beta_2}{\beta_1} \right) \ln\left(\ln \frac{M^2}{\Lambda^2}\right) - \frac{12}{\beta_1 \gamma_1} \left(\gamma_2 - \gamma_1 \frac{\beta_2}{\beta_1} \right) \right] + \frac{\pi}{3} \frac{\langle \alpha_s G^2 \rangle}{M_4} + 4\pi^2 \frac{\langle m_s \bar{q}q \rangle}{M^4} \cdot \\ & \left. \left\{ 1 + \frac{\bar{\alpha}_s}{\pi} \left[\frac{22}{3} - \gamma_1 \psi(3) + 4 \frac{\beta_2}{\beta_1^2} \ln\left(\ln \frac{M^2}{\Lambda^2}\right) - \frac{4}{\beta_1 \gamma_1} \left(\gamma_2 - \gamma_1 \frac{\beta_2}{\beta_1} \right) \right] \right\} \right\}, \quad (15) \end{aligned}$$

上式中 $\psi(n)$ 是双函数(digamma function)^[6]：

$$\psi(1) = -\gamma_E, \quad \psi(n) = \sum_{l=1}^{n-1} \frac{1}{l} - \gamma_E. \quad (16)$$

其中 γ_E 表示 Euler 常数, $\gamma_E = 0.577$ 。

至此完成了 QCD 求和规则中理论方面的讨论, 下面就是唯象方面的处理, 即(14)式右侧谱函数的选择, 可以写成^[5]：

$$\frac{1}{\pi} \text{Im}\psi(s) = \text{Im}\psi(s)|_{\text{res}} \theta(s_0 - s) + \text{Im}\psi(s)|_{\text{QCD}} \theta(s - s_0), \quad (17)$$

其中, 第 1 项表示渐近自由阈 s_0 以下的共振态的贡献, $s_0 = 6-7 \text{ GeV}^2$; 第 2 项是连续区贡献。按照文献[8], 在低于 $s_0 = 6-7 \text{ GeV}^2$ 时, 共振态贡献可以用 K_{13} 衰变中的标量形状因子 $d(s)$ 表示为

$$\frac{1}{\pi} \text{Im}\psi(s) = \frac{3}{32\pi^2} |d(s)|^2 \sqrt{\left(1 + \frac{s_+}{s}\right) \left(1 - \frac{s_-}{s}\right)}, \quad s_{\pm} = (m_K \pm m_\pi)^2. \quad (18)$$

物理上允许 K_{13} 衰变的范围是 $0 \leq s \leq s_-$, 而(18)式中 $s \geq s_{\text{th}} = (m_K + m_\pi)^2$, 在 $s \geq s_{\text{th}} = (m_K + m_\pi)^2$ 范围内, 可以用实验上了解得很好的两个 Breit-Wigner 共振态 $K_0^*(1430)$ 和 $K_0^*(1950)$ 的求和把 $d(s)$ 参数化为

$$|d(s)|^2 = |d(s_{\text{th}})|^2 \frac{\Gamma_1 / [(M_1^2 - s)^2 + M_1^2 \Gamma_1^2(s)] + \gamma^2 \Gamma_2 / [(M_2^2 - s)^2 + M_2^2 \Gamma_2^2(s)]}{\Gamma_1 / [M_1^2 - (m_K + m_\pi)^2]^2 + \gamma^2 \Gamma_2 / [M_2^2 - (m_K + m_\pi)^2]^2}, \quad (19)$$

上式中 $d(s_{\text{th}}) = (0.33 \pm 0.02) \text{ GeV}^{2[6]}$, $M_1 = (1423 \pm 10) \text{ MeV}$, $\Gamma_1 = (268 \pm 25) \text{ MeV}$, $M_2 = (1945 \pm 22) \text{ MeV}$, $\Gamma_2 = (201 \pm 86) \text{ MeV}$, $\gamma = 0.5 \pm 0.3$, 能量相关宽度 $\Gamma_i(s)$ 为

$$\Gamma_i(s) = \Gamma_i \sqrt{\frac{[1 - (m_K + m_\pi)^2/s][1 - (m_K - m_\pi)^2/s]}{[1 - (m_K + m_\pi)^2/M_i^2][1 - (m_K - m_\pi)^2/M_i^2]}}. \quad (20)$$

在 $s > s_0$ 连续区, 谱函数等于微扰 QCD 表达式:

$$\frac{1}{\pi} \text{Im}\phi(s) = \frac{3}{8\pi^2} \bar{m}_s^2(s) s \left[1 + \frac{17}{3} \frac{\alpha_s(s)}{\pi} \right], \quad (21)$$

对于算符乘积展开式中出现的夸克凝聚与胶子凝聚的值做如下选择:

$$\begin{aligned} \langle 0 | m_s \bar{s}s | 0 \rangle &= -(0.21 \pm 0.005) \text{ GeV}^4 [18], \\ \langle 0 | \alpha_s G^2 | 0 \rangle &= (0.07 \pm 0.01) \text{ GeV}^4 [19]. \end{aligned} \quad (22)$$

把(15)式和(17)式分别代入(14)式的左边和右边, 就可以得到关于 \hat{m}_s 的关系式, 求解这个关系式, 就得到 \hat{m}_s 的值。

3 计算结果与讨论

对于(10)和(11)式其中的标度 Λ , 实验上确定其下限约为 200 MeV。为了便于比较最后的计算结果, 本文在一个较宽的范围内改变其值, 取 $\Lambda = 300, 400$ 和 500 MeV, (12)式中的 $n_f = 3$, (17)式中的渐近自由阈 $s_0 = 5, 6$ 和 7 GeV^2 。

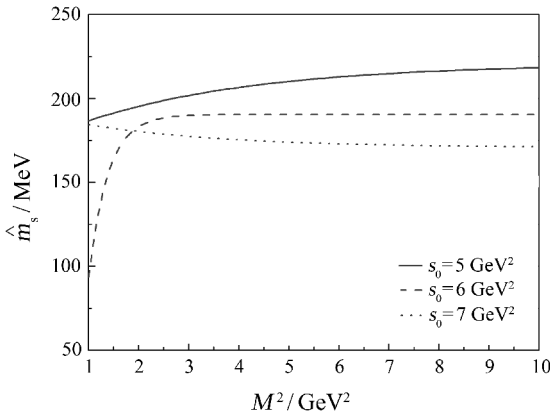


图 1 当 $\Lambda = 400$ MeV 时不变质量 \hat{m}_s 随 s_0 和 Borel 参数 M^2 的变化关系

根据前述的推导, 当 $\Lambda = 400$ MeV, 对应 $s_0 = 5, 6$ 和 7 GeV^2 时, 不变质量 \hat{m}_s 随 Borel 参数 M^2 的变化如图 1 所示, 由此得到 $\Lambda = 400$ MeV 这一固定值时, 不变质量 \hat{m}_s 分别为 218, 191 和 171 MeV。可以看出, 当 s_0 以 1 GeV^2 为间隔递增取值时, \hat{m}_s 的值约以 20 MeV 依次递减。相比而言, $s_0 = 5 \text{ GeV}^2$ 时, 所得结果稳定性较差, 而 $s_0 = 6$ 和 7 GeV^2 具有较好的稳定性。图 2 给出了 $s_0 = 6 \text{ GeV}^2$ 和对应的 $\Lambda = 300, 400$ 和 500 MeV 时, \hat{m}_s 与 Borel 参数 M^2 的关系。由图 2 可知, 在 $M^2 = 2.5 - 10 \text{ GeV}^2$ 时, \hat{m}_s 具有稳定值。由此得到: 当 $\Lambda = 300, 400$ 和

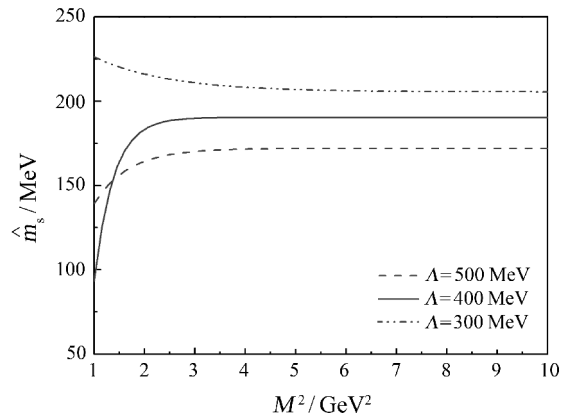


图 2 不变质量 \hat{m}_s 作为 Borel 参数 M^2 的函数

500 MeV 时, \hat{m}_s 分别为 206, 191 和 171 MeV, 不变质量 \hat{m}_s 随 Λ 的变化比较明显。这可以从(14)和(15)式来理解, 结合(14)和(15)式可知 \hat{m}_s 与 $\ln(M^2/\Lambda^2)$ 相关, 进一步的分析表明 \hat{m}_s 近似地正比于 $\ln(M^2/\Lambda^2)$ 。根据不变质量与跑动质量的关系(10)式, 得到相应的跑动质量 $\bar{m}_s(1 \text{ GeV})$ 分别为 196, 217 和 243 MeV, $\bar{m}_s(1 \text{ GeV})$ 随 Borel 参数 M^2 的变化如图 3 所示。可以看出, 当 s_0 不变时, 改变 Λ 的值, $\bar{m}_s(1 \text{ GeV})$ 的值在一个较大的范围内改变。

这可以从以下几个方面考虑: 一方面, 前已述及,

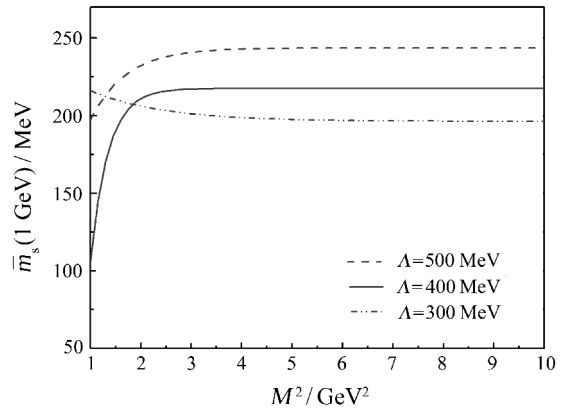


图 3 跑动质量 \bar{m}_s 作为 M^2 的函数

在渐近自由阈 s_0 以下, 还有一非共振的贡献, 在本文的计算中, 作为简化处理, 忽略了这一非共振贡献带来的影响。另一方面, 文中算符乘积展开式取得较简单, 只用关联函数的次主要阶表达式, 谱函数中只取 α_s 的一阶表达式, 忽略了二者的高阶贡献。此外, 展开式中不可避免地引入了目前人们

不是十分清楚的夸克和胶子凝聚, 它们的值也会对计算结果带来影响。对于胶子凝聚 $\langle 0 | (\alpha_s/\pi) G^2 | 0 \rangle$, 一般认为它的值为 $\langle 0 | (\alpha_s/\pi) G^2 | 0 \rangle = 2 \times 10^{-2} - 6 \times 10^{-2} \text{ GeV}^4$ 。文献[5]表明, 当 s_0 和 Λ 一定时, $\langle 0 | (\alpha_s/\pi) G^2 | 0 \rangle$ 的值在区间 $2 \times 10^{-2} - 6 \times 10^{-2} \text{ GeV}^4$ 由小变大时, \hat{m}_s 的值相应地由大变小, 进而影响 $\bar{m}_s(1 \text{ GeV})$ 的值。从(17)式可以知道, 阈 s_0 也作为一个可调参数出现在计算中, 对于不同的 s_0 , \bar{m}_s 应该基本保持稳定。本文只取了一个 s_0 的值代入计算, 并以这单一 s_0 取值下的计算值作为最后结果, 从而忽略了 s_0 的取值对计算结果的影响。这些因素都会影响计算结果的精度, 综合前面的讨论, 我们取计算的平均值作为最后结果:

$$\bar{m}_s(1 \text{ GeV}) = 219 \text{ MeV}。$$

这个值与文献[4]中的结果 $\bar{m}_s(1 \text{ GeV}) = (194 \pm 4) \text{ MeV}$ 基本符合, 说明了本文所用方法的正确性。

4 总结

结合文献[4]的工作, 重新考虑了 s_0 以下谱函数的参数化方法, 在算符乘积展开中只保留了 α_s 一阶的微扰部分和 $d=4$ 算符的非微扰贡献, 利用 QCD 求和规则计算了 s 夸克的质量。结果表明, 在只考虑 $K_0^*(1430)$ 和 $K_0^*(1950)$ 共振态的贡献时, 所得结果变化范围比较大, 但处于理论上可以接受的范围。这说明, 全面的计算应该计入非共振的影响。此外, 展开式的阶数、阈 s_0 的取值和凝聚项的贡献等, 对实际的计算也会产生影响。我们预计, 全面考虑这些因素后, 所得结果会更稳定。

参考文献 (References):

[1] Gasser J, Leutwyler H. Nucl Phys, 1985, **B250**: 539; Leu-

- twyler H. Nucl Phys, 1990, **B337**: 108; Leutwyler H. Phys Lett, 1996, **B378**: 313; Donoghue J, Holstein B, Wyler D. Phys Rev Lett, 1992, **69**: 3 444.
- [2] Gasser J, Leutwyler H. Nucl Phys, 1985, **B250**: 517.
- [3] Shifman M A, Vainshtein V A, Zakharov V I. Nucl Phys, 1979, **B147**: 385, 448; Reinders L J, Rubinstein H, Yazaki S. Phys Rep, 1985, **127**: 1; Zhang Jin, Zuo Wei. Nuclear Physics Review, 2007, **24**(1): 10(in Chinese). (张 劲, 左 维. 原子核物理评论, 2007, **24**(1): 10.)
- [4] Dominguez C A, Gend van C, Paver N. Phys Lett, 1991, **B253**: 241.
- [5] Chetyrkin K G, Dominguez C A, Pirjol D, *et al.* Phys Rev, 1995, **D51**: 5 090.
- [6] Jamin M, Münz M. arXiv: hep-ph/9409335.
- [7] Colangelo P, Fazio F D, Nardulli G, *et al.* Phys Lett, 1997, **B408**: 340.
- [8] Chetyrkin K G, Pirjol D, Schilcher K. Phys Lett, 1997, **B404**: 337.
- [9] Jamin M. Nucl Phys (Proc Suppl), 1998, **B64**: 250.
- [10] Chetyrkin K J, Kühn J H, Pivovarov A A. Nucl Phys, 1998, **B533**: 473.
- [11] Dominguez C A, Pirovano, L, Schilcher K. Nucl Phys(Proc Suppl), 1999, **B74**: 313.
- [12] Dominguez C A, Pirovano L, Schilcher K. Phys Lett, 1998, **B425**: 193.
- [13] Narsion S. Phys Rev, 2006, **D74**: 034 031, and the references therein.
- [14] Narsion S. Phys Lett, 2005, **B626**: 101, and the references therein.
- [15] Narsion S, Paver N, Rafeal E de. Nucl Phys, 1983, **B212**: 365.
- [16] Jones D R T. Nucl Phys, 1974, **B75**: 531; Caswell W. Phys Rev Lett, 1974, **33**: 244.
- [17] Tarrach R. Nucl Phys, 1981, **B183**: 384; Nachtmann O, Wetzel W. Nucl Phys, 1981, **B187**: 333.
- [18] Greiner W, Schäfer A. Quantum Chromodynamics. Berlin Heidelberg: Springer-Verlag, 1994, 366.
- [19] Narsion S. Phys Lett, 2005, **B626**: 101.

Determining Strange Quark Mass from QCD Sum Rule^{*}

ZHANG Jin^{1, 2, 1)}, ZUO Wei¹

(1 *Institute of Modern Physics, Chinese Academy of Sciences, Lanzhou 730000, China;*

2 Graduate School of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

Abstract: We gave a brief review on the determination of the strange quark mass by QCD sum rule. Combining with the work of Dominguez, Gend and Paver, we reconstructed the spectral function below the threshold by the sum of two Breit-Wigner form resonances, we obtained $\bar{m}_s(1 \text{ GeV}) = 219 \text{ MeV}$, where \bar{m}_s is the running mass of the strange quark.

Key words: QCD sum rule; spectral function; invariant mass; running mass

* **Received date:** 11 Jan. 2007; **Revised date:** 2 Apr. 2007

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

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